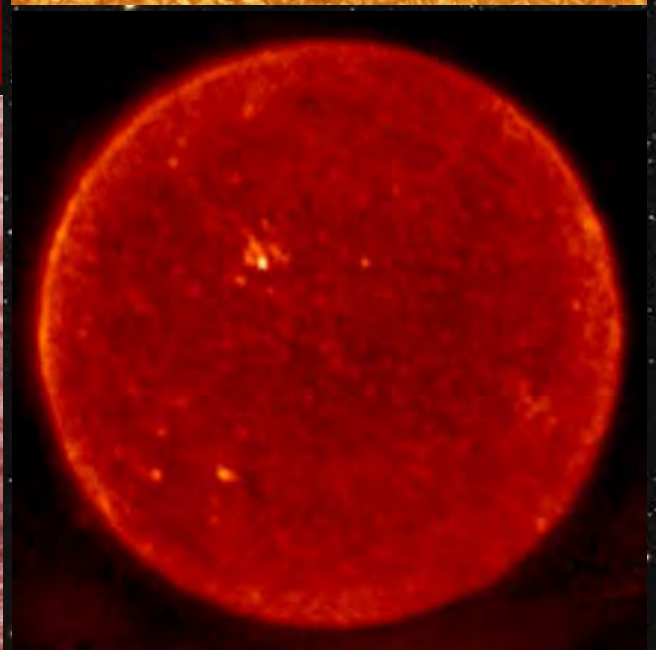
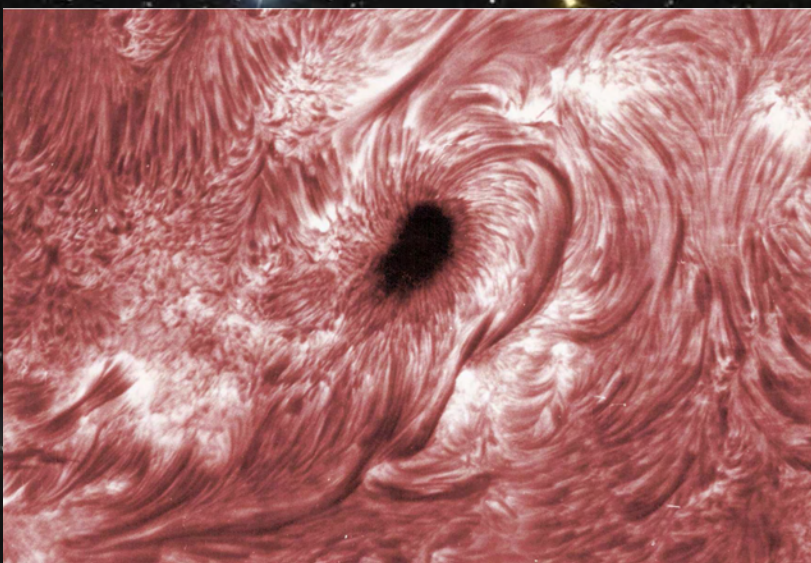
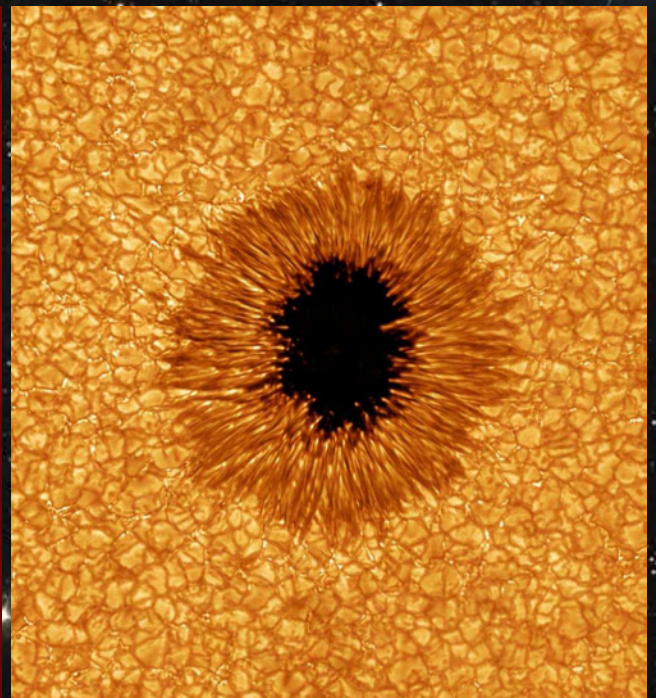
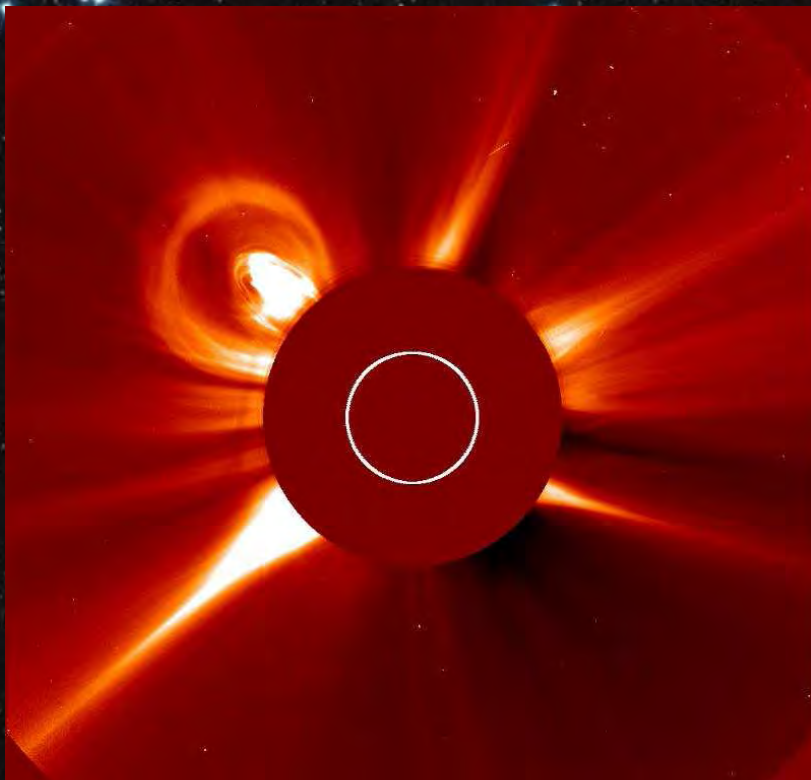


# ΦΥΣΙΚΗ ΤΟΥ ΗΛΙΟΥ ΚΑΙ ΤΟΥ ΔΙΑΣΤΗΜΑΤΟΣ

Κ. Ε. ΑΛΥΣΣΑΝΔΡΑΚΗΣ, Α. ΝΙΝΤΟΣ, Σ. ΠΑΤΣΟΥΡΑΚΟΣ

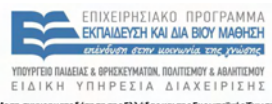


Ελληνικά Ακαδημαϊκά Ηλεκτρονικά  
Συγγράμματα και Βοηθήματα  
[www.kallipos.gr](http://www.kallipos.gr)

**HEALLINK**  
Σύνδεσμος Ελληνικών Ακαδημαϊκών Βιβλιοθηκών



Ευρωπαϊκή Ένωση  
Ευρωπαϊκό Κοινωνικό Ταμείο



ΕΠΙΧΕΙΡΗΣΙΑΚΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ  
ΕΚΠΑΙΔΕΥΣΗ ΚΑΙ ΔΙΑ ΒΙΟΥ ΜΑΘΗΣΗ  
ανάπτυξη της κοινωνίας της γνώσης  
ΥΠΟΥΡΓΕΙΟ ΠΑΙΔΕΙΑΣ & ΘΡΗΣΚΕΥΜΑΤΩΝ, ΠΟΛΙΤΙΣΜΟΥ & ΑΘΛΗΤΙΣΜΟΥ  
ΕΙΔΙΚΗ ΥΠΗΡΕΣΙΑ ΔΙΑΧΕΙΡΙΣΗΣ  
Με τη συγχρηματοδότηση της Ελλάδας και της Ευρωπαϊκής Ένωσης



ΕΣΠΑ  
2007-2013  
Πρόγραμμα για το έθνος  
ΕΥΡΩΠΑΪΚΟ ΚΟΙΝΩΝΙΚΟ ΤΑΜΕΙΟ



## ΦΥΣΙΚΗ ΤΟΥ ΗΛΙΟΥ ΚΑΙ ΤΟΥ ΔΙΑΣΤΗΜΑΤΟΣ

**Συγγραφή:**

Κ.Ε. ΑΛΥΣΣΑΝΔΡΑΚΗΣ, Α. ΝΙΝΤΟΣ, Σ. ΠΑΤΣΟΥΡΑΚΟΣ

**Κριτικός αναγνώστης:**

Λ. ΒΛΑΧΟΣ

**Συντελεστές έκδοσης:**

ΤΕΧΝΙΚΗ ΕΠΕΞΕΡΓΑΣΙΑ: Α. ΚΟΥΛΟΥΜΒΑΚΟΣ

Copyright © ΣΕΑΒ, 2015



Το παρόν έργο αδειοδοτείται υπό τους όρους της άδειας Creative Commons Αναφορά Δημιουργού - Μη Εμπορική Χρήση - Όχι Παράγωγα Έργα 3.0. Για να δείτε ένα αντίγραφο της άδειας αυτής επισκεφτείτε τον ιστότοπο <https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/gr/>

Σύνδεσμος Ελληνικών Ακαδημαϊκών Βιβλιοθηκών  
Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο  
Ηρώων Πολυτεχνείου 9, 15780 Ζωγράφου  
www.kallipos.gr

ISBN: 978-960-603-430-5

# ΦΥΣΙΚΗ ΤΟΥ ΗΛΙΟΥ ΚΑΙ ΤΟΥ ΔΙΑΣΤΗΜΑΤΟΣ

Κ. Ε. ΑΛΥΣΣΑΝΔΡΑΚΗΣ, Α. ΝΙΝΤΟΣ, Σ. ΠΑΤΣΟΥΡΑΚΟΣ

Τομέας Αστρογεωφυσικής

Τμήμα Φυσικής

Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων

Ιωάννινα, 2015



στη μνήμη των θεμελιωτών της Ηλιακής Φυσικής στην Ελλάδα

Κώστα Μακρή και Γεωργίου Μπάνου



# Πρόλογος

Το βιβλίο αυτό προέρχεται από το μάθημα της Ηλιακής Φυσικής που είχε αναπτυχθεί στο Φυσικό Τμήμα του Πανεπιστημίου Αθηνών τη δεκαετία το 1980 και συνεχίστηκε στο Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων από τα μέσα της δεκαετίας του 1990 και από το μάθημα της Διαστημικής Φυσικής που αναπτύχθηκε στο Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων τη δεκαετία του 2000. Και τα δύο μαθήματα απευθύνονται σε προπτυχιακούς φοιτητές που κατέχουν τις βασικές γνώσεις της Φυσικής, χωρίς να απαιτούν ειδικές γνώσεις Αστροφυσικής και Φυσικής του Πλάσματος οι οποίες εκτίθενται συνοπτικά στα αντίστοιχα κεφάλαια του βιβλίου.

Στην παρούσα έκδοση γίνεται μια ενοποιημένη παρουσίαση της φυσικής του ήλιου και του μεσοπλανητικού χώρου, και επειδή η συμπεριφορά τους διέπεται από τις ίδιες φυσικές αρχές, αλλά και γιατί συγκροτούν ένα ενιαίο σύνολο, την ηλιόσφαιρα. Επί πλέον επιχειρήσαμε μια ισορροπημένη παρουσίαση παρατηρησιακών και θεωρητικών πλευρών, πλευρών που συνδέονται με την ακτινοβολία και πλευρών που συνδέονται με το πλάσμα, αλλά και, όσον αφορά την παρατήρηση, μια επίσης ισορροπημένη παρουσίαση των δεδομένων που προέρχονται από όλο το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα, από τα μετρικά ραδιοκύματα ως τις σκληρές ακτίνες X, αλλά και από επιτόπιες μετρήσεις σωματιδίων όλων των ενεργειών.

Μετά από μια σύντομη εισαγωγή, αναλύονται τα βασικά εργαλεία που μας επιτρέπουν να πάρουμε πληροφορίες για τις φυσικές συνθήκες στον ήλιο από την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία που εκπέμπει. Στο τρίτο κεφάλαιο περιγράφουμε το ενιαίο σύστημα ήλιου-ηλιακού ανέμου ως ένα σύστημα με σφαιρική συμμετρία, αγνοώντας τις οριζόντιες μεταβολές και στο τέταρτο συζητούμε με συντομία τη φυσική του εσωτερικού του ήλιου. Στα επόμενα τρία κεφάλαια παρουσιάζουμε βασικές πλευρές της φυσικής του πλάσματος, απαραίτητες για να προχωρήσουμε στη συζήτηση της τριδιάστατης δομής της ηλιόσφαιρας, την οποία παρουσιάζουμε στο όγδοο κεφάλαιο. Στη συνέχεια συζητούμε τα εκρηκτικά φαινόμενα στον ήλιο και τον ενδεκαετή κύκλο της ηλιακής δραστηριότητας για να καταλήξουμε, στα δύο τελευταία κεφάλαια, στη επίδραση των ηλιακών φαινομένων στο μεσοπλανητικό χώρο και τις πλανητικές μαγνητόσφαιρες. Τέλος, στο Παράρτημα Α', περιγράφουμε τα βασικά όργανα που χρησιμοποιούμε για την παρατήρηση του ήλιου από τη Γη και από το διάστημα.

Προσπαθήσαμε να αποδώσουμε την ορολογία με απλές λέξεις της νέας ελληνικής γλώσσας, παίρνοντας υπ' όψιν και την σχετική βιβλιογραφία. Η απόδοση έχει δυσκολία σε ένα πεδίο όπου νέα πράγματα έρχονται με γρήγορο ρυθμό και όπου οι νέοι όροι στην ελληνική γλώσσα δεν έχουν ακόμα καθιερωθεί. Στις περισσότερες περιπτώσεις παραθέτουμε και τους αντίστοιχους αγγλικούς όρους για πληρότητα, ενώ στο ευρετήριο συμπεριλάβαμε λεξιλόγο αγγλικών όρων. Ως δεκαδικό σημείο χρησιμοποιούμε την τελεία αντί της υποδιαστολής και ξεχωρίζουμε τις χιλιάδες με ένα μικρό κενό, γράφουμε, π.χ., 3 545.65. Παρά τη διάδοση του συστήματος μονάδων SI, προτιμούμε το cgs, μαζί με κάποιες παραδοσιακές μονάδες, π.χ., Å για το μήκος κύματος αντί για nm, Gauss για το μαγνητικό πεδίο αντί για Tesla.

Το αποτέλεσμα ελπίζουμε ότι ανταποκρίνεται στο περιεχόμενο και το επίπεδο ενός προχωρημένου προπτυχιακού μαθήματος, ή ενός εισαγωγικού μεταπτυχιακού. Δεν φιλοδοξήσαμε να δώσουμε ένα διδακτικό βιβλίο σε καθαρά μεταπτυχιακό επίπεδο διότι κάτι τέτοιο θα ήταν αδύνατο (ή τουλάχιστον έξω από τις δικές μας δυνατότητες), λόγω της ανάπτυξης που έχει το αντικείμενο. Βέβαια, όπως σε όλες τις περιπτώσεις, η ορθολογική χρήση ενός διδακτικού βιβλίου εναπόκειται στον διδάσκοντα.

Οι συγγραφείς εκφράζουν τις θερμές τους ευχαριστίες στο συνάδελφο Λουκά Βλάχο για τη βοήθειά

του με την ιδιότητα του κριτικού αναγνώστη και στον κ. Θανάση Κουλουμβάκο για την επιμέλεια των εικόνων και τη μετατροπή του κειμένου σε μορφή ηλεκτρονικού βιβλίου.

Γιάννενα, 2015



# Περιεχόμενα

|           |  |          |
|-----------|--|----------|
| <b>1</b>  | <b>Εισαγωγή</b>  | <b>1</b> |
| 1.1       | Σημασία της μελέτης του Ήλιου και του διαστήματος . . . . .    | 1        |
| 1.2       | Γεωμετρικά χαρακτηριστικά του ήλιου . . . . .                  | 1        |
| 1.3       | Φυσικά χαρακτηριστικά του Ήλιου . . . . .                      | 3        |
| 1.4       | Η ηλιακή ατμόσφαιρα . . . . .                                  | 4        |
| 1.5       | Ασκήσεις . . . . .   | 7        |
| 1.6       | Βιβλιογραφία . . . . .   | 7        |
| <b>2</b>  | <b>Διαγνωστική του ηλιακού πλάσματος</b>                       | <b>9</b> |
| 2.1       | Εισαγωγή . . . . .   | 9        |
| 2.2       | Μεταφορά της ακτινοβολίας . . . . .                            | 9        |
| 2.2.1     | Πεδίο ακτινοβολίας . . . . .                                   | 9        |
| 2.2.2     | Συντελεστές εκπομπής και απορρόφησης . . . . .                 | 12       |
| 2.2.3     | Εξίσωση μεταφοράς της ακτινοβολίας . . . . .                   | 13       |
| 2.3       | Διαδικασίες εκπομπής-απορρόφησης . . . . .                     | 17       |
| 2.3.1     | Δέσμιες-ελεύθερες ατομικές μεταπτώσεις (bound-free) . . . . .  | 18       |
| 2.3.2     | Ελεύθερες-ελεύθερες ατομικές μεταπτώσεις (free-free) . . . . . | 19       |
| 2.3.2.1   | Απορρόφηση από το αρνητικό ιόν υδρογόνου . . . . .             | 21       |
| 2.3.3     | Δέσμιες-δέσμιες μεταπτώσεις (bound-bound) . . . . .            | 21       |
| 2.3.3.1   | Πιθανότητες μετάπτωσης . . . . .                               | 21       |
| 2.3.3.2   | Συντελεστής απορρόφησης . . . . .                              | 22       |
| 2.3.3.3   | Παράγοντες διεύρυνσης γραμμών . . . . .                        | 23       |
| 2.3.3.3.1 | Διεύρυνση Doppler (θερμική) . . . . .                          | 23       |
| 2.3.3.3.2 | Διεύρυνση από συγκρούσεις . . . . .                            | 25       |
| 2.3.3.3.3 | Διεύρυνση Zeeman . . . . .                                     | 25       |
| 2.3.3.3.4 | Διεύρυνση Stark . . . . .                                      | 25       |
| 2.3.4     | Γυρομαγνητική ακτινοβολία . . . . .                            | 26       |
| 2.3.5     | Ακτινοβολία από κύματα πλάσματος . . . . .                     | 27       |
| 2.4       | Φασματικές γραμμές . . . . .                                   | 28       |

|          |   |           |
|----------|---|-----------|
| 2.4.1    | Παρατηρήσιμες ποσότητες . . . . .   | 28        |
| 2.4.2    | Εξίσωση μεταφοράς . . . . .   | 29        |
| 2.4.3    | Υπολογισμός προφίλ γραμμής στην καθαρά θερμική περίπτωση . . . . .        | 30        |
| 2.4.4    | Η καμπύλη αύξησης . . . . .   | 31        |
| 2.4.5    | Επίδραση της σκέδασης . . . . .   | 32        |
| 2.4.6    | Παραδείγματα προφίλ φασματικών γραμμών . . . . .                          | 33        |
| 2.5      | Ασκήσεις . . . . .  | 35        |
| 2.6      | Βιβλιογραφία . . . . .  | 36        |
| <b>3</b> | <b>Μονοδιάστατα μοντέλα της ηλιακής ατμόσφαιρας και της ηλιόσφαιρας</b>   | <b>37</b> |
| 3.1      | Εισαγωγή . . . . .  | 37        |
| 3.2      | Το ύψος σχηματισμού της ακτινοβολίας . . . . .                            | 38        |
| 3.3      | Εμπειρικά μοντέλα της φωτόσφαιρας στο συνεχές . . . . .                   | 39        |
| 3.3.1    | Αντιστροφή της καμπύλης μεταβολής κέντρου-χειλούς . . . . .               | 39        |
| 3.3.2    | Συντελεστής απορρόφησης και πηγές αδιαφάνειας . . . . .                   | 40        |
| 3.3.3    | Υπολογισμός της πίεσης και του γεωμετρικού βάρους . . . . .               | 41        |
| 3.3.4    | Αποτελέσματα . . . . .  | 42        |
| 3.4      | Η μεταβατική περιοχή χρωμόσφαιρας-στέμματος . . . . .                     | 44        |
| 3.5      | Διαγνωστική του πλάσματος στην οπτικά λεπτή περίπτωση . . . . .           | 47        |
| 3.5.1    | Η έννοια του μέτρου εκπομπής . . . . .                                    | 47        |
| 3.5.2    | Διαγνωστική της θερμοκρασίας από λόγους εντάσεων . . . . .                | 49        |
| 3.5.3    | Διαγνωστική της σχετικής αφθονίας στοιχείων από λόγους εντάσεων . . . . . | 49        |
| 3.5.4    | Διαγνωστική της πυκνότητας από λόγους εντάσεων . . . . .                  | 50        |
| 3.5.5    | Μη θερμικές κινήσεις . . . . .  | 51        |
| 3.5.6    | Αμαύρωση Doppler . . . . .  | 51        |
| 3.6      | Ακτινοβολία και δομή του στέμματος . . . . .                              | 52        |
| 3.6.1    | Συνεχής εκπομπή . . . . .   | 52        |
| 3.6.2    | Μοντέλα του στέμματος . . . . .   | 55        |
| 3.6.3    | Φασματικές γραμμές του στέμματος . . . . .                                | 57        |
| 3.7      | Ο ηλιακός άνεμος . . . . .  | 59        |
| 3.7.1    | Μετά το στέμμα τι; . . . . .  | 59        |
| 3.7.2    | Βασικές εξισώσεις . . . . .   | 59        |
| 3.7.3    | Ολοκλήρωση της εξίσωσης κίνησης . . . . .                                 | 61        |
| 3.7.4    | Ηλιακή αύρα ή ηλιακός άνεμος; . . . . .                                   | 63        |
| 3.7.4.1  | Θέση του κρίσιμου σημείου . . . . .                                       | 63        |
| 3.7.4.2  | Συμπεριφορά κοντά στη γη . . . . .  | 64        |
| 3.7.4.3  | Συμπεριφορά στο άπειρο . . . . .  | 64        |
| 3.7.5    | Τα αποτελέσματα των μετρήσεων . . . . .                                   | 65        |

|          |  |            |
|----------|--|------------|
| 3.7.6    | Πού τελειώνει ο ηλιακός άνεμος; . . . . .                        | 66         |
| 3.7.7    | Απώλειες μάζας, ενέργειας και στροφορμής . . . . .               | 67         |
| 3.8      | Ασκήσεις . . . . .   | 69         |
| 3.9      | Βιβλιογραφία . . . . .   | 70         |
| <b>4</b> | <b>Το εσωτερικό του ήλιου</b>                                    | <b>73</b>  |
| 4.1      | Εισαγωγή . . . . .   | 73         |
| 4.2      | Βασικές αρχές . . . . .  | 73         |
| 4.3      | Πηγές ενέργειας . . . . .  | 75         |
| 4.4      | Ρεύματα μεταφοράς . . . . .                                      | 76         |
| 4.5      | Μοντέλο του εσωτερικού του Ήλιου . . . . .                       | 78         |
| 4.6      | Τι μάθαμε από τα νετρίνα . . . . .                               | 79         |
| 4.7      | Ταλαντώσεις και ηλιοσεισμολογία . . . . .                        | 81         |
| 4.8      | Ασκήσεις . . . . .   | 87         |
| 4.9      | Βιβλιογραφία . . . . .   | 87         |
| <b>5</b> | <b>Αλληλεπίδραση του ηλιακού πλάσματος με το μαγνητικό πεδίο</b> | <b>89</b>  |
| 5.1      | Εισαγωγή . . . . .   | 89         |
| 5.2      | Βασικές έννοιες . . . . .  | 90         |
| 5.3      | Κίνηση σωματίων σε μαγνητικό πεδίο . . . . .                     | 91         |
| 5.3.1    | Κίνηση ολίσθησης . . . . .                                       | 91         |
| 5.3.2    | Η μαγνητική ροπή . . . . .                                       | 92         |
| 5.3.3    | Μαγνητικές παγίδες . . . . .                                     | 93         |
| 5.4      | Μαγνητοϋδροδυναμική περιγραφή του πλάσματος . . . . .            | 94         |
| 5.5      | Η δύναμη Lorentz . . . . .                                       | 95         |
| 5.6      | Παραδείγματα δύναμης Lorentz . . . . .                           | 96         |
| 5.7      | Μαγνητοϋδροστατική . . . . .                                     | 102        |
| 5.8      | Υπολογισμός του μαγνητικού πεδίου στο στέμμα . . . . .           | 103        |
| 5.8.1    | Υπόθεση χωρίς ρεύματα . . . . .                                  | 103        |
| 5.8.2    | Υπόθεση με ρεύματα παράλληλα στο πεδίο . . . . .                 | 105        |
| 5.8.2.1  | Γραμμική λύση χωρίς δυνάμεις . . . . .                           | 106        |
| 5.8.2.2  | Μη γραμμική λύση χωρίς δυνάμεις . . . . .                        | 107        |
| 5.8.2.3  | Λύση των ΜΥΔ εξισώσεων . . . . .                                 | 108        |
| 5.9      | Ασκήσεις . . . . .   | 109        |
| 5.10     | Βιβλιογραφία . . . . .   | 109        |
| <b>6</b> | <b>Μαγνητική επανασύνδεση</b>                                    | <b>111</b> |
| 6.1      | Εισαγωγή . . . . .   | 111        |
| 6.2      | Χρονική εξέλιξη του μαγνητικού πεδίου . . . . .                  | 111        |

|          |   |            |
|----------|---|------------|
| 6.2.1    | Παγωμένες δυναμικές γραμμές . . . . .                       | 112        |
| 6.2.2    | Διάχυση του μαγνητικού πεδίου . . . . .                     | 112        |
| 6.2.3    | Φύλλα ρεύματος . . . . .                                    | 115        |
| 6.3      | Ο μηχανισμός της μαγνητικής επανασύνδεσης . . . . .         | 116        |
| 6.4      | Το μοντέλο Sweet-Parker . . . . .                           | 117        |
| 6.5      | Εναλλακτικές προσεγγίσεις . . . . .                         | 119        |
| 6.5.1    | Το μοντέλο Petschek . . . . .                               | 120        |
| 6.5.2    | Ασταθής μαγνητική επανασύνδεση . . . . .                    | 120        |
| 6.6      | Μαγνητική επανασύνδεση σε τρεις διαστάσεις . . . . .        | 122        |
| 6.7      | Μαγνητική ελικότητα . . . . .                               | 125        |
| 6.8      | Ασκήσεις . . . . .  | 126        |
| 6.9      | Βιβλιογραφία . . . . .                                      | 127        |
| <b>7</b> | <b>Κυματικά φαινόμενα στο πλάσμα</b>                        | <b>129</b> |
| 7.1      | Εισαγωγή . . . . .  | 129        |
| 7.1.1    | Παράμετροι κύματος . . . . .                                | 129        |
| 7.1.2    | Γραμμικοποίηση των εξισώσεων . . . . .                      | 130        |
| 7.2      | Μαγνητοϋδροδυναμικά κύματα . . . . .                        | 130        |
| 7.2.1    | Κύματα Alfvén . . . . .                                     | 131        |
| 7.2.2    | Μαγνητο-ακουστικά κύματα . . . . .                          | 133        |
| 7.2.3    | ΜΥΔ κύματα με τυχαία διεύθυνση ως προς το πεδίο . . . . .   | 134        |
| 7.3      | Εσωτερικά βαρυτικά κύματα . . . . .                         | 135        |
| 7.4      | Κρουστικά κύματα . . . . .                                  | 136        |
| 7.4.1    | Η έννοια του κρουστικού κύματος . . . . .                   | 136        |
| 7.4.2    | Πληροφορία και μη γραμμικότητα . . . . .                    | 137        |
| 7.4.3    | Το σύστημα αναφοράς του κρουστικού κύματος . . . . .        | 138        |
| 7.4.4    | Κρουστικά κύματα χωρίς συγκρούσεις . . . . .                | 139        |
| 7.4.5    | Αρχές διατήρησης . . . . .                                  | 140        |
| 7.4.5.1  | Υδροδυναμικά κρουστικά κύματα . . . . .                     | 140        |
| 7.4.5.2  | Μαγνητοϋδροδυναμικά κρουστικά κύματα . . . . .              | 141        |
| 7.4.6    | Συνθήκες ασυνέχειας . . . . .                               | 142        |
| 7.4.7    | Γρήγορα και αργά κρουστικά κύματα . . . . .                 | 143        |
| 7.5      | Ηλεκτρομαγνητικά κύματα σε μη μαγνητισμένο πλάσμα . . . . . | 144        |
| 7.6      | Ηλεκτρομαγνητικά κύματα σε μαγνητισμένο πλάσμα . . . . .    | 145        |
| 7.6.1    | Ηλεκτρομαγνητικά κύματα παράλληλα στο πεδίο . . . . .       | 145        |
| 7.6.2    | Ηλεκτρομαγνητικά κύματα κάθετα στο πεδίο . . . . .          | 147        |
| 7.7      | Ασκήσεις . . . . .  | 147        |
| 7.8      | Βιβλιογραφία . . . . .                                      | 148        |

|          |   |            |
|----------|---|------------|
| <b>8</b> | <b>Τριδιάστατη δομή του ήλιου και της ηλιόσφαιρας</b>           | <b>149</b> |
| 8.1      | Εισαγωγή . . . . .  | 149        |
| 8.2      | Η προέλευση της λεπτής υφής . . . . .                           | 149        |
| 8.3      | Χαρακτηριστικές κλίμακες της λεπτής υφής . . . . .              | 150        |
| 8.4      | Η δομή της ήρεμης φωτόσφαιρας . . . . .                         | 150        |
| 8.5      | Μικρής κλίμακας μαγνητικά πεδία . . . . .                       | 152        |
| 8.6      | Η χρωμόσφαιρα στον ήρεμο ήλιο . . . . .                         | 154        |
| 8.7      | Νήματα και προεξοχές . . . . .                                  | 155        |
| 8.8      | Η δομή του στέμματος . . . . .                                  | 157        |
| 8.9      | Η δομή του ηλιακού ανέμου . . . . .                             | 162        |
| 8.9.1    | Γρήγορος και αργός ηλιακός άνεμος . . . . .                     | 162        |
| 8.9.2    | Το μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο . . . . .                      | 164        |
| 8.9.3    | Το μεσοπλανητικό φύλλο ρεύματος και η δομή των τομέων . . . . . | 166        |
| 8.9.4    | Συμπεριστροφόμενες περιοχές αλληλεπίδρασης . . . . .            | 167        |
| 8.9.5    | Η ηλιόσφαιρα κατά τον ηλιακό κύκλο . . . . .                    | 169        |
| 8.9.6    | Η ηλιόσφαιρα έξω από το επίπεδο της εκλειπτικής . . . . .       | 169        |
| 8.10     | Τα ηλιακά κέντρα δράσης . . . . .                               | 171        |
| 8.10.1   | Ανάπτυξη και μορφολογία των κέντρων δράσης . . . . .            | 171        |
| 8.10.2   | Χαρακτηριστικά των κηλίδων . . . . .                            | 175        |
| 8.11     | Η θέρμανση της χρωμόσφαιρας και του στέμματος . . . . .         | 181        |
| 8.12     | Ασκήσεις . . . . .  | 183        |
| 8.13     | Βιβλιογραφία . . . . .  | 184        |
| <b>9</b> | <b>Εκρηκτικά φαινόμενα στην ηλιακή ατμόσφαιρα</b>               | <b>187</b> |
| 9.1      | Εισαγωγή . . . . .  | 187        |
| 9.2      | Οι εκλάμψεις και οι παρατηρησιακές εκδηλώσεις τους . . . . .    | 188        |
| 9.2.1    | Περιοχές εμφάνισης των εκλάμψεων . . . . .                      | 189        |
| 9.2.2    | Ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία των εκλάμψεων . . . . .            | 191        |
| 9.2.2.1  | Θερμικές εκπομπές . . . . .                                     | 191        |
| 9.2.2.2  | Μη θερμικές εκπομπές . . . . .                                  | 193        |
| 9.2.3    | Χρονικές κλίμακες . . . . .                                     | 195        |
| 9.3      | Εκτοξεύσεις στεμματικού υλικού (CMEs) . . . . .                 | 196        |
| 9.3.1    | Μορφολογία των CMEs . . . . .                                   | 196        |
| 9.3.2    | Κινηματική των CMEs . . . . .                                   | 200        |
| 9.3.3    | Οι περιοχές προέλευσης των CMEs . . . . .                       | 202        |
| 9.4      | Ενεργειακό ισοζύγιο . . . . .                                   | 203        |
| 9.5      | Μοντέλα εκλάμψεων και CMEs . . . . .                            | 205        |
| 9.5.1    | Συσσώρευση μαγνητικής ενέργειας . . . . .                       | 205        |

|           |  |            |
|-----------|--|------------|
| 9.5.2     | Η έκλυση της ενέργειας . . . . .   | 206        |
| 9.5.2.1   | Η αναγκαιότητα για μαγνητική επανασύνδεση . . . . .                                  | 206        |
| 9.5.2.2   | Μοντέλα εκλάμψεων χωρίς CME . . . . .  | 207        |
| 9.5.3     | Το τυπικό μοντέλο εκλάμψεων-CMEs . . . . .   | 208        |
| 9.6       | Ασκήσεις . . . . .   | 212        |
| 9.7       | Βιβλιογραφία . . . . .   | 214        |
| <b>10</b> | <b>Ο κύκλος της ηλιακής δραστηριότητας</b>   | <b>215</b> |
| 10.1      | Εισαγωγή . . . . .   | 215        |
| 10.2      | Δείκτες της ηλιακής δραστηριότητας . . . . .   | 215        |
| 10.3      | Άλλα χαρακτηριστικά του ηλιακού κύκλου . . . . .                                     | 218        |
| 10.3.1    | Μεταβολή του πλάτους των κηλίδων . . . . .   | 218        |
| 10.3.2    | Η πολικότητα των κηλίδων . . . . .   | 219        |
| 10.3.3    | Η πολικότητα του γενικού μαγνητικού πεδίου . . . . .                                 | 219        |
| 10.4      | Το μοντέλο Babcock . . . . .   | 219        |
| 10.5      | Νεότερα μοντέλα ηλιακού δυναμό . . . . .   | 221        |
| 10.5.1    | Κινηματικά μοντέλα ηλιακού δυναμό . . . . .  | 222        |
| 10.5.2    | Μέθοδοι πρόβλεψης του ηλιακού κύκλου . . . . .                                       | 224        |
| 10.6      | Ασκήσεις . . . . .   | 224        |
| 10.7      | Βιβλιογραφία . . . . .   | 226        |
| <b>11</b> | <b>Εκτοξεύσεις στεμματικού υλικού και ενεργητικά σωματρία στο μεσοπλανητικό χώρο</b> | <b>227</b> |
| 11.1      | Εισαγωγή . . . . .   | 227        |
| 11.2      | Δυναμική των εκτοξεύσεων στεμματικού υλικού . . . . .                                | 227        |
| 11.3      | Εκτοξεύσεις στεμματικού υλικού στο μεσοπλανητικό χώρο . . . . .                      | 231        |
| 11.3.1    | Κρουστικά κύματα . . . . .   | 233        |
| 11.3.2    | Μαγνητικά σύννεφα . . . . .  | 235        |
| 11.4      | Πληθυσμοί ενεργητικών σωματιών . . . . .   | 237        |
| 11.5      | Ηλιακά ενεργητικά σωματρία . . . . .   | 239        |
| 11.6      | Ασκήσεις . . . . .   | 241        |
| 11.7      | Βιβλιογραφία . . . . .   | 242        |
| <b>12</b> | <b>Επιδράσεις στη μαγνητόσφαιρα της Γης και άλλων πλανητών</b>                       | <b>245</b> |
| 12.1      | Εισαγωγή . . . . .   | 245        |
| 12.2      | Το μαγνητικό πεδίο της Γης . . . . .   | 246        |
| 12.2.1    | Προέλευση . . . . .  | 246        |
| 12.2.2    | Μορφολογία . . . . .   | 246        |
| 12.3      | Μορφολογία της μαγνητόσφαιρας . . . . .  | 247        |

|           |   |            |
|-----------|---|------------|
| 12.3.1    | Η μαγνητόπαυση . . . . .  | 247        |
| 12.3.2    | Το χροστικό κύμα της μαγνητόσφαιρας και η μαγνητοθήκη . . . . .         | 248        |
| 12.3.3    | Η μαγνητοουρά . . . . .   | 249        |
| 12.3.4    | Τα άλλα τμήματα της μαγνητόσφαιρας . . . . .                            | 250        |
| 12.4      | Πλάσμα και ρεύματα στη μαγνητόσφαιρα . . . . .                          | 251        |
| 12.4.1    | Η ιονόσφαιρα . . . . .  | 251        |
| 12.4.2    | Σύζευξη μαγνητόσφαιρας - ιονόσφαιρας . . . . .                          | 253        |
| 12.4.3    | Η πλασμόσφαιρα και η γεώσφαιρα . . . . .                                | 254        |
| 12.4.4    | Η εξώτερη μαγνητόσφαιρα . . . . .                                       | 254        |
| 12.5      | Μαγνητική επανασύνδεση στη μαγνητόσφαιρα . . . . .                      | 254        |
| 12.6      | Ενεργητικά σωμάτια στη μαγνητόσφαιρα . . . . .                          | 256        |
| 12.6.1    | Οι ζώνες van Allen (ζώνες ακτινοβολίας) . . . . .                       | 257        |
| 12.7      | Γεωμαγνητικές διαταραχές . . . . .                                      | 258        |
| 12.7.1    | Ημερήσιες μεταβολές . . . . .   | 258        |
| 12.7.2    | Μαγνητοσφαιρικές παλμώσεις . . . . .                                    | 258        |
| 12.7.3    | Υποκαταιγίδες . . . . .   | 259        |
| 12.7.4    | Το σέλας . . . . .  | 260        |
| 12.7.5    | Γεωμαγνητικοί δείκτες . . . . .   | 261        |
| 12.7.6    | Μαγνητικές καταιγίδες . . . . .   | 261        |
| 12.7.7    | Μεταβολή της γεωμαγνητικής δραστηριότητας με τον ηλιακό κύκλο . . . . . | 263        |
| 12.8      | Οι μαγνητόσφαιρες των άλλων πλανητών . . . . .                          | 263        |
| 12.8.1    | Η μαγνητόσφαιρα του Ερμή . . . . .                                      | 263        |
| 12.8.2    | Η μαγνητόσφαιρα του Δία . . . . .                                       | 264        |
| 12.8.3    | Η μαγνητόσφαιρα του Κρόνου . . . . .                                    | 265        |
| 12.8.4    | Οι μαγνητόσφαιρες του Ουρανού και του Ποσειδώνα . . . . .               | 266        |
| 12.8.5    | Σώματα που δεν έχουν ενδογενές μαγνητικό πεδίο . . . . .                | 266        |
| 12.9      | Επίδραση του ηλιακού ανέμου και των CMEs στους κομήτες . . . . .        | 267        |
| 12.10     | Ασκήσεις . . . . .  | 268        |
| 12.11     | Βιβλιογραφία . . . . .  | 270        |
| <b>A'</b> | <b>Ηλιακές παρατηρήσεις</b>   | <b>271</b> |
| A'.1      | Εισαγωγή . . . . .  | 271        |
| A'.2      | Επίδραση της γήινης ατμόσφαιρας . . . . .                               | 271        |
| A'.2.1    | Απορρόφηση . . . . .  | 271        |
| A'.2.2    | Διαταραχή (seeing) . . . . .  | 272        |
| A'.3      | Η επίδραση των οργάνων . . . . .  | 274        |
| A'.4      | Απόκριση συλλέκτη ακτινοβολίας . . . . .                                | 274        |
| A'.5      | Οπτικά ηλιακά όργανα . . . . .  | 276        |

|           |  |            |
|-----------|--|------------|
| Α'.5.1    | Ηλιοστάτες . . . . .   | 276        |
| Α'.5.2    | Φασματογράφοι . . . . .  | 276        |
| Α'.5.3    | Φασματοηλιογράφοι . . . . .  | 280        |
| Α'.5.4    | Το διπλοθλαστικό φίλτρο Lyot . . . . .                             | 281        |
| Α'.5.5    | Μετρήσεις μαγνητικού πεδίου . . . . .                              | 282        |
| Α'.5.6    | Στεμματογράφοι . . . . .   | 285        |
| Α'.5.7    | Ηλιογραφικές συντεταγμένες . . . . .                               | 287        |
| Α'.6      | Οπτικά ηλιακά τηλεσκόπια . . . . .                                 | 288        |
| Α'.6.1    | Τηλεσκόπια επισκόπησης (partol) . . . . .                          | 288        |
| Α'.6.2    | Τηλεσκόπια μεγάλης διακριτικής ικανότητας . . . . .                | 291        |
| Α'.7      | Παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα . . . . .                             | 293        |
| Α'.8      | Ηλιακές παρατηρήσεις από το διάστημα και υποτροχιακά ύψη . . . . . | 299        |
| Α'.9      | Ασκήσεις . . . . .   | 304        |
| Α'.10     | Βιβλιογραφία . . . . .   | 305        |
| <b>Β'</b> | <b>Απαντήσεις σε επιλεγμένες ερωτήσεις και ασκήσεις</b>            | <b>307</b> |
| <b>Γ'</b> | <b>Βιβλιογραφία και ηλεκτρονικές διευθύνσεις</b>                   | <b>321</b> |
| Γ'.1      | Βιβλιογραφία για τον ήλιο και την ηλιόσφαιρα . . . . .             | 321        |
| Γ'.1.1    | Γενική βιβλιογραφία . . . . .                                      | 321        |
| Γ'.1.2    | Για το ευρύ κοινό . . . . .  | 321        |
| Γ'.1.3    | Φυσική και αστροφυσική πλάσματος . . . . .                         | 321        |
| Γ'.1.4    | Μεταφορά της ακτινοβολίας . . . . .                                | 322        |
| Γ'.1.5    | Ηλιακή ατμόσφαιρα, ηλιόσφαιρα και ηλιοσεισμολογία . . . . .        | 322        |
| Γ'.1.6    | Ηλιακά φαινόμενα και δραστηριότητα . . . . .                       | 322        |
| Γ'.1.7    | Ηλιακή ραδιοαστρονομία . . . . .                                   | 323        |
| Γ'.2      | Γενική αστρονομική βιβλιογραφία . . . . .                          | 323        |
| Γ'.3      | Ηλεκτρονικές διευθύνσεις . . . . .                                 | 324        |
| <b>Δ'</b> | <b>Πίνακες</b>   | <b>327</b> |
| Δ'.1      | Φυσικές και αστρονομικές σταθερές . . . . .                        | 327        |
| Δ'.2      | Αχρονύμια . . . . .  | 328        |
| Δ'.3      | Κατάλογος σχημάτων . . . . .                                       | 329        |
| Δ'.4      | Κατάλογος ταινιών . . . . .  | 330        |



# Κεφάλαιο 1

## Εισαγωγή

### 1.1 Σημασία της μελέτης του Ήλιου και του διαστήματος

Ο Ήλιος είναι το πιο κοντινό μας αστέρι και το μόνο στο οποίο μπορούμε να διακρίνουμε λεπτομέρειες της ατμοσφαιρικής του δομής<sup>1</sup>. Δεν είναι λοιπόν περιέργο το ότι υπάρχει ιδιαίτερος κλάδος της αστρονομίας, η ηλιακή φυσική, ακόμα ότι υπάρχουν ειδικά όργανα για την παρατήρησή του από τη Γη και το διάστημα.

Μελετώντας τον Ήλιο μαθαίνουμε πώς λειτουργούν και άλλα παρόμοια αστέρια. Επί πλέον ο Ήλιος είναι ένα τεράστιο εργαστήριο φυσικής, όπου το υλικό βρίσκεται σε συνθήκες που δεν μπορούν να αναπαραχθούν στα γήινα εργαστήρια. Έτσι, πέρα από το καθαρά αστρονομικό ενδιαφέρον που έχει, η μελέτη του Ήλιου μας επιτρέπει να εντοπίσουμε και να ερμηνεύσουμε φυσικά φαινόμενα που βοηθούν τη γενικότερη κατανόηση της συμπεριφοράς της ύλης. Τέτοια παραδείγματα ξεκινούν από την ανακάλυψη του στοιχείου ήλιου, περνάν μέσα από την πυρηνική σύντηξη και φτάνουν στις αστάθειες του πλάσματος και στις ιδιότητες των νετρίνων.

Όντας κάτοικοι της Γης δεν πρέπει να μας διαφεύγει η σπουδαιότητα του Ήλιου στην εξέλιξη της ζωής στον πλανήτη μας. Πέρα από το ότι ο Ήλιος είναι η κύρια πηγή ενέργειας (άμεσα ή σε απολιθωμένη μορφή), επιδρά στην Γη με πιο «εκλεπτυσμένους» τρόπους: η υπεριώδης ακτινοβολία και τα σωμάτια που εκπέμπονται στη διάρκεια ηλιακών εκλάμψεων επιδρούν στην ιονόσφαιρα και το μαγνητικό πεδίο της Γης αντίστοιχα. Τα τελευταία μπορούν να βάλουν σε κίνδυνο τη ζωή αστροναυτών που εργάζονται έξω από τα διαστημόπλοιά τους. Μας ενδιαφέρει τέλος μια ακόμα πιο λεπτή επίδραση, αυτή των μεταβολών της ηλιακής ακτινοβολίας στις κλιματολογικές συνθήκες της Γης. Στη διάρκεια του κύκλου ηλιακής δραστηριότητας (11 χρόνια) η ολική ακτινοβολία του Ήλιου μεταβάλλεται κατά ένα κλάσμα της εκατοστιαίας μονάδας. Είναι όμως ενδεχόμενο να υπάρχουν πιο έντονες διακυμάνσεις μεγαλύτερης χρονικής κλίμακας, με σημαντικές επιδράσεις στο κλίμα της Γης.

### 1.2 Γεωμετρικά χαρακτηριστικά του ήλιου

Το μέγεθος που πιο εύκολα μπορούμε να μετρήσουμε στον Ήλιο είναι η φαινόμενη διάμετρος του. Η μέση τιμή της είναι 32' (λεπτά τόξου) και κυμαίνεται ανάμεσα σε 31.51' και 32.58' καθώς μεταβάλλεται η απόσταση της Γης από τον Ήλιο στη διάρκεια του έτους. Εύκολα βρίσκει κανείς από τη φαινόμενη διάμετρο ότι η μέση απόσταση της Γης από τον Ήλιο είναι κάπου 215 ηλιακές ακτίνες ( $R_{\odot}$ ). Η πραγματική απόσταση Ήλιου-Γης είναι πιο δύσκολο να μετρηθεί. Η τιμή της είναι  $149.6 \times 10^6$  km (μία αστρονομική μονάδα (Astronomical Unit, AU) που, σε συνδυασμό με τη φαινόμενη διάμετρο, μας δίνει την πραγματική ακτίνα του Ήλιου:  $R_{\odot} = 696 \times 10^3$  km, δηλαδή κάπου 110 φορές μεγαλύτερη από την ακτίνα της Γης.

<sup>1</sup>Πρόσφατα έχουν αναπτυχθεί τεχνικές, βασισμένες στην ακριβή φωτομετρία και μέτρηση της μετάθεσης Doppler, που μας δίνουν τη δυνατότητα να ανιχνεύσουμε δομές μεγάλης κλίμακας σε αστέρια.

Πίνακας 1.1: Χαρακτηριστικά μεγέθη του ήλιου

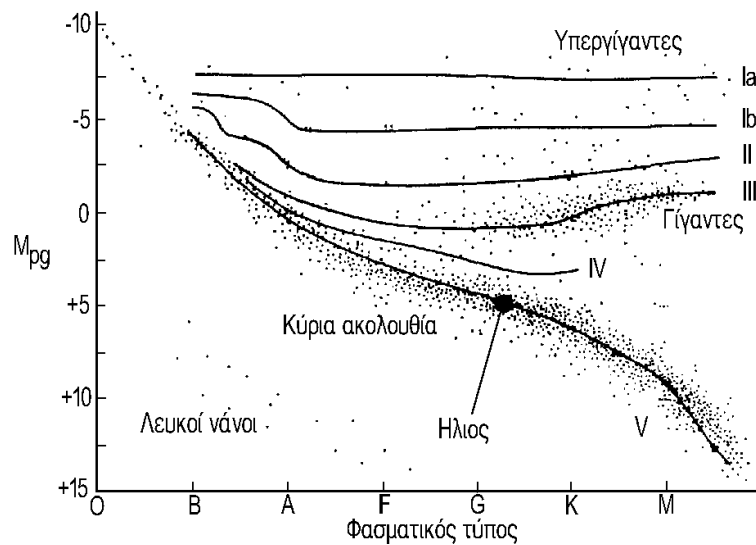
|   |        |           |                                      |
|---|--------|-----------|--------------------------------------|
| Φαινόμενη διάμετρος                         | 32     | '         |                                      |
| Ακτίνα ( $R_{\odot}$ )                      | 696    | $13^3$    | km                                   |
| 1'' αντιστοιχεί σε                          | 725    |           | km                                   |
| Απόσταση από τη Γη (1 AU)                   | 149.6  | $10^6$    | km                                   |
|   | 215    |           | $R_{\odot}$                          |
| Μέση συνοδική περίοδος                      | 28     |           | ημέρες                               |
| Μέση αστρική περίοδος                       | 26     |           | ημέρες                               |
| Στροφορμή                                   | 1.47   | $10^{48}$ | $\text{g cm}^2 \text{s}^{-1}$        |
| Κλίση του ισημερινού ως προς την εκλειπτική | 7.25   |           | $^{\circ}$                           |
| Μάζα ( $M_{\odot}$ )                        | 1.99   | $10^{33}$ | g                                    |
| Μέση πυκνότητα                              | 1.41   |           | $\text{g cm}^{-3}$                   |
| Βαρύτητα ( $g_{\odot}$ )                    | 2.74   | $10^4$    | $\text{cm s}^{-2}$                   |
| Ταχύτητα διαφυγής                           | 618    |           | $\text{km s}^{-1}$                   |
| Ηλιακή σταθερά                              | 1.96   |           | $\text{cal cm}^{-2} \text{min}^{-1}$ |
| Λαμπρότητα ( $L_{\odot}$ )                  | 3.86   | $10^{33}$ | $\text{erg s}^{-1}$                  |
| Ενεργός θερμοκρασία ( $T_{eff}$ )           | 5785   |           | K                                    |
| Φαινόμενο μέγεθος                           | -26.73 |           |                                      |
| Απόλυτο μέγεθος                             | 4.84   |           |                                      |
| Φασματικός τύπος                            | G2 V   |           |                                      |
| Ηλικία                                      | 4.5    | $10^9$    | χρόνια                               |

Έτσι 1'' (δευτερόλεπτο τόξου), που είναι η τυπική διακριτική ικανότητα των παρατηρήσεων στα οπτικά μήκη κύματος, αντιστοιχεί σε 725 χιλιόμετρα στον Ήλιο.

Η μάζα του Ήλιου υπολογίζεται από τη διάρκεια της περιστροφής της Γης γύρω από το Ήλιο, την τιμή της αστρονομικής μονάδας και την τιμή της παγκόσμιας σταθεράς της βαρύτητας, με τη βοήθεια του τρίτου νόμου του Kepler (ή, ισοδύναμα, εξισώνοντας την βαρυτική έλξη με την κεντρομόλο δύναμη). Είναι  $1.99 \times 10^{33}$  g, μόλις 333 χιλιάδες φορές μεγαλύτερη από τη μάζα της Γης, ενώ ο όγκος του είναι πάνω από ένα εκατομμύριο φορές μεγαλύτερος από τον όγκο της Γης. Φανερό είναι ότι η μέση πυκνότητα του Ήλιου είναι μικρή, μόλις  $1.41 \text{ g/cm}^3$ , λίγο μεγαλύτερη από την πυκνότητα του νερού. Αυτό δεν είναι βέβαια περίεργο, γιατί όλος ο ήλιος είναι σε αεριώδη κατάσταση. Συνδυάζοντας τη μάζα και την ακτίνα παίρνουμε την επιτάχυνση της βαρύτητας,  $g_{\odot} = 2.74 \times 10^4 \text{ cm/s}^2$ , ή 28 φορές μεγαλύτερη από την επιτάχυνση της βαρύτητας στη Γη. Εξ άλλου η ταχύτητα διαφυγής από τον Ήλιο είναι 618 km/s.

Από την εποχή που ο Γαλιλαίος παρατήρησε συστηματικά τις ηλιακές κηλίδες με το τηλεσκόπιό του, ξέρουμε ότι ο Ήλιος περιστρέφεται γύρω από το άξονά του. Η μέση περίοδος περιστροφής, μετρημένη από τη Γη (συνοδική περίοδος, synodic period) είναι 28 ημέρες. Αν θεωρήσουμε σύστημα αναφοράς με βάση τα κοντινά μας αστέρια η αντίστοιχη αστρική περίοδος (sidereal period) περιστροφής είναι 26 ημέρες (η διαφορά οφείλεται στην περιφορά της Γης γύρω από τον Ήλιο). Η στροφορμή του Ήλιου είναι  $1.47 \times 10^{48} \text{ g cm}^2 \text{ s}^{-1}$ .

Πιο ενδιαφέρον και από την περιστροφή του ήλιου είναι το φαινόμενο της διαφορικής περιστροφής



Σχήμα 1.1: Η θέση του Ήλιου στο διάγραμμα Hertzsprung-Russell.

(differential rotation): Η ταχύτητα περιστροφής εξαρτάται από το ηλιογραφικό πλάτος, με τον ισημερινό να περιστρέφεται γρηγορότερα από τους πόλους. Η αστρική ταχύτητα περιστροφής δίνεται από τη παρακάτω εμπειρική σχέση που προέρχεται από παρατηρήσεις κηλίδων:

$$\xi = 14.38 - 2.96 \sin^2 \varphi \quad \text{μίρες/ημέρα} \quad (1.1)$$

όπου  $\varphi$  είναι το ηλιογραφικό πλάτος. Έτσι η ταχύτητα περιστροφής του ήλιου στον ισημερινό είναι 1.9 km/s. Όπως θα δούμε σε επόμενα κεφάλαια, η διαφορική περιστροφή έχει θεμελιακές επιπτώσεις στην ηλιακή δραστηριότητα.

### 1.3 Φυσικά χαρακτηριστικά του Ήλιου

Εύκολα μπορεί κανείς να μετρήσει ότι η ροή ηλιακής ενέργειας στην απόσταση της Γης (ηλιακή σταθερά) (solar constant) είναι περίπου  $2 \text{ cal/cm}^2/\text{min}$  (η ακριβής μέτρηση είναι πολύ πιο δύσκολη γιατί απαιτεί διόρθωση για την απορρόφηση της ατμόσφαιρας). Από αυτή την απλή μέτρηση, σε συνδυασμό με τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά που προαναφέραμε, μπορούμε να πάρουμε πολύ σημαντικές πληροφορίες για την ενέργεια που παράγεται στον ήλιο και τη θερμοκρασία της περιοχής που εκπέμπει την ακτινοβολία. Μπορούμε να υπολογίσουμε ότι η λαμπρότητα (luminosity) του ήλιου,  $L_{\odot}$ , είναι  $3.86 \times 10^{33} \text{ erg/s}$ , που αντιστοιχεί σε καύση (μετατροπή σε He) 5 εκατομμυρίων τόνων υδρογόνου το δευτερόλεπτο.

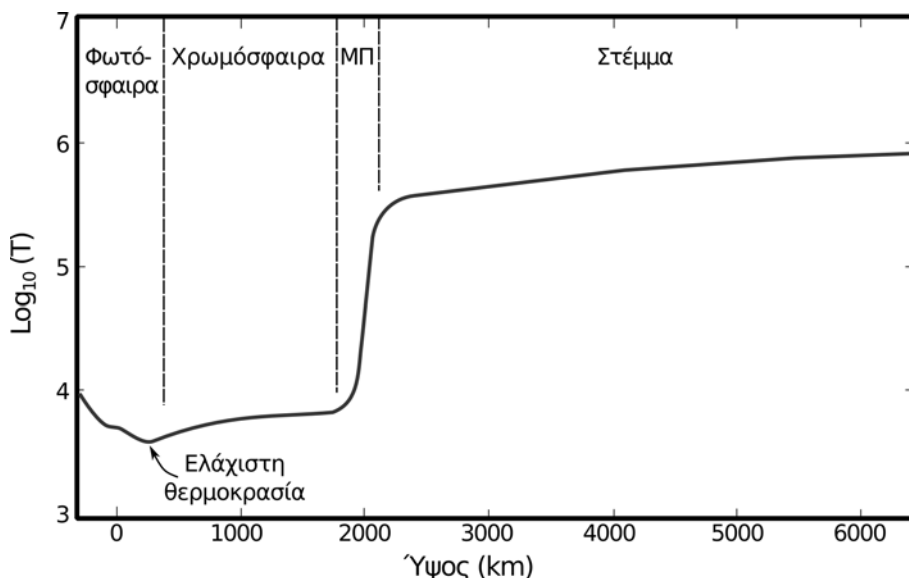
Από τη λαμπρότητα υπολογίζουμε την ενεργό θερμοκρασία, (effective temperature)  $T_{\text{eff}}$ , που είναι η θερμοκρασία μέλανος σώματος που ακτινοβολεί την ίδια ενέργεια ανά τετραγωνικό εκατοστό και ανά δευτερόλεπτο. Από τον νόμο Stefan-Boltzmann, ο ορισμός της ενεργού θερμοκρασίας είναι:

$$L_{\odot} = 4\pi R_{\odot}^2 \sigma T_{\text{eff}}^4 \quad (1.2)$$

Από τα παραπάνω προκύπτει ότι  $T_{\text{eff}} = 5785 \text{ K}$ . Η τιμή αυτή μας δίνει μία εκτίμηση της θερμοκρασίας της περιοχής που εκπέμπει την ακτινοβολία που δεχόμαστε στη Γη.

Όσο και να μας εντυπωσιάζει η λαμπρότητα του Ήλιου που αντιστοιχεί σε φαινόμενο μέγεθος  $-26.73$ , αν τον βάλουμε σε απόσταση  $10 \text{ pc}^2$  θα φανεί ως ένα μέτριας λαμπρότητας αστεράκι, μεγέθους 4.84, που

<sup>2</sup>Έτσι ορίζεται το απόλυτο μέγεθος ενός αστεριού, δηλαδή ως το μέγεθος που θα είχε το αστέρι αν βρισκόταν σε απόσταση 10 pc



Σχήμα 1.2: Μεταβολή της θερμοκρασίας με το ύψος στην ηλιακή ατμόσφαιρα.

κανείς δεν θα του έδινε ιδιαίτερη σημασία. Το απόλυτο μέγεθός του ήλιου, σε συνδυασμό με την ενεργό θερμοκρασία του (ή τον φασματικό του τύπο, G2), τον τοποθετούν στη μέση της κύριας ακολουθίας του διαγράμματος Hertzsprung-Russell (Σχήμα 1.1). Σε αυστηρή αστρονομική γλώσσα λοιπόν, ο ήλιος είναι απλά ένα κοινό αστέρι, τύπου G2V.

Η ηλικία του Ήλιου εκτιμάται σε 4.5 δισεκατομμύρια χρόνια. Η τιμή αυτή δεν προέρχεται από αστρονομικά δεδομένα, αλλά από εκτιμήσεις της ηλικίας της Γης, παίρνοντας υπόψη ότι ο Ήλιος και η Γη σχηματίστηκαν ταυτόχρονα. Η θεωρία της αστρικής εξέλιξης προβλέπει ότι ο Ήλιος θα μείνει στην κύρια ακολουθία για άλλα τόσα χρόνια. Μετά θα εξελιχτεί σε κόκκινο γίγαντα και θα καταλήξει ως λευκός νάνος.

## 1.4 Η ηλιακή ατμόσφαιρα

Ο όρος *αστρική ατμόσφαιρα* (stellar atmosphere) χρησιμοποιείται στην αστροφυσική για να δηλώσει την περιοχή του αστεριού από όπου δεχόμαστε ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία, σε αντίθεση με το εσωτερικό, (interior) από όπου τα φωτόνια δεν φτάνουν σε μας. Θα πρέπει να διευκρινίσουμε ότι δεν υπάρχει σαφές όριο ανάμεσα στην ατμόσφαιρα και το εσωτερικό: ένα μέρος της ακτινοβολίας που εκπέμπει ένα στρώμα του αστεριού απορροφάται από τα υπερκείμενα στρώματα και αυτή η απορρόφηση αυξάνει εκθετικά με το βάθος (βλ. κεφάλαιο 2).

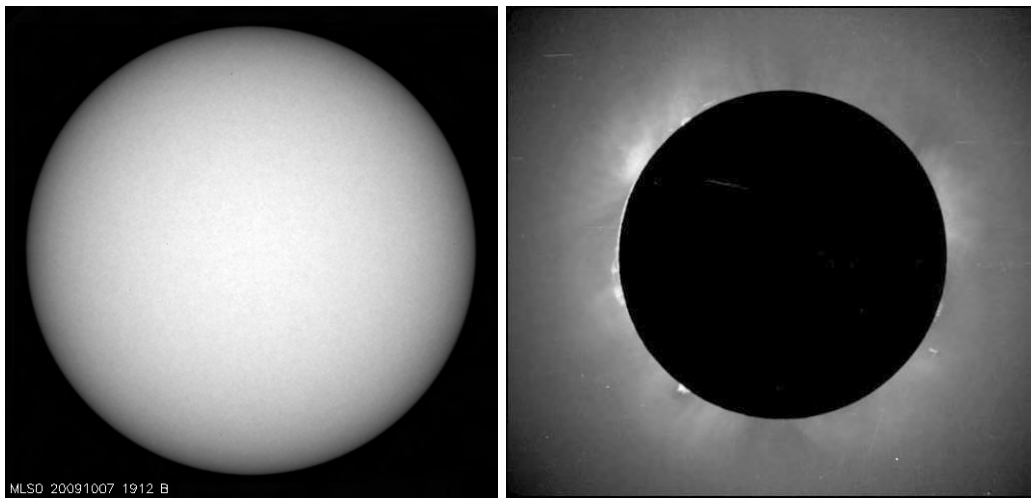
Σε πρώτη προσέγγιση μπορούμε να θεωρήσουμε ότι οι φυσικές συνθήκες στην ηλιακή ατμόσφαιρα εξαρτώνται μόνον από το ύψος, λόγω της ισχυρής διαστρωμάτωσης που προκαλεί η βαρύτητα. Η μεταβολή της θερμοκρασίας με το ύψος δίνεται στο Σχήμα 1.2. Η καμπύλη αυτή έχει προκύψει από παρατηρήσεις, το πώς ακριβώς θα το δούμε σε επόμενα κεφάλαια. Σύμφωνα λοιπόν με τις παρατηρήσεις, καθώς ανεβαίνουμε από το εσωτερικό του ήλιου, η θερμοκρασία ελαττώνεται και φτάνει σε ένα ελάχιστο, γύρω στους 4200 K. Ακολουθεί μια περιοχή όπου η θερμοκρασία αυξάνει αργά και τέλος μια περιοχή που η θερμοκρασία ανεβαίνει απότομα στα δύο εκατομμύρια βαθμούς περίπου. Οι τρεις βασικές αυτές περιοχές ονομάζονται *φωτόσφαιρα* (photosphere), *χρωμόσφαιρα* (chromosphere) και *στέμμα* (corona). Ανάμεσα στη χρωμόσφαιρα και το στέμμα υπάρχει η *μεταβατική περιοχή χρωμόσφαιρας-στέμματος* (transition region).

Από τη φωτόσφαιρα προέρχονται όλα σχεδόν τα φωτόνια που φτάνουν στη Γη από τον Ήλιο. Τα

άλλα ατμοσφαιρικά στρώματα ακτινοβολούν πολύ λίγο και συνεπώς είναι δυσκολότερο να παρατηρηθούν. Το στέμμα π.χ. φαίνεται καλά στις ολικές ηλιακές εκλείψεις, στις ακτίνες X (από δορυφόρους) και στα ραδιοκύματα.

Όπως δεν υπάρχει σαφές όριο της ατμόσφαιρας και του εσωτερικού, έτσι δεν υπάρχει σαφές όριο του στέμματος προς τα έξω. Στην πραγματικότητα το εξωτερικό στέμμα βρίσκεται σε κατάσταση συνεχούς διαστολής με υπερηχητική ταχύτητα. Είναι ο ηλιακός άνεμος (solar wind), που φτάνει μέχρι τα όρια του ηλιακού συστήματος, όπου έχει εξασθενήσει αρκετά ώστε να τον σταματήσει το μεσοαστρικό υλικό. Το όλο σύστημα ηλιακής ατμόσφαιρας-ηλιακού ανέμου είναι γνωστό με το όνομα *ηλιόσφαιρα* (heliosphere).

Μία απλή, αλλά ενδιαφέρουσα παρατήρηση είναι ότι ο ηλιακός δίσκος (φωτόσφαιρα) παρουσιάζει σαφή όρια. Αντίθετα, κάτι τέτοιο δεν συμβαίνει στην περίπτωση του στέμματος που εμφανίζεται διάχυτο (Σχήμα 1.3 και [ταινία 1.1](#)). Η ερμηνεία αυτής της παρατήρησης είναι απλή από φυσική πλευρά, αλλά μας δίνει σημαντικές πληροφορίες.



**Σχήμα 1.3:** Εικόνα της ηλιακής φωτόσφαιρας (αριστερά, Αστεροσκοπείο Mauna Loa) και του στέμματος σε ολική έκλειψη (δεξιά, αποστολή Πανεπ. Ιωαννίνων και Ακαδημίας Αθηνών στη Βουλγαρία).

Η αιτία θα πρέπει να αναζητηθεί στο ρυθμό μεταβολής της πυκνότητας με το ύψος. Σε πρώτη προσέγγιση μπορούμε να υποθέσουμε υδροστατική ισορροπία, οπότε η μεταβολή της πίεσης με το ύψος,  $z$ , δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{dp}{dz} = -g_{\odot}\rho \quad (1.3)$$

Η πίεση,  $p$ , και η πυκνότητα,  $\rho$ , γράφονται συναρτήσει της αριθμητικής πυκνότητας των ηλεκτρονίων,  $n_e$  και των ιόντων  $n_i$  (καταστατική εξίσωση τελείων αερίων) ως εξής:

$$p = (n_e + n_i)kT = \frac{n_i kT}{\mu} \quad (1.4)$$

$$\rho = n_i m_H \quad (1.5)$$

όπου  $T$  η θερμοκρασία,  $m_H$  η μάζα του υδρογόνου (αγνοούμε τα άλλα στοιχεία προς το παρόν) και

$$\mu = n_i / (n_i + n_e) \quad (1.6)$$

είναι το μέσο μοριακό βάρος. Αντικαθιστώντας στην (1.3), υποθέτοντας σταθερή θερμοκρασία (όχι τόσο καλή προσέγγιση για τη φωτόσφαιρα, αλλά ανεκτή) και αγνοώντας τη μεταβολή της βαρύτητας με το ύψος παίρνουμε:

$$\mu kT \frac{dn_i}{dz} = -g_{\odot} n_i m_H \quad \text{και} \quad \mu kT \frac{d\rho}{dz} = -g_{\odot} \rho m_H \quad (1.7)$$

που ολοκληρώνεται εύκολα και δίνει εκθετική ελάττωση της πυκνότητας με το ύψος:

$$\rho = \rho_0 e^{-z/H} \quad (1.8)$$

όπου  $\rho_0$  είναι η πυκνότητα σε ύψος  $z = 0$  και

$$H = \frac{kT}{\mu g_\odot m_H} \quad (1.9)$$

είναι η κλίμακα ύψους (*scale height*), μια ποσότητα που εξαρτάται από τη θερμοκρασία και την ένταση της βαρύτητας, η οποία εκφράζει το πόσο γρήγορα ελαττώνεται η πυκνότητα. Αντίστοιχη σχέση προκύπτει και για τη μεταβολή της πίεσης με το ύψος.

Ας υπολογίσουμε τώρα πόση είναι η κλίμακα ύψους στη φωτόσφαιρα και πόση στο στέμμα. Για τη φωτόσφαιρα έχουμε  $T \approx 6000$  K και  $\mu \approx 1$  (επειδή το υδρογόνο είναι σχεδόν ουδέτερο), συνεπώς,

$$H \approx 200 \text{ km} = 0.0003 R_\odot \quad (1.10)$$

όπου  $R_\odot$  είναι η ακτίνα του ήλιου. Επαναλαμβάνοντας τον ίδιο υπολογισμό για το στέμμα, όπου  $T \approx 2 \times 10^6$  K και  $\mu \approx 0.5$  (επειδή το υδρογόνο είναι 100% ιονισμένο), βρίσκουμε:

$$H \approx 10^5 \text{ km} = 0.14 R_\odot \quad (1.11)$$

Βλέπουμε λοιπόν ότι η φωτόσφαιρα είναι ένα πολύ λεπτό στρώμα, ύψους λίγων εκατοντάδων χιλιομέτρων, που είναι κάτω από τη διακριτική ικανότητα των οργάνων παρατήρησης. Αντίθετα, στο στέμμα η κλίμακα μεταβολής της πυκνότητας είναι μεγαλύτερη από το ένα δέκατο της ηλιακής ακτίνας, πράγμα που ερμηνεύει την διάχυτη εμφάνισή του τόσο στις εκλείψεις όσο και στις ακτίνες X και τα ραδιοκύματα. Η διαφορά αυτή οφείλεται καθαρά στη διαφορετική θερμοκρασία που έχουν τα δύο ατμοσφαιρικά στρώματα.

Μπορούμε να δούμε το παραπάνω αποτέλεσμα και από μια άλλη πλευρά, πιο σημαντική: η παρατήρηση ότι το στέμμα έχει μεγάλη έκταση μας πληροφορεί ότι έχει μεγάλη θερμοκρασία. Ιστορικά, από αυτήν ακριβώς την παρατήρηση διαπιστώσαμε ότι το στέμμα έχει πολύ μεγαλύτερη θερμοκρασία από τη φωτόσφαιρα.

Αν επεκταθούμε ψηλά στο στέμμα, δεν μπορούμε πλέον να θεωρήσουμε ότι η βαρύτητα είναι σταθερή, αφού

$$g(r) = g_\odot \left( \frac{R_\odot}{r} \right)^2 \quad (1.12)$$

όπου  $r$  η απόσταση από το κέντρο του ήλιου. Αντικαθιστώντας στην (1.7) παίρνουμε, σε σφαιρική πλέον γεωμετρία:

$$d \ln \rho = - \frac{R_\odot^2}{H_\odot} \frac{dr}{r^2}, \quad (1.13)$$

όπου

$$H_\odot = \frac{kT}{\mu g_\odot m_H} \quad (1.14)$$

είναι η κλίμακα ύψους στη φωτόσφαιρα ( $r = R_\odot$ ). Η ολοκλήρωση αυτής της εξίσωσης δίνει, αντί για την (1.8):

$$\rho = \rho_0 e^{-\frac{R_\odot}{H_\odot} \frac{r - R_\odot}{r}} \quad (1.15)$$

## 1.5 Ασκήσεις

1. Υπολογίστε τη μάζα του ήλιου από τη διάρκεια του έτους, την τιμή της αστρονομικής μονάδας και την τιμή της παγκόσμιας σταθεράς της βαρύτητας, εξισώνοντας την βαρυτική έλξη με την κεντρομόλο δύναμη.
2. Επιβεβαιώστε τις τιμές της επιτάχυνσης της βαρύτητας και της ταχύτητας διαφυγής που δίνονται στο κείμενο.
3. Με βάση την λαμπρότητα του ήλιου που δίνεται στον Πίνακα 1, υπολογίστε τη λαμπρότητα ενός αστεριού που έχει απόλυτο μέγεθος 0. Υπενθυμίζεται ότι η κλίμακα των μεγεθών είναι λογαριθμική και ότι διαφορά 5 μεγεθών αντιστοιχεί σε λόγο λαμπρότητας ίσο με 100.
4. Βρείτε τη σχέση ανάμεσα στην αστρική και τη συνοδική περίοδο περιστροφής του ήλιου.
5. Αποδείξτε την (1.8) από την (1.7)
6. Επιβεβαιώστε τις αριθμητικές τιμές των (1.10) και (1.11)
7. Αποδείξτε στη σχέση (1.15)
8. Σε πολύ μεγάλες αποστάσεις από τον ήλιο, ποια είναι η τιμή της πυκνότητας που προβλέπει η σχέση (1.8) και ποια η (1.15); Σχολιάστε το αποτέλεσμα.

## 1.6 Βιβλιογραφία

Τα εισαγωγικά κεφάλαια στα παρακάτω συγγράμματα:

**Zirin, H.:** 1998, *The Astrophysics of the Sun*, Cambridge University Press

**Stix, M.:** 2002, *The Sun: An Introduction*, Springer-Verlag, ISBN: 978-3-642-62477-3

**Πρέκα-Παπαδήμα, Π., Δανέζης Μ., Θεοδοσίου Σ. & Καργιολάκη, Δ.:** 2009, *Στα μονοπάτια του ήλιου*, Διάυλος, Αθήνα, ISBN: 978-960-532-243-5

**Koskinen, H. & Vainio, R.:** 2011, *Lectures on Solar Physics: From the core to the heliopause*

**Foukal, P. V** 2013, *Solar Astrophysics* (3rd Edition), Wiley-VCH, Berlin, ISBN: 978-3-527-41103-0

**Priest, E.:** 2014, *Magnetohydrodynamics of the Sun*, Cambridge University Press, ISBN: 978-0-521-85471-9





## Κεφάλαιο 2

# Διαγνωστική του ηλιακού πλάσματος

### 2.1 Εισαγωγή

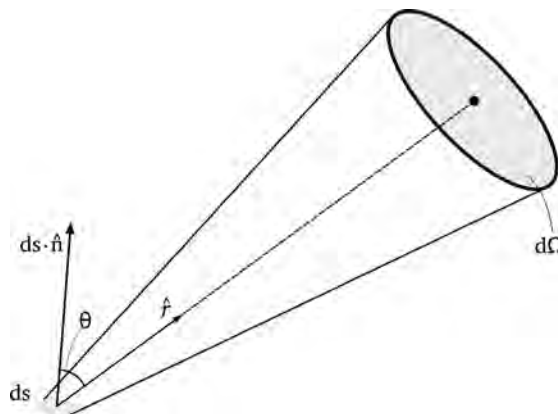
Το μεγαλύτερο μέρος της πληροφορίας που παίρνουμε για τον Ήλιο περιέχεται στην ηλεκτρομαγνητική του ακτινοβολία. Είναι λοιπόν απαραίτητο να συνδέσουμε την ακτινοβολία με τις φυσικές συνθήκες στην περιοχή που αυτή παράγεται, ακόμα και με τις φυσικές συνθήκες της περιοχής μέσα στην οποία διαδίδεται από την παραγωγή της μέχρι να φτάσει στον παρατηρητή. Γνωρίζοντας τις φυσικές διαδικασίες που επιδρούν στην εκπομπή, απορρόφηση και διάδοση της ακτινοβολίας, μπορούμε να την χρησιμοποιήσουμε ως διαγνωστικό των φυσικών συνθηκών (θερμοκρασία, πίεση, πυκνότητα, αφθονία στοιχείων, μαγνητικό πεδίο κλπ).

Στο κεφάλαιο αυτό θα παρουσιάσουμε τους κυριότερους μηχανισμούς ακτινοβολίας και σχηματισμού του φάσματος που παρατηρούμε, αφού προηγουμένα ορίσουμε τα φυσικά μεγέθη που χρησιμοποιούμε για τη μέτρησή της. Δεν θα εξαντλήσουμε το θέμα της διαγνωστικής εδώ, αλλά θα συμπληρώσουμε ορισμένες πλευρές του στο επόμενο κεφάλαιο.

### 2.2 Μεταφορά της ακτινοβολίας

#### 2.2.1 Πεδίο ακτινοβολίας

Ας υποθέσουμε ότι ένας παρατηρητής δέχεται ακτινοβολία που περνά από μία στοιχειώδη επιφάνεια  $ds$  και περιέχεται σε κώνο στερεάς γωνίας  $d\Omega$ . Η κάθετος στην επιφάνεια σχηματίζει γωνία  $\theta$  με τη διεύθυνση



Σχήμα 2.1: Ορισμός της ειδικής έντασης της ακτινοβολίας.

παρατήρησης,  $\mathbf{r}$  (Σχήμα 2.1). Η ενέργεια που δέχεται ο παρατηρητής στο χρονικό διάστημα  $dt$ , σε μία περιοχή συχνοτήτων εύρους  $d\nu$ , ανάμεσα σε  $\nu$  και  $\nu + d\nu$  θα είναι:

$$dE_\nu = I_\nu ds \cos \theta d\Omega d\nu dt \quad (2.1)$$

Η παραπάνω εξίσωση ορίζει την *ειδική ένταση της ακτινοβολίας* (specific intensity),  $I_\nu$ , που είναι η ενέργεια που δέχεται ο παρατηρητής ανά μονάδα χρόνου, συχνότητας, στερεάς γωνίας και επιφάνειας.

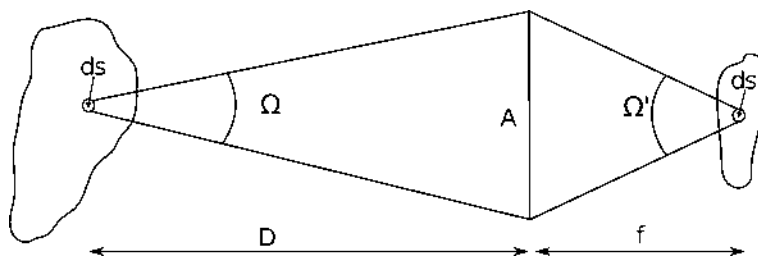
Η ειδική ένταση είναι η βασική παράμετρος που περιγράφει το πεδίο ακτινοβολίας. Στη γενική περίπτωση εξαρτάται από τη θέση,  $\mathbf{x}$ , τη διεύθυνση παρατήρησης,  $\mathbf{r}$ , τον χρόνο  $t$  και τη συχνότητα  $\nu$ , δηλαδή  $I_\nu = I_\nu(\mathbf{x}, \mathbf{r}, t)$ . Αν όμως η ατμόσφαιρα είναι χρονικά σταθερή, αν οι φυσικές συνθήκες μεταβάλλονται μόνο ή κύρια στην ακτινική διεύθυνση και αν η κλίμακα ύψους είναι πολύ μικρή σε σχέση με την ακτίνα του αστεριού, τότε η ένταση της ακτινοβολίας μπορεί να θεωρηθεί ως συνάρτηση μόνο του ύψους μέσα στην ατμόσφαιρα,  $z$ , και της γωνίας ανάμεσα στη διεύθυνση παρατήρησης και την κάθετο,  $\theta$ . Στην περίπτωση αυτή:

$$I_\nu = I_\nu(z, \theta) \quad (2.2)$$

Η προσέγγιση αυτή είναι γνωστή με το όνομα *προσέγγιση παραλλήλων επιπέδων* (plane parallel). Σημειώνουμε ότι στο κέντρο του ηλιακού δίσκου η γωνία  $\theta$  είναι μηδέν, ενώ στο χείλος είναι  $90^\circ$ .

- **Παράδειγμα 1:** Σε εκτεταμένη πηγή ο παρατηρητής μετρά την ειδική ένταση της ακτινοβολίας.

Ως *εκτεταμένες πηγές* χαρακτηρίζονται τα αστρονομικά αντικείμενα που έχουν φαινόμενη (γωνιακή) διάμετρο μεγαλύτερη από τη διακριτική ικανότητα του οργάνου που χρησιμοποιούμε για την παρατήρησή τους, έτσι ώστε μπορούμε να διακρίνουμε λεπτομέρειες στην επιφάνειά τους. Τέτοια αντικείμενα είναι ο ήλιος, οι πλανήτες, τα νεφελώματα, οι γαλαξίες. Ας υποθέσουμε ότι ο παρατηρητής χρησιμοποιεί κάποιο τηλεσκόπιο, του οποίου το άνοιγμά έχει εμβαδόν  $A$ , για να σχηματίσει εικόνα μιας τέτοιας εκτεταμένης πηγής (Σχήμα 2.2).



Σχήμα 2.2: Παρατήρηση εκτεταμένης πηγής.

Η ενέργεια που δέχεται το άνοιγμα του τηλεσκοπίου από μια στοιχειώδη επιφάνεια,  $ds$ , πάνω στην εκτεταμένη πηγή είναι, σύμφωνα με τον ορισμό της ειδικής έντασης (εξίσωση 2.1):

$$dE_\nu = I_\nu ds \Omega d\nu dt$$

όπου  $\Omega$  είναι η στερεά γωνία υπό την οποία φαίνεται το άνοιγμα του τηλεσκοπίου από την πηγή και όπου, για απλούστευση, θέσαμε  $\theta = 0$ . Η στοιχειώδης επιφάνεια  $ds$  θα απεικονιστεί στη στοιχειώδη επιφάνεια  $ds'$  στο εστιακό επίπεδο του τηλεσκοπίου, από όπου το άνοιγμα θα φαίνεται με στερεά γωνία  $\Omega'$ . Έτσι η ενέργεια που περνάει από το άνοιγμα μπορεί να γραφτεί, πάλι με βάση τον ορισμό της ειδικής έντασης:

$$dE_\nu = I'_\nu ds' \Omega' d\nu dt$$

όπου  $I'_\nu$  είναι η ειδική ένταση στο εστιακό επίπεδο. Από τις παραπάνω σχέσεις έχουμε, προφανώς:

$$I_\nu ds \Omega = I'_\nu ds' \Omega' \quad (2.3)$$

Αν η επιφάνεια του ανοίγματος είναι  $A$ , η απόσταση του αντικειμένου  $D$  και η εστιακή απόσταση του τηλεσκοπίου  $f$ , οι στερεές γωνίες  $\Omega$  και  $\Omega'$  δίνονται από τις σχέσεις:

$$\Omega = \frac{A}{D^2}$$

$$\Omega' = \frac{A}{f^2}$$

Η μεγέθυνση του τηλεσκοπίου είναι  $f/D$ , συνεπώς ο λόγος των επιφανειών  $ds$  και  $ds'$  είναι

$$\frac{ds}{ds'} = \frac{D^2}{f^2}$$

Από τις παραπάνω σχέσεις και την (2.3) προκύπτει ότι

$$I'_\nu = I_\nu \quad (2.4)$$

δηλαδή η ειδική ένταση της ακτινοβολίας είναι η ίδια. Συνεπώς, για εκτεταμένες πηγές μπορούμε να μετρήσουμε την ειδική ένταση της ακτινοβολίας. Σημειώνουμε ότι η ενέργεια που θα καταγράψουμε ανά μονάδα επιφάνειας, συχνότητας και χρόνου θα είναι (σε  $\text{erg/s/cm}^2/\text{Hz}$ ):

$$E_\nu = I_\nu \Omega' = I_\nu \frac{A}{f^2} \quad (2.5)$$

Με βάση την ειδική ένταση ορίζονται οι εξής ποσότητες:

- α. Η μέση ένταση της ακτινοβολίας,  $J_\nu$ , που είναι ο μέσος όρος της ειδικής έντασης πάνω σε όλες τις διευθύνσεις:

$$\begin{aligned} J_\nu &= \frac{1}{4\pi} \int I_\nu d\Omega \\ &= \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi \int_0^{2\pi} I_\nu(z, \theta) \sin \theta d\theta d\varphi \\ &= -\frac{1}{2} \int_0^\pi I_\nu d \cos \theta \end{aligned}$$

και τελικά,

$$J_\nu(z) = \frac{1}{2} \int_{-1}^1 I_\nu(z, \mu) d\mu \quad (2.6)$$

όπου

$$\mu = \cos \theta \quad (2.7)$$

Για ισότροπο πεδίο ακτινοβολίας (όταν δηλαδή η ένταση είναι ανεξάρτητη της διεύθυνσης  $\theta$ ) έχουμε προφανώς  $J_\nu = I_\nu$ .

- β. Η ροή της ακτινοβολίας (flux),  $\mathcal{F}_\nu$ , που είναι η ενέργεια ανά μονάδα χρόνου, επιφάνειας και συχνότητας:

$$\mathcal{F}_\nu = \int_{4\pi} I_\nu \cos \theta d\Omega$$

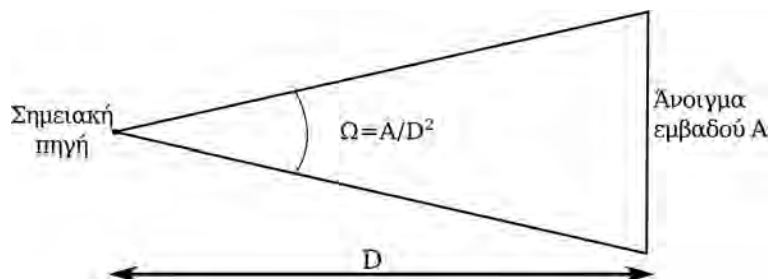
και μετά το μετασχηματισμό (2.7):

$$\mathcal{F}_\nu(z) = \int_{-1}^1 I_\nu(z, \mu) \mu d\mu \quad (2.8)$$

Για ισότροπο πεδίο ακτινοβολίας, προφανώς,  $\mathcal{F}_\nu = 0$  (δηλαδή η ροή της ακτινοβολίας που έρχεται προς τη στοιχειώδη επιφάνεια είναι ίση με την ροή που φεύγει).

- **Παράδειγμα 2.** Από σημειακή πηγή ο παρατηρητής μετρά την ροή της ακτινοβολίας.

Ένα αστρονομικό αντικείμενο χαρακτηρίζεται ως *σημειακή πηγή* όταν η φαινόμενη διάμετρός του είναι πολύ μικρή σε σχέση με τη διακριτική ικανότητα του οργάνου με το οποίο παρατηρείται. Κλασική περίπτωση σημειακών πηγών είναι τα αστέρια (εκτός από τον ήλιο).



**Σχήμα 2.3:** Παρατήρηση σημειακής πηγής.

Η ενέργεια,  $L_\nu$ , που εκπέμπει προς όλες τις διευθύνσεις ένα αστέρι με ακτίνα  $R$ , ανά μονάδα χρόνου και σε μία περιοχή συχνοτήτων μεταξύ  $\nu$  και  $\nu + d\nu$ , είναι ίση με το γινόμενο της ροής της ακτινοβολίας,  $\mathcal{F}_\nu$ , επί το εμβαδόν της επιφάνειάς του,  $4\pi R^2$ :

$$L_\nu = 4\pi R^2 \mathcal{F}_\nu \quad (2.9)$$

Η ποσότητα  $L_\nu$ , που ονομάζεται *απόλυτη λαμπρότητα*, αντιστοιχεί στο σύνολο της ενέργειας που εκπέμπει το αστέρι ανά μονάδα χρόνου και εύρους συχνοτήτων. Από αυτή την ενέργεια, που σκορπίζεται σε όλες τις διευθύνσεις δηλαδή σε στερεά γωνία  $4\pi$ , ένα τηλεσκόπιο συλλέγει τόση ενέργεια όση περιέχεται στη στερεά γωνία  $\Omega$ , (Σχήμα 2.3) που ορίζει το άνοιγμά του,  $A$ , και η απόστασή του αστεριού από τη Γη,  $D$ , ( $\Omega = A/D^2$ ). Συνεπώς το τηλεσκόπιο θα συλλέξει ενέργεια

$$E_\nu = L_\nu \frac{\Omega}{4\pi} = \frac{L_\nu}{4\pi} \frac{A}{D^2} = A \frac{R^2}{D^2} \mathcal{F}_\nu \quad (2.10)$$

Η οποία είναι ανάλογη προς τη ροή της ακτινοβολίας.

### 2.2.2 Συντελεστές εκπομπής και απορρόφησης

Το πεδίο της ακτινοβολίας και το υλικό συνδέονται μέσα από τους συντελεστές εκπομπής και απορρόφησης. Για το ορισμό τους ας θεωρήσουμε υλικό πάχους  $dl$  το οποίο δέχεται ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία έντασης  $I_\nu$  από τη μία πλευρά του και δίνει ακτινοβολία έντασης  $I_\nu + dI_\nu$  από την άλλη (Σχήμα 2.4 αριστερά). Αν το υλικό εκπέμπει αλλά δεν απορροφά ακτινοβολία, τότε η μεταβολή της ειδικής έντασης μπορεί να γραφεί:

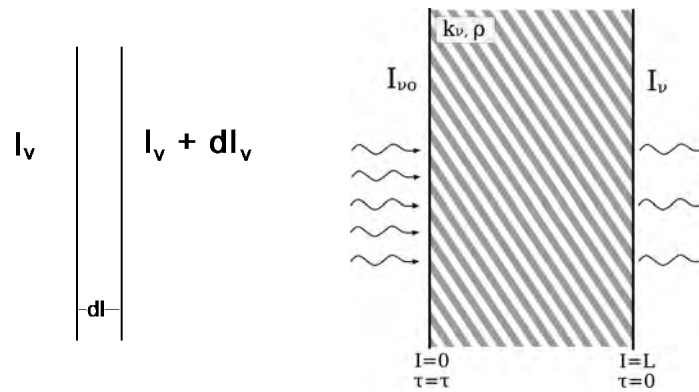
$$dI_\nu = j_\nu \rho dl \quad (2.11)$$

όπου  $\rho$  είναι η πυκνότητα του υλικού. Ο συντελεστής αναλογίας,  $j_\nu$ , ορίζεται ως *συντελεστής εκπομπής* (emission coefficient).

Αντίστοιχα, αν θεωρήσουμε ότι το υλικό απορροφά μόνο ακτινοβολία χωρίς να εκπέμπει, ορίζουμε τον *συντελεστή απορρόφησης* (absorption coefficient),  $k_\nu$ , από τη σχέση:

$$dI_\nu = -k_\nu \rho I_\nu dl \quad (2.12)$$

Διακρίνουμε δύο περιπτώσεις απορρόφησης: την *καθαρή απορρόφηση*, όπου το φωτόνιο καταστρέφεται και η ενέργειά του μετατρέπεται σε θερμική ενέργεια του πλάσματος (π.χ. όταν ένα φωτόνιο απορροφάται



**Σχήμα 2.4:** Αριστερά: Για τον ορισμό του συντελεστή εκπομπής και απορρόφησης. Δεξιά: Απορρόφηση από στρώμα πεπερασμένου πάχους.

από άτομο το οποίο στη συνέχεια αποδιεγείρεται με συγκρούσεις) και τη σκέδαση (scattering) όπου το φωτόνιο δεν καταστρέφεται, αλλά μετά την απορρόφησή του εκπέμπεται ξανά με αλλαγή διεύθυνσης ή/και συχνότητας (λόγω αλλαγής ταχύτητας μεταξύ απορρόφησης και εκπομπής). Οι δύο αυτές διαδικασίες εκφράζονται από τους συντελεστές  $\kappa_\nu$  και  $\sigma_\nu$  αντίστοιχα, έτσι που  $k_\nu = \kappa_\nu + \sigma_\nu$ .

Μερικές φορές εκφράζουμε την απορρόφηση με την ενεργό διατομή,  $\alpha_\nu$ , έτσι ώστε:

$$\alpha_\nu n = k_\nu \rho \quad (2.13)$$

όπου  $n$  η αριθμητική πυκνότητα του υλικού.

Πρέπει να σημειώσουμε ότι στα ραδιοκύματα ορίζουμε ως συντελεστή απορρόφησης το γινόμενο  $k_\nu \rho$  και ως συντελεστή εκπομπής το γινόμενο  $j_\nu \rho$ .

Αν η περιοχή που απορροφά έχει πεπερασμένο πάχος,  $L$ , ολοκληρώνοντας την (2.12) παίρνουμε (Σχήμα 2.4 δεξιά):

$$I_\nu = I_{\nu_0} e^{-\int_0^L k_\nu \rho dl} \quad (2.14)$$

Αντί για το γεωμετρικό μήκος,  $l$ , χρησιμοποιούμε το οπτικό βάθος (optical depth),  $\tau_\nu$ , που ορίζουμε ως:

$$d\tau_\nu = -k_\nu \rho dl \quad (2.15)$$

οπότε,

$$I_\nu = I_{\nu_0} e^{-\tau_\nu} \quad (2.16)$$

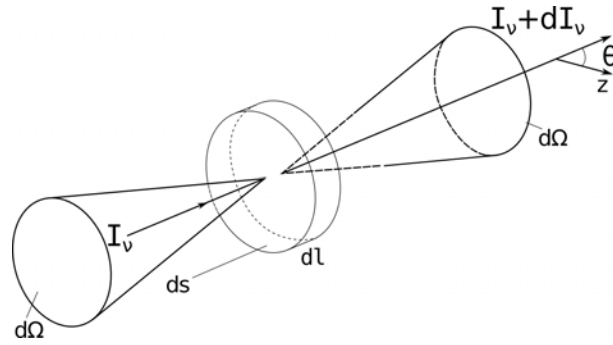
όπου

$$\tau_\nu = \int_0^L k_\nu \rho dl \quad (2.17)$$

Σημειώνουμε ότι το οπτικό βάθος μετριέται σε διεύθυνση αντίθετη από το γεωμετρικό βάθος. Στη θέση του παρατηρητή το οπτικό βάθος είναι μηδέν και αυξάνει προς την διεύθυνση της πηγής της ακτινοβολίας. Έτσι το οπτικό βάθος σε κάποιο σημείο της αστρικής ατμόσφαιρας είναι ένα μέτρο της απορροφητικότητας του υλικού που παρεμβάλλεται ανάμεσα σε αυτό το σημείο και τον παρατηρητή.

### 2.2.3 Εξίσωση μεταφοράς της ακτινοβολίας

Αφού ορίσαμε τις παραμέτρους του πεδίου ακτινοβολίας και τους συντελεστές εκπομπής και απορρόφησης, είμαστε σε θέση να γράψουμε την εξίσωση που περιγράφει την αλληλεπίδραση του υλικού με την ακτινοβολία. Θεωρούμε κυλινδρική περιοχή με άξονα παράλληλο στη διεύθυνση διάδοσης, εμβαδόν βάσης  $ds$  και



**Σχήμα 2.5:** Για την απόδειξη της εξίσωσης μεταφοράς της ακτινοβολίας

ύψος  $dl$  (Σχήμα 2.5). Η ενέργεια που δέχεται ο παρατηρητής μέσα σε στερεά γωνία  $d\Omega$  θα αλλάξει λόγω εκπομπής και απορρόφησης της ακτινοβολίας από το υλικό που περιέχεται στον κύλινδρο.

Η μεταβολή της ενέργειας θα είναι ίση με την ενέργεια που εκπέμπει το υλικό μείον την ενέργεια που απορροφά:

$$dI_\nu ds d\Omega d\nu dt = j_\nu \rho dl ds d\Omega d\nu dt - k_\nu \rho I_\nu dl ds d\Omega d\nu dt$$

από όπου προκύπτει η διαφορική εξίσωση:

$$\frac{dI_\nu}{dl} = j_\nu \rho - k_\nu \rho I_\nu$$

Αν η διεύθυνση διάδοσης σχηματίζει γωνία  $\theta$  με την κατακόρυφο διεύθυνση  $z$ , τότε  $dl = dz / \cos \theta = dz / \mu$  και παίρνουμε:

$$\frac{\mu}{\rho} \frac{dI_\nu}{dz} = j_\nu - k_\nu I_\nu$$

χρησιμοποιώντας ως μεταβλητή το οπτικό βάθος,  $d\tau_\nu = -k_\nu \rho dz$ , έχουμε τελικά:

$$\mu \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - S_\nu \quad (2.18)$$

όπου  $S_\nu = j_\nu / k_\nu$  είναι η *συνάρτηση πηγής της ακτινοβολίας* (source function) που εκφράζει την εκπεμπτικότητα του υλικού. Σε συνθήκες τοπικής θερμοδυναμικής ισορροπίας (ΤΘΙ ή LTE = Local Thermodynamic Equilibrium) η συνάρτηση πηγής είναι ίση με τη *συνάρτηση του Planck*:

$$S_\nu = B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (2.19)$$

ενώ διαφορετικά είναι μία πολύπλοκη συνάρτηση της θερμοδυναμικής κατάστασης του υλικού και του πεδίου ακτινοβολίας.

Η εξίσωση (2.18) είναι γνωστή ως *εξίσωση μεταφοράς της ακτινοβολίας* (radiative transfer equation) και περιγράφει την αλληλεπίδραση του πεδίου της ακτινοβολίας με το υλικό. Η “τυπική λύση” της δίνει για την ειδική ένταση στη θέση του παρατηρητή ( $\tau_\nu = 0$ ):

$$I_\nu(\tau_\nu = 0, \mu) = \int_0^\infty S_\nu e^{-t_\nu/\mu} dt_\nu / \mu \quad (2.20)$$

όπου  $t_\nu$  είναι το οπτικό βάθος ως μεταβλητή ολοκλήρωσης. Η λύση αυτή εκφράζει το ότι στην ένταση που δέχεται ο παρατηρητής συμβάλλουν όλα τα στρώματα της ατμόσφαιρας, το καθένα ανάλογα με την εκπεμπτικότητά του,  $S_\nu$ , μειωμένα κατά την απορρόφηση των υπερκειμένων στρωμάτων,  $e^{-t_\nu/\mu}$ . Η ολοκλήρωση

ως το άπειρο έχει την έννοια ότι προχωράμε μέχρι τα πολύ βαθιά στρώματα από όπου, έτσι κι αλλιώς, φωτόνια δεν φτάνουν μέχρις εμάς και αυτό είναι ισοδύναμο με μια ατμόσφαιρα που έχει άπειρη έκταση στη διεύθυνση παρατήρησης (*ημι-άπειρη ατμόσφαιρα, semi-infinite atmosphere*).

Στα ραδιοκύματα, όταν η εκπομπή έχει θερμική προέλευση, έχουμε πάντα ΤΘΙ και η συνάρτηση πηγής είναι ίση με τη συνάρτηση του Planck. Χρησιμοποιώντας το νόμο *Rayleigh-Jeans* (αφού  $h\nu \ll 1$ ) παίρνουμε την εξής μορφή για τη συνάρτηση του Planck και τη συνάρτηση πηγής:

$$S_\nu = B_\nu = \frac{2kT}{\lambda^2} \quad (2.21)$$

και η (2.20) δίνει

$$T_b = \int_0^\infty T e^{-t/\mu} dt/\mu \quad (2.22)$$

όπου  $T$  η θερμοκρασία του πλάσματος και  $T_b$  η *θερμοκρασία λαμπρότητας* (brightness temperature) που ορίζεται από τη σχέση

$$I_\nu = \frac{2kT_b}{\lambda^2} \quad (2.23)$$

Στη γενικότερη περίπτωση η θερμοκρασία λαμπρότητας ορίζεται έτσι ώστε  $I_\nu = B_\nu(T_b)$ .

- **Παράδειγμα 3:** Ποιο οπτικό βάθος έχει μεγαλύτερη συμβολή στην ακτινοβολία που δέχεται ο παρατηρητής;

Αναπτύσσοντας τη συνάρτηση πηγής σε σειρά Taylor γύρω από το οπτικό βάθος  $t = \mu$ , παίρνουμε:

$$\begin{aligned} S_\nu(t) &= S_{\nu,t=\mu} + a(t - \mu) \\ &+ \dots \text{ όροι ανώτερης τάξης} \end{aligned}$$

αγνοώντας τους όρους ανώτερης τάξης και αντικαθιστώντας στην (2.20) παίρνουμε:

$$I_\nu(0, \mu) \approx S_{t=\mu} \int_0^\infty e^{-t/\mu} dt/\mu + a \int_0^\infty t e^{-t/\mu} dt/\mu - a\mu \int_0^\infty e^{-t/\mu} dt/\mu$$

και τελικά,

$$I_\nu(0, \mu) \approx S_{t=\mu} \quad (2.24)$$

Δηλαδή η ένταση της ακτινοβολίας που δεχόμαστε είναι περίπου ίση με την τιμή της συνάρτησης πηγής σε οπτικό βάθος ίσο με  $\mu$ . Η σχέση αυτή είναι γνωστή ως *σχέση των Eddington-Barbier*. Πρακτικά, αυτό σημαίνει ότι στο κέντρο του ηλιακού δίσκου ( $\mu = 1$ ) βλέπουμε σε οπτικό βάθος  $\tau \approx 1$ , ενώ πηγαίνοντας προς το χείλος ( $\mu = 0$ ) βλέπουμε τα ανώτερα στρώματα της ατμόσφαιρας. Έχουμε έτσι την δυνατότητα να διαγνώσουμε μία περιοχή της ατμόσφαιρας με παρατηρήσεις στο ίδιο μήκος κύματος, μετρώντας τη μεταβολή της έντασης από το κέντρο προς το χείλος.

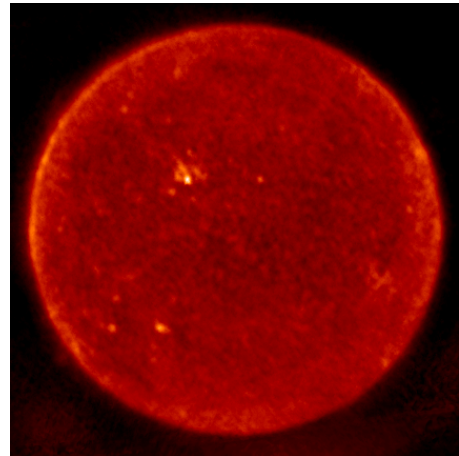
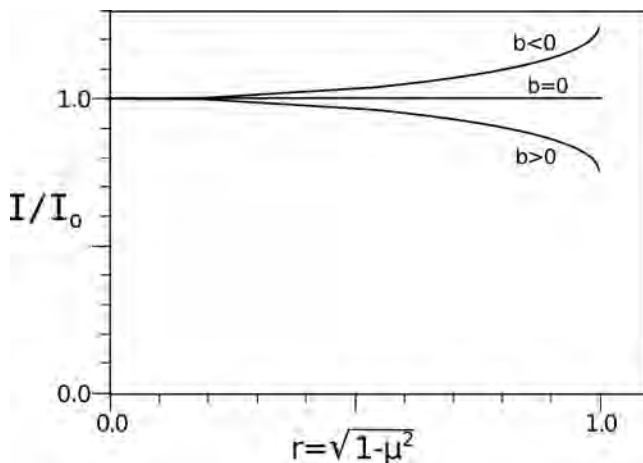
- **Παράδειγμα 4:** Ποια είναι η μεταβολή της ειδικής έντασης από το κέντρο του ηλιακού δίσκου προς το χείλος;

Σε μία προσέγγιση πρώτης τάξης, θεωρούμε γραμμική μεταβολή της συνάρτησης πηγής με το οπτικό βάθος:

$$S_\nu(t) \approx a + bt$$

αντικαθιστούμε στην (2.20):

$$I_\nu(0, \mu) = a \int_0^\infty e^{-t/\mu} dt/\mu + b \int_0^\infty t e^{-t/\mu} dt/\mu = a + b\mu$$



**Σχήμα 2.6:** Αριστερά: Μεταβολή της έντασης από το κέντρο του ηλιακού δίσκου ( $r = 0$ ) στο χείλος ( $r = 1$ ). Δεξιά: Εικόνα του ήλιου στα ραδιοκύματα ( $\lambda = 5.2 \text{ cm}$ ) στις 21 Ιουνίου 2009 από το Σιβηριανό Ηλιακό Ραδιοτηλεσκόπιο.

Στο κέντρο του ηλιακού δίσκου η ένταση θα είναι

$$I_\nu(0, 1) = a + b$$

οπότε:

$$\frac{I_\nu(0, \mu)}{I_\nu(0, 1)} = \frac{a + b\mu}{a + b} \quad (2.25)$$

δηλαδή έχουμε (Σχήμα 2.6, αριστερά):

- Λαμπρό χείλος αν  $b < 0$ , δηλαδή αν η συνάρτηση πηγής ελαττώνεται με το οπτικό βάθος. Αυτό σημαίνει ότι η συνάρτηση πηγής, και κατά συνέπεια η θερμοκρασία του ατμοσφαιρικού στρώματος από όπου δεχόμαστε ακτινοβολία, αυξάνει με το ύψος.
- Σκοτεινό χείλος αν  $b > 0$ , δηλαδή αν η συνάρτηση πηγής αυξάνει με το οπτικό βάθος. πράγμα που σημαίνει ότι η συνάρτηση πηγής και η θερμοκρασία ελαττώνονται με το ύψος.

Από την παραπάνω ανάλυση μπορούμε να βγάλουμε ορισμένα ποιοτικά συμπεράσματα για τη μεταβολή της θερμοκρασίας στην ηλιακή ατμόσφαιρα. Έτσι για τη φωτόσφαιρα, όπου το χείλος είναι πιο σκοτεινό από το κέντρο του δίσκου (Σχήμα 2.6), συμπεραίνουμε ότι η θερμοκρασία ελαττώνεται με το ύψος. Όμως, υπάρχουν φασματικές περιοχές όπως το μακρινό υπεριώδες και τα εκατοστομετρικά ραδιοκύματα (Σχήμα 2.6, δεξιά), όπου το χείλος είναι πιο λαμπρό από το κέντρο του δίσκου. Αυτό σημαίνει ότι πάνω από τη φωτόσφαιρα υπάρχουν ατμοσφαιρικά στρώματα όπου η θερμοκρασία αυξάνει με το ύψος· πρόκειται για τη χρωμόσφαιρα και τη μεταβατική περιοχή μεταξύ χρωμόσφαιρας-στέμματος, που αναφέραμε ήδη στο πρώτο κεφάλαιο.

- **Παράδειγμα 5:** Να υπολογιστεί η ακτινοβολία από πεπερασμένο στρώμα με σταθερή συνάρτηση πηγής.

Στην περίπτωση που η συνάρτηση πηγής δεν μεταβάλλεται με το οπτικό βάθος η σχέση (2.20) δίνει:

$$I_\nu = S_\nu(1 - e^{-\tau_\nu}) \quad (2.26)$$

όπου  $\tau_\nu$  είναι το οπτικό βάθος του στρώματος. Παρατηρούμε ότι:

- Όταν  $\tau_\nu \ll 1$  (διαφανές στρώμα),

$$I_\nu \approx \tau_\nu S_\nu \quad (2.27)$$



– Όταν  $\tau_\nu \gg 1$  (αδιαφανές στρώμα),

$$I_\nu \approx S_\nu \quad (2.28)$$

Δηλαδή στην περίπτωση αδιαφανούς στρώματος σταθερής θερμοκρασίας, η ειδική ένταση της ακτινοβολίας είναι ίση με τη συνάρτηση του Planck.

Στα ραδιοκύματα έχουμε αντίστοιχα:

$$T_b = T(1 - e^{-\tau_\nu}) \quad (2.29)$$

Ο συντελεστής θερμικής απορρόφησης είναι ανάλογος με το τετράγωνο του μήκους κύματος (εδάφιο 2.3.2). Έτσι στα μικρά μήκη κύματος το οπτικό βάθος είναι μικρό ( $\tau_\nu \ll 1$ ) και

$$T_b \approx \tau_\nu T \quad (2.30)$$

ενώ στα μεγάλα μήκη κύματος  $\tau_\nu \gg 1$  και

$$T_b \approx T \quad (2.31)$$

Με τον τρόπο αυτό βρίσκουμε άμεσα από τις μετρήσεις της θερμοκρασίας λαμπρότητας στα μετρικά μήκη κύματος ότι η θερμοκρασία του στέμματος είναι  $\approx 10^6$  K. Επίσης συμπεραίνουμε ότι κάποιες σποραδικές ραδιοεκπομπές που έχουν θερμοκρασία λαμπρότητας πολύ μεγαλύτερη από τη θερμοκρασία του στέμματος, της τάξης των  $10^8$  K ή και μεγαλύτερη, δεν μπορούν να προέρχονται από θερμικό μηχανισμό εκπομπής.

Αν πίσω από το στρώμα υπάρχει πηγή ακτινοβολίας, έντασης  $I_{\nu 0}$ , αντί για την (2.26) παίρνουμε:

$$I_\nu = I_{\nu 0} e^{-\tau} + S_\nu (1 - e^{-\tau}) \quad (2.32)$$

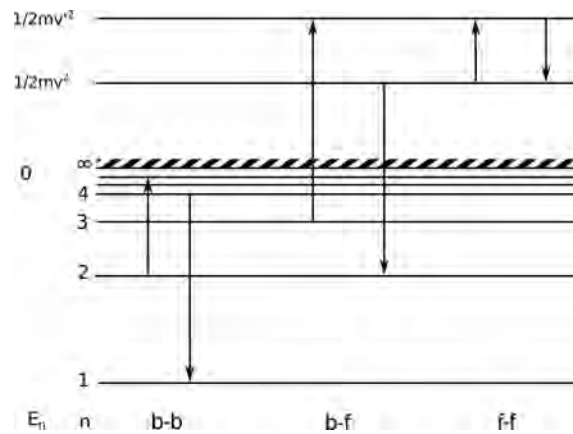
και αντίστοιχες σχέσεις για την οπτικά πυκνή και οπτικά αραιή περίπτωση. Η περίπτωση αυτή είναι γνωστή ως μοντέλο σύννεφου (cloud model).

## 2.3 Διαδικασίες εκπομπής-απορρόφησης

Στο εδάφιο αυτό θα εξετάσουμε τη σύνδεση της εκπομπής και της απορρόφησης της ακτινοβολίας με τις φυσικές συνθήκες του υλικού. Κάθε διαδικασία εκπομπής ακτινοβολίας έχει την αντίστοιχη της διαδικασία απορρόφησης. Έτσι, αντί να χρησιμοποιούμε ξεχωριστά τους συντελεστές εκπομπής και απορρόφησης, χρησιμοποιούμε το συντελεστή απορρόφησης και τη συνάρτηση πηγής. Η τελευταία, στην περίπτωση ΤΘΙ, είναι ίση με τη συνάρτηση του Planck και συνεπώς προσδιορίζεται πλήρως από τη θερμοκρασία του μέσου.

Με βάση το φασματικό τους εύρος,  $\Delta\nu$ , οι διαδικασίες εκπομπής-απορρόφησης διακρίνονται σε διαδικασίες με *συνεχές φάσμα* ( $\Delta\nu \approx \nu$ ) και σε διαδικασίες με *γραμμικό φάσμα* ( $\Delta\nu \ll \nu$ ). Οι περισσότερες συνδέονται με ατομικές μεταπτώσεις, ενώ άλλες συνδέονται με την αλληλεπίδραση σωματιδίων με το μαγνητικό πεδίο ή το πλάσμα.

Συνεχές φάσμα δίνουν οι διαδικασίες που αντιστοιχούν σε μεταπτώσεις ανάμεσα σε δύο ενεργειακές καταστάσεις από τις οποίες η μία τουλάχιστον είναι ελεύθερη. Τέτοιες είναι η μετάπτωση ηλεκτρονίου από δέσμια στάθμη στο συνεχές και αντίστροφα (ιονισμός - επανασύνδεση) και η μετάπτωση ανάμεσα σε δύο ελεύθερες καταστάσεις (Σχήμα 2.7). Συνεχές φάσμα μπορεί επίσης να προκύψει από φασματική διεύρυνση εκπομπής με γραμμικό φάσμα (βλ. εδάφιο 2.3.4). Ακτινοβολία με στενό φασματικό εύρος προέρχεται από ατομικές μεταπτώσεις ανάμεσα σε δέσμιες καταστάσεις (Σχήμα 2.7), καθώς και από εκπομπές σε χαρακτηριστικές συχνότητες του πλάσματος και τις αρμονικές τους.



Σχήμα 2.7: Δέσμιες-δέσμιες (b-b), δέσμιες-ελεύθερες (b-f) και ελεύθερες-ελεύθερες (f-f) μεταπτώσεις.

### 2.3.1 Δέσμιες-ελεύθερες ατομικές μεταπτώσεις (bound-free)

Χαρακτηριστικό της διαδικασίας αυτής είναι ότι σε κάθε δέσμια στάθμη αντιστοιχεί ένα ενεργειακό κατώφλι που είναι η ενέργεια ιονισμού (Σχήμα 2.8). Ο συνολικός συντελεστής απορρόφησης ενός ιόντος (από όλες τις στάθμες) είναι:

$$k_{\nu\rho} = \sum_{i_{\min}}^{\infty} N_i \alpha_i(\nu) \quad (2.33)$$

όπου  $\alpha_i(\nu)$  είναι η ενεργός διατομή της μετάπτωσης από τη στάθμη  $i$  στο συνεχές,  $N_i$  η (αριθμητική) πυκνότητα των ιόντων που έχουν ηλεκτρόνια στη στάθμη  $i$  και  $i_{\min}$  η κατώτερη στάθμη που μπορεί να ιονιστεί από φωτόνια ενέργειας  $h\nu$ .

Για υδρογονοειδή ιόντα (ιόντα με ένα δέσμιο ηλεκτρόνιο) η ενεργός διατομή για τη στάθμη  $i$  είναι:

$$\alpha_i(\nu) = \frac{32\pi^2 e^6 R}{3\sqrt{3} h^3 c} \frac{z^4}{\nu^3 i^5} g_{\Pi}(i, \nu) \quad (2.34)$$

όπου  $R$  η σταθερά Rydberg (ίση με 13.6 eV),  $z$  ο ατομικός αριθμός του πυρήνα και  $g_{\Pi}(i, \nu)$  ο παράγοντας Gaunt ( $\approx 1$ ).

Για τον υπολογισμό του συντελεστή απορρόφησης είναι απαραίτητο να γνωρίζουμε τον πληθυσμό κάθε στάθμης,  $N_i$ . Στην περίπτωση ΤΘΙ ο σχετικός πληθυσμός δύο σταθμών,  $i$  και  $j$  δίνεται από την εξίσωση Boltzmann:

$$\frac{N_i}{N_j} = \frac{g_i}{g_j} e^{-(\chi_i - \chi_j)/kT} \quad (2.35)$$

όπου  $\chi_i, \chi_j$ , είναι οι ενέργειες ιονισμού και  $g_i, g_j$  τα στατιστικά βάρη των σταθμών  $i$  και  $j$ , που εκφράζουν τον αριθμό των υποσταθμών κάθε στάθμης. Αθροίζοντας σε όλες τις στάθμες παίρνουμε:

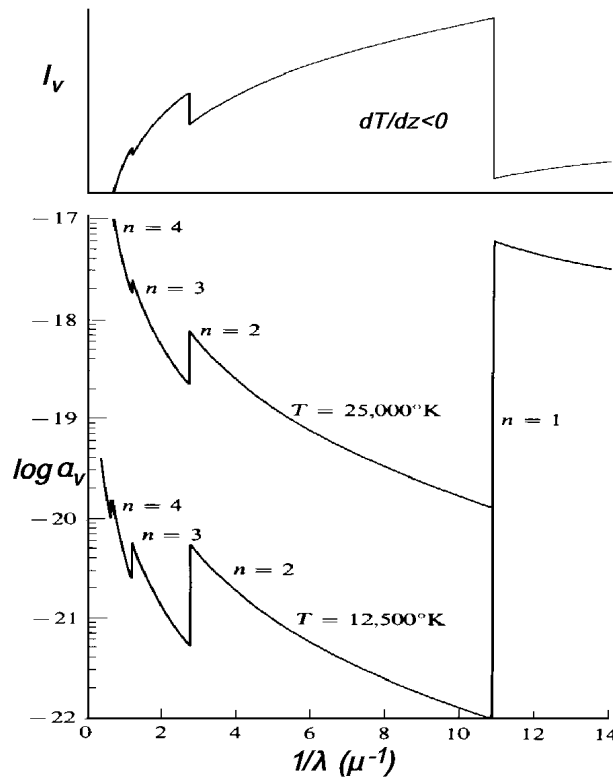
$$\frac{N_i}{N_0} = \frac{g_i}{U_0} e^{-\chi_i/kT} \quad (2.36)$$

όπου

$$U_0 = \sum_1^{\infty} g_i e^{-\chi_i/kT} \quad (2.37)$$

είναι η συνάρτηση διαμερισμού (partition function),  $N_0$  η ολική πυκνότητα του ιόντος που ακτινοβολεί και  $g_i$  το στατιστικό βάρος της στάθμης. Για υδρογονοειδή άτομα,

$$g_i = 2i^2 \quad (2.38)$$



**Σχήμα 2.8:** Η ενεργός διατομή δέσμιων-ελευθέρων μεταπτώσεων για δύο τιμές της θερμοκρασίας (κάτω) και το αντίστοιχο φάσμα για την περίπτωση που η θερμοκρασία ελαττώνεται με το ύψος (επάνω).

και

$$\chi_i = hRz^2 \left( 1 - \frac{1}{i^2} \right) \quad (2.39)$$

οπότε, σε συνδυασμό με τα παραπάνω έχουμε:

$$k_{\nu\rho} = \frac{64\pi^2 e^6 Rz^4 N_0}{3\sqrt{3} h^3 c \nu^3 U_0} e^{-hRz^4/kT} \sum_{i_{\min}}^{\infty} \frac{g_{\Pi}}{i^3} e^{-hRz^4/i^2 kT} \quad (2.40)$$

Στο Σχήμα 2.8 δίνεται η εξάρτηση του συντελεστή απορρόφησης από τη συχνότητα. Τα πηδήματα αντιστοιχούν στα κατώφλια ιονισμού των σταθμών και είναι μικρότερα για μεγαλύτερη θερμοκρασία λόγω του μεγαλύτερου πληθυσμού των ανωτέρων σταθμών. Στο ίδιο σχήμα φαίνεται το αποτέλεσμα της απορρόφησης στο φάσμα όταν η θερμοκρασία ελαττώνεται με το ύψος: η ένταση της ακτινοβολίας είναι μεγαλύτερη στα μήκη κύματος όπου ο συντελεστής απορρόφησης είναι μικρότερος, γιατί εκεί η ακτινοβολία προέρχεται από βαθύτερα στρώματα της φωτόσφαιρας τα οποία είναι θερμότερα.

Απότομες μεταβολές της έντασης που οφείλονται στα κατώφλια ιονισμού του υδρογόνου και άλλων στοιχείων διακρίνονται στο φάσμα του Ήλιου και των αστεριών. Ειδικότερα το υδρογόνο παρουσιάζει κατώφλια ιονισμού στα 912 Å (όριο Lyman,  $i = 1$ ), στα 3646 Å (όριο Balmer),  $i = 2$ ), στα 8204 Å (όριο Paschen,  $i = 3$ ) κλπ. Ένα φάσμα της περιοχής γύρω από το όριο Lyman δίνεται στο Σχήμα 2.21.

### 2.3.2 Ελεύθερες-ελεύθερες ατομικές μεταπτώσεις (free-free)

Από τη σκοπιά της ηλεκτρομαγνητικής θεωρίας, οι μεταπτώσεις αυτές μπορούν να θεωρηθούν ως αλληλεπιδράσεις ιόντων-ελευθέρων ηλεκτρονίων. Τα ελεύθερα ηλεκτρόνια ακτινοβολούν (ή απορροφούν ακτινοβολία), καθώς επιβραδύνονται (ή επιταχύνονται) από το ηλεκτρικό πεδίο των ιόντων. Για το λόγο

αυτό οι ελεύθερες-ελεύθερες μεταπτώσεις έχουν και την ονομασία *bremsstrahlung* (ακτινοβολία πέδης). Ο συντελεστής απορρόφησης δίνεται από την έκφραση:

$$k_\nu \rho = \int_0^\infty N_i N_e f(v) \alpha_{ff}(\nu, v) dv \quad (2.41)$$

όπου  $N_i$  είναι η πυκνότητα των ιόντων,  $N_e$  η πυκνότητα των ηλεκτρονίων και  $f(v)$  η συνάρτηση κατανομής των ταχυτήτων των ηλεκτρονίων. Η ενεργός διατομή είναι:

$$\alpha_{ff}(\nu, v) = \frac{2}{3\sqrt{3}} \frac{Rz^2 h^2 e^2}{m^3 \pi c v} \frac{g_{\text{III}}}{\nu^3} \quad (2.42)$$

όπου  $g_{\text{III}}$  είναι πάλι ένας παράγοντας Gaunt.

Στην περίπτωση ΤΘΙ οι πυκνότητες ιόντων και ηλεκτρονίων συνδέονται μέσω της εξίσωσης του *Saha*:

$$N_i = \frac{N_0}{N_e} \frac{(2\pi m k T)^{3/2}}{h^3} 2 \frac{U_i}{U_0} e^{-\chi_0/kT} \quad (2.43)$$

όπου  $N_0$  ο πληθυσμός,  $U_0$  η συνάρτηση διαμερισμού και  $\chi_0$  ενέργεια ιονισμού της λιγότερο ιονισμένης κατάστασης ( $\chi_0 = hRz^2$  για υδρογονοειδή άτομα).

Η κατανομή ταχυτήτων δίνεται από την κατανομή *Maxwell-Boltzmann* που, σε μία διεύθυνση, έχει τη μορφή καμπύλης του Gauss:

$$f(v_x) dv_x = \left( \frac{m}{2\pi k T} \right)^{1/2} e^{-mv_x^2/2kT} dv_x \quad (2.44)$$

Στη σχέση (2.41) υπεισέρχεται η κατανομή του μέτρου της ταχύτητας, που προκύπτει μετά από ολοκλήρωση της (2.44) ως προς τη στερεά γωνία  $d\Omega$  στο χώρο των ταχυτήτων ( $d\Omega_v = v^2 \sin \theta d\theta d\phi$ ) και το αποτέλεσμα είναι:

$$f(v) dv = 4\pi \left( \frac{m}{2\pi k T} \right)^{3/2} v^2 e^{-mv^2/2kT} dv \quad (2.45)$$

Συνδυάζοντας τα παραπάνω, για τον συντελεστή απορρόφησης (2.41) παίρνουμε :

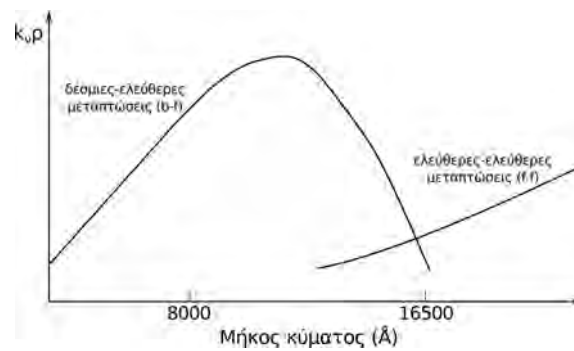
$$k_\nu \rho = \frac{16}{3\sqrt{3}} \frac{Rz^2 e^2}{hc} \frac{1}{\nu^3} \frac{U_i}{U_0} \frac{kT}{m} N_0 e^{-\chi_0/kT} g_{\text{III}} \quad (2.46)$$

Στα οπτικά μήκη κύματος η εκπομπή f-f είναι σημαντική μόνο για αστέρια που έχουν μεγάλες θερμοκρασίες ( $> 10^4$  K) στην ατμόσφαιρά τους. Όμως στα ραδιοφωνικά είναι ο βασικός μηχανισμός θερμικής εκπομπής του πλάσματος. Η έκφραση του συντελεστή απορρόφησης εκεί είναι πιο απλή:

$$k_\nu \rho \approx \xi \frac{N_e^2}{\nu^2 T^{3/2}} \quad (2.47)$$

όπου η παράμετρος  $\xi$  μεταβάλλεται αργά με τη θερμοκρασία και έχει την τιμή  $\xi \approx 0.11$  στη χρωμόσφαιρα και  $\xi \approx 0.16$  στο στέμμα. Σημειώνουμε ότι στην περίπτωση του μαγνητισμένου πλάσματος ο συντελεστής απορρόφησης είναι λίγο διαφορετικός, όπως θα δούμε στο εδάφιο 7.6.1.

Στον Ήλιο, πέρα από την περιοχή των ραδιοκυμάτων, ο μηχανισμός *bremsstrahlung* είναι υπεύθυνος και για τη συνεχή ακτινοβολία στις ακτίνες X, από μη θερμικά ηλεκτρόνια που επιταχύνονται σε υψηλές ενέργειες στις εκλάμπεις και, στη συνέχεια, επιβραδύνονται σε πυκνότερα στρώματα (βλ. κεφάλαιο 9).



Σχήμα 2.9: Συντελεστής απορρόφησης από το αρνητικό ιόν του υδρογόνου.

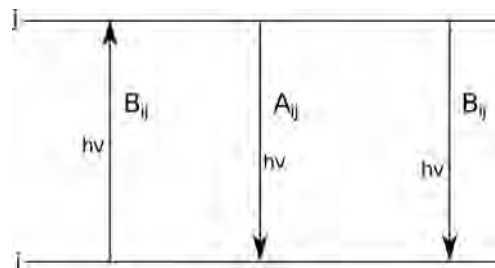
### 2.3.2.1 Απορρόφηση από το αρνητικό ιόν υδρογόνου

Από νωρίς έγινε φανερό ότι η συνεχής απορρόφηση από το υδρογόνο, τα ελεύθερα ηλεκτρόνια και τα μέταλλα δεν είναι αρκετή για να ερμηνεύσει την αδιαφάνεια της ηλιακής φωτόσφαιρας. Η λύση δόθηκε από τον Chandrasekhar τη δεκαετία του 40, που πρότεινε ότι η αδιαφάνεια οφείλεται στο αρνητικό ιόν υδρογόνου ( $H^-$ ) που είναι ένα πρωτόνιο με δύο δέσμια ηλεκτρόνια. Έχει μόνο μία σταθερή ενεργειακή κατάσταση με ενέργεια ιονισμού 0.745 eV (που αντιστοιχεί σε κατώφλι στο μήκος κύματος  $\sim 16500 \text{ \AA}$ ). Το διάγραμμα του συντελεστή απορρόφησης δίνεται στο Σχήμα 2.9 (βλ. και Σχήμα 3.2).

### 2.3.3 Δέσμιες-δέσμιες μεταπτώσεις (bound-bound)

#### 2.3.3.1 Πιθανότητες μετάπτωσης

Ας θεωρήσουμε 2 δέσμιες καταστάσεις,  $i$  και  $j$  (Σχήμα 2.10). Υπάρχουν τρεις διαδικασίες μετάπτωσης από τη μία στάθμη στην άλλη που συνδέονται με ακτινοβολία<sup>1</sup>: η απορρόφηση, η αυθόρμητη εκπομπή και η εξαναγκασμένη εκπομπή.



Σχήμα 2.10: Δέσμιες-δέσμιες μεταπτώσεις.

Ο ρυθμός των μεταπτώσεων απορρόφησης από τη στάθμη  $i$  στη στάθμη  $j$  μπορεί να εκφραστεί ως

$$N_i B_{ij} I_\nu$$

όπου  $N_i$  είναι η πυκνότητα της στάθμης  $i$ ,  $B_{ij}$  η πιθανότητα της μετάπτωσης και  $I_\nu$  η ένταση της ακτινοβολίας. Ο ρυθμός μεταπτώσεων αυθόρμητης εκπομπής από τη στάθμη  $j$  στη στάθμη  $i$  είναι:

$$N_j A_{ji}$$

<sup>1</sup>Μεταπτώσεις μπορούμε να έχουμε και με συγκρούσεις

όπου  $N_j$  είναι η πυκνότητα της στάθμης  $j$  και  $A_{ji}$  η πιθανότητα της μετάπτωσης. Όμως, εκτός από την αυθόρμητη εκπομπή έχουμε και την *εξαναγκασμένη εκπομπή*, η οποία είναι αποτέλεσμα της επίδρασης του πεδίου της ακτινοβολίας· ο αντίστοιχος ρυθμός είναι:

$$N_j B_{ji} I_\nu$$

όπου  $B_{ji}$  είναι και πάλι η πιθανότητα της μετάπτωσης. Οι ποσότητες  $A_{ji}$ ,  $B_{ij}$ , και  $B_{ji}$  είναι γνωστές και ως *συντελεστές Einstein*. Το αντίστροφό τους αντιστοιχεί στο χρόνο ζωής της στάθμης.

Η συνθήκη σταθερότητας του πληθυσμού των σταθμών απαιτεί:

$$N_i B_{ij} I_\nu = N_j (A_{ji} + B_{ji} I_\nu) \quad (2.48)$$

εκφράζοντας τον λόγο  $N_i/N_j$  από τον νόμο του Boltzmann (2.35) και βάζοντας  $I_\nu = B_\nu$  (συνάρτηση του Planck, σχέση 2.19), παίρνουμε από την (2.48) τις εξής σχέσεις μεταξύ των συντελεστών Einstein:

$$A_{ji} = \frac{2h\nu^3}{c^2} B_{ji} \quad (2.49)$$

$$B_{ji} = \frac{g_i}{g_j} B_{ij} \quad (2.50)$$

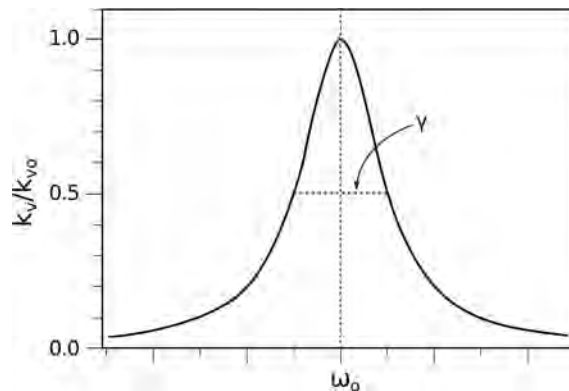
### 2.3.3.2 Συντελεστής απορρόφησης

Η κλασική θεωρία αντιμετωπίζει το ηλεκτρόνιο ως σωματίο που κινείται στο ηλεκτρικό πεδίο του πυρήνα, ενώ το ηλεκτρομαγνητικό κύμα δρα ως εξωτερική δύναμη. Η απορρόφηση εμφανίζεται ως αποτέλεσμα συντονισμού που συμβαίνει όταν η συχνότητα του κύματος συμπίπτει με τη συχνότητα περιστροφής του ηλεκτρονίου· ο συντελεστής απορρόφησης έχει τη μορφή καμπύλης Lorentz (Σχήμα 2.11):

$$k_\nu \rho = \frac{2\pi e^2}{mc} N_i \frac{\gamma}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2} \quad (2.51)$$

όπου  $\omega$  είναι η συχνότητα του κύματος,  $\omega_0$  η ιδιοσυχνότητα του ηλεκτρονίου και  $\gamma$  ο συντελεστής απόσβεσης που έχει την τιμή:

$$\gamma = \frac{2}{3} \frac{e^2 \omega^2}{mc^2} \quad (2.52)$$



**Σχήμα 2.11:** Η μορφή του συντελεστή απορρόφησης φασματικής γραμμής.

Το ημιέρος της γραμμής, δηλαδή το εύρος στο 50% της μέγιστης τιμής της καμπύλης, είναι ίσο με τον συντελεστή απόσβεσης και είναι το ίδιο για όλες τις γραμμές· έχει την τιμή:

$$\Delta\lambda = \gamma \approx 10^{-4} \text{ \AA} \quad (2.53)$$

Η κβαντομηχανική θεώρηση, αντί της (2.51), δίνει:

$$k_{\nu\rho} = \frac{2\pi e^2}{mc} N_i f_{ij} \frac{\Gamma_{ij}}{(\omega - \omega_{ij})^2 + \Gamma_{ij}^2} \quad (2.54)$$

διαφέρει δηλαδή από την κλασσική μόνο κατά τον διορθωτικό παράγοντα  $f_{ij}$  και τον συντελεστή απόσβεσης,  $\Gamma_{ij}$ , που δίνεται τώρα από τη σχέση:

$$\Gamma_{ij} = \Gamma_i + \Gamma_j \quad (2.55)$$

όπου  $\Gamma_i$  είναι ο ρυθμός αποπληθυσμού της στάθμης  $i$  (το αντίστροφό του,  $\Gamma_i^{-1}$ , είναι ο χρόνος ζωής της στάθμης) και είναι το άθροισμα των ρυθμών όλων των διαδικασιών που απομακρύνουν ηλεκτρόνια από τη στάθμη:

$$\Gamma_i = \sum_{k=1}^{i-1} A_{ik} + \sum_{j=i+1}^{\infty} B_{ij} J_{\nu} + \sum_{j=1}^{i-1} B_{ij} J_{\nu} + \text{όροι συγχρούσεων} \quad (2.56)$$

Το πρώτο άθροισμα στην (2.56) αντιστοιχεί στις ανθόρμητες εκπομπές, το δεύτερο στις απορροφήσεις και το τρίτο στις εξαναγκασμένες εκπομπές από τη στάθμη  $i$ . Η τυπική τιμή του  $\Gamma$  είναι  $\sim 10^8 \text{ s}^{-1}$ , που αντιστοιχεί σε ημιέυρος πολύ μεγαλύτερο από αυτό που δίνει η σχέση (2.53):

$$\Delta\lambda \approx 10^{-2} \text{ \AA} \quad (2.57)$$

### 2.3.3.3 Παράγοντες διεύρυνσης γραμμών

Πέρα από το φυσικό εύρος που έχει ο συντελεστής απορρόφησης, μια σειρά παράγοντες τον διευρύνουν παραπέρα, όπως θα δούμε στη συνέχεια.

**2.3.3.3.1 Διεύρυνση Doppler (θερμική)** Λόγω των θερμικών κινήσεων το μήκος κύματος της γραμμής που εκπέμπει κάθε ιόν παρουσιάζει μετάθεση Doppler. Επειδή άλλα ιόντα κινούνται προς τον παρατηρητή και άλλα απομακρύνονται, έχουμε συνολικά διεύρυνση της γραμμής. Η ενεργός διατομή για ένα ιόν που παρουσιάζει μετάθεση Doppler,  $\Delta\nu$ , είναι, με βάση τη σχέση (2.54):

$$\alpha_{\nu} = \frac{e^2}{mc} f \frac{\Gamma/2\pi}{(\nu - \nu_0 - \Delta\nu)^2 + (\Gamma/2\pi)^2} \quad (2.58)$$

ενώ

$$\int_{-\infty}^{\infty} \alpha_{\nu} d\nu = f \frac{\pi e^2}{mc} \quad (2.59)$$

Η μετάθεση Doppler είναι:

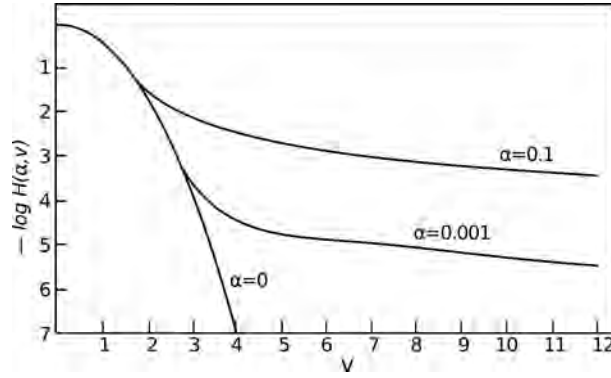
$$\frac{\Delta\nu}{\nu_0} = \frac{v_{\ell}}{c} \quad (2.60)$$

όπου  $v_{\ell}$  είναι η συνιστώσα της ταχύτητας στη διεύθυνση παρατήρησης. Εξ άλλου ο αριθμός των ιόντων, μάζας  $M$ , με ταχύτητα ανάμεσα σε  $v_{\ell}$  και  $v_{\ell} + dv_{\ell}$  δίνεται από την κατανομή Maxwell-Boltzmann:

$$dN = f(v_{\ell}) dv_{\ell} = N \left( \frac{M}{2\pi kT} \right)^{1/2} e^{-Mv_{\ell}^2/2kT} dv_{\ell} \quad (2.61)$$

Για να βρούμε την συνολική ενεργό διατομή ολοκληρώνουμε πάνω στις ταχύτητες:

$$\alpha_{\nu} = \frac{e^2}{mc} f \frac{\Gamma}{2\pi} \left( \frac{M}{2\pi kT} \right)^{1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-Mv_{\ell}^2/2kT}}{(\nu - \nu_0 - \Delta\nu)^2 + (\Gamma/2\pi)^2} dv_{\ell} \quad (2.62)$$



Σχήμα 2.12: Η συνάρτηση Voigt (σε λογαριθμική κλίμακα) για διάφορες τιμές του παράγοντα απόσβεσης.

Κάνοντας τους μετασχηματισμούς:

$$\begin{aligned}\Delta\nu_D &= \nu_0 \frac{v_{th}}{c} \quad (\text{εύρος Doppler}) \\ &= \frac{\nu_0}{c} \left( \frac{2kT}{M} \right)^{1/2}\end{aligned}\quad (2.63)$$

$$y = \frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_D} = \left( \frac{M}{2kT} \right)^{1/2} v_\ell \quad (2.64)$$

$$u = \frac{\nu - \nu_0}{\Delta\nu_D} \quad (2.65)$$

$$a = \frac{\Gamma}{2\pi} \frac{1}{\Delta\nu_D} \quad (\text{παράγοντας απόσβεσης}) \quad (2.66)$$

όπου

$$v_{th} = \sqrt{\frac{2kT}{M}} \quad (2.67)$$

είναι η μέση θερμική ταχύτητα των ιόντων, η (2.62) παίρνει τη μορφή:

$$\alpha_\nu = \alpha_0 H(a, u) \quad (2.68)$$

όπου

$$\alpha_0 = \frac{\pi e^2}{mc} f \frac{1}{\Delta\nu_D \sqrt{\pi}} \quad (2.69)$$

και

$$H(a, u) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-y^2}}{a^2 + (u - y)^2} dy \quad (2.70)$$

Η συνάρτηση  $H(a, u)$  λέγεται *συνάρτηση Voigt* και για μικρές τιμές του  $u$  (κοντά στο κέντρο της γραμμής) έχει μορφή καμπύλης Gauss, ενώ στις πτέρυγες της γραμμής έχει μορφή καμπύλης Lorentz (Σχήμα 2.12). Σχηματικά:

$$H(a, u) \sim e^{-u^2} + \frac{a}{\sqrt{\pi}u^2} \quad (2.71)$$



δηλαδή το κεντρικό μέρος του συντελεστή απορρόφησης εξαρτάται μόνο από τη μάζα του ιόντος και τη θερμοκρασία. Το ημιέυρος είναι τόσο μεγαλύτερο όσο μεγαλύτερη είναι η θερμοκρασία και όσο μικρότερη είναι η μάζα του ιόντος που εκπέμπει τη γραμμή:

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} = \frac{\Delta\nu}{\nu_0} = 2\sqrt{\ln 2} \frac{v_{th}}{c} \quad (2.72)$$

Ας δούμε ένα παράδειγμα με μια γραμμή του υδρογόνου και μια του σιδήρου στη φωτόσφαιρα ( $T \approx 6000 \text{ K}$ ). Για το υδρογόνο:

$$v_{th} = 9.9 \times 10^5 \text{ cm/s} \implies \Delta\lambda/\lambda = 4.6 \times 10^{-5}$$

και για  $\lambda = 6563 \text{ \AA}$  (γραμμή H $\alpha$ ),

$$\Delta\lambda \approx 0.3 \text{ \AA}$$

Για τον σίδηρο:

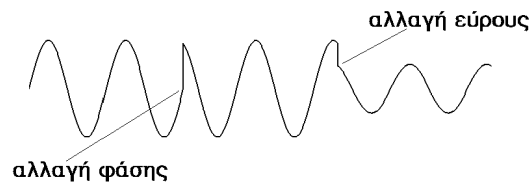
$$v_{th} = v_{th,H}/\sqrt{A}$$

όπου  $A$  το ατομικό βάρος ( $=55.85$  για τον Fe) και για το ίδιο μήκος κύματος έχουμε σημαντικά μικρότερο εύρος:

$$\delta\lambda \approx 0.04 \text{ \AA}$$

Για το λόγο αυτό ο πυρήνας των μεταλλικών γραμμών έχει μικρότερο εύρος από τον πυρήνα των γραμμών του υδρογόνου (εδάφιο 2.4.6). Σημειώνουμε επίσης ότι το θερμικό εύρος του συντελεστή απορρόφησης είναι αρκετά μεγαλύτερο από το φυσικό εύρος (σχέση 2.57)

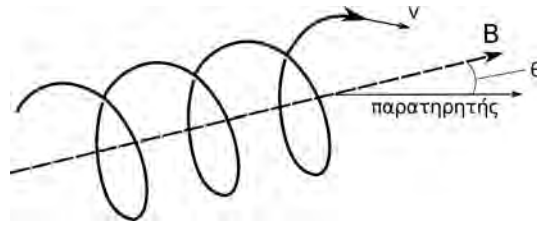
**2.3.3.3.2 Διεύρυνση από συγκρούσεις** Αν στη διάρκεια αλληλεπίδρασης ηλεκτρομαγνητικού κύματος-ιόντος υπάρξει σύγκρουση με άλλο ιόν, το αποτέλεσμα θα είναι η αλλαγή του εύρους ή/και της φάσης του εκπεμπόμενου κύματος (Σχήμα 2.13). Η παραμόρφωση του ημιτονοειδούς κύματος είναι ισοδύναμη με διεύρυνση της γραμμής.



Σχήμα 2.13: Αποτέλεσμα συγκρούσεων στην εκπομπή ηλεκτρομαγνητικού κύματος

**2.3.3.3.3 Διεύρυνση Zeeman** Όταν το μαγνητικό πεδίο είναι μικρό, ο διαχωρισμός των συνιστωσών Zeeman (βλ. παράρτημα A.4.5) είναι μικρός. Έτσι όταν παρατηρείται η ολική ένταση της ακτινοβολίας (και όχι η κυκλική πόλωση), το αποτέλεσμα είναι η παραπέρα διεύρυνση της γραμμής.

**2.3.3.3.4 Διεύρυνση Stark** Το φαινόμενο Stark είναι αντίστοιχο του φαινομένου Zeeman, με το ηλεκτρικό πεδίο στο ρόλο του μαγνητικού. Κάτω από συνηθισμένες καταστάσεις δεν υπάρχουν μεγάλης κλίμακας ηλεκτρικά πεδία στον Ήλιο, λόγω της μεγάλης αγωγιμότητας του πλάσματος. Κάθε ιόν όμως δέχεται ένα διακυμαινόμενο ηλεκτρικό πεδίο, που προέρχεται από άλλα ιόντα και ηλεκτρόνια. Το πεδίο αυτό προκαλεί διεύρυνση των ενεργειακών σταθμών (και των αντιστοίχων γραμμών) καθώς και ανάμειξη των ανωτέρων σταθμών με το συνεχές.



Σχήμα 2.14: Κίνηση ηλεκτρονίου σε μαγνητικό πεδίο.

Αποτέλεσμα της διεύρυνσης Stark είναι ότι δεν παρατηρούνται, π.χ., οι ανώτερες γραμμές της σειράς του Balmer αλλά από την 20η περίπου συγχωνεύονται με το αντίστοιχο κατώφλι ιονισμού. Άλλο αποτέλεσμα είναι η ανυπαρξία γραμμών στα ραδιοκύματα, επειδή η διαφορά ενέργειας για τέτοιες μεταπτώσεις είναι μικρότερη από αυτή που αντιστοιχεί στη διεύρυνση Stark.

### 2.3.4 Γυρομαγνητική ακτινοβολία

Τα φορτισμένα σωμάτια, μέσα σε μαγνητικό πεδίο έντασης  $B$ , κινούνται σε ελικοειδείς τροχιές γύρω από τις δυναμικές γραμμές (Σχήμα 2.14), με συχνότητα ίση με τη γυροσυχνότητα:

$$\omega_H = \frac{qB}{mc} \quad (2.73)$$

Καθώς η διεύθυνση της ταχύτητάς τους αλλάζει, επιταχύνονται και εκπέμπουν ακτινοβολία στις αρμονικές της γυροσυχνότητας:

$$\omega_s = \frac{s\omega_H/\gamma}{1 - \beta \cos \theta \cos \varphi} \quad (2.74)$$

όπου  $s$  ο αριθμός της αρμονικής,  $\beta = v/c$ ,  $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ ,  $\theta$  η γωνία ανάμεσα στον παρατηρητή και τη διεύθυνση του πεδίου και  $\varphi$  η γωνία ανάμεσα στην ταχύτητα και τη διεύθυνση του πεδίου. Ο παρονομαστής στην (2.74) οφείλεται τη μετάθεση Doppler, ενώ στον αριθμητή έχει γίνει σχετικιστική διόρθωση της μάζας.

Ένα μεμονωμένο ηλεκτρόνιο θα εκπέμψει ακτινοβολία σε διακριτές συχνότητες,  $\omega_1, \omega_2, \omega_3, \dots$ . Αν η κατανομή ταχυτήτων των ηλεκτρονίων είναι ισότροπη, η γωνία  $\varphi$  μπορεί να πάρει τιμές από 0 έως  $\pi$  ( $-1 < \cos \varphi < 1$ ) πράγμα που προκαλεί διεύρυνση της περιοχής συχνοτήτων εκπομπής ανάμεσα στις τιμές:

$$\begin{aligned} \omega_{s1} &= \frac{s\omega_H/\gamma}{1 - \beta \cos \theta}, \quad \text{για } \cos \varphi = 1 \text{ και} \\ \omega_{s2} &= \frac{s\omega_H/\gamma}{1 + \beta \cos \theta}, \quad \text{για } \cos \varphi = -1 \end{aligned}$$

Έτσι το φασματικό εύρος της εκπομπής γίνεται:

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = 2\beta \cos \theta \quad (2.75)$$

Παραπέρα διεύρυνση έχουμε επειδή όλα τα ηλεκτρόνια δεν έχουν την ίδια ενέργεια. Για ενέργειες που αντιστοιχούν στα θερμικά ηλεκτρόνια του στέμματος ( $T \sim 10^6$  K), οι αρμονικές είναι ακόμα διακριτές και έχουμε σημαντική συμβολή μόνο από τις χαμηλότερες (μέχρι  $s \sim 4$ ). Η εκπομπή αυτή ονομάζεται γυρομαγνητική.

Σημαντική είναι η εκπομπή γυρομαγνητικής ακτινοβολίας από θερμικά ηλεκτρόνια στα εκατοστομετρικά ραδιοκύματα πάνω από ηλιακές κηλίδες, όπου έχουμε ισχυρό μαγνητικό πεδίο· άν, π.χ. η ένταση του πεδίου

είναι 2000 Gauss, η γυροσυχνότητα είναι 5.6 GHz (μήκος κύματος 5.4 cm). Εν τούτοις το φάσμα των κηλίδων στα εκατοστομετρικά μήκη κύματος είναι δεν παρουσιάζει κορυφές για κάθε αρμονική, επειδή το μαγνητικό πεδίο δεν είναι σταθερό, καθώς ελαττώνεται με το ύψος (εδάφιο 8.10.2).

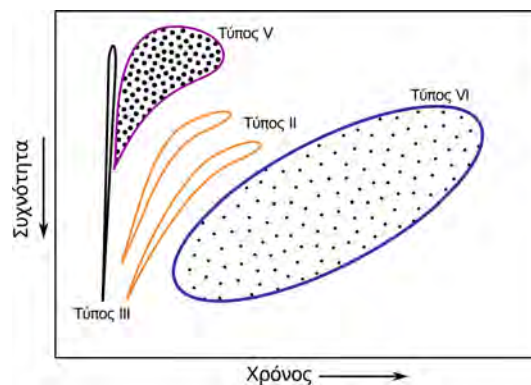
Στην περίπτωση όπου έχουμε ηλεκτρόνια μεγάλης ενέργειας (πάνω από ~100 keV, π.χ. ηλεκτρόνια που επιταχύνονται στις εκλάμψεις, βλ. εδάφιο 9.2) συμβάλλουν στην εκπομπή και οι ανώτερες αρμονικές. Το φάσμα γίνεται σχεδόν συνεχές γιατί οι ανώτερες αρμονικές διευρύνονται τόσο που αλληλοεπικαλύπτονται (ακτινοβολία γυροσύγχροτρον). Τέλος σε πολύ μεγάλες ενέργειες ( $\gamma \gg 1$ ) το φάσμα είναι συνεχές (ακτινοβολία σύγχροτρον).

### 2.3.5 Ακτινοβολία από κύματα πλάσματος

Τα κύματα πλάσματος είναι ηλεκτροστατικές ταλαντώσεις που σχετίζονται με διαχωρισμό θετικών-αρνητικών φορτίων (βλ. και εδάφιο 5.2). Η συχνότητα τους είναι:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi N_e e^2}{m_e}} \quad (2.76)$$

Αν και τα κύματα πλάσματος δεν είναι ηλεκτρομαγνητικά, η αλληλεπίδρασή τους με άλλα κύματα (π.χ. ιοντοακουστικά κύματα) μπορεί να δώσει ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία στη συχνότητα πλάσματος και την πρώτη αρμονική της. Στον μηχανισμό αυτό οφείλονται έκτακτες εκπομπές στα μετρικά ραδιοκύματα, οι οποίες συνοδεύουν δέσμες ηλεκτρονίων ή χροστικά κύματα που δημιουργούνται χαμηλά στο στέμμα και κινούνται προς τα έξω.



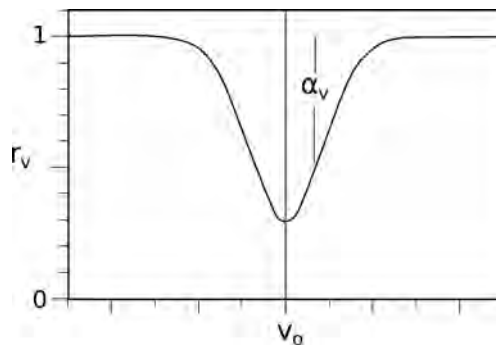
**Σχήμα 2.15:** Σκαρίφημα δυναμικού φάσματος εκπομπών από δέσμες ηλεκτρονίων (τύπου III), κύματα κρούσης (Τύπου II) και άλλα (βλ. και Σχήματα 9.8 και Α.25).

Χαρακτηριστικό των εκπομπών αυτών είναι το περιορισμένο φασματικό τους εύρος και η ελάττωση της συχνότητας εκπομπής με το χρόνο, με γρήγορο ρυθμό για τις δέσμες (φαινόμενα τύπου III, Σχήμα 2.15) και με αργό ρυθμό για τα χροστικά κύματα (φαινόμενα τύπου II). Η μείωση της συχνότητας εκπομπής οφείλεται στο γεγονός ότι, καθώς το διεγείρον αίτιο (η δέσμη ή το χροστικό κύμα) κινείται προς τα έξω, συναντά στρώματα μικρότερης πυκνότητας στα οποία αντιστοιχεί μικρότερη συχνότητα πλάσματος. Έτσι ο ρυθμός ελάττωσης της συχνότητας εκπομπής συνδέεται με την ταχύτητα του διεγείροντος αιτίου. Σημειώνουμε ότι για ηλεκτρονική πυκνότητα  $10^9 \text{ cm}^{-3}$  (χαρακτηριστική του χαμηλού στέμματος), η συχνότητα πλάσματος αντιστοιχεί σε μήκος κύματος 1.06 m (συχνότητα 284 MHz).

## 2.4 Φασματικές γραμμές

Το ηλιακό φάσμα είναι γεμάτο από φασματικές γραμμές. Στα οπτικά μήκη κύματος, στο υπέρυθρο και το κοντινό υπεριώδες υπάρχουν γραμμές απορρόφησης, οι περισσότερες από τις οποίες σχηματίζονται στη φωτόσφαιρα. Στο μακρινό υπεριώδες και τις ακτίνες X έχουμε γραμμές εκπομπής που σχηματίζονται σε ατμοσφαιρικά στρώματα μεγάλης θερμοκρασίας (μεταβατική περιοχή χρωμόσφαιρας-στέμματος, στέμμα). Οι γραμμές περιέχουν ένα πλήθος από πληροφορίες για τις φυσικές συνθήκες της ατμόσφαιρας.

Ήδη συζητήσαμε τη μορφή (προφίλ) του συντελεστή απορρόφησης για τις δέσιμες-δέσιμες μεταπτώσεις που προκαλούν τις φασματικές γραμμές. Όμως, ανάμεσα στο συντελεστή απορρόφησης και το φάσμα παρεμβάλλεται η μεταφορά της ακτινοβολίας, αντικείμενο που θα μας απασχολήσει στο υπόλοιπο αυτού του κεφαλαίου.



Σχήμα 2.16: Προφίλ φασματικής γραμμής.

### 2.4.1 Παρατηρήσιμες ποσότητες

Ονομάζουμε *προφίλ της γραμμής* (Σχήμα 2.16) το διάγραμμα της ειδικής έντασης (ή της ροής) συναρτήσει της συχνότητας (ή του μήκους κύματος). Η περιοχή του προφίλ κοντά στο ελάχιστο της έντασης ονομάζεται *κέντρο της γραμμής* ή *πυρήνας*, ενώ οι περιοχές κοντά στο συνεχές ονομάζονται *πτέρυγες* (wings). Ορίζουμε την *ένταση της γραμμής*,  $r_\nu$ , (residual intensity) ως:

$$r_\nu = \frac{I_\nu}{I_c} \quad (2.77)$$

όπου  $I_c$  η ένταση του γειτονικού συνεχούς.

Το *βάθος* της γραμμής ορίζεται ως:

$$\alpha_\nu = 1 - r_\nu = \frac{I_c - I_\nu}{I_c} \quad (2.78)$$

και το *ισοδύναμο εύρος* (equivalent width):

$$W_\nu = \int_0^\infty \alpha_\nu d\nu \quad (2.79)$$

Το ισοδύναμο εύρος παριστάνει το εύρος γραμμής με βάθος ίσο με τη μονάδα και τετραγωνικό προφίλ που αποκόπτει τόση ακτινοβολία όσο και η συγκεκριμένη γραμμή.

### 2.4.2 Εξίσωση μεταφοράς

Η μεταβολή της ειδικής έντασης της γραμμής οφείλεται στις παρακάτω διαδικασίες:

i. Απορρόφηση στο συνεχές:

$$-k_\nu \rho I_\nu = -(\kappa_\nu + \sigma_\nu) \rho I_\nu$$

όπου  $\kappa_\nu$  η καθαρή απορρόφηση και  $\sigma_\nu$  η σκέδαση.

ii. Απορρόφηση στη γραμμή:

$$l_\nu \rho I_\nu$$

όπου  $l_\nu$  ο συντελεστής απορρόφησης στη γραμμή.

iii. Καθαρή εκπομπή στο συνεχές:

$$k_\nu \rho B_\nu$$

όπου υποθέσαμε ΤΘΙ.

iv. Καθαρή εκπομπή στη γραμμή:

$$\varepsilon l_\nu \rho B_\nu$$

όπου  $\varepsilon$  το ποσοστό της καθαρής απορρόφησης στη γραμμή

v. Σκέδαση στο συνεχές:

$$\sigma_\nu \rho J_\nu$$

vi. Σκέδαση στη γραμμή:

$$(1 - \varepsilon) l_\nu \rho J_\nu$$

Συνδυάζοντας τους παραπάνω όρους παίρνουμε:

$$\mu \frac{dI_\nu}{dz} = -(\kappa + \sigma + l_\nu) \rho I_\nu + \kappa \rho B_\nu + \varepsilon l_\nu \rho B_\nu + \sigma \rho J_\nu + (1 - \varepsilon) l_\nu \rho J_\nu \quad (2.80)$$

όπου δεν γράψαμε τους δείκτες της συχνότητας στην απορρόφηση του συνεχούς επειδή η απορρόφηση είναι πρακτικά σταθερή στη στενή φασματική περιοχή της γραμμής. Ορίζοντας το οπτικό βάθος στη γραμμή ως:

$$d\tau_\nu = -(\kappa + \sigma + l_\nu) \rho dz \quad (2.81)$$

παίρνουμε:

$$\mu \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - \lambda_\nu B_\nu - (1 - \lambda_\nu) J_\nu \quad (2.82)$$

όπου

$$\lambda_\nu = \frac{\kappa + \varepsilon l_\nu}{\kappa + \sigma + l_\nu} \quad (2.83)$$

Η παραπάνω μορφή της εξίσωσης μεταφοράς είναι γνωστή ως *εξίσωση των Milne-Eddington*. Η λύση της προϋποθέτει γνώση των φυσικών συνθηκών της ατμόσφαιρας (ουσιαστικά της μεταβολής της θερμοκρασίας και της πυκνότητας με το ύψος). Τις πληροφορίες αυτές τις παίρνουμε από μοντέλα που έχουν υπολογιστεί με βάση το συνεχές φάσμα (βλ. εδάφιο 3.2). Βέβαια, συγκρίνοντας τους υπολογισμούς του προφίλ της γραμμής με τις παρατηρήσεις μπορούμε να διορθώσουμε το αρχικό μοντέλο.

Το μοντέλο των Milne-Eddington κάνει τη ρεαλιστική παραδοχή ότι η γραμμή σχηματίζεται στη ίδια περιοχή με το συνεχές. Θα αναφέρουμε για ιστορικούς λόγους και το μη ρεαλιστικό μοντέλο των Schuster-Schwarzschild που υποθέτει ότι η γραμμή απορρόφησης σχηματίζεται σε ψυχρό στρώμα της ατμόσφαιρας (αναρπτική στοιβάδα) που βρίσκεται πάνω από θερμότερο στρώμα που εκπέμπει το συνεχές.

### 2.4.3 Υπολογισμός προφίλ γραμμής στην καθαρά θερμική περίπτωση

Η απλούστερη περίπτωση είναι όταν έχουμε καθαρά θερμική γραμμή, δηλαδή όταν αγνοήσουμε τη σκέδαση και στο συνεχές και στη γραμμή. Για  $\varepsilon = 1$  και  $\sigma = 0$  έχουμε  $\lambda_\nu = 1$  και η (2.82) παίρνει τη γνωστή μας μορφή:

$$\mu \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - B_\nu \quad (2.84)$$

με λύση:

$$I_\nu(\tau_\nu = 0, \mu) = \int_0^\infty B_\nu e^{-t_\nu/\mu} dt_\nu/\mu \quad (2.85)$$

Υποθέτουμε ότι η συνάρτηση του Planck μεταβάλλεται γραμμικά με το οπτικό βάθος στο συνεχές,  $\tau$ :

$$B_\nu(\tau) = a + b\tau \quad (2.86)$$

Έχουμε ότι

$$d\tau = \frac{\kappa}{\kappa + l_\nu} d\tau_\nu = \frac{d\tau_\nu}{1 + \eta_\nu} \quad (2.87)$$

όπου

$$\eta_\nu = l_\nu/\kappa \quad (2.88)$$

Υποθέτουμε παραπέρα ότι η ποσότητα  $\eta_\nu$  είναι ανεξάρτητη από το οπτικό βάθος (υπόθεση Milne-Eddington). Η υπόθεση αυτή δεν είναι κακή, γιατί μολονότι οι συντελεστές απορρόφησης στη γραμμή και το συνεχές μεταβάλλονται κατά τάξεις μεγέθους στην περιοχή σχηματισμού της γραμμής, ο λόγος τους μεταβάλλεται πολύ λιγότερο. Με αυτή την υπόθεση η (2.87) δίνει:

$$\tau = \frac{\tau_\nu}{1 + \eta_\nu} \quad (2.89)$$

και συνεπώς:

$$B_\nu(\tau_\nu) = a + \frac{b\tau_\nu}{1 + \eta_\nu} \quad (2.90)$$

Από την (2.85) και την (2.90) παίρνουμε:

$$I_\nu(0, \mu) = a + \frac{b\mu}{1 + \eta_\nu} \quad (2.91)$$

Στο συνεχές έχουμε  $\eta_\nu = 0$ , οπότε,

$$I_c(0, \mu) = a + b\mu \quad (2.92)$$

από τις (2.91) και (2.92) η ένταση της γραμμής είναι:

$$r_\nu(0, \mu) = \frac{I_\nu}{I_c} = \frac{a + b\mu/(1 + \eta_\nu)}{a + b\mu} \quad (2.93)$$

και το βάθος:

$$\alpha_\nu(0, \mu) = 1 - r_\nu = \frac{b\mu}{a + b\mu} \frac{\eta_\nu}{1 + \eta_\nu} \quad (2.94)$$

Είναι φανερό από την (2.94) ότι αν  $b > 0$  έχουμε γραμμή απορρόφησης και αν  $b < 0$  γραμμή εκπομπής. Από φυσική πλευρά αυτό δεν είναι τίποτε άλλο παρά αποτέλεσμα του ότι στο κέντρο της γραμμής βλέπουμε πιο ψηλά από το συνεχές (λόγω της αύξησης της αδιαφάνειας). Αν η θερμοκρασία ελαττώνεται με το ύψος ( $b > 0$ ), τα ψηλότερα στρώματα ακτινοβολούν λιγότερο με αποτέλεσμα να βλέπουμε γραμμή απορρόφησης. Σημειωτέον ότι μια καθαρά θερμική γραμμή εξαφανίζεται στο χείλος ( $\alpha_\nu(0, 0) = 0$ ).

Όταν  $\eta_\nu \ll 1$  (αδύνατες γραμμές) έχουμε

$$\alpha_\nu \propto \eta_\nu \quad (2.95)$$

δηλαδή το προφίλ της γραμμής έχει την ίδια μορφή με το προφίλ του συντελεστή απορρόφησης. Αντίθετα, αν  $\eta_\nu \gg 1$ , που συμβαίνει στους πυρήνες ισχυρών γραμμών, το βάθος της γραμμής τείνει στην τιμή

$$\alpha_\nu = \frac{b\mu}{a + b\mu} = \frac{\mu}{a/b + \mu} \quad (2.96)$$

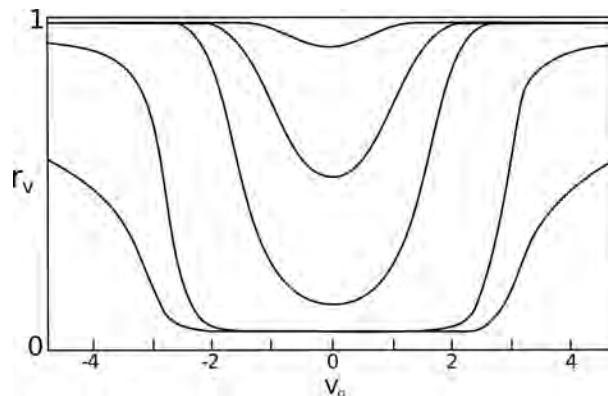
Η τιμή αυτή είναι η ίδια για όλες τις γραμμές και εξαρτάται μόνον από τη θέση στον δίσκο ( $\mu$ ) και τη μορφή της συνάρτησης πηγής ( $a/b$ ).

#### 2.4.4 Η καμπύλη αύξησης

Η μεταβολή της παραμέτρου  $\eta_\nu$  με το μήκος κύματος ακολουθεί το προφίλ του συντελεστή απορρόφησης, δηλαδή

$$\eta_\nu \propto H(a, u) \quad (2.97)$$

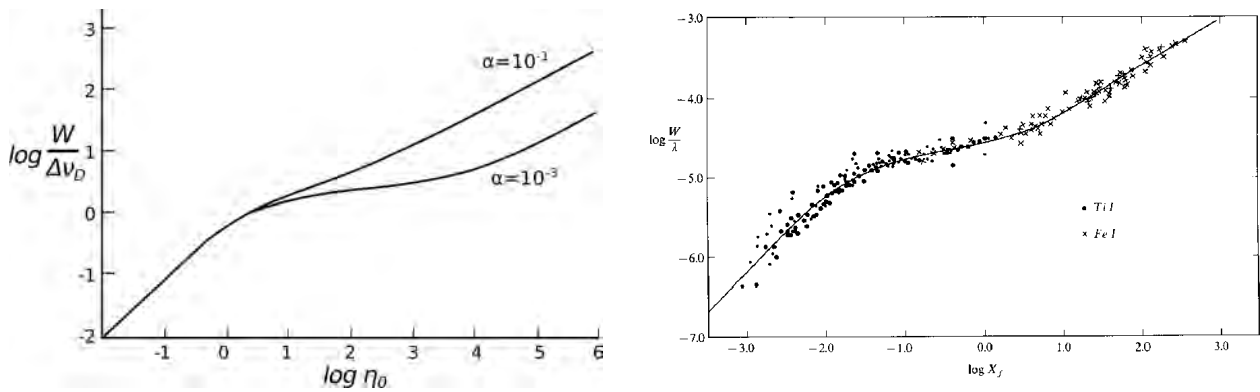
όπου  $H$  η συνάρτηση Voigt (σχέση 2.70). Η μέγιστη τιμή της  $\eta_\nu$  είναι προφανώς στη συχνότητα που αντιστοιχεί στη μετάπτωση (εκτός αν έχουμε μετάθεση Doppler ή διαχωρισμό Zeeman) και η τιμή της εξαρτάται από την τιμή της παραμέτρου  $\alpha_0$  (σχέση 2.69) και την πυκνότητα του ιόντος που απορροφά.



Σχήμα 2.17: Μεταβολή του προφίλ της γραμμής όταν αυξάνει η απορρόφηση.

Η μεταβολή του προφίλ της γραμμής καθώς αυξάνει η κεντρική τιμή της απορρόφησης δίνεται στο Σχήμα 2.17. Η αύξηση της απορρόφησης προκαλεί συνεχή αύξηση του ισοδύναμου εύρους της γραμμής. Για χαμηλή απορρόφηση, όπως είπαμε και παραπάνω, το προφίλ της γραμμής αναπαράγει το προφίλ του συντελεστή απορρόφησης. Εμφανίζεται κύρια ο πυρήνας Doppler και το εύρος της γραμμής είναι ανάλογο του εύρους Doppler. Καθώς αυξάνει η απορρόφηση, αναπτύσσονται οι πτέρυγες Lorentz και για πολύ μεγάλη απορρόφηση το κέντρο της γραμμής παθαίνει κόρο, ο πυρήνας Doppler εξαφανίζεται και κυριαρχούν οι πτέρυγες. Έτσι προφίλ της γραμμής δεν μοιάζει πια καθόλου με το προφίλ του συντελεστή απορρόφησης.

Η αύξηση του ισοδύναμου εύρους με την απορρόφηση μπορεί να υπολογιστεί από την (2.94) και δίνεται στο Σχήμα 2.18, αριστερά (καμπύλη αύξησης, *curve of growth*). Πειραματικές καμπύλες αύξησης (Σχήμα 2.18, δεξιά) μπορούν να κατασκευαστούν χρησιμοποιώντας ισοδύναμα εύρη πολλών γραμμών του ίδιου ιόντος, ή ακόμα και διαφορετικών ιόντων (κάθε γραμμή δίνει ένα σημείο στην καμπύλη αύξησης). Χωρίς να μπούμε σε λεπτομέρειες, αναφέρουμε ότι από τη σύγκριση της πειραματικής καμπύλης αύξησης με θεωρητικές μπορούμε να υπολογίσουμε τις εξής ποσότητες:



**Σχήμα 2.18:** Θεωρητική καμπύλη αύξησης για δυο τιμές του παράγοντα απόσβεσης (αριστερά) και πειραματική καμπύλη αύξησης από Wright, 1947 (δεξιά).

- α. Τη θερμοκρασία διέγερσης,  $T_{\text{exc}}$ , του ιόντος (δηλαδή αυτή που εμφανίζεται στην εξίσωση Boltzmann, σχέση 2.35).
- β. Το εύρος Doppler της γραμμής και από εκεί την μέση ταχύτητα τυχαίας κίνησης των ιόντων,  $\xi = c\Delta\lambda_D/\lambda_0$

Η τιμή της  $\xi$  βρίσκεται μεγαλύτερη από τη θερμική ταχύτητα που υπολογίζεται με βάση τη θερμοκρασία διέγερσης. Το φαινόμενο αυτό αποδίδεται σε ύπαρξη μη θερμικών κινήσεων του πλάσματος σε μικρή κλίμακα. Το μέγεθος τους περιγράφεται από την παράμετρο  $\xi_t$ , που ορίζεται ώστε:

$$\xi^2 = \xi_{th}^2 + \xi_t^2 = \frac{2kT_{\text{exc}}}{M} + \xi_t^2 \quad (2.98)$$

Για τη φωτόσφαιρα του ήλιου βρίσκουμε  $\xi \approx 1.6 \text{ km/s}$ ,  $v_{th} \approx 1.2 \text{ km/s}$  και  $\xi_t \approx 1 \text{ km/s}$ . Διακρίνουμε δύο είδη κινήσεων μικρής κλίμακας: αν το μέγεθος του κινούμενου στοιχείου είναι τέτοιο ώστε κατά μήκος του το οπτικό βάθος είναι πολύ μικρότερο της μονάδας, οι κινήσεις ονομάζονται *μικροστροβιλισμός* (microturbulence). Στην αντίθετη περίπτωση τις ονομάζουμε *μακροστροβιλισμός* (macroturbulence). Τέτοιες κινήσεις μπορεί να οφείλονται στην κοκχίαση ή σε κύματα που η περιορισμένη διακριτική ικανότητα του οργάνου μας δεν μας επιτρέπει να παρατηρήσουμε άμεσα.

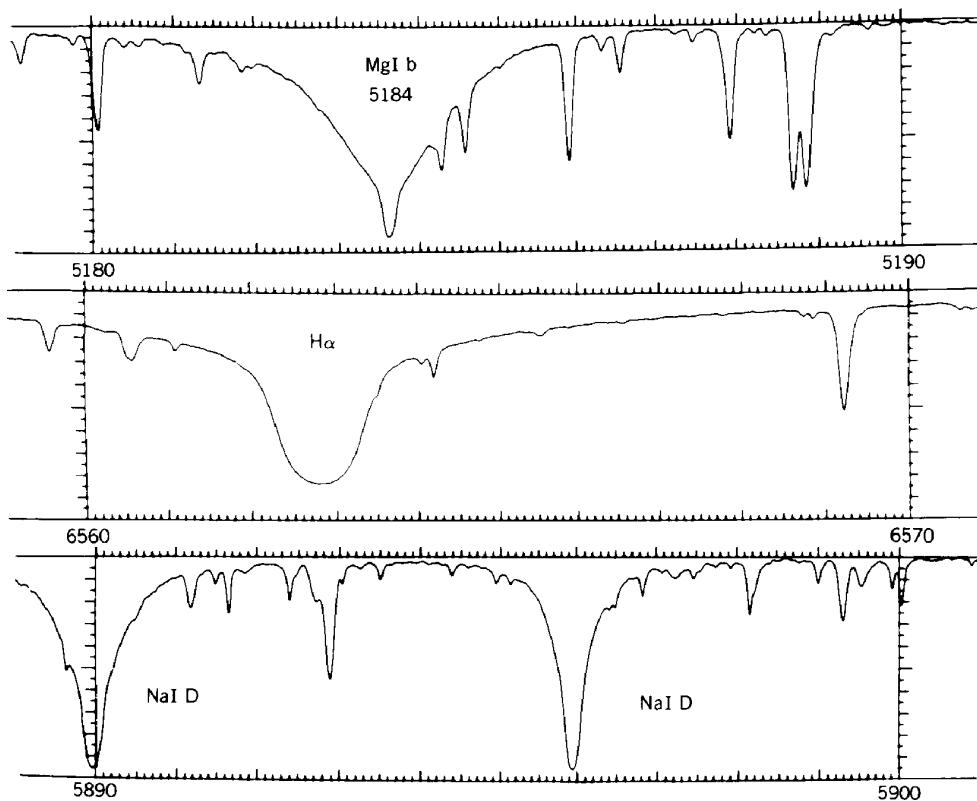
- γ. Την αφθονία του στοιχείου.
- δ. Την τιμή του παράγοντα απόσβεσης,  $a$ .

#### 2.4.5 Επίδραση της σκέδασης

Για την περιοχή θερμοκρασιών της ηλιακής φωτόσφαιρας η σκέδαση στο συνεχές δεν είναι σημαντική. Σε ορισμένες γραμμές όμως, κύρια σε αυτές που η κατώτερη στάθμη τους είναι η χαμηλότερη ενεργειακή στάθμη του ιόντος, η σκέδαση στη γραμμή παίζει ρόλο στη διαμόρφωση του φασματικού προφίλ. Πολύ συνοπτικά, η σκέδαση έχει τα εξής αποτελέσματα:

- α. Οι γραμμές γίνονται πιο βαθιές από τις καθαρά θερμικές, επειδή περισσότερα φωτόνια σχεδιάζονται από τη γραμμή στο συνεχές παρά από το συνεχές στη γραμμή.
- β. Οι γραμμές δεν εξαφανίζονται στο χείλος.





**Σχήμα 2.19:** Προφίλ των γραμμών  $MgI\ b$ ,  $H\alpha$ , και  $NaI$  του ηλιακού φάσματος (από τον άτλαντα του αστροσκοπίου Sacramento Peak).

#### 2.4.6 Παραδείγματα προφίλ φασματικών γραμμών

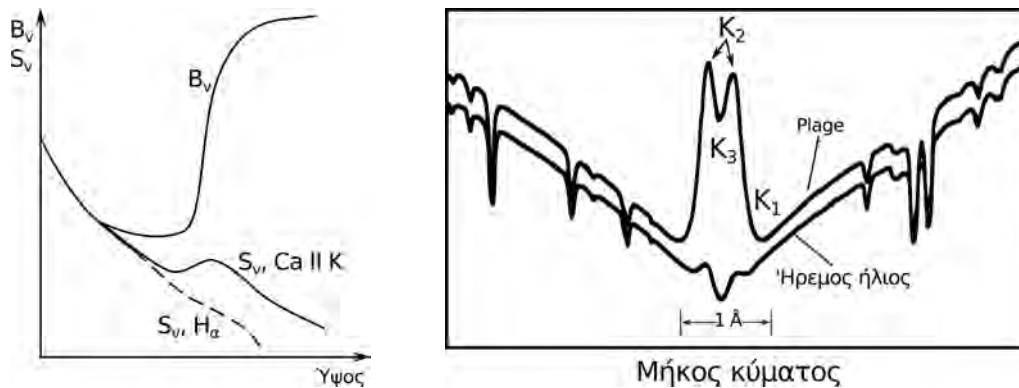
Στα Σχήματα 2.19–2.22 δίνουμε παρατηρήσεις προφίλ γραμμών του ηλιακού φάσματος στα οπτικά μήκη κύματος (με γραμμές απορρόφησης) και στο μακρινό υπεριώδες και τις ακτίνες X (με γραμμές εκπομπής). Στα παραδείγματα φαίνεται καθαρά ότι οι αμυδρές γραμμές απορρόφησης έχουν σχεδόν γκαουσιανή μορφή χωρίς ανεπτυγμένες πτέρυγες, σύμφωνα με τη σχέση (2.95). Αντίθετα, οι ισχυρές γραμμές ( $MgI\ b$ ,  $NaI\ D1$  και  $D2$ , Σχήμα 2.19), εμφανίζουν έντονα τα χαρακτηριστικά των πτερύγων του προφίλ Lorentz. Φαίνεται επίσης ότι η γραμμή  $H\alpha$  του υδρογόνου (η πρώτη της σειράς του Balmer, 6563 Å) έχει πολύ μεγαλύτερο εύρος του πυρήνα Doppler από τις γραμμές των βαρύτερων στοιχείων, σύμφωνα και με όσα συζητήσαμε παραπάνω (εδάφιο 2.3.3.3.1) για τη θερμική διεύρυνση.

Η περιοχή μέσα στην ατμόσφαιρα όπου σχηματίζεται μια φασματική γραμμή προσδιορίζεται, κατ' αρχήν, από το εύρος των θερμοκρασιών όπου η συγκριμένη κατάσταση ιονισμού και διέγερσης έχει αρκετό πληθυσμό. Ένα γενικότερο παράδειγμα είναι οι γραμμές της σειράς του Balmer στα αστρικά φάσματα, οι οποίες είναι πιο έντονες σε αστέρια με θερμοκρασία  $\sim 10\,000\text{ K}$ : σε χαμηλότερες θερμοκρασίες η 2η στάθμη του υδρογόνου έχει μικρό πληθυσμό και σε μεγαλύτερες το υδρογόνο είναι ιονισμένο. Στον ήλιο, γραμμές χαμηλής ενέργειας ιονισμού (από ουδέτερα ή μια φορά ιονισμένα άτομα) μπορούν να υπάρξουν μόνο στη φωτόσφαιρα ενώ γραμμές υψηλού ιονισμού στη μεταβατική περιοχή και το στέμμα. Περισσότερες λεπτομέρειες για τις τελευταίες θα συζητήσουμε στο εδάφιο 3.4.

Οι περισσότερες ασθενείς γραμμές του οπτικού φάσματος υποδηλώνουν μικρή απορρόφηση και, ως εκ τούτου, σχηματίζονται εξ ολοκλήρου στα βαθύτερα φωτοσφαιρικά στρώματα. Στις πιο ισχυρές γραμμές (π.χ. στις γραμμές H και K του  $CaII$ , και στη γραμμή  $H\alpha$  και άλλες γραμμές της σειράς του Balmer) η απορρόφηση είναι τόσο μεγάλη που ο πυρήνας τους σχηματίζονται στη χρωμόσφαιρα. Βέβαια, καθώς η

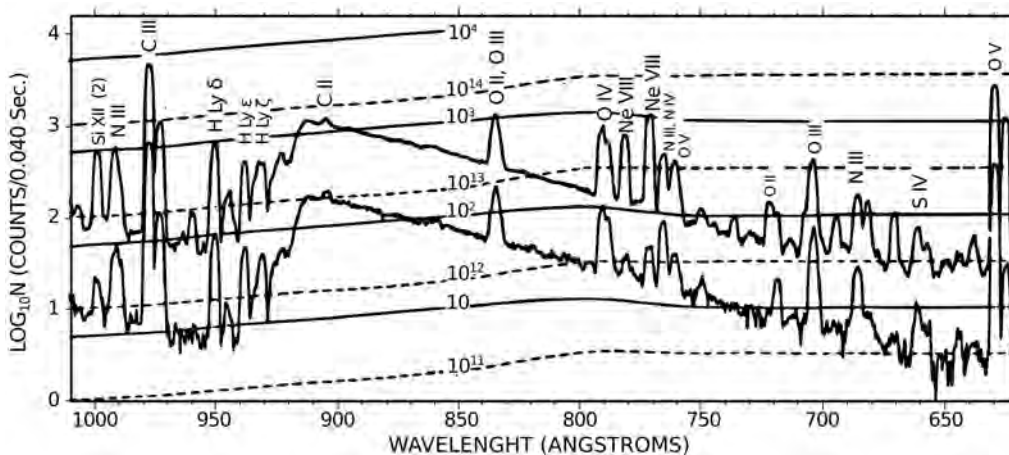
απορρόφηση ελαττώνεται στις πτέρυγες, το βάθος σχηματισμού μεγαλώνει και έτσι οι μακρινές πτέρυγες, ακόμα και των πιο ισχυρών γραμμών, σχηματίζονται πάλι στη φωτόσφαιρα. Συνεπώς μπορούμε να σαρώσουμε μια μεγάλη ατμοσφαιρική περιοχή παρατηρώντας σε διάφορα μήκη κύματος μέσα στην ίδια φασματική γραμμή.

Από όσα είπαμε στα προηγούμενα εδάφια, θα περίμενε κανείς ότι οι χρωμοσφαιρικές γραμμές θα ήταν γραμμές εκπομπής αφού η θερμοκρασία της χρωμόσφαιρας αυξάνει με το ύψος. Αυτό όμως δεν συμβαίνει, επειδή οι γραμμές αυτές δεν σχηματίζονται κάτω από συνθήκες ΤΘΙ και έτσι η συνάρτηση πηγής δεν ακολουθεί την συνάρτηση του Planck, αλλά έχει χαμηλότερη τιμή (Σχήμα 2.20 αριστερά). Η απομάκρυνση από την ΤΘΙ είναι πιο έντονη στη χρωμόσφαιρα, επειδή είναι διαφανής στο συνεχές και έτσι δεν έχουμε καλή σύζευξη ανάμεσα στο πεδίο ακτινοβολίας και το θερμικό πεδίο ταχυτήτων.



**Σχήμα 2.20:** Σκαρίφημα της μεταβολή της συνάρτησης του Planck και της συνάρτησης πηγής για τις γραμμές H $\alpha$  και K, συναρτήσεσι του ύψους (αριστερά). Προφίλ του κέντρου της γραμμής K του CaII για δύο περιοχές του ήλιου (δεξιά).

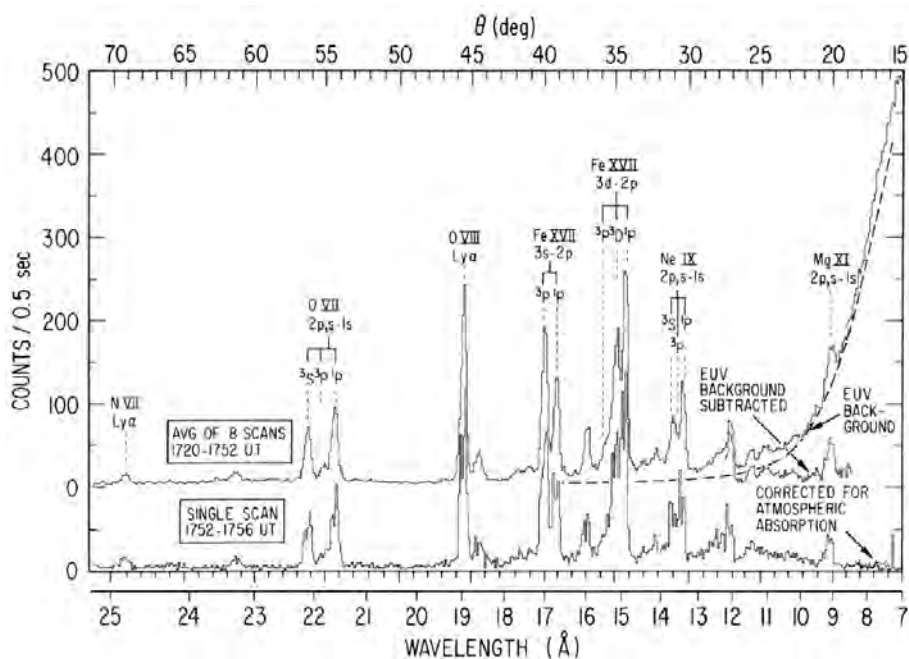
Στην περίπτωση των γραμμών H και K (Σχήμα 2.20 δεξιά) έχουμε δύο μικρές κορυφές εκπομπής κοντά στο κέντρο τους επειδή η συνάρτηση πηγής ακολουθεί την συνάρτηση του Planck για μεγαλύτερο διάστημα από ότι στην περίπτωση της H $\alpha$ . Αυτό οφείλεται στο ότι οι γραμμές αυτές διεγείρονται από συγκρούσεις και είναι καλύτερα συζευγμένες με την τοπική θερμοκρασία από τις γραμμές του Balmer οι οποίες είναι κύρια αποτέλεσμα επανασύνδεσης ηλεκτρονίων-πρωτονίων που ακολουθείται από μεταπτώσεις των ηλεκτρονίων στις κατώτερες στάθμες.



**Σχήμα 2.21:** Ένα μέρος του ηλιακού φάσματος στο υπεριώδες. Διακρίνεται το όριο Lyman σε μήκος κύματος 912 Å καθώς και γραμμές εκπομπής από διάφορα ιόντα (από Dupree et al., 1973).

Διαφορετική είναι η εικόνα του ηλιακού φάσματος στο υπεριώδες και τις ακτίνες X. Στο Σχήμα 2.21 παρουσιάζονται δύο φάσματα στο υπεριώδες, από περιοχές διαφορετικής έντασης, που περιλαμβάνουν το όριο Lyman στα  $912 \text{ \AA}$  (βλ. εδάφιο 2.3.1). Η βασική διαφορά με τα οπτικά φάσματα του Σχήματος 2.19 είναι ότι εδώ οι φασματικές γραμμές δεν είναι σε απορρόφηση αλλά σε εκπομπή. Αυτό οφείλεται στο ότι, σ' αυτή τη φασματική περιοχή, η ακτινοβολία σχηματίζεται πάνω από τη φωτόσφαιρα όπου η θερμοκρασία αυξάνει με το ύψος. Μεταξύ των γραμμών που σημειώνονται στο φάσμα είναι οι  $\delta$ ,  $\epsilon$  και  $\zeta$  της σειράς Lyman. Το όριο Lyman δεν παρουσιάζεται ως ασυνέχεια στο φάσμα, επειδή οι ανώτερες γραμμές της ομώνυμης σειράς συσσωρεύονται κοντά σ' αυτό και το λειαίνουν (βλ. εδάφιο 2.3.3.4).

Σημειώτεον ότι, για μήχη κύματος μικρότερα του ορίου Lyman η ένταση είναι μεγαλύτερη παρά για μεγαλύτερα μήχη κύματος. Η αιτία είναι ίδια με την αιτία που προκαλεί γραμμές εκπομπής αντί για γραμμές απορρόφησης: η αύξηση της θερμοκρασίας με το ύψος στην περιοχή που σχηματίζεται η ακτινοβολία.



Σχήμα 2.22: Φάσμα ηλιακού κέντρου δράσης στις μαλακές ακτίνες X (από Walker et al., 1974).

Τέλος, το Σχήμα 2.22 παρουσιάζει φάσμα ενός ηλιακού κέντρου δράσης στις μαλακές ακτίνες X. Λόγω της υψηλής ενέργειας των φωτονίων σ' αυτή τη φασματική περιοχή, στο φάσμα εμφανίζονται γραμμές από ιόντα μεγάλου βαθμού ιονισμού που βρίσκονται στο στέμμα (π.χ. NVII, OVII, FeXVII, MgXI). Οι γραμμές που σημειώνονται ως Ly α προέρχονται από ιόντα που έχουν χάσει όλα τους τα ηλεκτρόνια εκτός από ένα (υδρογονοειδή ιόντα, εδάφιο 2.3.1).

## 2.5 Ασκήσεις

1. Πόση ενέργεια ανά δευτερόλεπτο και ανά  $\text{cm}^2$  δέχεται από τον ήλιο το εστιακό επίπεδο ενός τηλεσκοπίου διαμέτρου  $50 \text{ cm}$  και εστιακής απόστασης  $20 \text{ m}$ ;
2. Λύστε την εξίσωση μεταφοράς της ακτινοβολίας (2.18).
3. Αποδείξτε τις σχέσεις (2.21) και (2.22).
4. Υπολογίστε τα ολοκληρώματα που οδηγούν στη σχέση (2.24).

5. Χρησιμοποιώντας τις σχέσεις (2.29) και (2.47), υπολογίστε και σχεδιάστε σχηματικά την εξάρτηση του οπτικού πάχους και της θερμοκρασίας λαμπρότητας από το μήκος κύματος για ένα στρώμα υλικού πεπερασμένου πάχους στα ραδιοκύματα.
6. Με βάση το διάγραμμα του Σχήματος 2.9, σε ποιο μήκος κύματος η ένταση του ηλιακού φάσματος θα έχει μέγιστη τιμή και σε ποιο ελάχιστη;
7. Μπορούμε να μετρήσουμε τη θερμοκρασία από το εύρος μιας φασματικής γραμμής απορρόφησης;
8. (α) Δόστε αριθμητικές τιμές στις φυσικές σταθερές της σχέσης (2.73) και εκφράστε τη γυροσυχνότητα των ηλεκτρονίων,  $f_H$ , σε MHz, με το μαγνητικό πεδίο σε Gauss. (β) Σε ποιο μήκος κύματος αντιστοιχεί η γυροσυχνότητα για μαγνητικό πεδίο 1000 G; (γ) Πόσο πρέπει να είναι το μαγνητικό πεδίο ώστε η γυροσυχνότητα να βρίσκεται στο οπτικό μέρος του φάσματος;
9. Πόση είναι η ηλεκτρονική πυκνότητα της ιονόσφαιρας όταν αποκόπτει ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία μήκους κύματος μεγαλύτερου από 10 m;
10. Μια δέσμη ηλεκτρονίων που κινείται στο στέμμα προκαλεί εκπομπή τύπου III (εδάφιο 2.3.5). Υπολογίστε την ταχύτητα της δέσμης από τη μεταβολή της συχνότητας εκπομπής συναρτήσει του χρόνου και την κλίμακα ύψους του στέμματος.
11. Υποθέστε ότι το προφίλ του συντελεστή απορρόφησης έχει την απλή Γκαουσιανή μορφή:

$$k_\nu \rho = \alpha \exp\left(-(\nu - \nu_0)^2 / \Delta\nu_D\right)$$

Υπολογίστε το προφίλ της φασματικής γραμμής για την περίπτωση πεπερασμένου στρώματος γεωμετρικού πάχους  $L$ . Διερευνήστε το αποτέλεσμα για διάφορες τιμές του παράγοντα  $\alpha$  και του συντελεστή απορρόφησης του συνεχούς και σχεδιάστε τυπικά διαγράμματα.

## 2.6 Βιβλιογραφία

Τα αντίστοιχα κεφάλαια στα συγγράμματα:

- Kundu, M. R.:** 1965, *Solar Radio Astronomy*, New York: Interscience
- Zhelezniakov, V. V.:** 1969, *Radio emission of the sun and planets*, Pergamon Press
- Mihalas, D.:** 1978, *Stellar atmospheres* (2nd edition), San Francisco W. H. Freeman and Co.
- Krüger, A.:** 1979, *Introduction to Solar Radio Astronomy and Radio Physics*, D. Reidel Publishing Company, ISBN: 978-90-277-0997-4
- Zheleznyakov, V. V.:** 1996, *Radiation in Astrophysical Plasmas*, Kluwer Academic Publishers, ISBN: 978-94-010-6574-0
- Zirin, H.:** 1998, *The Astrophysics of the Sun*, Cambridge University Press
- Stix, M.:** 2002, *The Sun: An Introduction*, Springer-Verlag, ISBN: 978-3-642-62477-3
- Rutten, R. J.:** 2003, *Radiative Transfer in Stellar Atmospheres*, Lecture Notes, Utrecht University
- Landi Degl' Innocenti, E.:** 2008, *Fisica solare*, Springer-Verlag, ISBN: 978-88-470-0677-5
- Koskinen, H. & Vainio, R.:** 2011, *Lectures on Solar Physics: From the core to the heliopause*
- Foukal, P. V** 2013, *Solar Astrophysics* (3rd Edition), Wiley-VCH, Berlin, ISBN: 978-3-527-41103-0

Αναφορές που γίνονται στο κείμενο:

- Dupree, A. K., Huher, M. C. E., Noyes, R. W., et al. 1973, *Astrophys. J.*, 182, 321
- Walker, A. B. C., Jr., Rugge, H. R., & Weiss, K. 1974, *Astrophys. J.*, 192, 169
- Wright, K. O. 1947, Publications of the Dominion Astrophysical Observatory Victoria, 8, 1

## Κεφάλαιο 3

# Μονοδιάστατα μοντέλα της ηλιακής ατμόσφαιρας και της ηλιόσφαιρας

### 3.1 Εισαγωγή

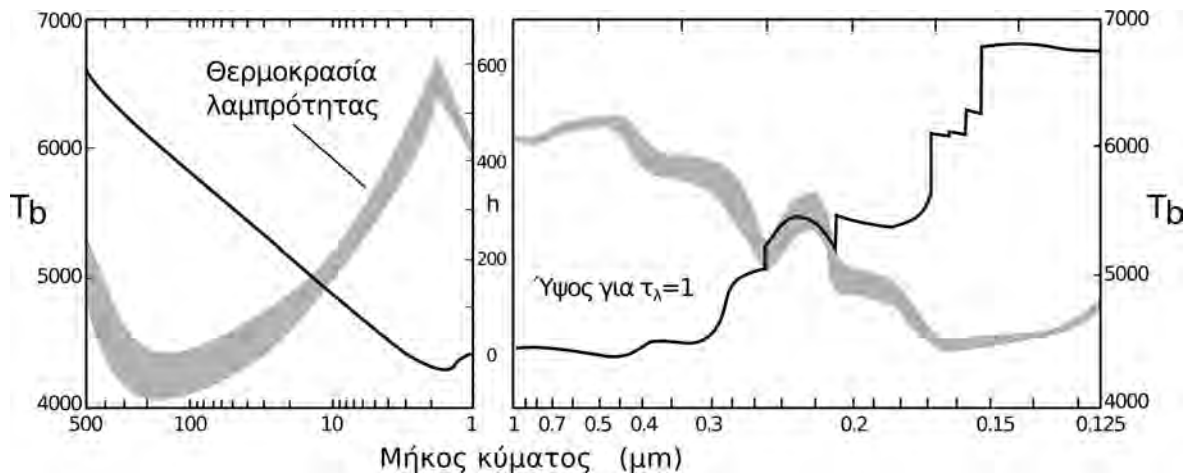
Όποια εικόνα του ήλιου και αν κοιτάζουμε, διαπιστώνουμε ότι όλα τα στρώματα της ηλιακής ατμόσφαιρας παρουσιάζουν ανομοιογένειες, τις οποίες ονομάζουμε *λεπτή υφή* (*fine structure*). Εν τούτοις, ιδιαίτερα στα χαμηλότερα στρώματα, η διακύμανση των φυσικών συνθηκών που σχετίζεται με τις οριζόντιες ανομοιογένειες είναι πολύ μικρότερη από τη μεταβολή των φυσικών συνθηκών με το ύψος. Αυτή η έντονη διαστρωμάτωση οφείλεται στη βαρύτητα, σε συνδυασμό με τη μικρή απόκλιση από την υδροστατική ισορροπία (κεφάλαιο 1). Έτσι, σε πρώτη προσέγγιση, μπορούμε να θεωρήσουμε ότι οι φυσικές συνθήκες (θερμοκρασία, πυκνότητα, πίεση κλπ) μεταβάλλονται μόνο με το ύψος και, επί πλέον, μπορούμε να αγνοήσουμε το μαγνητικό πεδίο, ώστε να καταλήξουμε σε μονοδιάστατα (ομοιογενή) μοντέλα του Ήλιου. Στη συνέχεια, η λεπτή υφή κάθε στρώματος μπορεί να θεωρηθεί ως διαταραχή στο ομοιογενές μοντέλο.

Χρησιμοποιώντας την παραπάνω προσέγγιση και τις βασικές αρχές που αναπτύξαμε στα προηγούμενα κεφάλαια, έχουμε ήδη μετρήσει σημαντικές φυσικές παραμέτρους της ηλιακής ατμόσφαιρας: Υπολογίσαμε την ενεργό θερμοκρασία του ήλιου (εδάφιο 1.3), και από αυτή το πάχος της φωτόσφαιρας (εδάφιο 1.4) και διαπιστώσαμε ότι το αποτέλεσμα είναι συμβατό με το ότι ο ηλιακός δίσκος παρουσιάζει σαφές χείλος. Η μεγάλη έκταση του στέμματος μας οδήγησε στο συμπέρασμα ότι αυτό έχει πολύ μεγαλύτερη θερμοκρασία από τη φωτόσφαιρα. Τέλος, η καμπύλη μεταβολής της έντασης από το κέντρο του ηλιακού δίσκου στο χείλος, μας έδωσε το ποιοτικό αποτέλεσμα ότι στη φωτόσφαιρα η θερμοκρασία μειώνεται με το ύψος, ενώ πάνω από τη φωτόσφαιρα η θερμοκρασία αυξάνει με το ύψος. Το ίδιο συμπέρασμα βγάλαμε και από το γεγονός ότι οι φωτοσφαιρικές γραμμές είναι γραμμές απορρόφησης, ενώ οι γραμμές που σχηματίζονται στα ανώτερα στρώματα είναι γραμμές εκπομπής.

Τα στοιχεία αυτά είναι αρκετά για να χωρίσουμε την ηλιακή ατμόσφαιρα σε φωτόσφαιρα, χρωμόσφαιρα, μεταβατική περιοχή χρωμόσφαιρας-στέμματος και στέμμα<sup>1</sup>, πράγμα που κάναμε ήδη στο πρώτο κεφάλαιο. Κάθε ένα από τα παραπάνω στρώματα χαρακτηρίζεται από μια περιοχή θερμοκρασιών και πυκνοτήτων, που με τη σειρά τους προσδιορίζουν τις διαδικασίες εκπομπής-απορρόφησης της ακτινοβολίας που επικρατούν. Η μεταβολή του συντελεστή απορρόφησης με το μήκος κύματος, σε συνδυασμό με τη μεταβολή της θερμοκρασίας με το ύψος προσδιορίζουν τη μορφή του ηλιακού φάσματος.

Υπενθυμίζουμε ότι σε φασματικές περιοχές που ο συντελεστής απορρόφησης είναι μεγάλος βλέπουμε

<sup>1</sup> Ιστορικά, ο διαχωρισμός αυτός έγινε με διαφορετικά, καθαρά μορφολογικά κριτήρια: φωτόσφαιρα είναι ο ηλιακός δίσκος, χρωμόσφαιρα είναι ο δακτύλιος με έντονα κόκκινο χρώμα που φαίνεται στις εκλείψεις όταν η Σελήνη καλύψει τον ηλιακό δίσκο και πριν ακόμα εμφανιστεί το στέμμα, το οποίο είναι το διάχυτο περίβλημα του ήλιου



**Σχήμα 3.1:** Μεταβολή της θερμοκρασίας λαμπρότητας του κέντρου του ηλιακού δίσκου και του μέσου ύψους σχηματισμού της ακτινοβολίας με το μήκος κύματος, από 0.5 mm έως 1250 Å (από Vernazza et al., 1976).

ψηλότερα μέσα στην ατμόσφαιρα από τις περιοχές που ο συντελεστής απορρόφησης είναι μικρός. Αυτό μας δίνει τη δυνατότητα να μελετήσουμε τα διάφορα στρώματα της ηλιακής ατμόσφαιρας παρατηρώντας διάφορες φασματικές περιοχές. Στο κεφάλαιο αυτό θα δούμε τα αποτελέσματα αυτής της μελέτης.

### 3.2 Το ύψος σχηματισμού της ακτινοβολίας

Θα ξεκινήσουμε τη συζήτηση εξετάζοντας ποια ατμοσφαιρικά στρώματα ακτινοβολούν στις διάφορες περιοχές του ηλιακού φάσματος. Στα μεγάλα μήκη κύματος (της τάξης του 1 μέτρου) βλέπουμε το στέμμα, το οποίο είναι αδιαφανές λόγω bremsstrahlung από τα ελεύθερα ηλεκτρόνια (βλέπε εδάφιο 2.3.2). Καθώς πάμε σε μικρότερα μήκη κύματος, ο συντελεστής απορρόφησης ελαττώνεται (σχέση 2.47), έτσι που στα εκατοστομετρικά μήκη κύματος το στέμμα γίνεται πιο διαφανές και αρχίζουμε να δεχόμαστε ακτινοβολία από τη μεταβατική περιοχή και από τη χρωμόσφαιρα. Για μικρότερα μήκη κύματος κατεβαίνουμε ακόμα πιο χαμηλά, έτσι που περίπου στα 0.2 mm περνάμε από το ελάχιστο της θερμοκρασίας ανάμεσα στη χρωμόσφαιρα και τη φωτόσφαιρα· εκεί έχουμε ελάχιστο της θερμοκρασίας λαμπρότητας (Σχήμα 3.1).

Για μήκη κύματος της τάξης 0.1 mm (100  $\mu$ ), η απορρόφηση από τη χρωμόσφαιρα και το στέμμα είναι αμελητέα και αρχίζει να κυριαρχεί η απορρόφηση από το αρνητικό ιόν του υδρογόνου ( $\text{H}^-$ , βλ. εδάφιο 2.3.2.2) στη φωτόσφαιρα. Σε μήκος κύματος 1.65  $\mu$  (16500 Å), όπου είναι το ελάχιστο του συντελεστή απορρόφησης (βλ. Σχήμα 2.9), βλέπουμε βαθύτερα στη φωτόσφαιρα από οποιοδήποτε άλλο μήκος κύματος και έχουμε τη μεγαλύτερη θερμοκρασία λαμπρότητας. Το  $\text{H}^-$  παραμένει ο κύριος παράγων απορρόφησης στο υπέρυθρο και ορατό μέρος του φάσματος. Στην ορατή περιοχή, γραμμές με πολύ έντονη απορρόφηση, όπως οι γραμμές της σειράς του Balmer του υδρογόνου και οι γραμμές H και K του ιονισμένου ασβεστίου, μας ανεβάζουν στη χρωμόσφαιρα.

Μετά το ιώδες μέρος του ορατού φάσματος (4000 Å) η συμβολή του  $\text{H}^-$  μικραίνει και αρχίζουν να έχουν σημαντική συνεισφορά τα συνεχή από ελεύθερες-δέσμιες μεταπτώσεις (βλ. εδάφιο 2.3.1) του H και μετάλλων. Αποτέλεσμα είναι η αύξηση της απορρόφησης που μας φέρνει και πάλι κοντά στο ελάχιστο της θερμοκρασίας, στην περιοχή γύρω στα 1700 Å (Σχήμα 3.1). Στην περιοχή αυτή ήδη η συνεχής εκπομπή από τη φωτόσφαιρα είναι μειωμένη (λόγω της χαμηλής θερμοκρασίας της) και το φάσμα είναι διάσπαρτο από γραμμές εκπομπής που σχηματίζονται πάνω από το ελάχιστο της θερμοκρασίας (βλ. Σχήμα 2.21). Στα 1216 Å η γραμμή Ly- $\alpha$  (μετάπτωση από τη 2η στην 1η στάθμη του H, πρώτη γραμμή της σειράς Lyman) μας ανεβάζει στη χρωμόσφαιρα.

Στο μακρινό υπεριώδες έχουμε γραμμές εκπομπής από τη μεταβατική περιοχή χρωμόσφαιρας-στέμματος και το στέμμα, ενώ στις μαλακές ακτίνες X μόνο το στέμμα έχει αρκετή θερμική ενέργεια για να εκπέμψει, τόσο στο συνεχές όσο και σε γραμμές. Σε μικρότερα μήκη κύματος ακτινοβολία έχουμε μόνο στη διάρκεια εκτάκτων φαινομένων υψηλής ενέργειας.

Συνοψίζοντας, το στέμμα κυριαρχεί στα ραδιοκύματα και τις ακτίνες X, και η φωτόσφαιρα στο υπέρυθρο, το ορατό και το κοντινό υπεριώδες. Η χρωμόσφαιρα εμφανίζεται στα χιλιοστομετρικά μήκη κύματος της ραδιοφωνικής περιοχής και σε ισχυρές φασματικές γραμμές στο ορατό και υπεριώδες. Τέλος η μεταβατική περιοχή χρωμόσφαιρας-στέμματος ακτινοβολεί μόνο σε γραμμές στο μακρινό υπεριώδες.

### 3.3 Εμπειρικά μοντέλα της φωτόσφαιρας στο συνεχές

Υπάρχουν δύο τρόποι υπολογισμού μοντέλων της ηλιακής ατμόσφαιρας. Ο ένας είναι καθαρά θεωρητικός και στηρίζεται στη λύση της εξίσωσης μεταφοράς στα διάφορα στρώματα της ατμόσφαιρας, με βάση την διατήρηση της ενέργειας και την υδροστατική ισορροπία και με αρχικές συνθήκες τη ενεργό θερμοκρασία, τη χημική σύσταση και την τιμή της βαρύτητας. Από την άλλη μεριά τα εμπειρικά (πειραματικά) μοντέλα χρησιμοποιούν τις πληροφορίες που περιέχονται στην παρατηρούμενη ένταση της ακτινοβολίας συναρτήσει του μήκους κύματος και της θέσης στον ηλιακό δίσκο, για να αντλήσουν συμπεράσματα για τις φυσικές συνθήκες της ηλιακής ατμόσφαιρας. Εδώ θα ασχοληθούμε μόνο με εμπειρικά μοντέλα.

Διαπιστώσαμε ήδη (βλ. εδάφιο 2.2.3) ότι παρατηρώντας σε ένα μήκος κύματος βλέπουμε πιο χαμηλά στο κέντρο του δίσκου και πιο ψηλά στο χείλος και έτσι έχουμε πρόσβαση σε μία περιοχή από οπτικά βάθη. Κάνοντας παρατηρήσεις σε διάφορα μήκη κύματος έχουμε δυνατότητα να δούμε άλλες περιοχές, μια και η αδιαφάνεια της φωτόσφαιρας στο συνεχές αλλάζει με το μήκος κύματος.

Είδαμε επίσης ότι η τιμή της ειδικής έντασης συνδέεται με την τιμή της συνάρτησης πηγής σε οπτικό βάθος  $\tau = \mu$ . Έτσι, είναι κατ' αρχήν δυνατόν να πάρουμε από τις παρατηρήσεις την τιμή της συνάρτησης πηγής για διάφορα οπτικά βάθη. Υποθέτοντας τοπική θερμοδυναμική ισορροπία (αρκετά ακριβής για τη φωτόσφαιρα) μπορούμε από τη μεταβολή της συνάρτησης πηγής με το οπτικό βάθος να καταλήξουμε σε μοντέλο της θερμοκρασίας. Ας δούμε τώρα τις λεπτομέρειες.

#### 3.3.1 Αντιστροφή της καμπύλης μεταβολής κέντρου-χείλους

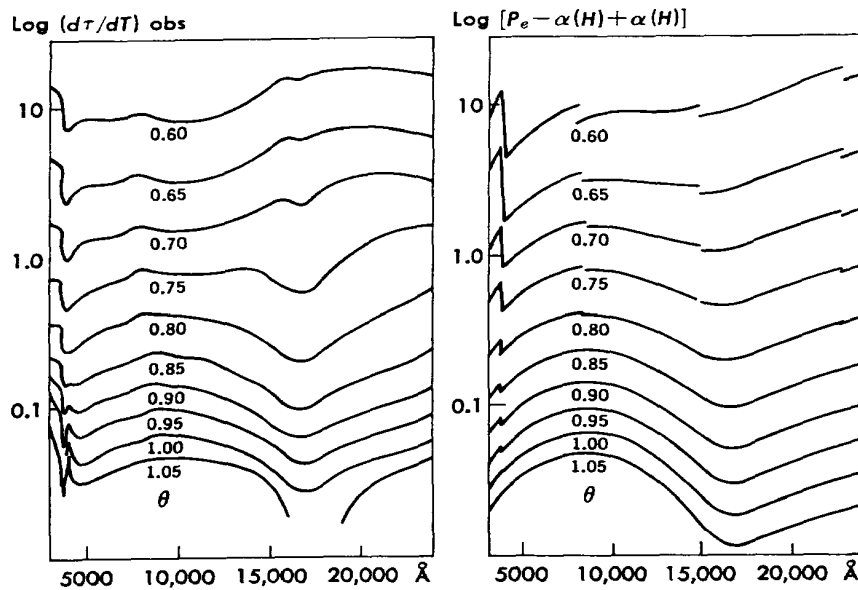
Ξεκινάμε από τη σχέση (2.20) που συνδέει την παρατηρούμενη ένταση σε κάθε θέση,  $\mu$ , στον ηλιακό δίσκο ( $\mu = 1$  στο κέντρο και  $0$  στο χείλος), με την μεταβολή της συνάρτησης πηγής με το οπτικό βάθος. Θέτοντας ως συνάρτηση πηγής τη συνάρτηση του Planck, που είναι καλή προσέγγιση για τη φωτόσφαιρα, έχουμε:

$$I_\nu(\tau_\nu = 0, \mu) = \int_0^\infty B_\nu(\tau_\nu) e^{-\tau_\nu/\mu} d\tau_\nu/\mu \quad (3.1)$$

Έχοντας μετρήσεις για διάφορες θέσεις στο δίσκο, που αντιστοιχούν σε διαφορετικές τιμές του  $\mu$  ( $\mu_1, \mu_2, \dots, \mu_N$ ), μπορούμε να αντιστρέψουμε την (3.1) και να υπολογίσουμε την  $B_\nu(\tau_\nu)$ . Ένας τρόπος είναι επιλέξουμε ένα πλέγμα από οπτικά βάθη,  $\tau_{\nu 1}, \tau_{\nu 2}, \dots, \tau_{\nu M}$  και, για κάθε θέση στο δίσκο,  $\mu_j$ , να προσεγγίσουμε το ολοκλήρωμα με άθροισμα, οπότε παίρνουμε ένα σύστημα γραμμικών εξισώσεων:

$$I_\nu(\mu_j) = \frac{1}{\mu_j} \sum_{i=1}^M w_i B_\nu(\tau_{\nu,i}) e^{-\tau_{\nu,i}/\mu_j}, \quad j = 1, 2, \dots, N \quad (3.2)$$

όπου τα βάρη της ολοκλήρωσης,  $w_i$ , εξαρτώνται από τις τιμές  $\tau_{\nu,i}$  και όπου  $M < N$ . Το σύστημα (3.2) έχει ως αγνώστους τις τιμές  $B_\nu(\tau_{\nu,i})$ , που μπορούν να προσδιοριστούν με μία μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων.



**Σχήμα 3.2:** Μεταβολή του συντελεστή απορρόφησης με το μήκος κύματος σύμφωνα με παρατηρήσεις (αριστερά) και θεωρητικούς υπολογισμούς από τους Goldberg et al., 1959 (δεξιά).

Ένας άλλος τρόπος είναι να αναπτύξουμε την  $B_\nu$  σε σειρά Taylor, να υπολογίσουμε τα ολοκληρώματα των όρων του αναπτύγματος και στη συνέχεια να προσδιορίσουμε τους συντελεστές κάθε όρου, πάλι με μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων.

Αντίστοιχα μπορούμε να προσδιορίσουμε την  $B_\nu(\tau_\nu)$  για άλλα μήκη κύματος όπου η διαφάνεια της ατμόσφαιρας είναι διαφορετική και να επεκτείνουμε έτσι την περιοχή που μελετάμε. Όμως, για να συνθέσουμε αυτά τα αποτελέσματα σε μία ενιαία συνάρτηση  $B_\nu(\tau_0)$  όπου  $\tau_0$  το οπτικό βάθος σε κάποιο μήκος κύματος αναφοράς (συνήθως στα 5000 Å), χρειάζεται να συνδέσουμε το οπτικό βάθος σε κάθε μήκος κύματος με το οπτικό βάθος στο μήκος κύματος αναφοράς. Για να γίνει αυτό χρειαζόμαστε τον συντελεστή απορρόφησης.

### 3.3.2 Συντελεστής απορρόφησης και πηγές αδιαφάνειας

Από την μεταβολή της συνάρτησης του Planck με το οπτικό βάθος παίρνουμε τη μεταβολή της θερμοκρασίας με το οπτικό βάθος,  $T(\tau_\nu)$ . Για κάθε τιμή της θερμοκρασίας μπορούμε να υπολογίσουμε την παράγωγο  $dT/d\tau_\nu$ . Όμως, από τον ορισμό του οπτικού βάρους:

$$\frac{dT}{d\tau_\nu} = \frac{dT}{-k_\nu \rho dz} \quad (3.3)$$

Αυτή η απλή σχέση μας λέει ότι η μεταβολή του αντίστροφου της βαθμίδας της θερμοκρασίας,  $d\tau_\nu/dT$ , με τη συχνότητα (για την ίδια τιμή της θερμοκρασίας) έχει την ίδια μορφή με τον συντελεστή απορρόφησης. Στο σχήμα 3.2 δίνεται η μεταβολή της βαθμίδας της θερμοκρασίας με το μήκος κύματος, από επεξεργασία παρατηρήσεων με τον παραπάνω τρόπο (αριστερά) και του συντελεστή απορρόφησης από το H και H<sup>-</sup> (δεξιά). Η παράμετρος  $\theta$  στο σχήμα είναι αντίστροφα ανάλογη της θερμοκρασίας ( $\theta = 5040/T$ ). Βλέπουμε ότι οι παρατηρήσεις συμπίπτουν αρκετά καλά με τους υπολογισμούς, πράγμα που σημαίνει ότι η απορρόφηση προέρχεται κύρια από το H<sup>-</sup>. Και τα δύο διαγράμματα δείχνουν καλά το ελάχιστο της απορρόφησης από το H<sup>-</sup> στα 16500 Å, που είναι πιο έντονο στις χαμηλότερες θερμοκρασίες όπου το H<sup>-</sup> είναι πιο άφθονο. Το ουδέτερο H συμβάλλει στις περιοχές κοντά στα κατώφλια ιονισμού (ασυνέχειες στο διάγραμμα του συντελεστή απορρόφησης, πιο έντονες στις μεγαλύτερες θερμοκρασίες, βλ. και Σχήμα 2.8).



### 3.3.3 Υπολογισμός της πίεσης και του γεωμετρικού βάρους

Γνωρίζοντας την προέλευση της αδιαφάνειας μπορούμε να ολοκληρώσουμε την εξίσωση υδροστατικής ισορροπίας και να υπολογίσουμε την πίεση συναρτήσει του οπτικού βάρους. Σε πρώτη προσέγγιση θεωρούμε ότι η απορρόφηση προέρχεται μόνο από  $H^-$ . Τότε η απορρόφηση γράφεται

$$k_\nu \rho = \alpha_{\nu H^-} n_{H^-}$$

και αφού

$$\rho = n_H m_H$$

παίρνουμε:

$$k_\nu = \frac{\alpha_{\nu H^-}}{m_H} \frac{n_{H^-}}{n_H} \quad (3.4)$$

Από την εξίσωση του Saha (2.43) και τη σχέση

$$P_e = n_e kT$$

παίρνουμε:

$$\frac{n_{H^-}}{n_H} = P_e \Phi(T) \quad (3.5)$$

όπου ως  $\Phi(T)$  γράψαμε όλους του όρους που εξαρτώνται μόνο από τη θερμοκρασία. Η ηλεκτρονική πίεση οφείλεται κύρια στα ελεύθερα ηλεκτρόνια των μετάλλων γιατί το υδρογόνο είναι σχεδόν ουδέτερο στις φωτοσφαιρικές θερμοκρασίες. Έτσι μπορούμε να γράψουμε

$$P_e \approx AP$$

όπου  $A$  η περιεκτικότητα της ατμόσφαιρας σε μέταλλα και  $P$  η ολική πίεση του αερίου. Τότε η (3.4) δίνει:

$$k_\nu = \frac{\alpha_{\nu H^-}}{m_H} AP \Phi(T) \quad (3.6)$$

Από την εξίσωση της υδροστατικής ισορροπίας,

$$\frac{dP}{dz} = -g\rho$$

παίρνουμε, εισάγοντας το οπτικό βάθος:

$$\frac{dP}{d\tau_\nu} = \frac{g}{k_\nu} \quad (3.7)$$

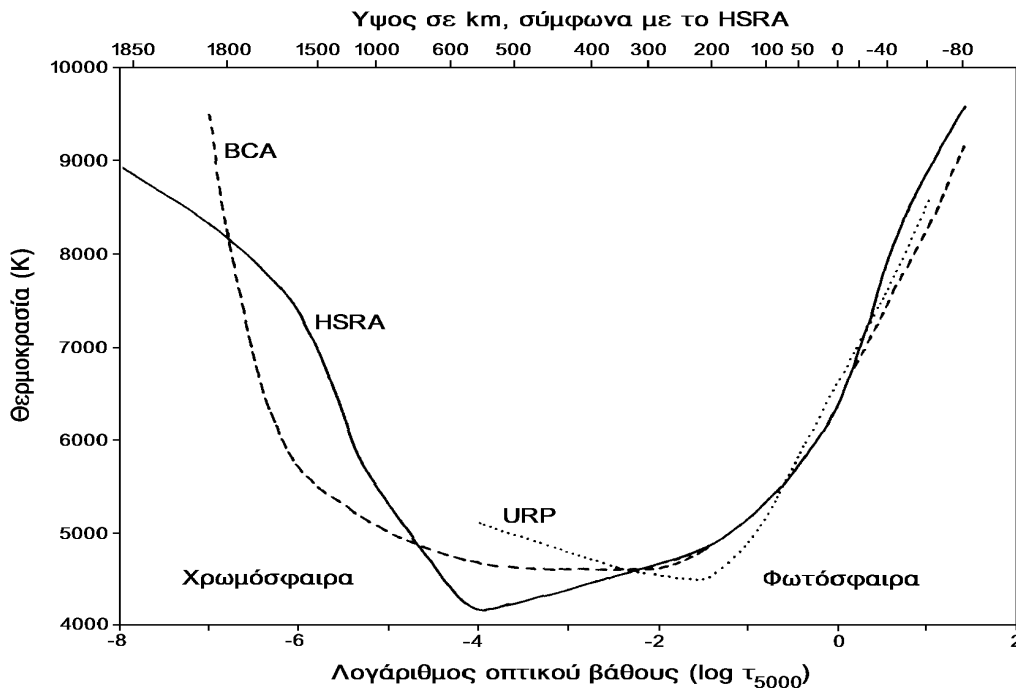
και σε συνδυασμό με την (3.6):

$$P \frac{dP}{d\tau_\nu} = \frac{m_H g}{A \alpha_{\nu H^-}} \frac{1}{\Phi(T)} \quad (3.8)$$

Η (3.8) μπορεί να ολοκληρωθεί και να δώσει την πίεση:

$$P^2(\tau_\nu) = \frac{2 m_H g}{A \alpha_{\nu H^-}} \int_0^{\tau_\nu} \frac{d\tau_\nu}{\Phi(T(\tau_\nu))} \quad (3.9)$$

όπου η  $\Phi$  εκφράζεται συναρτήσει του οπτικού βάρους μέσω της εξάρτησης της θερμοκρασίας από το οπτικό βάθος, που είναι ήδη γνωστή.



Σχήμα 3.3: Μεταβολή της θερμοκρασίας με το οπτικό βάθος σύμφωνα με τρία μοντέλα (URP, BCA, HSRA).

Από την μεταβολή της θερμοκρασίας και της πίεσης με το οπτικό βάθος μπορούμε, χρησιμοποιώντας την (3.6), να υπολογίσουμε τον συντελεστή απορρόφησης και την ποσότητα  $k_{\nu}\rho$ , χρησιμοποιώντας και τις σχέσεις  $\rho = m_H n_H$  και  $P = n_H kT$ :

$$k_{\nu}\rho = \frac{\alpha_{\nu H^-}}{m_H} A P \Phi m_H n_H = A \alpha_{\nu H^-} P^2 \frac{\Phi(T)}{kT} \quad (3.10)$$

Έχοντας την μεταβολή του συντελεστή απορρόφησης με το οπτικό βάθος από την (3.10), μπορούμε να αντιστοιχίσουμε το οπτικό βάθος με το γεωμετρικό βάθος, ολοκληρώνοντας τη σχέση

$$d\tau_{\nu} = -k_{\nu}\rho dz$$

Τελικά από παρατηρήσεις σε κάθε μήκος κύματος παίρνουμε τις σχέσεις  $T(\tau_{\nu})$ ,  $P(\tau_{\nu})$  και  $z(\tau_{\nu})$ . Η τελευταία μας επιτρέπει να υπολογίσουμε την θερμοκρασία και την πίεση συναρτήσει του γεωμετρικού βάθους και έτσι να συνδυάσουμε παρατηρήσεις από διάφορα μήκη κύματος σε ένα ενιαίο μοντέλο.

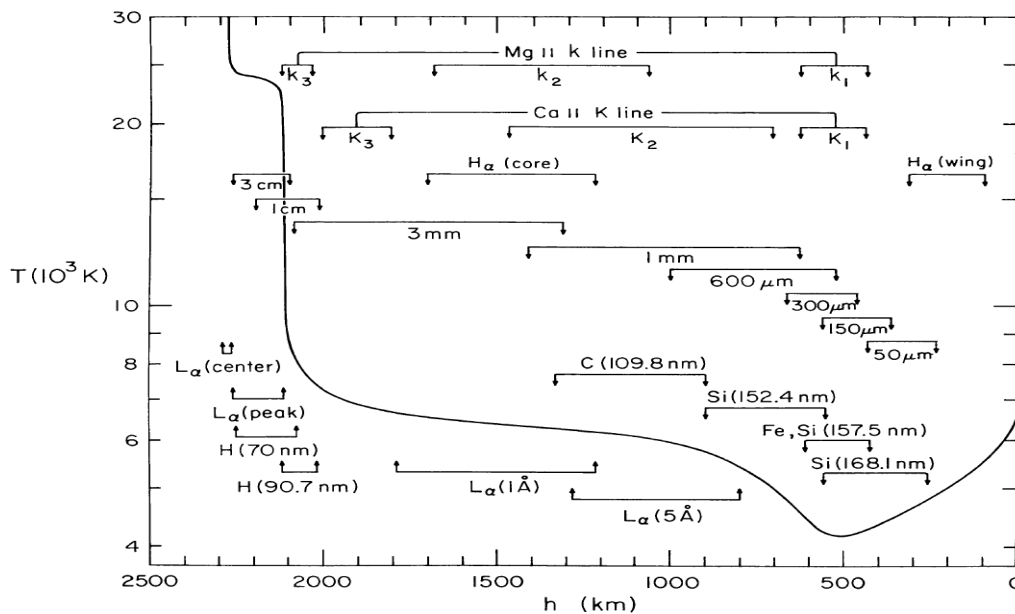
### 3.3.4 Αποτελέσματα

Τα πρώτα μοντέλα στηρίζονταν αποκλειστικά σε παρατηρήσεις του συνεχούς στο οπτικό μέρος του φάσματος και στο κοντινό υπέρυθρο, κατά συνέπεια δεν μπορούσαν να αποτυπώσουν παρά μόνο τη φωτόσφαιρα και τη χαμηλή χρωμόσφαιρα. Ένα τέτοιο μοντέλο ήταν η *ατμόσφαιρα αναφοράς της Ουτρέχτης* (*Utrecht Reference Photosphere, URP*) που αναπτύχθηκε το 1964 (Heintze *et al.*, 1964). Μεταγενέστερες μετρήσεις στο υπεριώδες και στα χιλιοστομετρικά μήκη κύματος, έδωσαν τη δυνατότητα να προσδιοριστεί καλύτερα το ελάχιστο της θερμοκρασίας μεταξύ φωτόσφαιρας και χρωμόσφαιρας καθώς και να επεκταθεί το μοντέλο ψηλότερα στη χρωμόσφαιρα. Αυτό οδήγησε, το 1968, στην *ατμόσφαιρα συνεχούς του Bilderberg* (*Bilderberg Continuum Atmosphere, BCA*), που πήρε το όνομά του από την πόλη όπου είχε γίνει ένα συνέδριο για το σκοπό αυτό (Gingerich & de Jager, 1968). Λίγα χρόνια αργότερα (Gingerich *et al.*, 1971), χάρις στις καλύτερες παρατηρήσεις στο υπεριώδες αλλά και στα ραδιοκύματα, εμφανίστηκε

η ατμόσφαιρα αναφοράς *Harvard-Smithsonian (Harvard Smithsonian Reference Atmosphere, HSRA)* η οποία, για πρώτη φορά, περιλαμβάνει και κάποιες αποκλίσεις από την τοπική θερμοδυναμική ισορροπία.

Στο Σχήμα 3.3 δίνεται η μεταβολή της θερμοκρασίας με το ύψος σύμφωνα με τα τρία παραπάνω μοντέλα. Οι διαφορές μεταξύ τους είναι μεγαλύτερες στα μικρά οπτικά βάθη, όπου και οι αποκλίσεις από την τοπική θερμοδυναμική ισορροπία είναι πιο σημαντικές και οι ανομοιογένειες πιο έντονες. Εκτός από το μοντέλο της Ουτρέχτης (URP) τα άλλα δεν κάνουν διάκριση μεταξύ κόκκινων και μεσοκοκκιακών διαστημάτων. Το URP έχει τρεις συνιστώσες, ψυχρή, μέση και θερμή (στο σχήμα δείχνεται μόνο η μέση) με διαφορά θερμοκρασίας  $\sim 700$  K σε μέσο οπτικό βάθος 1.

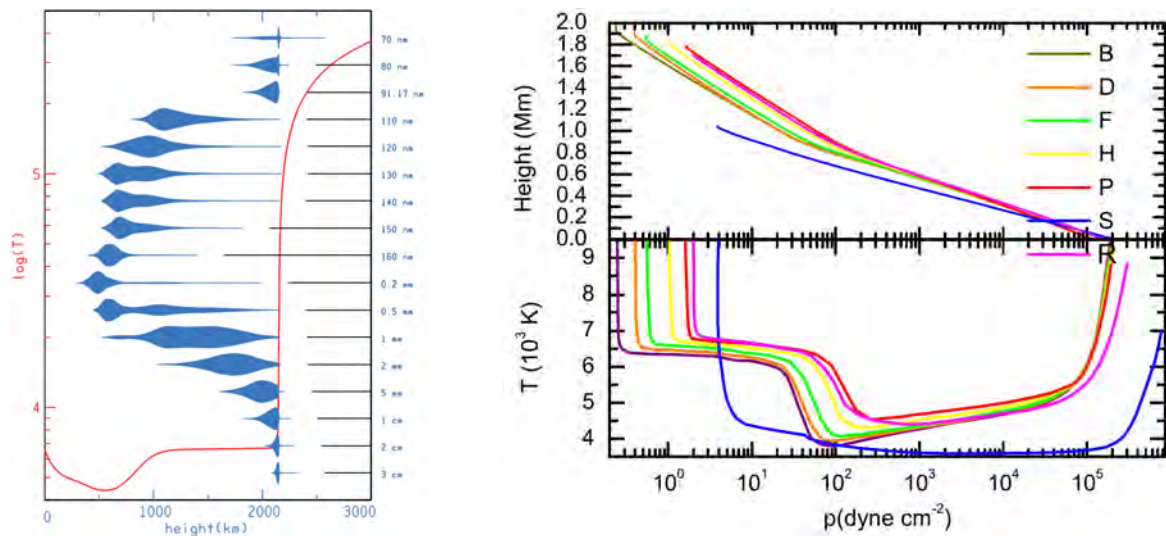
Στο σχήμα περιλαμβάνεται μια περιοχή οπτικού βάρους αναφοράς που εκτείνεται σε δέκα τάξεις μεγέθους, από  $10^{-8}$  έως  $10^2$ . Τα πιο βαθιά στρώματα που μπορούμε να δούμε έχουν θερμοκρασία  $\sim 9\,500$  K. Αξίζει να σημειώσουμε τη γρήγορη μεταβολή του οπτικού βάρους και της θερμοκρασίας κοντά στο  $\tau = 1$ . Από  $\tau = 10$  μέχρι  $\tau = 0.1$  η θερμοκρασία πέφτει κατά  $\sim 4000$  K σε διάστημα  $\sim 200$  km. Ας θυμηθούμε τον χοντρικό υπολογισμό του πάχους της φωτόσφαιρας με βάση την κλίμακα ύψους (εδάφιο 1.3), που μας έδωσε πάλι 200 km! Σημειώνουμε επίσης ότι η ακριβής θέση του ελάχιστου της θερμοκρασίας διαφέρει από μοντέλο σε μοντέλο, ενώ η τιμή του κυμαίνεται μεταξύ 4 100 και 4 500 K.



**Σχήμα 3.4:** Η μεταβολή της θερμοκρασίας με το ύψος σύμφωνα με το μοντέλο των Vernazza, Avrett και Loeser (1973). Σημειώνονται οι περιοχές θερμοκρασιών όπου σχηματίζονται διάφορες φασματικές δομές.

Από την εποχή του HSRA μέχρι σήμερα έχει υπάρξει πρόοδος στους εξής τομείς:

- Οι διαστημικές παρατηρήσεις στο μακρινό υπεριώδες έδωσαν τη δυνατότητα να επεκτείνουμε τα μοντέλα σε όλη τη χρωμόσφαιρα και στη μεταβατική περιοχή χρωμόσφαιρας - στέμματος.
- Αναπτύχθηκαν ακόμα περισσότερο οι τεχνικές χειρισμού καταστάσεων έξω από τη θερμοδυναμική ισορροπία.
- Πέρα από το συνεχές φάσμα, χρησιμοποιήθηκαν παρατηρήσεις προφίλ φασματικών γραμμών
- Υπολογίστηκαν μοντέλα για διάφορες συνιστώσες (δομές) της ηλιακής ατμόσφαιρας
- Πάρθηκαν υπ' όψει αποκλίσεις από την υδροστατική ισορροπία.



**Σχήμα 3.5:** Αριστερά: Το μοντέλο των Avrett και Loeser (2008). Σημειώνονται οι περιοχές σχηματισμού της ακτινοβολίας στο μακρινό υπέρυθρο και στην μικροκυματική περιοχή. Δεξιά: Μοντέλα των Fontenla et al., (2009) για διάφορες δομές της ηλιακής ατμόσφαιρας.

Το πρώτο στη σειρά αυτή των νέων μοντέλων ήταν των Vernazza, Avrett και Loeser (1973, 1976), γνωστό ως VAL που είναι επέκταση του HSRA στα ανώτερα στρώματα της χρωμόσφαιρας (Σχήμα 3.4). Οι ίδιοι συγγραφείς το 1981, υπολόγισαν μοντέλα για έξι περιοχές του ήρεμου ήλιου, διαφορετικής λαμπρότητας. Σημειώνουμε ότι τα μοντέλα με πολλαπλές συνιστώσες εξακολουθούν να είναι μονοδιάστατα, με την έννοια ότι δεν υπολογίζεται η μεταφορά της ακτινοβολίας από τη μια συνιστώσα στην άλλη. Τέλος στο αριστερό διάγραμμα του Σχήματος 3.5 δίνουμε ένα μοντέλο που καλύπτει και τη μεταβατική περιοχή χρωμόσφαιρας-στέμματος, ενώ στο δεξιό ένα μοντέλο φωτόσφαιρας-χρωμόσφαιρας με επτά συνιστώσες (B, D, F ήρεμος ήλιος, H, P: plage, S σκιά κηλίδας, R παρασκιά κηλίδας). Σημειώνουμε ότι τα μοντέλα εδώ δίνονται ως τιμές της θερμοκρασίας και του ύψους συναρτήσεως της πίεσης.

Πριν κλείσουμε το θέμα αυτό συμπληρώνουμε ότι, χάρις στην πρόοδο στους αριθμητικούς υπολογισμούς και στην ταχύτητα με την οποία μπορούν να γίνουν, έχουμε σήμερα τη δυνατότητα να υπολογίζουμε τριδιάστατες δομές και μάλιστα τη χρονική τους εξέλιξη.

### 3.4 Η μεταβατική περιοχή χρωμόσφαιρας-στέμματος

Όπως αναφέραμε και προηγούμενα, ανάμεσα στη χρωμόσφαιρα και το στέμμα υπάρχει μία λεπτή μεταβατική περιοχή όπου η θερμοκρασία ανεβαίνει απότομα από  $\sim 20\,000\text{ K}$  σε  $10^6\text{ K}$ . Για το ότι η μεταβατική περιοχή είναι λεπτή έχουμε ενδείξεις από την έκταση της χρωμόσφαιρας και από το πόσο χαμηλά φτάνει το στέμμα. Αν και οι χρωμοσφαιρικοί πίδακες (βλ. κεφάλαιο 8) παρατηρούνται μέχρι  $\sim 10\,000\text{ km}$ , το ομογενές μέρος της χρωμόσφαιρας σταματάει αρκετά χαμηλότερα. Από την άλλη μεριά στις εκλείψεις βλέπει κανείς γραμμές του στέμματος να εμφανίζονται κάτω από αυτό το ύψος. Συνολικά οι παρατηρήσεις συνθέτουν μία εικόνα που δίνει την βάση της μεταβατικής περιοχής σε ύψος μόλις  $2000\text{ km}$  από τη φωτόσφαιρα. Βέβαια η μεταβατική περιοχή είναι πολύ ανομοιογενής και η παραπάνω τιμή θα πρέπει να θεωρηθεί ως “μέσο” ύψος.

Στην περιοχή θερμοκρασιών της μεταβατικής περιοχής μπορούν να εκπέμψουν γραμμές διάφορα ιόντα. Επειδή όμως η βαθμίδα της θερμοκρασίας είναι πολύ μεγάλη και η περιοχή θερμοκρασιών που εμφανίζεται ένα συγκεκριμένο ιόν είναι περιορισμένη, η έκταση της περιοχής που έχει τη δυνατότητα να εκπέμψει μία φασματική γραμμή είναι πάρα πολύ μικρή. Αποτέλεσμα αυτού είναι ότι οι γραμμές είναι οπτικά αραιές και μικρής έντασης, έτσι που δεν είναι παρατηρήσιμες παρά μόνο σε φασματικές περιοχές όπου η ένταση του

συνεχούς της φωτόσφαιρας είναι πολύ μικρή, δηλαδή στο μακρινό υπεριώδες.

Όπως συζητήσαμε στην εισαγωγή αυτού του κεφαλαίου, η μεταβατική περιοχή εκπέμπει συνεχή ακτινοβολία στα ραδιοκύματα. Όμως, πάλι επειδή είναι πολύ λεπτή, η ακτινοβολία που προέρχεται από αυτή δεν μπορεί να διαχωριστεί εύκολα από την ακτινοβολία του στέμματος και της χρωμόσφαιρας.

Ας ξαναγυρίσουμε όμως στις γραμμές του μακρινού υπεριώδους. Αφού είναι οπτικά αραιές μπορούμε να γράψουμε ότι η ένταση της ακτινοβολίας για μία μετάπτωση από τη στάθμη 2 στη στάθμη 1 ενός ιόντος, ολοκληρωμένη ως προς τη συχνότητα, είναι:

$$I = \frac{1}{2} \int_0^{\infty} h\nu A_{21} n_2 dz \quad (3.11)$$

όπου  $h$  η σταθερά του Planck,  $\nu$  η συχνότητα,  $A_{21}$  ο συντελεστής Einstein (πιθανότητα μετάπτωσης, εδάφιο 2.3.3.1) και  $n_2$  ο πληθυσμός της στάθμης 2. Ο παράγοντας  $1/2$  υπάρχει γιατί βλέπουμε τα μισά φωτόνια (τα άλλα μισά πάνε προς τη φωτόσφαιρα). Στην πράξη η ολοκλήρωση περιορίζεται στην περιοχή σχηματισμού της γραμμής.

Η στάθμη 2 διεγείρεται κύρια από συγκρούσεις με ηλεκτρόνια (επειδή στο υπεριώδες δεν έχουμε αρκετά φωτόνια) και αποδιεγείρεται με ακτινοβολία. Εξισώνοντας τις διεγέρσεις και τις αποδιεγέρσεις (συνθήκη σταθερής κατάστασης), παίρνουμε:

$$n_1 C_{12} = n_2 A_{21} \quad (3.12)$$

όπου  $n_1$  ο πληθυσμός της στάθμης 1 και  $C_{12}$  η πιθανότητα διέγερσης με συγκρούσεις. Η πιθανότητα σύγκρουσης είναι ανάλογη προς την πυκνότητα των ηλεκτρονίων,  $n_e$ :

$$C_{12} \propto n_e F(T_e) \quad (3.13)$$

όπου  $F(T_e)$  είναι μια πολύπλοκη αλλά γνωστή συνάρτηση της θερμοκρασίας. Η πυκνότητα της στάθμης 1 μπορεί να γραφεί:

$$n_1 = AN_e \alpha(T_e) \quad (3.14)$$

όπου  $A$  η αφθονία του στοιχείου που εκπέμπει τη γραμμή και  $\alpha(T_e)$  μία άλλη συνάρτηση της θερμοκρασίας. Αντικαθιστώντας στην (3.11) παίρνουμε:

$$I \propto A \int_0^{\infty} N_e^2 G(T_e) dz \quad (3.15)$$

όπου  $G(T_e)$  τρίτη συνάρτηση της θερμοκρασίας που προκύπτει από συνδυασμό των  $F(T_e)$  και  $\alpha(T_e)$ .

Εκφράζουμε την ηλεκτρονική πυκνότητα μέσα από την πίεση:

$$P_e = N_e k T_e$$

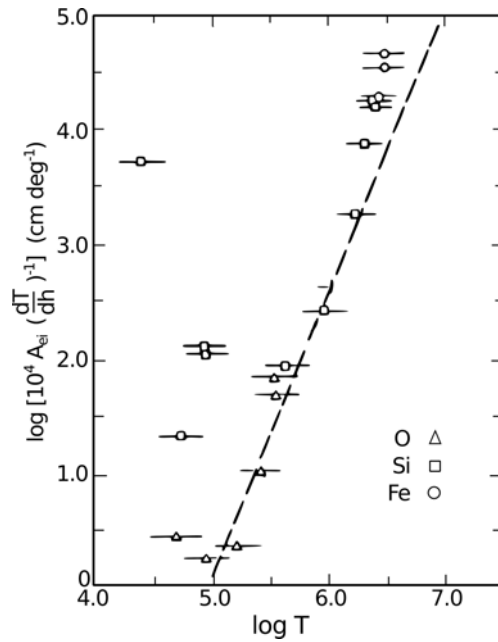
οπότε η (3.15) δίνει:

$$I \propto AP_e^2 \int_0^{\infty} \frac{G(T_e)}{T_e^2} \frac{dz}{dT_e} dT_e \quad (3.16)$$

όπου θεωρήσαμε την πίεση σταθερή, επειδή η περιοχή σχηματισμού της γραμμής είναι πολύ λεπτή. Για τον ίδιο λόγο μπορούμε να θεωρήσουμε ότι και η βαθμίδα της θερμοκρασίας δεν μεταβάλλεται πολύ στην περιοχή σχηματισμού της γραμμής και να γράψουμε την (3.16) στη μορφή:

$$I \propto AP_e^2 \left\langle \left( \frac{dT_e}{dz} \right)^{-1} \right\rangle \int_0^{\infty} \frac{G(T_e)}{T_e^2} dT_e \quad (3.17)$$

όπου με  $\langle \rangle$  δηλώνουμε τη μέση τιμή στη περιοχή σχηματισμού της γραμμής.



**Σχήμα 3.6:** Διάγραμμα του αντίστροφου της θερμοβαθμίδας συναρτήσει της θερμοκρασίας για γραμμές που σχηματίζονται στη μεταβατική περιοχή χρωμόσφαιρας-στέμματος (από δεδομένα των Dupree & Goldberg, 1967).

Έτσι τελικά η ένταση της ακτινοβολίας είναι ανάλογη του τετραγώνου της ηλεκτρονικής πίεσης και αντίστροφα ανάλογη της θερμοβαθμίδας, μια και το ολοκλήρωμα εξαρτάται από τις φυσικές ιδιότητες της συγκεκριμένης γραμμής και όχι από τις φυσικές συνθήκες. Επειδή η πίεση στη μεταβατική περιοχή είναι πρακτικά σταθερή (το πάχος της είναι πολύ μικρότερο από την κλίμακα ύψους), η ένταση κάθε γραμμής μας επιτρέπει να προσδιορίσουμε την τιμή που έχει η θερμοβαθμίδα στη θερμοκρασία σχηματισμού της.

Κάνοντας ένα λογαριθμικό διάγραμμα της παρατηρούμενης θερμοβαθμίδας συναρτήσει της μέσης θερμοκρασίας σχηματισμού για διάφορες γραμμές διαπιστώνουμε μία σχεδόν ευθύγραμμη σχέση, για θερμοκρασίες μεταξύ  $10^5$  και  $10^6$  K (Σχήμα 3.6). Η κλίση του διαγράμματος είναι  $5/2$  που δείχνει ότι:

$$\left(\frac{dT_e}{dz}\right)^{-1} \propto T_e^{5/2}$$

ή

$$T_e^{5/2} \frac{dT_e}{dz} = \text{σταθερό} \quad (3.18)$$

Το αποτέλεσμα αυτό δεν είναι χωρίς φυσική σημασία. Η ποσότητα  $T_e^{5/2}(dT_e/dz)$  είναι ανάλογη προς τη ροή της ενέργειας που μεταφέρεται με αγωγιμότητα από το στέμμα στη χρωμόσφαιρα,  $F_c$ :

$$F_c = 1.1 \times 10^{-6} T_e^{5/2} \frac{dT_e}{dz} \quad (3.19)$$

Το συμπέρασμα που προκύπτει είναι ότι η δομή της θερμοκρασίας στην μεταβατική περιοχή χρωμόσφαιρας-στέμματος καθορίζεται από την συνθήκη σταθερότητας της ροής ενέργειας με αγωγιμότητα. Το αποτέλεσμα αυτό είναι πειραματικό. Η ερμηνεία που δίνεται είναι ότι, λόγω του μικρού πάχους της μεταβατικής περιοχής, έχουμε πολύ μικρές απώλειες ενέργειας με ακτινοβολία και οι απώλειες γίνονται κατά κύριο λόγο με αγωγιμότητα προς τη χρωμόσφαιρα.

Η τιμή της ροής με αγωγιμότητα είναι της τάξης του  $1.1 \times 10^6 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , που αντιστοιχεί σε θερμοβαθμίδα  $0.3 \text{ K/cm}$  στη θερμοκρασία  $10^5 \text{ K}$  και σε  $0.001 \text{ K/cm}$  στους  $10^6 \text{ K}$ . Η θερμοκρασία ανεβαίνει από  $10^5$  σε  $10^6 \text{ K}$  σε διάστημα μικρότερο από  $3000 \text{ km}$ !

### 3.5 Διαγνωστική του πλάσματος στην οπτικά λεπτή περίπτωση

Η συζήτηση των γραμμών που σχηματίζονται στη μεταβατική περιοχή, μας φέρνει στο θέμα της ακτινοβολίας από οπτικά λεπτά στρώματα. Τέτοιες περιπτώσεις δεν έχουμε στη φωτόσφαιρα, η οποία συμπεριφέρεται ως ατμόσφαιρα με πολύ μεγάλο οπτικό βάθος (ημι-άπειρη ατμόσφαιρα), μπορούμε όμως να έχουμε σε διακριτούς σχηματισμούς στη χρωμόσφαιρα (η περίπτωση του σύννεφου, εδάφιο 2.2.3, παράδειγμα 5) και, κυρίως, στη μεταβατική περιοχή και στο στέμμα που, εκτός από τη ραδιοφωνική περιοχή, έχουν πολύ μικρό οπτικό πάχος. Σε όλες τις περιπτώσεις έχουμε γραμμές εκπομπής, επειδή ο συντελεστής απορρόφησης στο συνεχές είναι πολύ μικρός.

#### 3.5.1 Η έννοια του μέτρου εκπομπής

Ας επανέλθουμε στην εξίσωση (3.15), στη μορφή:

$$I \propto A \int_0^L N_e^2 G(T_e) dl$$

με ολοκλήρωση σε όλη την έκταση του οπτικά λεπτού στρώματος. Αν θεωρήσουμε ότι η συνάρτηση  $G(T_e)$  δεν μεταβάλλεται πολύ στην περιοχή σχηματισμού της γραμμής, μπορούμε να γράψουμε:

$$I \propto A G(T_e) \int_0^L N_e^2 dl$$

ή, ακόμα

$$I \propto A G(T_e) EM \quad (3.20)$$

όπου η ποσότητα

$$EM = \int_0^L N_e^2 dl \quad (3.21)$$

ονομάζεται *μέτρο εκπομπής (emission measure)*, ή και *ισόθερμο μέτρο εκπομπής*.

Στην άλλη άκρη του φάσματος, στα ραδιοκύματα, ο συντελεστής θερμικής απορρόφησης είναι ανάλογος προς το τετράγωνο της πυκνότητας των ηλεκτρονίων (σχέση 2.47), οπότε το οπτικό βάθος μιας ισόθερμης δομής πεπερασμένου μήκους,  $L$ , θα είναι:

$$\tau = \xi \frac{1}{\nu^2 T^{3/2}} \int_0^L N_e^2 dl = \xi \frac{EM}{\nu^2 T^{3/2}} \quad (3.22)$$

και, στην οπτικά λεπτή περίπτωση, η θερμοκρασία λαμπρότητας θα είναι

$$T_b \approx T_e \tau = \xi \frac{EM}{\nu^2 T^{1/2}} \quad (3.23)$$

έτσι, και στις δύο περιπτώσεις υπεισέρχεται το μέτρο εκπομπής, όπως στο υπεριώδες.

Γενικεύοντας τώρα το ισόθερμο μέτρο εκπομπής για την περίπτωση μιας συνεχούς κατανομής θερμοκρασιών, μπορούμε να ορίσουμε το *διαφορικό μέτρο εκπομπής (differential emission measure)*, DEM:

$$DEM(T_e) = N_e^2 \frac{dl}{dT_e}. \quad (3.24)$$

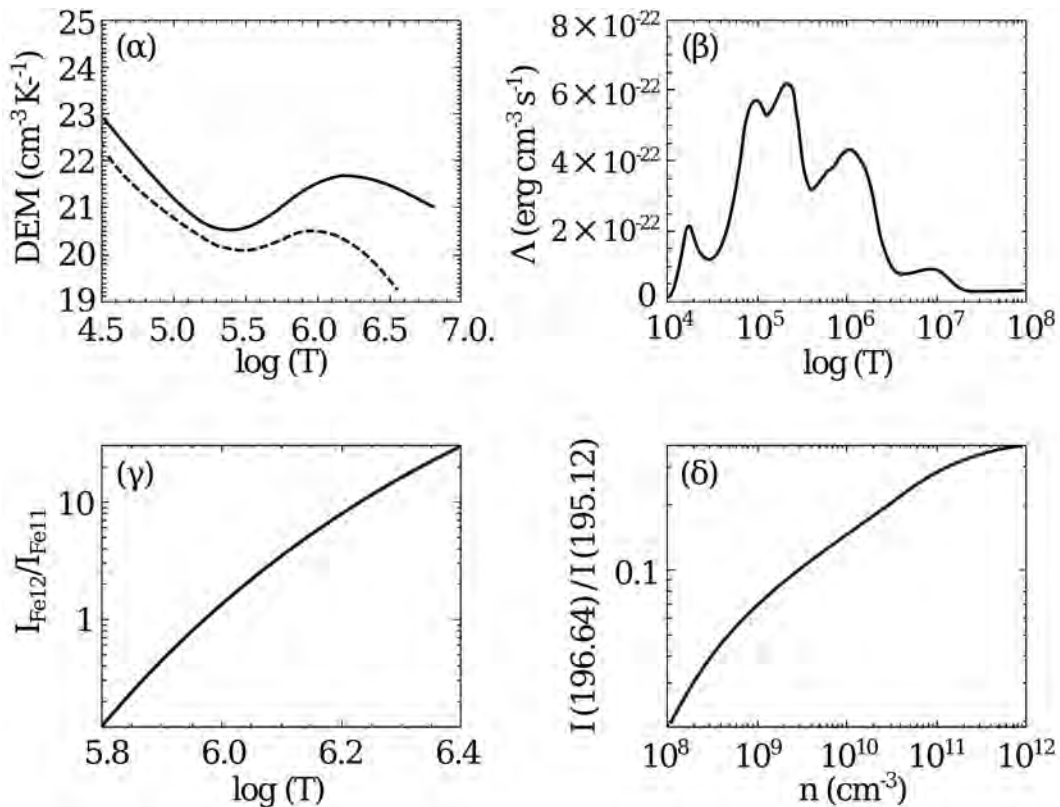
Το διαφορικό μέτρο εκπομπής μας δίνει την κατανομή της πυκνότητας του πλάσματος ως προς τη θερμοκρασία και αποτελεί ένα βασικό εμπειρικό εργαλείο για την μελέτη της ηλιακής ατμόσφαιρας. Από τις εξισώσεις (3.20) και (3.24) προκύπτει ότι η ένταση μιας φασματικής γραμμής δίνεται από τη σχέση:

$$I = \int_0^\infty DEM(T_e) G(T_e) dT_e. \quad (3.25)$$

Στην πραγματικότητα το παραπάνω ολοκλήρωμα έχει συνεισφορά μόνο από περιοχές θερμοκρασιών όπου η αντίστοιχη συνάρτηση  $G(T_e)$  έχει μεγάλη τιμή, δηλαδή σε μια περιοχή γύρω από την θερμοκρασία που αντιστοιχεί στο μέγιστο της και έχει τυπικό εύρος  $\approx 0.1-0.3$  του λογαρίθμου αυτής της θερμοκρασίας. Έτσι μπορούμε να θεωρήσουμε την θερμοκρασία του μεγίστου της  $G(T_e)$  ως θερμοκρασία σχηματισμού της γραμμής.

Το διαφορικό μέτρο εκπομπής μπορεί να υπολογιστεί από θεωρητικά μοντέλα της πυκνότητας και της θερμοκρασίας συναρτήσει του ύψους όπως επίσης και από παρατηρήσεις. Στην δεύτερη περίπτωση το DEM υπολογίζεται από την αντιστροφή συστήματος γραμμικών εξισώσεων που προκύπτει από την εφαρμογή της εξίσωσης (3.25) σε παρατηρήσεις των εντάσεων μιας σειράς  $N_\gamma$  φασματικών γραμμών που σχηματίζονται σε μια γενικά εκτεταμένη περιοχή θερμοκρασιών. Το διαφορικό μέτρο εκπομπής υπολογίζεται σε ένα θερμοκρασιακό πλέγμα  $N_T$  σημείων. Επειδή, γενικά,  $N_T > N_\gamma$  (μεγαλύτερος αριθμός αγνώστων από γνωστούς) υπάρχουν άπειρες λύσεις για το προκύπτον σύστημα γραμμικών εξισώσεων. Για αυτό επιλέγονται λύσεις που ικανοποιούν κάποιες επιπλέον βασικές προϋποθέσεις για την συμπεριφορά του DEM (π.χ., το να έχει θετικές τιμές). Το διαφορικό μέτρο εκπομπής μπορεί επίσης να υπολογιστεί από παρατηρήσεις της θερμοκρασίας λαμπρότητας στα μικροκύματα.

Σημειώνουμε ότι μερικές φορές το ισόθερμο και το διαφορικό μέτρο εκπομπής δεν ορίζονται συναρτήσει του στοιχειώδους μήκους κατά τη διεύθυνση παρατήρησης,  $dl$ , όπως στις εξισώσεις (3.21) και (3.24), αλλά συναρτήσει του στοιχειώδους όγκου  $dV$ .



**Σχήμα 3.7:** (α): Το διαφορικό μέτρο εκπομπής για τον ήρεμο ήλιο (διακεκομμένη γραμμή) και για ένα κέντρο δράσης (συνεχής γραμμή) συναρτήσει της θερμοκρασίας, (β): Οι απώλειες ενέργειας λόγω ακτινοβολίας συναρτήσει της θερμοκρασίας, (γ): Ο λόγος εντάσεων των γραμμών του του Fe XII στα 195.1Å και του FeXI στα 188.3Å συναρτήσει της θερμοκρασίας, (δ): Ο λόγος εντάσεων των γραμμών του Fe XII στα 196.6Å και τα 195.1Å συναρτήσει της πυκνότητας. Οι υπολογισμοί έγιναν με χρήση της βάσης δεδομένων CHIANTI.

Στο Σχήμα (3.7α) απεικονίζεται το διαφορικό μέτρο εκπομπής για μια περιοχή ήρεμου ήλιου και για



ένα κέντρο δράσης (εδάφιο 8.10). Παρατηρούμε ότι το DEM για το κέντρο δράσης έχει μεγαλύτερες τιμές από αυτό του ήρεμου ήλιου και ότι έχει μέγιστο σε υψηλότερη θερμοκρασία, πράγμα που σημαίνει ότι το πλάσμα στο κέντρο δράσης είναι πιο πυκνό και πιο θερμό από τον ήρεμο ήλιο.

Με την βοήθεια του διαφορικού μέτρου εκπομπής και της συνάρτησης που περιγράφει τις απώλειες ενέργειας λόγω ακτινοβολίας του πλάσματος,  $\Lambda(T)$ , μπορεί να υπολογιστεί η αντίστοιχη ροή της ακτινοβολίας, η οποία αποτελεί σημαντικό παράγοντα στο ισοζύγιο ενέργειας της ηλιακής ατμόσφαιρας. Η  $\Lambda(T)$  υπολογίζεται θεωρητικά λαμβάνοντας υπόψη όλες τις διαδικασίες που δίδουν γραμμικό και συνεχές φάσμα στην χρωμόσφαιρα, μεταβατική ζώνη και στο στέμμα. Το αποτέλεσμα ενός τέτοιου υπολογισμού δίδεται στο Σχήμα (3.7β) όπου απεικονίζεται η συνάρτηση απωλειών στην περιοχή θερμοκρασιών  $10^4 - 10^8 \text{K}$ .

Η ροή της ακτινοβολίας  $F_R$  υπολογίζεται από την εξίσωση:

$$F_R = \int_0^\infty DEM(T)\Lambda(T)dT. \quad (3.26)$$

Στην πραγματικότητα το παραπάνω ολοκλήρωμα υπολογίζεται στην περιοχή θερμοκρασιών για την οποία έχει υπολογιστεί το διαφορικό μέτρο εκπομπής.

### 3.5.2 Διαγνωστική της θερμοκρασίας από λόγους εντάσεων

Εφαρμόζοντας την εξίσωση (3.20) σε δύο φασματικές γραμμές, 1 και 2, του ίδιου στοιχείου με εντάσεις  $I_1$  και  $I_2$  προκύπτει για τον λόγο των εντάσεων τους:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{G_1(T)}{G_2(T)} = R(T), \quad (3.27)$$

με  $G_1(T)$  και  $G_2(T)$  να αντιστοιχούν στην συνάρτηση  $G$  για την γραμμή 1 και την γραμμή 2 αντίστοιχα. Συνεπώς από την παρατήρηση των εντάσεων δυο γραμμών του ίδιου στοιχείου και την χρήση της παραπάνω εξίσωσης μπορεί να υπολογιστεί η θερμοκρασία.

Τονίζουμε ότι η παραπάνω μέθοδος μπορεί να εφαρμοστεί μόνο σε σχετικά στενές θερμοκρασιακές περιοχές όπου η  $G_1(T)/G_2(T)$  είναι μονότιμη. Επίσης πρέπει να χρησιμοποιήσουμε φασματικές γραμμές με παραπλήσιες θερμοκρασίες σχηματισμού, για να έχουμε μετρήσιμη ένταση και στις δύο γραμμές αφού η  $G$  μειώνεται πολύ γρήγορα με την θερμοκρασία γύρω από το μέγιστό της. Στο Σχήμα (3.7γ) απεικονίζεται ο λόγος εντάσεων των γραμμών του Fe XII στα  $195.1 \text{ \AA}$  και του Fe XI στα  $188.3 \text{ \AA}$  συναρτήσει της θερμοκρασίας.

### 3.5.3 Διαγνωστική της σχετικής αφθονίας στοιχείων από λόγους εντάσεων

Εφαρμόζοντας την εξίσωση (3.20) σε δύο φασματικές γραμμές διαφορετικών στοιχείων που έχουν εντάσεις  $I_1$  και  $I_2$  παίρνουμε:

$$\frac{I_1}{I_2} = \frac{A_1}{A_2} R(T), \quad (3.28)$$

όπου  $A_1$  και  $A_2$  είναι οι αφθονίες των δυο στοιχείων από τα οποία προέρχονται οι φασματικές γραμμές. Γνωρίζοντας το λόγο  $I_1/I_2$  από τις παρατηρήσεις και υπολογίζοντας την ποσότητα  $R(T)$  για την θερμοκρασία στην οποία μεγιστοποιούνται οι  $G_1$  και η  $G_2$  (συνήθως επιλέγονται φασματικές γραμμές που σχηματίζονται στην ίδια περιοχή θερμοκρασιών), μπορούμε να υπολογίσουμε τη σχετική αφθονία  $A_1/A_2$  των δυο στοιχείων.

Παρατηρήσεις της σχετικής αφθονίας σε διαφορετικές περιοχές της ηλιακής ατμόσφαιρας (π.χ., κέντρα δράσης, ήρεμος ήλιος, τρύπες του στέμματος) για στοιχεία με πρώτο δυναμικό ιονισμού μεγαλύτερο και μικρότερο από  $10 \text{ eV}$  έδειξαν σημαντικές διαφοροποιήσεις της τιμής της από περιοχή σε περιοχή. Συνεπώς

μετρήσεις των σχετικών αφθονιών στο στέμμα μπορούν να υποδείξουν την πηγή στον ήλιο ρευμάτων ηλιακού άνεμου που ανιχνεύονται με επιτόπιες μετρήσεις κοντά στη Γη.

### 3.5.4 Διαγνωστική της πυκνότητας από λόγους εντάσεων

Μέχρις στιγμής εξετάσαμε μόνο φασματικές γραμμές που αντιστοιχούν σε επιτρεπτές μεταπτώσεις. Τέτοιες μεταπτώσεις αντιστοιχούν σε μεταπτώσεις ηλεκτρικού διπόλου από στάθμες με μικρό χρόνο ζωής ή ισοδύναμα με μεγάλο συντελεστή αυθόρμητης αποδιέγερσης,  $A_{ji}$  (εδάφιο 2.3.3.1). Συνεπώς τέτοιες στάθμες αποδιεγείρονται με ακτινοβολία. Η ένταση των αντιστοιχών φασματικών γραμμών στην οπτικά λεπτή περίπτωση είναι ανάλογη του τετραγώνου της πυκνότητας (π.χ. εξισώσεις 3.20 και 3.21),

$$I_{al} \propto n^2. \quad (3.29)$$

Υπάρχουν όμως και μεταπτώσεις από μετασταθείς στάθμες οι οποίες έχουν μεγάλο χρόνο ζωής και αποδιεγείρονται όχι με ακτινοβολία αλλά με συγκρούσεις.<sup>2</sup> Η ένταση τέτοιων γραμμών (απαγορευμένες γραμμές) είναι ανάλογη προς κάποια δύναμη της ηλεκτρονικής πυκνότητας:

$$I_{ms} \propto n^\beta, \quad (3.30)$$

με  $\beta$  μεταξύ 1 και 3. Συνεπώς από τις εξισώσεις (3.29) και (3.30), ο λόγος εντάσεων μια γραμμής που αντιστοιχεί σε μια επιτρεπτή μετάπτωση και μιας που αντιστοιχεί σε μια απαγορευμένη γραμμή είναι συνάρτηση της πυκνότητας. Για τέτοιες διαγνωστικές γίνεται χρήση φασματικών γραμμών από το ίδιο ιόν.

Στο Σχήμα 3.7δ απεικονίζεται ο λόγος έντασης των γραμμών του Fe XII στα 195.1 Å και του Fe XII στα 188.3 Å συναρτήσει της πυκνότητας. Από το σχήμα γίνεται προφανές ότι μικρές μεταβολές του λόγου εντάσεων αντιστοιχούν σε μεγάλες μεταβολές της πυκνότητας. Συνεπώς, για τον υπολογισμό της πυκνότητας απαιτούνται μετρήσεις του λόγου εντάσεων με μεγάλη ακρίβεια.

Όταν η διακριτική ικανότητα των παρατηρήσεων είναι μικρότερη από το χαρακτηριστικό μέγεθος των δομών ή όταν κατά μήκος της διεύθυνσης παρατήρησης υπάρχουν πολλές δομές, η ακτινοβολία που παίρνουμε είναι ο μέσος όρος της ακτινοβολίας των δομών και των πολύ μικρότερης έντασης ενδιάμεσων περιοχών. Το ποσοστό του χώρου που καταλαμβάνουν οι δομές εκφράζεται συνήθως από τον παράγοντα πληρότητας (*filling factor*),  $\phi$ , που μπορεί να πάρει τιμές από 0 έως 1.

Μετρήσεις της πυκνότητας μπορούν να οδηγήσουν και στον υπολογισμό του παράγοντα πληρότητας των παρατηρούμενων δομών. Αρχίζοντας από την εξίσωση (3.21), ας θεωρήσουμε ότι από εικόνες της δομής που μελετάμε μπορούμε να προσδιορίσουμε το  $dl$ . Για παράδειγμα όταν παρατηρούμε έναν βρόχο κυλινδρικής διατομής, το  $dl$  αντιστοιχεί στην διάμετρό του,  $D$ . Ο παράγοντας πληρότητας περιγράφει το ποσοστό του  $dl(D)$  το οποίο εκπέμπει την παρατηρούμενη ακτινοβολία και αποτελεί ένα μέτρο της πιθανής λεπτής υφής, κάτω από το διακριτικό όριο των παρατηρήσεων, που μπορεί ενδεχομένως να παρουσιάζει μια δομή. Από τις εξισώσεις (3.20) και (3.21) και λαμβάνοντας υπ όψιν τα παραπάνω προκύπτει:

$$I = AG(T)n^2\phi D. \quad (3.31)$$

Έχοντας τώρα υπολογίσει την πυκνότητα και την θερμοκρασία από λόγους εντάσεων, το  $D$  από την ανάλυση των εικόνων και κάνοντας χρήση της τυπικής αφθονίας του στοιχείου  $A$  που αντιστοιχεί στην παρατηρούμενη φασματική γραμμή με ένταση  $I$ , ο παράγοντας πληρότητας μπορεί τότε να υπολογιστεί από την εξίσωση (3.31).

<sup>2</sup>βλ. επίσης εδάφιο 3.6.3 για τις απαγορευμένες γραμμές

### 3.5.5 Μη θερμικές κινήσεις

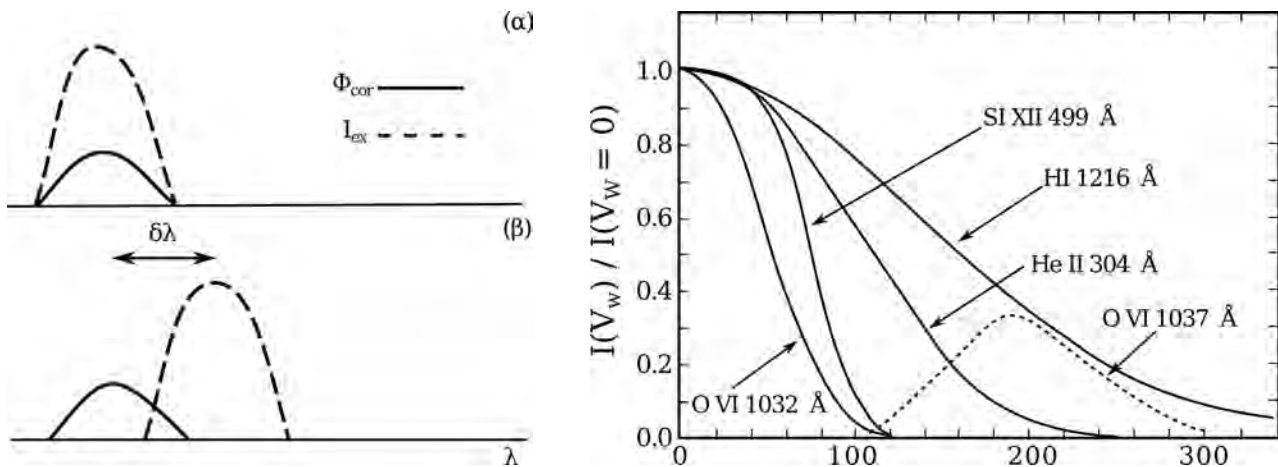
Στο εδάφιο 2.4.4 αναφερθήκαμε στη δυνατότητα μέτρησης του εύρους Doppler μιας φασματικής γραμμής από την καμπύλη αύξησης. Είχαμε επίσης αναφέρει ότι οι μετρήσεις δίνουν μεγαλύτερο εύρος Doppler από το αναμενόμενο θερμικό εύρος και αποδόσαμε τη διαφορά σε μη θερμικές κινήσεις (στροβιλισμό) με χαρακτηριστική ταχύτητα  $\xi_t$ , έτσι ώστε (σχέση 2.98):

$$\xi^2 = \xi_{th}^2 + \xi_t^2 = \frac{2kT_e}{m} + \xi_t^2$$

Υπενθυμίζουμε ότι  $\xi$  είναι η ταχύτητα που αντιστοιχεί στο εύρος Doppler και  $\xi_{th}$  η θερμική ταχύτητα για τη θερμοκρασία σχηματισμού της γραμμής  $T_e$  και τη μάζα του ιόντος  $m$ . Στην περίπτωση των οπτικά αραιών γραμμών εκπομπής που συζητάμε εδώ, η μέτρηση του εύρους Doppler γίνεται άμεσα από το προφίλ της γραμμής.

### 3.5.6 Αμαύρωση Doppler

Εξαιτίας της εξάρτησης της έντασης της ακτινοβολίας από το τετράγωνο της ηλεκτρονικής πυκνότητας και της ραγδαίας πτώσης της πυκνότητας με το ύψος, οι φασματικές γραμμές που σχηματίζονται στο εκτεταμένο στέμμα διεγείρονται όχι μόνο από συγκρούσεις με ελεύθερα ηλεκτρόνια αλλά και από σκέδαση φωτονίων της ίδιας γραμμής από ιόντα του στέμματος<sup>3</sup>. Τα παραπάνω φωτόνια προέρχονται από τα χαμηλότερα στρώματα της μεταβατικής περιοχής και του στέμματος.



**Σχήμα 3.8:** Αριστερά: Σχηματικό διάγραμμα του φαινομένου της αμαύρωσης Doppler. Με συνεχή γραμμή απεικονίζεται το  $\Phi_{cor}$  και με διακεκομμένη το  $I_{ex}$  στη στατική περίπτωση (α). Η ροή πλάσματος προκαλεί μετάθεση του  $I_{ex}$  (περίπτωση β). Δεξιά: Θεωρητικοί υπολογισμοί της  $I_{ex}$  συναρτήσει της ταχύτητας ροής σε km/s για διάφορα ιόντα, θερμοκρασία του στέμματος 1.5 MK και ηλιοκεντρική απόσταση  $2 R_{\odot}$  (από Kohl et al., (1982) με τροποποιήσεις).

Η συνιστώσα της έντασης που προέρχεται από σκέδαση,  $I_{scat}$ , εξαρτάται από την τιμή της ποσότητας

$$F(\delta\lambda) = \int_0^{\infty} I_{ex}(\lambda - \delta\lambda)\Phi_{cor}(\lambda - \lambda_0). \quad (3.32)$$

όπου  $I_{ex}$  είναι το προφίλ της ακτινοβολίας που προέρχεται από τον ηλιακό δίσκο και τα χαμηλότερα στρώματα της ηλιακής ατμόσφαιρας,  $\Phi_{cor}$  είναι το προφίλ απορρόφησης των ιόντων του στέμματος που διεγείρονται

<sup>3</sup>Το ίδιο ισχύει και στο εσωτερικό στέμμα σε περιοχές με χαμηλές πυκνότητες, όπως οι τρύπες του στέμματος.

από την ακτινοβολία του δίσκου,  $\delta\lambda = \lambda_0(v_r/c)$ , και  $v_r$  η ταχύτητα του πλάσματος στην ακτινική διεύθυνση. Είναι προφανές από την εξίσωση (3.32) ότι η ακτινοβολία από σκέδαση θα είναι ανάλογη του εμβαδού του γινομένου των δύο συναρτήσεων  $I_{ex}$  και το  $\Phi_{cor}$ .

Στη στατική περίπτωση ( $v_r = 0$ ) η σχετική μετάθεση των δύο παραπάνω προφίλ θα είναι μηδενική και η ακτινοβολία από σκέδαση θα έχει τη μέγιστη τιμή της (περίπτωση (α) του Σχήματος 3.8 αριστερά). Λόγω όμως της κίνησης του ηλιακού πλάσματος, τα ιόντα του στέμματος βλέπουν, στο σύστημα αναφοράς τους, το προφίλ  $I_{ex}$  μετατοπισμένο προς το ερυθρό κατά  $\delta\lambda$ . Συνεπώς το εμβαδόν του γινομένου  $I_{ex}\Phi_{cor}$  μειώνεται (περίπτωση (β) του Σχήματος 3.8 αριστερά) και αυτό έχει ως αποτέλεσμα την μείωση της ακτινοβολίας από σκέδαση σε σύγκριση με την τιμή της για την στατική περίπτωση.

Το παραπάνω φαινόμενο της εξασθένησης της σχεδαζόμενης ακτινοβολίας υπό την επίδραση ενός πεδίου ταχυτήτων ονομάζεται *αμαύρωση Doppler* (Doppler dimming). Στο δεξιό διάγραμμα του Σχήματος 3.8 παρουσιάζονται θεωρητικοί υπολογισμοί του φαινομένου συναρτήσει της ταχύτητας ροής για μια σειρά από φασματικές γραμμές, όπου φαίνεται η μείωση της έντασης καθώς η ακτινική ταχύτητα του πλάσματος αυξάνει. Έτσι έχουμε ένα διαγνωστικό της ακτινικής ταχύτητας, ιδιαίτερα χρήσιμο στην περίπτωση του ηλιακού ανέμου (βλ. εδάφιο 3.7), αφού η μετάθεση Doppler των φασματικών γραμμών παρέχει μόνο την συνιστώσα της ταχύτητας κατά μήκος της διεύθυνσης παρατήρησης και όχι την ακτινική.

Σημειώνουμε ότι όταν η μετάθεση,  $\delta\lambda$ , που προκαλεί η ροή είναι τέτοια ώστε να βρεθούμε σε περιοχή όπου υπάρχει κάποια άλλη φασματική γραμμή, τότε η σχεδαζόμενη ένταση αυξάνει πάλι και έχουμε το φαινόμενο της *άντλησης Doppler* (Doppler pumping). Ένα παράδειγμα δίνεται στο δεξιό διάγραμμα του Σχήματος 3.8 για την γραμμή του OVI στα 1037.6 Å της οποίας η ένταση αρχίζει να αυξάνει πάλι για ταχύτητες  $> 100\text{km/s}$  λόγω της ύπαρξης της γραμμής του CII στα 1037.01 Å.

## 3.6 Ακτινοβολία και δομή του στέμματος

### 3.6.1 Συνεχής εκπομπή

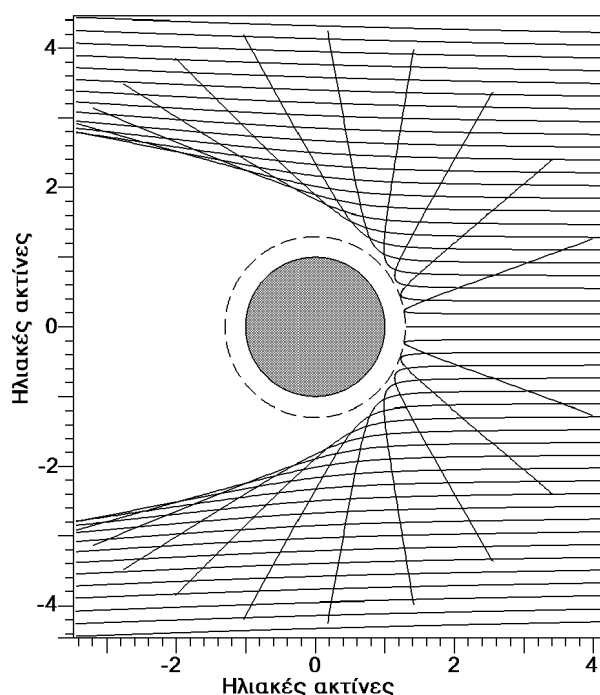
Το στέμμα εμφανίζεται σε όλο το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα, με διαφορετικούς μηχανισμούς εκπομπής σε κάθε περιοχή. Λόγω της μεγάλης του θερμοκρασίας, το μέγιστο της ακτινοβολίας του στέμματος βρίσκεται στις ακτίνες X, επειδή όμως η πυκνότητα είναι χαμηλή, η ακτινοβολία αυτή είναι οπτικά λεπτή (βλ. εικόνα του στέμματος στις ακτίνες X στο Σχήμα 8.12). Στην άλλη άκρη του φάσματος, στα ραδιοκύματα μήκους  $\geq 1\text{m}$ , το στέμμα γίνεται οπτικά πυκνό λόγω bremsstrahlung (εδάφιο 3.2) και ακτινοβολεί ως μέλαν σώμα (βλ. εικόνες του στέμματος στα μετρικά μήκη κύματος στο Σχήμα 8.18). Η κατάσταση εδώ περιπλέκεται από φαινόμενα διάθλασης και ολικής ανάκλασης της ακτινοβολίας. Όπως θα δούμε στο εδάφιο 7.5, ο δείκτης διάθλασης,  $n$ , των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων στο πλάσμα είναι:

$$n = \sqrt{1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2} \quad (3.33)$$

όπου  $\omega_p$  η (κυκλική) συχνότητα πλάσματος (εξίσωση 2.76) και  $\omega$  η (κυκλική) συχνότητα παρατήρησης. Σημειώνουμε ότι, σε αντίθεση με τα γνωστά μας υλικά (γυαλί, νερό), ο δείκτης διάθλασης του πλάσματος είναι μικρότερος της μονάδας.

Προφανώς, αν η συχνότητα παρατήρησης είναι πολύ μεγάλη σε σύγκριση με τη συχνότητα πλάσματος, τότε  $n \approx 1$  και τα φαινόμενα διάθλασης είναι αμελητέα. Αν η συχνότητα παρατήρησης πλησιάζει τη συχνότητα πλάσματος τότε  $n < 1$  και έχουμε έντονα φαινόμενα διάθλασης, ενώ για  $\omega \leq \omega_p$  το κύμα δεν διαδίδεται στο πλάσμα<sup>4</sup>. Σημειώνουμε ενδεικτικά ότι για μήκος κύματος 2 m, η συχνότητα πλάσματος αντιστοιχεί σε πυκνότητα ηλεκτρονίων  $\sim 3 \times 10^8\text{cm}^{-3}$ , που είναι συγκρίσιμη με την πυκνότητα του στέμματος.

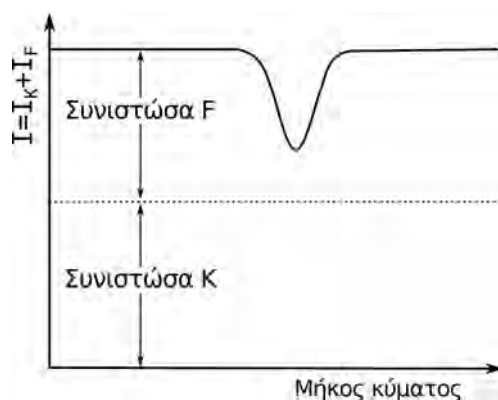
<sup>4</sup>Για τον ίδιο λόγο η ιονόσφαιρα της Γης αποκόπτει ακτινοβολία μήκους κύματος πάνω από  $\sim 15\text{m}$ .



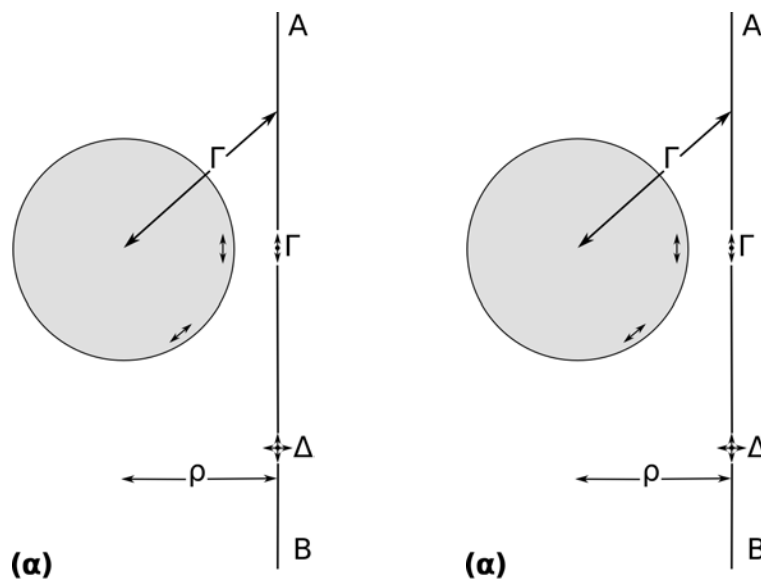
**Σχήμα 3.9:** Διάθλαση της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας στο στέμμα για μήκος κύματος  $4\text{ m}$  (συχνότητα  $73.8\text{ MHz}$ ), θερμοκρασία στέμματος  $2 \times 10^6\text{ K}$  και πυκνότητα στη βάση του  $4 \times 10^8\text{ cm}^{-3}$ . Η διακεκομμένη γραμμή δείχνει την περιοχή όπου ο δείκτης διάθλασης μηδενίζεται. Ο παρατηρητής βρίσκεται δεξιά του σχήματος.

Η επίδραση της διάθλασης στην πορεία των ακτίνων στο στέμμα εμφανίζεται στο Σχήμα 3.9. Η διάθλαση είναι πιο έντονη σε μεγαλύτερα μήκη κύματος μια και, για δεδομένη πυκνότητα, ο δείκτης διάθλασης ελαττώνεται με το μήκος κύματος. Επειδή η διάθλαση απομακρύνει τις ακτίνες από τις πυκνές περιοχές, σε μήκος κύματος λίγων μέτρων το οπτικό βάθος κατά μήκος της διαδρομής των ακτίνων γίνεται μικρότερο της μονάδας και η θερμοκρασία λαμπρότητας πέφτει κάτω από τη θερμοκρασία του στέμματος.

Στα οπτικά μήκη κύματος το στέμμα είναι παρατηρήσιμο μόνον όταν η φωτιστική ακτινοβολία εμποδίζεται να φτάσει σε μας, δηλαδή σε ολικές εκλείψεις ή με στεματογράφους (βλ. παράρτημα Α'.5.6). Η φαντασμαγορική μορφή του στέμματος στις εκλείψεις δεν προέρχεται από εκπομπή του ίδιου του στέμματος αλλά από σκέδαση του φωτιστικού φωτός. Η σκέδαση αυτή γίνεται είτε από τα ελεύθερα ηλεκτρόνια του στέμματος (στη θερμοκρασία των  $10^6\text{ K}$  το υδρογόνο και τα ελαφρά στοιχεία είναι εντελώς ιονισμένα) είτε από κόκκους σκόνης (μεσοπλανητικό υλικό) που βρίσκονται ανάμεσα στον ήλιο και τη Γη.



**Σχήμα 3.10:** Φάσμα του στέμματος με τις συνιστώσες  $F$  και  $K$ .



**Σχήμα 3.11:** Πόλωση της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας ως αποτέλεσμα της σκέδασης Thomson στα ελεύθερα ηλεκτρόνια του στέμματος.

Στη περίπτωση της σκέδασης από σκόνη (συνιστώσα  $F$ ), το φάσμα της ακτινοβολίας είναι το ίδιο με της φωτόσφαιρας και εμφανίζει τις φασματικές γραμμές<sup>5</sup>. Στην περίπτωση της σκέδασης από τα ελεύθερα ηλεκτρόνια του στέμματος (συνιστώσα  $K$ , από το γερμανικό *Kontinuerlich*), η μεγάλη θερμική ταχύτητα των ηλεκτρονίων προκαλεί τόση διεύρυνση Doppler, που οι γραμμές του φωτοσφαιρικού φάσματος εξαφανίζονται. Έτσι στο φάσμα του στέμματος οι γραμμές Fraunhofer θα εμφανίσουν μικρότερο βάθος (λόγω της επιπρόσθεσης των δύο συνιστωσών, Σχήμα 3.10) από ότι στη φωτόσφαιρα. Αυτό μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τον διαχωρισμό των συνιστωσών  $K$  και  $F$ .

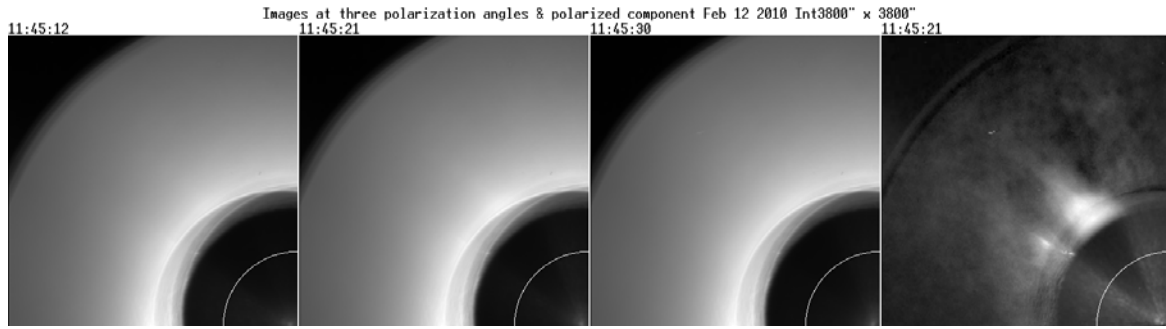
Βέβαια η συνιστώσα που ενδιαφέρει για τη μελέτη του στέμματος είναι η  $K$ . Ο τρόπος διαχωρισμού που αναφέραμε παραπάνω μπορεί να εφαρμοστεί μόνο σε πολύ λαμπρές περιοχές του στέμματος. Πιο εύκολα διαχωρίζονται οι δύο συνιστώσες με βάση την πόλωση της συνιστώσας  $K$ .

Όπως είπαμε η συνιστώσα  $K$  προέρχεται από σκέδαση σε ελεύθερα ηλεκτρόνια (σκέδαση Thomson), που κάτω από την επίδραση του ηλεκτρομαγνητικού κύματος εκτελούν εξαναγκασμένες ταλαντώσεις και εκπέμπουν ακτινοβολία ως ηλεκτρικά δίπολα. Μολονότι η ακτινοβολία της φωτόσφαιρας δεν είναι πολωμένη, η σχεδαζόμενη ακτινοβολία είναι γραμμικά πολωμένη, όπως θα εξηγήσουμε στη συνέχεια.

Ο παρατηρητής βλέπει ακτινοβολία που σχεδάζεται στη διεύθυνση παρατήρησης ( $AB$  στο Σχήμα 3.11). Ένα τυχαία πολωμένο κύμα μπορεί να αναλυθεί σε δύο συνιστώσες, μία παράλληλη στη διεύθυνση παρατήρησης και μία κάθετη. Στην πρώτη περίπτωση (Σχήμα 3.11α), ένα ηλεκτρόνιο που βρίσκεται στη θέση  $\Gamma$  θα ταλαντωθεί παράλληλα στη διεύθυνση παρατήρησης, με αποτέλεσμα να μην δώσει ακτινοβολία στη διεύθυνση  $AB$ . Αντίθετα, στην δεύτερη περίπτωση (Σχήμα 3.11β) το ηλεκτρόνιο ταλαντώνεται κάθετα στη διεύθυνση παρατήρησης και δίνει ακτινοβολία πολωμένη παράλληλα προς το χείλος του ηλιακού δίσκου. Αν η ακτινοβολία προερχόταν μόνο από το σημείο  $\Gamma$ , θα ήταν ολικά πολωμένη παράλληλα προς το χείλος. Επειδή όμως η ακτινοβολία προέρχεται από όλη την διαδρομή  $AB$ , που περιλαμβάνει σημεία όπως το  $\Delta$ , η συνιστώσα  $K$  είναι μερικά πολωμένη. Ένα παράδειγμα μέτρησης της πόλωσης της ακτινοβολίας του στέμματος δίνεται στις εικόνες του Σχήματος 3.12.

Υποθέτοντας σφαιρική συμμετρία, η ένταση της συνιστώσας που είναι πολωμένη παράλληλα προς το

<sup>5</sup>Το φωτοσφαιρικό φάσμα με τις γραμμές απορρόφησης ονομάζεται *φάσμα Fraunhofer*, από όπου και η ονομασία της συνιστώσας  $F$



**Σχήμα 3.12:** Εικόνες του ηλιακού στέμματος σε πολωμένη ακτινοβολία με διαφορά γωνίας του επιπέδου πόλωσης κατά  $120^\circ$ . Δεξιά η πολωμένη συνιστώσα της ακτινοβολίας. Ο λευκός κύκλος δείχνει τη θέση του φωτοσφαιρικού χείλους και η σκοτεινή περιοχή καλύπτεται από το στεμματογράφο. Από δεδομένα του στεμματογράφου COR1A της διαστημικής αποστολής STEREO.

χείλος,  $K_t$ , θα είναι, σε απόσταση  $\rho$  από το κέντρο του δίσκου:

$$K_t(\rho) = \int_{-\infty}^{\infty} n_e(r) f_t(r) dl \quad (3.34)$$

όπου η ολοκλήρωση γίνεται κατά μήκος της διαδρομής της ακτινοβολίας,  $l$  (όπου  $l^2 = r^2 - \rho^2$ ). Αντίστοιχα η ένταση της κάθετα πολωμένης συνιστώσας θα είναι:

$$K_r(\rho) = \int_{-\infty}^{\infty} n_e(r) f_r(r) dl \quad (3.35)$$

όπου  $f_t$  και  $f_r$  πολύπλοκες συναρτήσεις της θέσης  $r$  και  $n_e$  η πυκνότητα των ηλεκτρονίων. Μετρώντας την ένταση στις δύο κάθετες διευθύνσεις πόλωσης ο παρατηρητής παίρνει:

$$I_t = K_t + \frac{1}{2}F \quad (3.36)$$

$$I_r = K_r + \frac{1}{2}F \quad (3.37)$$

όπου  $F$  η ένταση της μη πολωμένης συνιστώσας  $F$  και  $I_t, I_r$  η ένταση της ακτινοβολίας με επίπεδο πόλωσης κάθετα και παράλληλα στο χείλος αντίστοιχα. Η διαφορά των δύο τιμών της έντασης περιέχει μόνο την συνιστώσα  $K$ :

$$\Delta I = I_t - I_r = K_t - K_r \quad (3.38)$$

και σύμφωνα με τις (3.34) και (3.35):

$$\Delta I(\rho) = \int_{\rho}^{\infty} n_e(r) [f_t(r) - f_r(r)] dl \quad (3.39)$$

Έτσι με μετρήσεις σε διάφορες θέσεις,  $\rho$ , μπορεί να υπολογιστεί η μεταβολή της πυκνότητας συναρτήσει του ύψους,  $n_e(r)$ , από την αντιστροφή της (3.39).

### 3.6.2 Μοντέλα του στέμματος

Παρά την ανομοιογένεια του στέμματος ο υπολογισμός της πυκνότητας από τις παρατηρήσεις δίνει ενδιαφέροντα αποτελέσματα. Το πιο διαδεδομένο εμπειρικό μοντέλο πυκνότητας του στέμματος είναι αυτό του Newkirk (1961), που βασίστηκε σε παρατηρήσεις της πολωμένης ακτινοβολίας από στεμματογράφο K

στη διάρκεια του ελαχίστου της ηλιακής δραστηριότητας. Οι παρατηρήσεις κοντά στο ελάχιστο της ηλιακής δραστηριότητας είναι καταλληλότερες για σύγκριση με τα υδροστατικά μοντέλα, γιατί τότε το στέμμα είναι πιο συμμετρικό, παρουσιάζοντας κύρια μία πλάτυνση στους πόλους. Η μεταβολή της πυκνότητας προσεγγίστηκε με την εμπειρική σχέση:

$$N_e(r) = 4.2 \times 10^4 10^{4.32R_\odot/r} = 4.2 \times 10^4 e^{9.95R_\odot/r} \quad (3.40)$$

όπου η πυκνότητα δίνεται σε  $\text{cm}^{-3}$  και  $r$  είναι η απόσταση από το κέντρο του ήλιου και όχι το ύψος από τη φωτόσφαιρα.

Η μορφή της (3.40) είναι ακριβώς αυτή που προβλέπεται από το ισόθερμο υδροστατικό μοντέλο με μεταβλητή βαρύτητα σε σφαιρική γεωμετρία (σχέση 1.14):

$$N_e(r) = N_e(R_\odot) e^{-\frac{R_\odot}{H_\odot} \frac{r-R_\odot}{r}} = N_e(R_\odot) e^{-\frac{R_\odot}{H_\odot}} e^{\frac{R_\odot}{H_\odot} \frac{R_\odot}{r}} \quad (3.41)$$

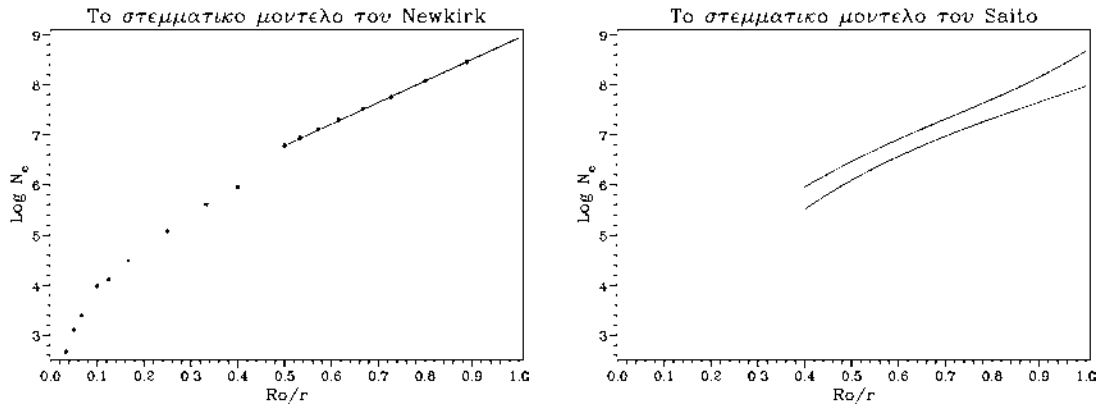
και η σύγκριση με τους συντελεστές της προηγούμενης εμπειρικής σχέσης δίνει,

$$N_e(R_\odot) = 8.78 \times 10^8 \text{ cm}^{-3} \quad (3.42)$$

$$\text{και } H_\odot = 0.1005 R_\odot, \quad (3.43)$$

$$\text{από όπου, } T = 1.41 \times 10^6 \text{ K} \quad (3.44)$$

Η σταθερότητα της θερμοκρασίας του στέματος που υποδεικνύει το μοντέλο του Newkirk εξηγείται από τη μεγάλη αγωγιμότητα του ιονισμένου πλάσματος. Σημειώνουμε ότι από την (3.40) προκύπτει γραμμική σχέση ανάμεσα στο λογάριθμο της ηλεκτρονικής πυκνότητας και την ποσότητα  $R_\odot/r$  (Σχήμα 3.13 αριστερά). Στο διάγραμμα του σχήματος έχουν συμπεριληφθεί μετρήσεις της πυκνότητας του στέματος μέχρι  $r = 30 R_\odot$  ( $R_\odot/r = 0.0333$ ) και είναι φανερό ότι, για  $r > 2 R_\odot$  ( $R_\odot/r < 0.5$ ), οι μετρήσεις είναι μικρότερες από τις τιμές που προβλέπει το υδροστατικό μοντέλο (ευθεία γραμμή). Οι αποκλίσεις αποδίδονται στον ηλιακό άνεμο (βλ. πιο κάτω), η κίνηση του οποίου καταστρέφει την υδροστατική ισορροπία.



**Σχήμα 3.13:** Αριστερά: Τιμές της ηλεκτρονικής πυκνότητας συναρτήσει της ποσότητας  $R_\odot/r$ . Η ευθεία γραμμή παριστάνει το μοντέλο του Newkirk. Δεξιά: το μοντέλο του Saito για τον ισημερινό (επάνω γραμμή) και τους πόλους (κάτω γραμμή).

Σε άλλα μοντέλα η μεταβολή της πυκνότητας περιγράφεται ως άθροισμα σειράς με όρους δυνάμεων του  $r$ . Ένα τέτοιο μοντέλο είναι του Saito (1970), που προέρχεται από μετρήσεις της πυκνότητας σε ολικές ηλιακές εκλείψεις. Το ίδιο μοντέλο περιγράφει και τη μεταβολή της πυκνότητας συναρτήσει του ηλιογραφικού πλάτους. Έχει τη μορφή:

$$N_e(r, \varphi) = 3.09 \cdot 10^8 \frac{1 - 0.95 \sin \varphi}{(r/R_\odot)^{16}} + 1.58 \cdot 10^8 \frac{1 - 0.5 \sin \varphi}{(r/R_\odot)^6} + 0.0251 \cdot 10^8 \frac{1 - \sqrt{\sin \varphi}}{(r/R_\odot)^{2.5}} \quad (3.45)$$



όπου  $\varphi$  είναι το ηλιογραφικό πλάτος. Το μοντέλο του Saito παρουσιάζεται στο δεξιό διάγραμμα του Σχήματος 3.13, για την ισημερινή και την πολική διεύθυνση, όπου φαίνεται ότι δίνει χαμηλότερες τιμές πυκνότητας από το μοντέλο του Newkirk. Σημειώνουμε ότι, μολονότι το μοντέλο του Saito δεν είναι από τη σύλληψή του ισόθερμο, η θερμοκρασία του στέμματος που προκύπτει από αυτό μεταβάλλεται λίγο, από  $1.1 \times 10^6 - 1.55 \times 10^6$  K, και είναι συμβατή με αυτή που δίνουν τα ισόθερμα μοντέλα.

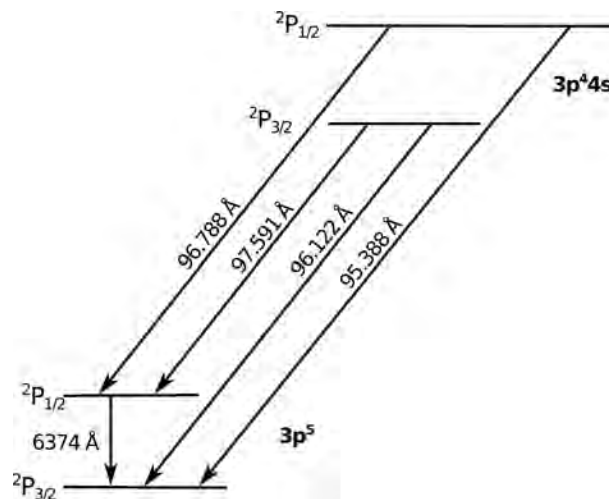
Το τελευταίο μοντέλο πυκνότητας του στέμματος που θα αναφέρουμε είναι των Leblanc, Dulk and Bougeret (LDB) (1998), του οποίου στόχος είναι να περιγράψει την ηλεκτρονική πυκνότητα μακριά από τον ήλιο μέχρι την τροχιά της Γης, και βασίστηκε σε μετρήσεις της συχνότητας ραδιοεξάρσεων τύπου III. Δίνεται από τη σχέση:

$$N_e(r) = 3.3 \cdot 10^5 (r/R_\odot)^{-2} + 4.1 \cdot 10^6 (r/R_\odot)^{-4} + 8 \cdot 10^7 (r/R_\odot)^{-6} \quad (3.46)$$

Σημειώστε ότι σε μεγάλες αποστάσεις από τον ήλιο επικρατεί ο όρος  $(r/R_\odot)^{-2}$ , ο οποίος εκφράζει την επίδραση του ηλιακού ανέμου στην πυκνότητα (βλ. εδάφιο 3.7.4.3).

### 3.6.3 Φασματικές γραμμές του στέμματος

Το στέμμα παρουσιάζει φασματικές γραμμές εκπομπής τόσο στο ορατό, όσο και στο υπεριώδες και τις ακτίνες X. Η ύπαρξη των πρώτων είχε διαπιστωθεί από τις αρχές του 20ου αιώνα σε παρατηρήσεις εκλείψεων, η προέλευσή τους όμως ήταν άγνωστη μέχρις ότου ταυτίστηκαν, από τη δουλειά των Edlén και Grotian (~1940) με απαγορευμένες μεταπτώσεις ιόντων με υψηλό βαθμό ιονισμού που εμφανίζονται κάτω από συνθήκες πολύ χαμηλής πυκνότητας<sup>6</sup>. Απαγορευμένες γραμμές είχαν παρατηρηθεί σε μεσοαστρικό υλικό, σε περιοχές ιονισμένου Υδρογόνου (HII), και αυτό βοήθησε στην ταύτισή τους.

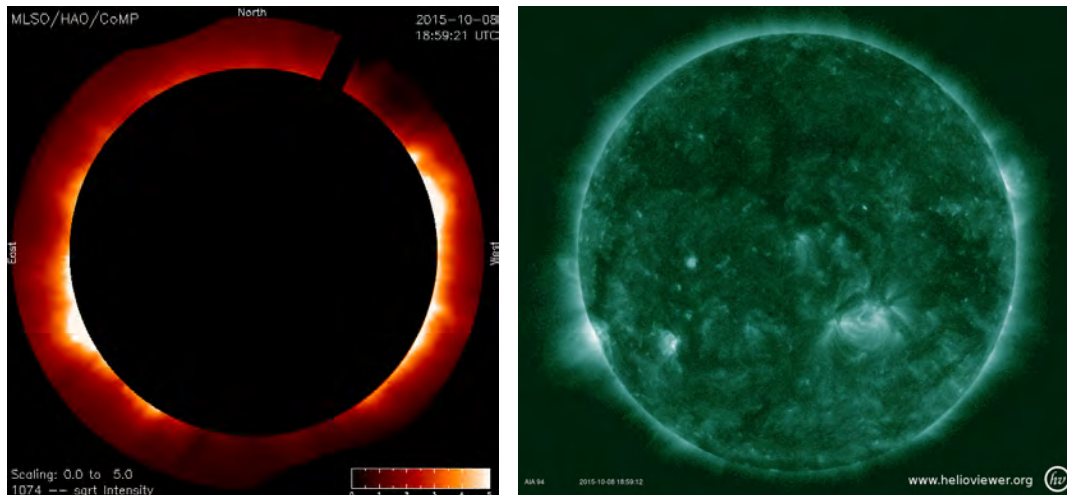


Σχήμα 3.14: Ενερειακό διάγραμμα της απαγορευμένης μετάπτωσης που δίνει τη γραμμή  $\lambda$  6374 του Fe X.

Ένα παράδειγμα τέτοιας μετάπτωσης δίνεται στο Σχήμα 3.14, για τη γραμμή του Fe X στα 6374 Å. Οι άλλες γραμμές που φαίνονται στο σχήμα αντιστοιχούν σε επιτρεπτές μεταπτώσεις στην περιοχή των μαλακών ακτίνων X. Από την παρατήρηση των τελευταίων στο εργαστήριο διαπιστώθηκε η ύπαρξη της απαγορευμένης μετάπτωσης με ενέργεια που αντιστοιχεί στο μήκος κύματος 6374 Å. Οι κυριότερες απαγορευμένες μεταπτώσεις είναι:

<sup>6</sup>Πρόκειται για μεταπτώσεις μαγνητικής διπολικής εκπομπής από στάθμες με πολύ μεγάλο χρόνο ζωής, που συνήθως αποδιεγείρονται με συγκρούσεις, βλ. και εδάφιο 3.5.4.

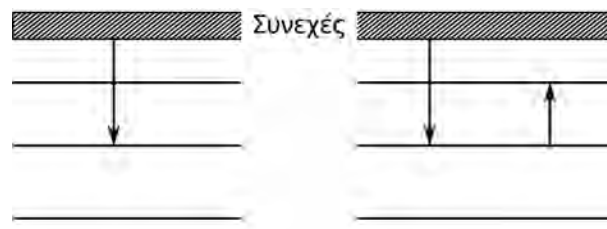
| Γραμμή  | Μήκος κύματος  | Ιόν    | Δυναμικό ιονισμού |
|---------|----------------|--------|-------------------|
| Κόκκινη | $\lambda$ 6374 | Fe x   | 261 eV            |
| Πράσινη | $\lambda$ 5303 | Fe XIV | 355 eV            |
| Κίτρινη | $\lambda$ 5694 | Ca xv  | 821 eV            |



**Σχήμα 3.15:** Αριστερά: Εικόνα στην υπέρυθη απαγορευμένη γραμμή του FeXIII στα  $10747 \text{ \AA}$  από το στεμματογράφο του αστεροσκοπίου της Mauna Loa (Χαβάη). Δεξιά: Η αντίστοιχη εικόνα από τη διαστημική αποστολή SDO στα  $94 \text{ \AA}$ .

Μια εικόνα του στέμματος σε απαγορευμένη γραμμή (του FeXIII στα  $10747 \text{ \AA}$ ) δίνεται στο Σχήμα 3.15 αριστερά, μαζί με την αντίστοιχη εικόνα στα  $94 \text{ \AA}$  (δεξιά) για σύγκριση.

Η ανάλυση του εύρους των φασματικών γραμμών δίνει θερμοκρασία  $\sim 2 \times 10^6 \text{ K}$ , ενώ από την ανάλυση της ισορροπίας ιονισμού των ιόντων προέκυπτε θερμοκρασία μόνο  $8 \times 10^5 \text{ K}$ . Το άνοιγμα λύθηκε πριν από 50 χρόνια όταν διαπιστώθηκε η σημασία της διαδικασίας της διηλεκτρονικής επανασύνδεσης (Σχήμα 3.16). Σε αυτή τη διαδικασία η επανασύνδεση συνοδεύεται από μετάπτωση δέσμιου ηλεκτρονίου σε ανώτερη στάθμη. Με τον συνυπολογισμό της διηλεκτρονικής επανασύνδεσης οι υπολογισμοί της θερμοκρασίας με βάση τον ιονισμό έδωσαν και αυτοί τιμή ίση με  $2 \times 10^6 \text{ K}$ .



**Σχήμα 3.16:** Συνηθισμένη (αριστερά) και διηλεκτρονική (δεξιά) επανασύνδεση.

Η ένταση των γραμμών του στέμματος δίνεται από εκφράσεις αντίστοιχες με την (3.15), όπου η ολοκλήρωση πρέπει να γίνει κατά μήκος όλης της οπτικής ακτίνας.

## 3.7 Ο ηλιακός άνεμος

### 3.7.1 Μετά το στέμμα τι;

Αναφέραμε σε πολλές ευκαιρίες μέχρι τώρα ότι το στέμμα είναι διάχυτο, χωρίς σαφή όρια. Έτσι η έκταση του ηλιακού στέμματος είναι ένα βασικό ερώτημα που συνδέεται, ανάμεσα σε άλλα, με τη σχέση του ήλιου με το μεσοαστρικό χώρο. Αν υποθέσουμε ότι το στέμμα είναι στατικό, από την εξίσωση της υδροστατικής ισορροπίας, παίρνουμε τις σχέσεις (1.15) ή (3.41) για τη μεταβολή της πυκνότητας με την απόσταση. Για πολύ μεγάλες αποστάσεις,  $r \gg R_{\odot}$ , οι σχέσεις αυτές δίνουν σταθερή, μη μηδενική τιμή της πυκνότητας:

$$N_e(\infty) = N_e(R_{\odot}) e^{-\frac{R_{\odot}}{H_{\odot}}} \quad (3.47)$$

πράγμα το οποίο είναι παράδοξο και δείχνει ότι το στατικό μοντέλο δεν ανταποκρίνεται στην πραγματικότητα. Σημειώνουμε, επί πλέον, ότι η οριακή τιμή της πυκνότητας που προκύπτει ( $\approx 10^5 \text{ cm}^{-3}$ ) είναι πολύ μεγάλη, κάπου πέντε τάξεις μεγέθους πάνω από την πυκνότητα του μεσοαστρικού υλικού.

Προσθέτουμε ότι από παλιά υπήρχαν πολλές παρατηρησιακές ενδείξεις για το ότι ο μεσοπλανητικός χώρος δεν είναι κενός. Ανάμεσα σ' αυτές, το ζωδιακό φως μαρτυρά την ύπαρξη μικρών σωματιδίων σκόνης. Ο προσανατολισμός των ιονικών ουρών των κομητών δείχνει ότι υπάρχει μια συνεχής ροή υλικού από το στέμμα. Μία σειρά από επιδράσεις στη Γη από φαινόμενα ηλιακής δραστηριότητας, όπως το πολικό σέλας και οι μαγνητικές καταιγίδες δείχνουν την ύπαρξη ροής σωματιών από τον ήλιο, χωρίς όμως να είναι φανερό κατά πόσον τα σωματάρια αυτά κινούνται στο κενό ή συνιστούν αύξηση μιας προϋπάρχουσας ροής. Είχαν παρατηρηθεί επίσης μαγνητικές διαταραχές που, μολονότι παρουσιάζουν περιοδικότητα ίση με την ηλιακή περιστροφή και είναι φανερό ότι έχουν ηλιακή προέλευση, δεν μπορούσαν να αποδοθούν σε γνωστούς σχηματισμούς της ηλιακής ατμόσφαιρας. Οι διαταραχές αυτές αποδόθηκαν σε άγνωστες περιοχές του ήλιου που ονομάστηκαν περιοχές  $M^7$ .

Στο τέλος της δεκαετίας του 50 η ανθρωπότητα έμπαινε στη διαστημική εποχή. Όμως τα πρώτα διαστημικά οχήματα δεν είχαν απομακρυνθεί αρκετά από το γήινο περιβάλλον ώστε να μας δώσουν πληροφορίες για το μεσοπλανητικό χώρο και να απαντήσουν οριστικά στο ερώτημα τι υπάρχει εκεί. Έτσι η απάντηση για τη συμπεριφορά του στέμματος σε μεγάλη απόσταση από τον ήλιο ήρθε πρώτα από τη θεωρία, όπως θα δούμε στη συνέχεια.

Η πρώτη ολοκληρωμένη απάντηση στο ερώτημα της έκτασης του ηλιακού στέμματος δόθηκε το από τον Parker (1958). Παρά τις απλουστεύσεις που χρησιμοποίησε, τα ποιοτικά χαρακτηριστικά του μοντέλου του είναι σωστά και επιβεβαιώθηκαν στη συνέχεια από τις παρατηρήσεις. Για το λόγο αυτό θα το εξετάσουμε με κάποια λεπτομέρεια.

### 3.7.2 Βασικές εξισώσεις

Αν απορρίψει κανείς την υπόθεση ότι το στέμμα είναι στατικό, θα πρέπει να λύσει τις εξισώσεις που περιγράφουν την κίνηση του πλάσματος. Εδώ θα χρειαστεί να προτρέξουμε και να χρησιμοποιήσουμε σχέσεις από το κεφάλαιο 5 (βλ. εδάφιο 5.4, εξισώσεις 5.14 και 5.15). Συγκεκριμένα, θα χρειαστούμε την εξίσωση της συνέχειας, που περιγράφει τη διατήρηση της μάζας στην περίπτωση του κινούμενου πλάσματος:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (3.48)$$

Ο πρώτος όρος περιγράφει τη χρονική μεταβολή της πυκνότητας σε κάποια θέση και ο δεύτερος τη μεταβολή της πυκνότητας λόγω της κίνησης. Θα χρειαστούμε και την εξίσωση της ορμής, δηλαδή την εξίσωση της

<sup>7</sup>Σήμερα ξέρουμε ότι αυτές οι περιοχές δεν είναι τίποτε άλλο από τις τρύπες του στέμματος (βλ. κεφάλαιο 8), από τις οποίες προέρχεται ο γρήγορος ηλιακός άνεμος

κίνησης:

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V} \right) = \rho \mathbf{g} - \nabla P \quad (3.49)$$

όπου έχουμε αγνοήσει το μαγνητικό πεδίο. Ο πρώτος όρος του αριστερού μέλους περιγράφει την επιτάχυνση λόγω της επιτόπιας μεταβολής της ταχύτητας και ο δεύτερος την επιτάχυνση λόγω της μετακίνησης ενός στοιχείου. Στο δεξιό μέλος ο πρώτος όρος είναι η δύναμη της βαρύτητας ( $\mathbf{g} = -\frac{GM_\odot}{r^2} \hat{\mathbf{r}}$ ) και ο δεύτερος η δύναμη λόγω της βαθμίδας της πίεσης. Τέλος μας χρειάζεται μια καταστατική εξίσωση, που συνδέει την πίεση με την πυκνότητα του υλικού. Θα την πάρουμε ισόθερμη, στη μορφή

$$P = (n_e + n_i)kT = \frac{\rho}{\mu m_H} kT = v_s^2 \rho \quad (3.50)$$

όπου  $v_s = \sqrt{\frac{kT}{\mu m_H}}$  η ταχύτητα του ήχου και  $\mu$  το μέσο μοριακό βάρος που συναντήσαμε και προηγούμενα (κεφάλαιο 1).

Για τη λύση των παραπάνω εξισώσεων, όπου έχει ήδη αγνοηθεί η εσωτερική τριβή, κάνουμε τις εξής επιπλέον υποθέσεις:

- Σφαιρική συμμετρία, δηλαδή:

$$\mathbf{V} = V(r)\hat{\mathbf{r}}, \quad P = P(r), \quad \rho = \rho(r)$$

- Σταθερή κατάσταση,  $\frac{\partial}{\partial t} = 0$

Παραπέρα θα ορίσουμε τις αδιάστατες μεταβλητές:

$$x = r/R_\odot \quad (3.51)$$

$$\rho' = \rho/\rho_0 \quad (3.52)$$

$$P' = P/P_0 = P/v_s^2 \rho_0 \quad (3.53)$$

$$M = V/v_s \quad (3.54)$$

$$\begin{aligned} \lambda &= R_\odot/H = R_\odot \frac{\mu g_\odot m_H}{kT} \\ &= \frac{R_\odot g_\odot}{v_s^2} = \frac{GM_\odot}{R_\odot v_s^2} \end{aligned} \quad (3.55)$$

όπου  $P_0$ ,  $\rho_0$  είναι η πίεση και η πυκνότητα στη βάση του στέμματος,  $M$  είναι ο αριθμός *Mach* και  $\lambda$  είναι το αντίστροφο της κλίμακας ύψους  $H$ , μετρημένης σε ηλιακές ακτίνες.

Η έκφραση της απόκλισης ανύσματος σε σφαιρικές συντεταγμένες είναι:

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \mathbf{A} &= \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 A_r) + \frac{1}{r \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} (A_\vartheta \sin \vartheta) \\ &+ \frac{1}{r \sin \varphi} \frac{\partial}{\partial \varphi} (A_\varphi) \end{aligned} \quad (3.56)$$

και στην περίπτωση σφαιρικής συμμετρίας μόνο ο πρώτος όρος δεν μηδενίζεται. Έτσι η εξίσωση της συνέχειας (3.48), με χρήση και των αδιάστατων μεταβλητών γράφεται:

$$\frac{d}{dx} (x^2 \rho' M) = 0 \quad (3.57)$$

Από τον όρο  $\mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V}$  παραμένει μόνο η ποσότητα  $V_r \frac{\partial V_r}{\partial r} \hat{\mathbf{r}}$ , οπότε η εξίσωση της ορμής (3.49) γράφεται:

$$\rho' V \frac{dV}{dr} + \frac{dP}{dr} + \frac{GM_\odot \rho'}{r^2} = 0 \quad (3.58)$$

Απαλείφοντας την πίεση με βάση την καταστατική εξίσωση (3.50) και χρησιμοποιώντας τις αδιάστατες μεταβλητές, παίρνουμε τελικά:

$$\rho' M \frac{dM}{dx} + \frac{d\rho'}{dx} + \rho' \frac{\lambda}{x^2} = 0 \quad (3.59)$$

Η παραπάνω εξίσωση είναι μια μορφή της εξίσωσης Bernoulli, που περιγράφει τη ροή ρευστού μέσα σε σωλήνα. Σημειώνουμε ότι ο δεύτερος όρος περιγράφει την επιτάχυνση του υλικού ως αποτέλεσμα της αρνητικής βαθμίδας της πίεσης ενώ ο τρίτος είναι όρος επιβράδυνσης της ροής λόγω της βαρύτητας.

Στη συνέχεια θα αγνοήσουμε τους τόνους για απλούστευση, με την κατανόηση βέβαια ότι η ποσότητα  $\rho$  θα είναι η αδιάστατη πυκνότητα. Η εξίσωση της συνέχειας (3.48) ολοκληρώνεται αμέσως και δίνει

$$x^2 \rho M = \text{const} \quad (3.60)$$

από όπου παίρνουμε

$$\frac{d \ln \rho}{dx} = -\frac{2}{x} - \frac{1}{M} \frac{dM}{dx}$$

και, απαλείφοντας την πυκνότητα στην (3.59),

$$\frac{M^2 - 1}{M} \frac{dM}{dx} = \frac{2}{x} - \frac{\lambda}{x^2}$$

ή ακόμα:

$$\frac{1}{M^2} \frac{dM^2}{dx} = 2 \frac{\frac{2}{x} - \frac{\lambda}{x^2}}{M^2 - 1} \quad (3.61)$$

Στο σημείο αυτό ασ κάνουμε κάποιες παρατηρήσεις. Το πρώτο μέλος της εξίσωσης (3.61) εκφράζει την επιτάχυνση, η οποία μηδενίζεται όταν

$$x = x_c = \frac{\lambda}{2} \quad (3.62)$$

Σημειώνουμε παραπέρα ότι όταν  $M = 1$  η επιτάχυνση απειρίζεται εκτός αν  $x = x_c$ . Αυτό σημαίνει ότι στη θέση  $x = \lambda/2$  έχουμε ένα κρίσιμο σημείο, όπου η ροή μπορεί να περάσει από υποηχητική σε υπερηχητική ή αντίστροφα. Αν η ροή είναι υποηχητική ( $M < 1$ ), το πλάσμα επιταχύνεται πριν από το κρίσιμο σημείο και επιβραδύνεται μετά. Αντίστροφα, αν η ροή είναι υπερηχητική ( $M > 1$ ), το πλάσμα επιβραδύνεται πριν από το κρίσιμο σημείο και επιταχύνεται μετά το κρίσιμο σημείο.

### 3.7.3 Ολοκλήρωση της εξίσωσης κίνησης

Η εξίσωση (3.61) γράφεται στη μορφή:

$$\frac{1}{2} \frac{dM^2}{dx} - \frac{1}{2M^2} \frac{dM^2}{dx} = \frac{2}{x} - \frac{\lambda}{x^2}$$

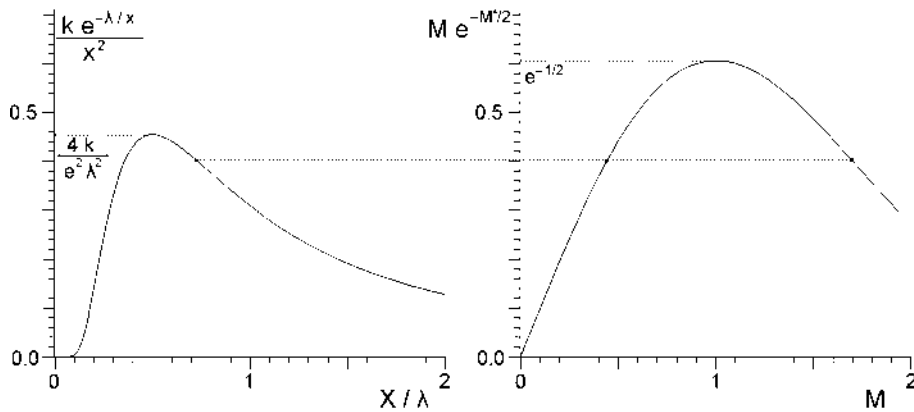
ολοκληρώνοντας κάθε όρο παίρνουμε:

$$\ln M - \frac{M^2}{2} = \ln k - \ln x^2 - \frac{\lambda}{x}$$

και τελικά

$$M e^{-M^2/2} = k \frac{e^{-\lambda/x}}{x^2} \quad (3.63)$$

όπου  $k$  είναι η σταθερά της ολοκλήρωσης.



Σχήμα 3.17: Παράσταση του πρώτου και του δεύτερου μέλους της εξίσωσης (3.63).

Πριν δόσουμε τη μορφή των λύσεων, παρατηρούμε ότι η ποσότητα του πρώτου μέλους έχει μέγιστη τιμή  $1/\sqrt{e}$  (όταν  $M = 1$ ), ενώ το μέγιστο του δεύτερου μέλους είναι  $\frac{4k}{e^2\lambda^2}$  (όταν  $x = \lambda/2$ ) (Σχήμα 3.17). Κατά συνέπεια, όταν

$$\frac{4k}{e^2\lambda^2} < \frac{1}{\sqrt{e}}, \text{ δηλαδή όταν}$$

$$k < \frac{\lambda^2 e^{3/2}}{4} \equiv k_c$$

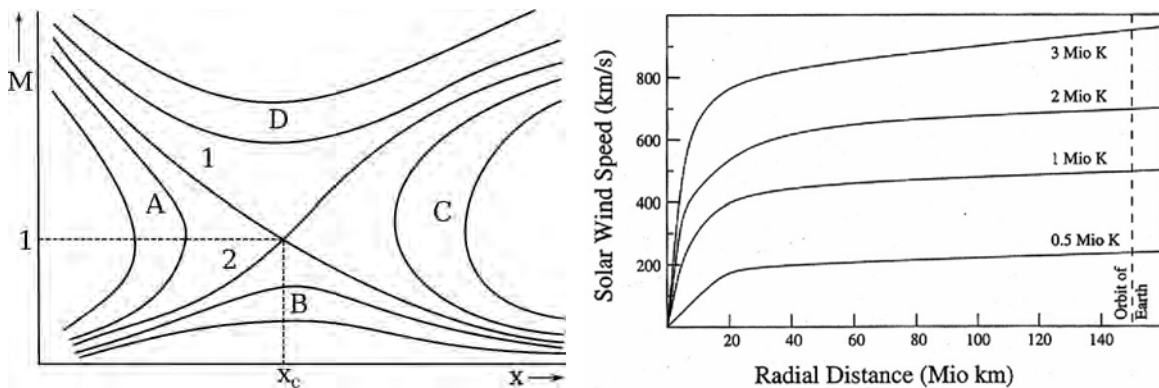
η εξίσωση (3.63) έχει πάντοτε δύο λύσεις για κάθε τιμή του  $x$ . Όταν όμως

$$k > k_c$$

η (3.63) δεν έχει καμία λύση σε ένα διάστημα γύρω από το  $x = \lambda/2$ , ενώ έχει δύο λύσεις έξω από αυτό το διάστημα. Τέλος όταν

$$k = k_c$$

η (3.63) έχει δύο λύσεις, που συμπίπτουν στη θέση  $x = x_c$ .



Σχήμα 3.18: Αριστερά: Οι οικογένειες λύσεων της εξίσωσης κίνησης του πλάσματος.  $x$  είναι η απόσταση από το κέντρο του ήλιου και  $M$  η ταχύτητα ροής εκφρασμένη ως αριθμός Mach. Δεξιά: Η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου για διάφορες τιμές της θερμοκρασίας του στέμματος.

Η συνολική μορφή των λύσεων δίνεται στο Σχήμα 3.18 αριστερά, όπου εμφανίζονται καμπύλες που κάθε μια τους αντιστοιχεί σε διαφορετική τιμή της σταθεράς  $k$ . Υπάρχουν 4 οικογένειες καμπυλών και

δύο κρίσιμες λύσεις. Οι οικογένειες  $A$  και  $C$  δεν είναι αποδεκτές από φυσικής πλευράς επειδή δεν είναι μονότιμες. Η οικογένεια  $D$  περιλαμβάνει λύσεις που ξεκινούν με υπερηχητικές ταχύτητες. Οι λύσεις αυτές δεν μας ενδιαφέρουν γιατί ξέρουμε από τις παρατηρήσεις ότι δεν έχουμε τέτοιες ταχύτητες στο στέμμα. Για τον ίδιο λόγο δεν μας ενδιαφέρει και η κρίσιμη λύση 1, που ξεκινά με υπερηχητικές ταχύτητες, περνά από το κρίσιμο σημείο και καταλήγει σε υποηχητικές ταχύτητες. Απομένει η οικογένεια  $B$ , που είναι παντού υποηχητική (ηλιακή αύρα) και η κρίσιμη λύση 2, που ξεκινά με υποηχητικές ταχύτητες, περνά από το κρίσιμο σημείο και καταλήγει σε υπερηχητικές ταχύτητες (ηλιακός άνεμος).

Η μοναδικότητα της δουλειάς του Parker δεν έγκειται τόσο στο ότι έλυσε τις εξισώσεις κίνησης, αλλά στο ότι επέλεξε ως φυσικά πραγματοποιήσιμη λύση τον ηλιακό άνεμο. Αν και αυτή η επιλογή δεν έγινε αμέσως αποδεκτή από όλους, επιβεβαιώθηκε αργότερα από επιτόπιες μετρήσεις.

### 3.7.4 Ηλιακή αύρα ή ηλιακός άνεμος;

Η επιλογή ανάμεσα στην ηλιακή αύρα και στον ηλιακό άνεμο πρέπει να γίνει με βάση φυσικά και παρατηρησιακά κριτήρια. Για το σκοπό αυτό χρειάζεται να μελετήσουμε τη συμπεριφορά των λύσεων σε κάποιες ειδικές περιπτώσεις.

#### 3.7.4.1 Θέση του κρίσιμου σημείου

Το κρίσιμο σημείο βρίσκεται σε απόσταση  $x = \lambda/2$ . Αν αντικαταστήσουμε τις αδιάστατες μεταβλητές, η απόσταση αυτή είναι:

$$r_c = \frac{R_\odot^2}{2H} \quad (3.64)$$

προσδιορίζεται δηλαδή από την ακτίνα του ήλιου και την κλίμακα ύψους. Με την κλίμακα ύψους στο στέμμα ίση με  $0.14 R_\odot$  (βλ εδάφιο 1.4), η θέση του κρίσιμου σημείου είναι:

$$r_c \approx 3.6 R_\odot \quad (3.65)$$

Από τη σχέση (3.64) είναι φανερό ότι για μεγάλες θερμοκρασίες το κρίσιμο σημείο πλησιάζει στον ήλιο. Υπάρχει συνεπώς κάποια οριακή θερμοκρασία, πάνω από την οποία ηλιακός άνεμος δεν θα μπορούσε να υπάρξει γιατί το κρίσιμο σημείο θα ήταν κάτω από τη φωτόσφαιρα. Η συνθήκη  $x_c > 1$  μεταφράζεται σε:

$$\begin{aligned} \lambda > 2 &\implies \frac{GM_\odot}{R_\odot v_s^2} > 2 \implies \\ v_s^2 &< \frac{GM_\odot}{2R_\odot} = 310 \text{ km/s} \end{aligned} \quad (3.66)$$

Σημειώνουμε ότι η ταχύτητα του ήχου στο στέμμα είναι περίπου 130 km/s. Η ίδια συνθήκη δίνει για την οριακή θερμοκρασία:

$$T < \frac{\mu m_H}{k} \frac{GM_\odot}{2R_\odot} = 7 \times 10^6 \text{ K} \quad (3.67)$$

Πού θα ήταν το κρίσιμο σημείο αν δεν υπήρχαν η χρωμόσφαιρα και το στέμμα; Για τη φωτόσφαιρα ( $T \approx 6000 \text{ K}$ ) η κλίμακα ύψους είναι  $H \approx 0.00029 R_\odot$  και

$$\begin{aligned} \lambda &= R_\odot/H = 3500 \\ x_c &= \lambda/2 = 1750 \\ r_c &= 1750 R_\odot = 8 AU \end{aligned}$$

δηλαδή το κρίσιμο σημείο θα ήταν κάπου ανάμεσα στην τροχιά του Δία και του Κρόνου.

### 3.7.4.2 Συμπεριφορά κοντά στη γη

Η Γη βρίσκεται σε απόσταση 215 ηλιακών ακτίνων από τον ήλιο (Πίνακας 1.1). Η τιμή της αδιάστατης ποσότητας  $\lambda$  για κλίμακα ύψους ίση με  $0.14 R_{\odot}$  είναι

$$\lambda = R_{\odot}/H = 7.15 \quad (3.68)$$

συνεπώς έχουμε

$$\lambda/x = 0.033 \ll 1$$

και η σχέση (3.63) γράφεται

$$Me^{-M^2/2} = \frac{k}{x^2} \quad (3.69)$$

Για τη λύση του ηλιακού ανέμου έχουμε:

$$k = k_c = \frac{e^{3/2}}{4} \lambda^2 = 57 \quad (3.70)$$

και η (3.68) δίνει για την περιοχή της Γης:

$$M \approx 4, \text{ δηλαδή } V \approx 500 \text{ km/s} \quad (3.71)$$

Κοντά στον ήλιο ( $x = 1, M \ll 1$ ), η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου είναι, από την (3.63):

$$M = k_c e^{-\lambda} \quad (3.72)$$

$$= 0.045 \text{ και}$$

$$V \approx 6 \text{ km/s} \quad (3.73)$$

Η τιμή αυτή πολύ μικρή για να μετρηθεί με τα όργανα που διαθέτουμε, αν και έχουν υπάρξει αναφορές για συστηματικές ανοδικές κινήσεις που ίσως συνδέονται με τη ροή του ηλιακού ανέμου.

Εκτός από την ταχύτητα μπορούμε να υπολογίσουμε και την πυκνότητα από τη λύση της εξίσωσης συνέχειας (3.60):

$$\begin{aligned} x^2 \rho M &= M_0, \text{ δηλαδή} \\ \rho &= \frac{1}{x^2} \frac{M_0}{M} \end{aligned} \quad (3.74)$$

όπου  $M_0$  η ταχύτητα στη βάση του στέμματος (όπου  $x = 1, \rho = 1$ ). Βάζοντας αριθμητικές τιμές παίρνουμε για την πυκνότητα κοντά στη Γη:

$$\rho = 2.47 \times 10^{-7}$$

που, για πυκνότητα ηλεκτρονίων  $\approx 10^8 \text{ cm}^{-3}$  στη βάση του στέμματος, δίνει:

$$N_e \approx 25 \text{ cm}^{-3} \quad (3.75)$$

### 3.7.4.3 Συμπεριφορά στο άπειρο

Σε πολύ μεγάλες αποστάσεις από τον ήλιο ( $x \gg \lambda$ ) και για την ηλιακή αύρα ( $M \ll 1$ ) η σχέση (3.63) γράφεται:

$$M = \frac{k}{x^2} \quad (3.76)$$



κατά συνέπεια η ταχύτητα μηδενίζεται στο άπειρο. Η πυκνότητα μπορεί να υπολογιστεί από την (3.74). Αντικαθιστώντας την ταχύτητα από την (3.76) παίρνουμε:

$$\rho(\infty) = \frac{M_0}{k} \quad (3.77)$$

δηλαδή μια πεπερασμένη τιμή. Έχουμε δηλαδή πάλι το ίδιο πρόβλημα που είχαμε με τις στατικές λύσεις (3.48) και μάλιστα η τιμή (3.77) είναι μεγαλύτερη: αφού

$$k < k_c \implies \rho(\infty) = \frac{M_0}{k} > \frac{M_0}{k_c} = e^{-\lambda}$$

Η τελευταία ποσότητα είναι η ασυμπτωτική τιμή της πυκνότητας σε αδιάστατες μονάδες για τη στατική λύση.

Για να υπολογίσουμε ασυμπτωτικές λύσεις για τον ηλιακό άνεμο σημειώνουμε ότι όταν  $M \geq 1$  τότε  $\ln M \ll M$  και η (3.63) δίνει:

$$M^2 = \frac{\lambda}{x} + 4 \ln x - 2 \ln k \quad (3.78)$$

και όταν, επί πλέον,  $x \gg \lambda$ ,

$$M^2 = 2 \ln \frac{x^2}{k} \quad (3.79)$$

Συνεπώς για μεγάλες αποστάσεις η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου συμπεριφέρεται ως:

$$M = \sqrt{2 \ln \frac{x^2}{k}} \quad (3.80)$$

ενώ η πυκνότητα, από τις (3.64) και (3.77),

$$\rho = \frac{1}{x^2} \frac{M_0}{M} = \frac{1}{x^2} \frac{1}{\sqrt{2 \ln \frac{x^2}{k}}} M_0 \quad (3.81)$$

έτσι που μηδενίζεται στο άπειρο.

Συνεπώς, από την άποψη της συμπεριφοράς στο άπειρο, ο ηλιακός άνεμος είναι αποδεκτή λύση από φυσικής πλευράς, σε αντίθεση με την ηλιακή αύρα.

### 3.7.5 Τα αποτελέσματα των μετρήσεων

Τα πρώτα διαστημόπλοια που βγήκαν έξω από το άμεσο περιβάλλον της γης ήταν τα Σοβιετικά Lunik III και Venera I, το 1959. Τα όργανά τους έδειξαν ότι στο μεσοπλανητικό χώρο υπάρχει πλάσμα που δεν είναι στάσιμο και μέτρησαν ροή πρωτονίων  $10^8 - 10^9 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ . Δύο χρόνια αργότερα, έγιναν λεπτομερέστερες μετρήσεις από το Αμερικανικό διαστημόπλοιο Explorer 10, που έδωσαν ροή πρωτονίων  $1 - 2 \times 10^8 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , ταχύτητα  $V \sim 280 \text{ km s}^{-1}$ , πυκνότητα  $n_p \sim 3 - 8 \text{ cm}^{-3}$  και θερμοκρασία πρωτονίων  $T_p \sim 10^5 - 10^6 \text{ K}$ . Η τελική επιβεβαίωση της ύπαρξης υπερηχητικού ηλιακού ανέμου έγινε από το επίσης Αμερικανικό διαστημόπλοιο Mariner 2 το οποίο, στη διάρκεια της διαδρομής του προς την Αφροδίτη το 1962, έκανε εκτεταμένες μετρήσεις του μεσοπλανητικού πλάσματος. Οι μετρήσεις αυτές έδειξαν ότι ο ηλιακός άνεμος υπάρχει πάντοτε, με μέση ταχύτητα περίπου  $500 \text{ km s}^{-1}$  και μέση πυκνότητα  $\sim 5 \text{ cm}^{-3}$ . Οι τιμές αυτές είναι πολύ κοντά σ' αυτές που υπολογίσαμε παραπάνω με βάση το μοντέλο του Parker.

Στα 55 περίπου χρόνια που πέρασαν από τότε, ο μεσοπλανητικός χώρος ερευνάται συστηματικά, με διαστημόπλοια που έχουν πάει από 0.3 AU (το διαστημόπλοιο Helios) μέχρι και τα όρια του ηλιακού

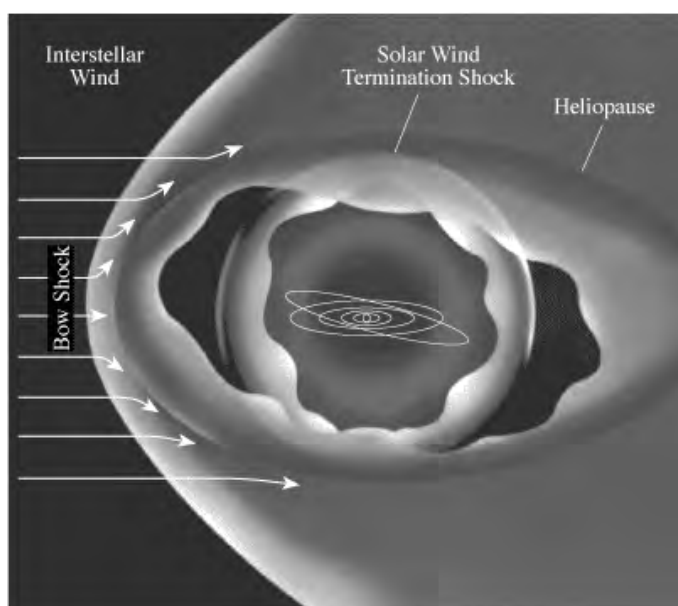
συστήματος (τα διαστημόπλοια Voyager και Pioneer). Οι μετρήσεις τους έδειξαν ότι τα χαρακτηριστικά του πλάσματος και του μαγνητικού πεδίου είναι σε πολύ καλή συμφωνία με τις προβλέψεις των δυναμικών μοντέλων και μας έδωσαν τη δυνατότητα να μελετήσουμε λεπτομερειακά τη σύνδεση των μεσοπλανητικών φαινομένων με τα ηλιακά φαινόμενα.

Το πλάσμα του ηλιακού ανέμου αποτελείται κυρίως από πρωτόνια και ηλεκτρόνια (σε ποσοστό 95%) και από πυρήνες He (σωματία  $\alpha$ ). Η συνολική πυκνότητα του πλάσματος κυμαίνεται από 3 μέχρι 20 σωματία ανά  $\text{cm}^3$ , με μέση τιμή περίπου  $10 \text{ cm}^{-3}$ .

Η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου κυμαίνεται ανάμεσα σε 300 και 700 km/s, με μέση τιμή περίπου 470 km/s. Η μέση ταχύτητα μεταβάλλεται πολύ λίγο ανάμεσα σε 1 και 20 AU. Η διεύθυνση της ροής είναι σε πολύ καλή προσέγγιση ακτινική, φαίνεται όμως ότι υπάρχει μια πολύ μικρή απόκλιση, μικρότερη από  $1^\circ$ . Η απόκλιση αυτή είναι πολύ σημαντική για την απώλεια στροφορμής από τον ήλιο, όπως θα δούμε αργότερα.

### 3.7.6 Πού τελειώνει ο ηλιακός άνεμος;

Σε πολύ μεγάλες αποστάσεις από τον Ήλιο πρέπει ο ηλιακός άνεμος να συγχωνεύεται με το μεσοαστρικό υλικό το οποίο έχει πίεση της τάξης των  $10^{-12} \text{ dyn cm}^{-2}$ . Για να γίνει αυτό θα έπρεπε σε μεγάλες αποστάσεις  $r$  από τον Ήλιο η πυκνότητα ροής της ορμής του ηλιακού ανέμου να ελαττώνεται και να έχει τιμές μικρότερες από την τιμή της πίεσης του μεσοαστρικού υλικού ώστε να επιβραδυνθεί ως αντίδραση στην εξωτερική δύναμη πίεσης που θα δεχόταν. Όμως στα πλαίσια του υδροδυναμικού μοντέλου που εξετάσαμε κάτι τέτοιο δεν φαίνεται εύκολο. Από την σχέση 4.18 προκύπτει ότι σε μεγάλες αποστάσεις από τον Ήλιο η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου αυξάνει συναρτήσει του  $\sqrt{\ln r}$  με αποτέλεσμα ο ηλιακός άνεμος να γίνεται όλο και πιο υπερηχητικός καθώς ταξιδεύει στις εσχαιές του ηλιακού συστήματος. Άλλα μοντέλα που επιτρέπουν τη μείωση της θερμοκρασίας  $T$  με την ακτινική απόσταση προβλέπουν ότι η  $V(r)$  αποκτά μια πεπερασμένη τιμή για  $r \rightarrow \infty$ . Όμως επειδή η  $T(r)$  μειώνεται, ο λόγος της ταχύτητας ροής προς την ταχύτητα του ήχου θα αυξάνει πάλι. Έτσι, στο πλαίσιο των μοντέλων, φαίνεται να μην υπάρχει κάποια εσωτερική πίεση ή μαγνητική δύναμη που να μπορεί να επιβραδύνει τον ηλιακό άνεμο, ώστε αυτός να συγχωνευτεί ομαλά με το μεσοαστρικό υλικό.



Σχήμα 3.19: Σκαρίφημα της αλληλεπίδρασης του ηλιακού ανέμου με το μεσοαστρικό υλικό (πηγή: NASA).

Ο μόνος τρόπος για να ξεφύγει κανείς από αυτή την άβολη κατάσταση είναι να θεωρήσει ότι σε κάποια περιοχή πολύ μακριά από τον Ήλιο σχηματίζεται κρουστικό κύμα (η έννοια του κρουστικού κύματος συζητείται στο εδάφιο 7.4) που επιβραδύνει απότομα τον ηλιακό άνεμο σε υποηχητικές ταχύτητες. Πέρα από το κρουστικό κύμα, το ηλιακό πλάσμα μπορεί σταδιακά να προσαρμοστεί σε δυναμική ισορροπία και ισορροπία πιέσεων με το μεσοαστρικό υλικό. Αν  $P_{int}$  είναι η πίεση του μεσοαστρικού υλικού την οποία θεωρούμε ομογενή, τότε το κρουστικό κύμα θα σχηματίζεται στην περιοχή όπου η πυκνότητα ροής της ορμής του ηλιακού ανέμου θα γίνεται ίση με την πίεση του μεσοαστρικού υλικού. Δηλαδή

$$\rho V^2 = P_{int} \quad (3.82)$$

Γνωρίζουμε ότι σε απόσταση 1 AU έχουμε  $\rho V^2 \approx 2.6 \times 10^{-8} \text{ dyn cm}^{-2}$  και από την άλλη μεριά ξέρουμε ότι  $P_{int} \approx 10^{-12} \text{ dyn cm}^{-2}$ . Καθώς από την εξίσωση συνέχειας (σχέση 3.48), θεωρώντας σταθερή την ταχύτητα ηλιακού ανέμου, προκύπτει ότι η πυκνότητα του πέφτει σαν  $1/r^2$ , παίρνουμε για τη θέση ισορροπίας  $r_{sh}$ :

$$\left(\frac{r_{\oplus}}{r_{sh}}\right)^2 = \frac{10^{-12}}{2.6 \times 10^{-8}} \quad (3.83)$$

όπου  $r_{\oplus} = 1 \text{ AU}$ , η απόσταση Γης - Ήλιου. Από αυτό το χοντρικό υπολογισμό προκύπτει ότι το κρουστικό κύμα θα βρίσκεται σε απόσταση

$$r_{sh} \approx 160 \text{ AU} \quad (3.84)$$

Δηλαδή το κρουστικό κύμα πρέπει να βρίσκεται πολύ πιο πέρα από την τροχιά του Πλούτωνα (που είναι στις 39 AU). Αυτό το κρουστικό κύμα ονομάζεται κρουστικό κύμα της ηλιόσφαιρας (heliospheric termination shock) και διασχίστηκε από το διαστημόπλοιο Voyager 1 το 2004 και από το διαστημόπλοιο Voyager 2 το 2007. Η περιοχή όπου συγχωνεύεται τελικά ο ηλιακός άνεμος με το μεσοαστρικό υλικό ονομάζεται ηλιόπαυση. Ισοδύναμα, η ηλιόπαυση μπορεί να οριστεί ως το σύνορο της ηλιόσφαιρας που περιλαμβάνει όλο το σύστημα Ήλιος-ηλιακός άνεμος (Σχήμα 3.19).

### 3.7.7 Απώλειες μάζας, ενέργειας και στροφορμής

Μέσω της ροής του ηλιακού ανέμου, ο ήλιος χάνει μάζα, ενέργεια και στροφορμή. Τελειώνοντας τη συζήτηση για τον ηλιακό άνεμο, θα εξετάσουμε κατά πόσο οι απώλειες αυτές είναι σημαντικές για την ηλιακή εξέλιξη.

Η απώλεια μάζας μπορεί να υπολογιστεί από τη σχέση

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi R_{\odot}^2 \rho_0 V_0 \quad (3.85)$$

Η πυκνότητα μάζας στη βάση του στέμματος είναι

$$\rho_0 = n_0 M_H \approx 1.7 \times 10^{-16} \text{ g/cm}^3$$

και, χρησιμοποιώντας ότι η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου στη βάση του στέμματος είναι περίπου  $6 \text{ km s}^{-1}$ , παίρνουμε από την (4.35):

$$\frac{dm}{dt} \approx 6.3 \times 10^{12} \text{ g s}^{-1} \quad (3.86)$$

$$= 2 \times 10^{20} \text{ g y}^{-1} \quad (3.87)$$

$$= 10^{-13} M_{\odot} \text{ y}^{-1} \quad (3.88)$$

Δηλαδή, σε όλη τη διάρκεια της ζωής του ( $\sim 10^{10}$  έτη) και εφ' όσον η απώλεια μάζας γίνεται με τον ίδιο ρυθμό, ο ήλιος θα χάσει το ένα χιλιοστό της μάζας του, ποσοστό που είναι αμελητέο.

Η ροή της ενέργειας που μεταφέρει ο ηλιακός άνεμος δίνεται από τη σχέση

$$F = V \left( \frac{1}{2} \rho V^2 + \frac{5}{2} nkT - \rho \frac{GM_{\odot}}{R} \right) - K \frac{dT}{dr} \quad (3.89)$$

όπου ο πρώτος όρος του δεύτερου μέλους παριστάνει τη ροή κινητικής ενέργειας, ο δεύτερος την απώλεια εσωτερικής ενέργειας, ο τρίτος τη ροή δυναμικής ενέργειας και ο τέταρτος τη ροή ενέργειας με αγωγιμότητα. Η αριθμητική τιμή της συνολικής ροής είναι:

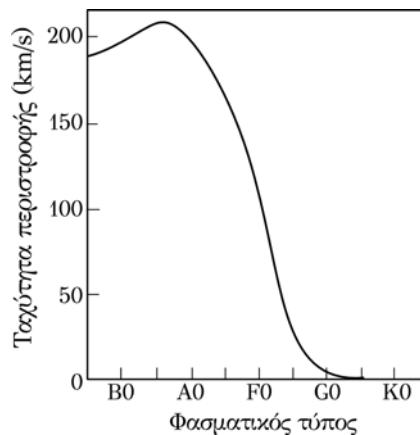
$$F \approx 0.2 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (3.90)$$

που αντιπροσωπεύει το 10% της ενέργειας του στέμματος, δηλαδή ένα ελάχιστο ποσοστό της ενέργειας που παράγει ο ήλιος ( $3.86 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$ , βλ. Πίνακα 1.1).

Τέλος απώλειες στροφορμής έχουμε μέσω του πλάσματος και μέσω του μαγνητικού πεδίου. Οι απώλειες μέσω του πλάσματος είναι

$$L_p \approx \rho V_r V_{\varphi} r \quad (3.91)$$

όπου καθοριστικό ρόλο παίζει η ύπαρξη η μη αξιμουθιακής συνιστώσας της ταχύτητας ροής,  $V_{\varphi}$ . Οι παρατηρήσεις δείχνουν ότι η συνιστώσα αυτή έχει μία πολύ μικρή αλλά μη μηδενική τιμή.



**Σχήμα 3.20:** Διάγραμμα της ταχύτητας περιστροφής αστεριών της κύριας ακολουθίας συναρτήσει του φασματικού τους τύπου.

Οι απώλειες στροφορμής μέσω του μαγνητικού πεδίου είναι

$$L_m \approx \frac{1}{4\pi} B_r B_{\varphi} r \quad (3.92)$$

Χρησιμοποιώντας τιμές από επιτόπιες μετρήσεις, έχει υπολογιστεί ότι η στροφορμή που χάνεται από το πλάσμα είναι περίπου 3 φορές από αυτή που χάνεται από το μαγνητικό πεδίο και ότι η συνολική απώλεια στροφορμής (ανά τετραγωνικό εκατοστό επιφάνειας και ανά δευτερόλεπτο) είναι

$$L_p + L_m \approx 6 \times 10^3 \text{ g cm}^2 \text{ s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \quad (3.93)$$

Η απώλεια αυτή δεν είναι αμελητέα και φαίνεται ότι η ηλιακή περιστροφή έχει υποστεί επιβράδυνση λόγω του ηλιακού ανέμου.

Έχει ιδιαίτερο ενδιαφέρον να σημειώσουμε ότι μετρήσεις της ταχύτητας περιστροφής αστεριών διαφόρων φασματικών τύπων (Σχήμα 3.20) δείχνουν μια απότομη ελάττωση στο φασματικό τύπο F0. Σημειώνουμε

επίσης ότι αστέρια προγενέστερου φασματικού τύπου δεν αναμένεται να έχουν στο εσωτερικό τους ζώνες ρευμάτων μεταφοράς και, κατά συνέπεια, δεν θα έχουν χρωμόσφαιρα, στέμμα και ηλιακό άνεμο. Συνεπώς η καμπύλη του Σχήματος 3.20 είναι δυνατόν να ερμηνευθεί ως αποτέλεσμα επιβράδυνσης, από αστρικούς ανέμους, της αστρικής περιστροφής στα αστέρια που διαθέτουν ζώνη μεταφοράς.

### 3.8 Ασκήσεις

1. (α) Με βάση την εξίσωση (3.19) γράψτε την σχέση θερμοκρασίας-ύψους για τη μεταβατική περιοχή χρωμόσφαιρας-στέμματος. (β) Γράψτε την αντίστοιχη σχέση για την πίεση, υποθέτοντας υδροστατική ισορροπία.
2. Υπολογίστε το οπτικό βάθος και τη θερμοκρασία λαμπρότητας στα ραδιοκύματα από το διαφορικό μέτρο εκπομπής.
3. Μπορούμε να υπολογίσουμε τη μεταβολή της θερμοκρασίας με το ύψος από το διαφορικό μέτρο εκπομπής;
4. Στον παρακάτω πίνακα δίνονται το μήκος κύματος, η θερμοκρασία σχηματισμού και το ημιέρος φασματικών γραμμών.

| Ιόν     | $\lambda$ (Å) | T (K)              | FWHM(Å) |
|---------|---------------|--------------------|---------|
| C I     | 1315.9        | $1.38 \times 10^4$ | 0.0419  |
| N I     | 1319.7        | $1.62 \times 10^4$ | 0.0587  |
| O I     | 1355.6        | $1.51 \times 10^4$ | 0.0606  |
| S II    | 1253.8        | $2.29 \times 10^4$ | 0.1045  |
| C II    | 1036.3        | $3.72 \times 10^4$ | 0.1004  |
| C II    | 1037.0        | $3.72 \times 10^4$ | 0.1036  |
| Si IV   | 1393.8        | $7.08 \times 10^4$ | 0.1820  |
| Si IV   | 1402.8        | $7.08 \times 10^4$ | 0.1877  |
| C IV    | 1548.2        | $1.00 \times 10^5$ | 0.2376  |
| C IV    | 1550.8        | $1.00 \times 10^5$ | 0.2388  |
| N V     | 1238.8        | $1.74 \times 10^5$ | 0.2141  |
| N V     | 1242.8        | $1.74 \times 10^5$ | 0.2057  |
| S VI    | 933.4         | $1.74 \times 10^5$ | 0.1543  |
| O VI    | 1037.6        | $2.75 \times 10^5$ | 0.1934  |
| Ne VIII | 770.4         | $5.75 \times 10^5$ | 0.1408  |
| Mg X    | 625.0         | $1.02 \times 10^6$ | 0.1225  |
| Fe XII  | 1242.0        | $1.41 \times 10^6$ | 0.1809  |

Με βάση αυτά τα στοιχεία (α) Υπολογίστε το εύρος Doppler κάθε γραμμής, τη θερμική ταχύτητα και την ταχύτητα στροβιλισμού. (β) Σχεδιάστε το διάγραμμα της ταχύτητας στροβιλισμού συναρτήσει της θερμοκρασίας.

5. Γιατί το εύρος της καμπύλης  $I_{ex}(v)/I_{ex}(v_r = 0)$  του σχήματος 3.8 είναι μεγαλύτερο για το O IV στα 1032 Å από το He II στα 304 Å; Να υπολογιστεί και να απεικονιστεί η  $I_{ex}(v)/I_{ex}(v_r = 0)$  συναρτήσει της ταχύτητας ροής για την γραμμή H I στα 1216 Å (Ly- $\alpha$ ), για θερμοκρασία 2 MK.
6. (α) Δόστε αριθμητικές τιμές στις φυσικές σταθερές της σχέσης (2.76) και εκφράστε τη συχνότητα πλάσματος,  $f_p$ , σε MHz, με την πυκνότητα σε  $\text{cm}^{-3}$ . (β) Σύμφωνα με το μοντέλο του Newkirk, σε ποιά απόσταση από το κέντρο του ήλιου έχουμε ολική ανάκλαση για ηλεκτρομαγνητικά κύματα με  $\lambda = 2, 5$  και 10 m;

7. Πόση είναι η πυκνότητα της ιονόσφαιρας της Γης, αφού αποκόπτει ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία με μήκος κύματος  $> 15$  m;
8. Με βάση μοντέλο του Newkirk: (α) υπολογίστε, συναρτήσει του χρόνου, τη συχνότητα κυμάτων πλάσματος,  $f_p$ , που διεγείρονται από αίτιο που κινείται στο στέμμα στην ακτινική διεύθυνση με ταχύτητα ίση με  $v$  και ξεκινά σε απόσταση  $R_0$ . (β) Σχεδιάστε το αποτέλεσμα για  $R_0 = 1.015 R_\odot$ ,  $v = 2000$  και  $v = 100\,000$  km s<sup>-1</sup>.
9. Επιβεβαιώστε ότι οι διαφορές ενέργειας των γραμμών στις ακτίνες X (Σχήμα 3.14) αντιστοιχούν στο μήκος κύματος της κόκκινης γραμμής του στέμματος.
10. Επιβεβαιώστε τις αριθμητικές τιμές στις εξισώσεις του εδαφίου 3.7.4

### 3.9 Βιβλιογραφία

Τα αντίστοιχα κεφάλαια στα συγγράμματα:

**Zirin, H.:** 1966, *The Solar Atmosphere*, Waltham, Mass.: Blaisdell

**Durrant, C. J.:** 1988, *The atmosphere of the sun*, Bristol: Hilger, 1988

**Zirin, H.:** 1998, *The Astrophysics of the Sun*, Cambridge University Press

**Stix, M.:** 2002, *The Sun: An Introduction*, Springer-Verlag, ISBN: 978-3-642-62477-3

**Landi Degl' Innocenti, E.:** 2008, *Fisica solare*, Springer-Verlag, ISBN: 978-88-470-0677-5

**Πρέκα-Παπαδήμα, Π., Δανέζης Μ., Θεοδοσίου Σ. & Καργιολάκη, Δ.:** 2009, *Στα μονοπάτια του ήλιου*, Δίαυλος, Αθήνα, ISBN: 978-960-532-243-5

**Koskinen, H. & Vainio, R.:** 2011, *Lectures on Solar Physics: From the core to the heliopause*

**Foukal, P. V** 2013, *Solar Astrophysics* (3rd Edition), Wiley-VCH, Berlin, ISBN: 978-3-527-41103-0

**Τσίγκανος, Κ.:** 2015, *Αστροφυσική Πλάσματος*, Αθήνα, ISBN: 978-960-91748-2-4

**Meyer-Vernet, N.:** 2007, *Basics of the Solar Wind*, Cambridge University Press, ISBN: 978-0-521-81420-1

**Kivelson, M. G. & Russel, C. T. (eds):** 1995, *Introduction to Space Physics*, Cambridge Atmospheric & Space Science, ISBN: 978-0521457149

**Kallenrode, M.-B.:** 2004, *An Introduction to Plasmas and Particles in the Heliosphere and Magnetospheres*, Springer, ISBN: 978-3540206170

Επίσης κεφάλαια από τα συγγράμματα:

**Kundu, M. R.:** 1965, *Solar Radio Astronomy*, New York: Interscience

**Bray, R. J., & Loughhead, R. E.:** 1974, *The Solar Chromosphere*, London: Chapman and Hall

**Athay, R. G.:** 1975, *The Solar Chromosphere and Corona: Quiet Sun*, D. Reidel Publishing Company, ISBN: 978-94-010-1717-6

**Guillermier, P. & Koutchmy, S.:** 1999, *Total Eclipses: Science, Observations, Myths and Legends*, Springer, ISBN: 978-1-85233-160-3

**Aschwanden, M. J.:** 2005, *Physics of the Solar Corona*, Springer-Verlag, ISBN: 3-540-30765-6

**Golub, L. & Pasachoff, J. M.:** 2009, *The Solar Corona*, Cambridge University Press, ISBN: 978-0-521-88201-9

Αναφορές που γίνονται στο κείμενο:

Avrett, E. H., & Loeser, R. 2008, *Astron. J. Suppl.*, 175, 229

Dupree, A. K., & Goldberg, L. 1967, *Solar Phys.*, 1, 229

- Fontenla, J. M., Curdt, W., Haberreiter, M., Harder, J., & Tian, H. 2009, *Astrophys. J.*, 707, 482
- Gingerich, O., & de Jager, C. 1968, *Solar Phys.*, 3, 5
- Gingerich, O., Noyes, R. W., Kalkofen, W., & Cuny, Y. 1971, *Solar Phys.*, 18, 347
- Goldberg, L., & Pierce, A. K. 1959, *Handbuch der Physik*, 52, 1
- Heintze, J. R. W., Hubenet, H., & de Jager, C. 1964, *BAN*, 17, 442
- Kohl, J. L., & Withbroe, G. L. 1982, *Astrophys. J.*, 256, 263
- Kohlhase, C. 1989, *The Voyager Neptune travel guide.*, Jet Propulsion Lab., Pasadena, CA (USA)
- Leblanc, Y., Dulk, G. A., & Bougeret, J.-L. 1998, *Solar Phys.*, 183, 165
- Newkirk, G., Jr. 1961, *Astrophys. J.*, 133, 983
- Parker, E. N. 1958, *Astrophys. J.*, 128, 664
- Saito, K. 1970 *Ann. Tokyo Obs.*, Ser. 2, 12, 53
- Vernazza, J. E., Avrett, E. H., & Loeser, R. 1973, *Astrophys. J.*, 184, 605
- Vernazza, J. E., Avrett, E. H., & Loeser, R. 1976, *Astron. J. Suppl.*, 30, 1





## Κεφάλαιο 4

# Το εσωτερικό του ήλιου

### 4.1 Εισαγωγή

Αφού εξετάσαμε την ακτινική δομή της ηλιακής ατμόσφαιρας, στο κεφάλαιο αυτό θα συζητήσουμε τη δομή του εσωτερικού του ήλιου. Υπενθυμίζουμε ότι το εσωτερικό των αστεριών ορίζεται ως η περιοχή από την οποία δεν μπορούμε να πάρουμε φωτόνια. Ως εκ τούτου, η κατανόηση της εσωτερικής δομής των αστεριών παλιότερα στηριζόταν στα εξωτερικά χαρακτηριστικά τους (μάζα, ακτίνα, λαμπρότητα, χημική σύσταση της ατμόσφαιρας) και στους νόμους της φυσικής. Όμως, εδώ και λίγες δεκαετίες, έχουμε κατορθώσει να παρατηρήσουμε το εσωτερικό του ήλιου και άλλων αστεριών, χάρις εις την ανάπτυξη της αστρονομίας των νετρίνων και της ηλιοσεισμολογίας. Στη συνέχεια θα δούμε σε συντομία και τη θεωρητική και την παρατηρησιακή πλευρά.

### 4.2 Βασικές αρχές

Ο Ήλιος βρίσκεται σε ισορροπία, που είναι αποτέλεσμα της εξουδετέρωσης της βαρύτητας από την πίεση του αερίου η οποία, με τη σειρά της συνδέεται με τη θερμοκρασία και την πυκνότητα του υλικού. Εξ άλλου η λαμπρότητα του Ήλιου προέρχεται από έκλυση ενέργειας στον πυρήνα του, η οποία μεταφέρεται προς τα έξω είτε με ακτινοβολία είτε με ρεύματα μεταφοράς και, επί πλέον, συντηρεί την πίεση. Έτσι για να υπολογίσουμε ένα μοντέλο του εσωτερικού του ήλιου χρειάζεται να εφαρμόσουμε τους παρακάτω φυσικούς νόμους:

- α. Υδροστατική ισορροπία: εκφράζεται από μια παραλλαγή των σχέσεων (1.3) και (1.13):

$$\frac{dP(r)}{dr} = -\frac{GM(r)}{r^2}\rho(r) \quad (4.1)$$

όπου  $G$  η παγκόσμια σταθερά της βαρύτητας, και  $M(r)$  η μάζα που περιέχεται από το κέντρο του αστεριού ( $r = 0$ ) μέχρι τη θέση  $r$ .

- β. Διατήρηση της μάζας. Η μάζα που περιέχεται σε σφαιρικό φλοιό πάχους  $dr$  είναι:

$$dM(r) = 4\pi r^2 \rho(r) dr$$

από όπου προκύπτει η σχέση που συνδέει την παράγωγο της μάζας με την πυκνότητα:

$$\frac{dM(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho \quad (4.2)$$

γ. Παραγωγή ενέργειας. Η αντίστοιχη εξίσωση γράφεται, κατ' αναλογία με την εξίσωση της μάζας,

$$\frac{dL(r)}{dr} = 4\pi r^2 \rho \epsilon(r) \quad (4.3)$$

όπου  $\epsilon(r)$  είναι ο ρυθμός παραγωγής ενέργειας ανά μονάδα μάζας και  $L$  η ολική λαμπρότητα, ολοκληρωμένη σε όλο το φάσμα.

δ. Μεταφορά ενέργειας προς τα έξω, η οποία γίνεται με ακτινοβολία ή ρεύματα μεταφοράς. Με βάση την εξίσωση μεταφοράς της ακτινοβολίας, μετά από ολοκλήρωση σε όλο το φάσμα και κάτω από συνθήκες ΤΘΙ (πολύ καλή προσέγγιση για το εσωτερικό των αστεριών), η βαθμίδα της θερμοκρασίας (ακτινοβολιακή θερμοβαθμίδα) δίνεται από τη σχέση:

$$\left(\frac{dT(r)}{dr}\right)_{\text{rad}} = -\frac{3}{16\sigma} \frac{\bar{k}(r)}{T(r)^3} \frac{L(r)}{4\pi r^2} \quad (4.4)$$

όπου  $\sigma$  η σταθερά Stefan-Boltzmann και  $\bar{k}(r)$  είναι μια μέση τιμή της αδιαφάνειας του υλικού. Την περίπτωση των ρευμάτων μεταφοράς θα την εξετάσουμε πιο κάτω.

Έτσι έχουμε τέσσερις εξισώσεις για πέντε άγνωστες συναρτήσεις:  $P(r)$ ,  $\rho(r)$ ,  $M(r)$ ,  $L(r)$ , και  $T(r)$ . Για να κλείσει το σύστημα χρειαζόμαστε μια καταστατική εξίσωση που θα συνδέσει την πίεση με την πυκνότητα και τη θερμοκρασία

$$P(r) = P(\rho, T) \quad (4.5)$$

και αυτή είναι για τον ήλιο η καταστατική εξίσωση των τελείων αερίων (1.4). Μας χρειάζονται ακόμα συμπληρωματικές εξισώσεις που δίνουν το ρυθμό παραγωγής ενέργειας,  $\epsilon(r)$ , και την αδιαφάνεια του αερίου,  $\bar{k}(r)$  συναρτήσει της θερμοκρασίας, της πίεσης και της χημικής σύστασης.

Οι διαφορικές εξισώσεις ολοκληρώνονται χρησιμοποιώντας τα εξωτερικά χαρακτηριστικά ως οριακές συνθήκες. Η διαδικασία αυτή αντιμετωπίζει το πρόβλημα ότι η χημική σύσταση στο εσωτερικό του ήλιου είναι διαφορετική από αυτή που μετράμε στη φωτόσφαιρα λόγω της καύσης του Υδρογόνου προς Ήλιο. Για το λόγο αυτό ξεκινάμε από ένα μοντέλο που υποθέτει παντού τη χημική σύσταση της φωτόσφαιρας και το αφήνουμε να εξελιχθεί για 4.5 δισεκατομμύρια έτη, όση δηλαδή είναι η ηλικία του ήλιου.

Η επίλυση του προβλήματος είναι αρκετά δύσκολη, δεδομένου ότι οι διαφορικές εξισώσεις πρέπει να ολοκληρωθούν με αριθμητικές μεθόδους. Εν τούτοις, με βάση την εξίσωση υδροστατικής ισορροπίας, μπορούμε να επιχειρήσουμε ένα τάξης μεγέθους υπολογισμό της θερμοκρασίας στο κέντρο του ήλιου. Από την καταστατική εξίσωση (1.4) και τη σχέση (1.5) παίρνουμε:

$$T = \frac{\mu m_H}{k} \frac{P}{\rho} \quad (4.6)$$

Από την εξίσωση της υδροστατικής ισορροπίας (4.1) μπορούμε να πάρουμε μια τάξης μεγέθους εκτίμηση του λόγου της πίεσης προς την πυκνότητα:

$$\frac{P}{R_\odot} \approx g\rho, \quad \text{και} \quad \frac{P}{\rho} \approx gR_\odot \quad (4.7)$$

Αντικαθιστώντας στην (4.6) παίρνουμε:

$$T \approx \frac{\mu m_H}{k} g R_\odot \approx 1.15 \times 10^7 \text{ K} \quad (4.8)$$

Παρά τις προσεγγίσεις, η τιμή αυτή είναι αρκετά κοντά στην πραγματική ( $1.6 \times 10^7 \text{ K}$ ).

### 4.3 Πηγές ενέργειας

Η μεγάλη θερμοκρασία στον πυρήνα του ήλιου επιτρέπει αντιδράσεις θερμοπυρηνικής σύντηξης που μετατρέπουν Υδρογόνο σε Ήλιο. Δύο κύκλοι αντιδράσεων λειτουργούν σε αυτή την κατεύθυνση, ο κύκλος πρωτονίου-πρωτονίου και ο κύκλος του άνθρακα. Και στους δύο το τελικό αποτέλεσμα είναι ότι 4 πρωτόνια δίνουν ένα πυρήνα ήλιου, δύο ποζιτρόνια, δύο νετρίνα και ενέργεια:



Στον κύκλο πρωτονίου-πρωτονίου (pp) οφείλεται το 99% της ενέργειας που παράγεται στον πυρήνα του Ήλιου. Ο κύκλος ξεκινάει με δημιουργία δευτέρου από δύο πρωτόνια:



ή, εναλλακτικά, σε ποσοστό 0.25%:



Και οι δύο αυτές αντιδράσεις είναι εξαιρετικά αργές, με χαρακτηριστικό χρόνο  $10^{10}$  και  $10^{12}$  έτη αντίστοιχα, και καθορίζουν το ρυθμό ολόκληρου του κύκλου. Το ποζιτρόνιο από την (4.10) εξουδετερώνεται από ηλεκτρόνιο με παραγωγή ακτίνων  $\gamma$ . Η επόμενη αντίδραση είναι η πρόσληψη ενός πρωτονίου από το δευτέριο με παραγωγή  $^3\text{He}$ :



Στη συνέχεια έχουμε τρεις δυνατότητες. Η πιο πιθανή πορεία του κύκλου (85%) είναι η παραγωγή  $^4\text{He}$  από δύο πυρήνες  $^3\text{He}$ :



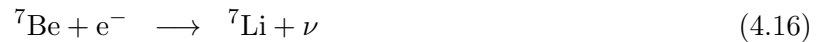
Η επόμενη εναλλακτική αντίδραση είναι πολύ σπάνια:



Η τρίτη εναλλακτική δυνατότητα έχει ιδιαίτερο ενδιαφέρον γιατί δίνει νετρίνα με αρκετά υψηλή ενέργεια, που μπορούσαν να ανιχνευτούν από τα πρώτα σχετικά πειράματα (βλ. εδάφιο 4.4 παρακάτω). Ξεκινάει με την αντίδραση:



η οποία ακολουθείται είτε από τις



ή από τις



με τελικό βέβαια αποτέλεσμα όμοιο με της αντίδρασης (4.15) αλλά με τη συμμετοχή λίθιου, βηρύλλιου και βόριου. Ο κύκλος του άνθρακα ή, καλύτερα, άνθρακα-αζώτου-οξυγόνου (κύκλος CNO) προχωρεί με πολύ ταχύτερο ρυθμό και έχει πιο έντονη εξάρτηση από τη θερμοκρασία σε σύγκριση με τον κύκλο του

πρωτονίου, αλλά ευνοείται σε αστέρια με πολύ μεγαλύτερη εσωτερική θερμοκρασία από τον Ήλιο. Οι πυρηνικές αντιδράσεις που αποτελούν τον κύριο κλάδο του είναι:



Το τελικό αποτέλεσμα είναι το ίδιο με τον κύκλο πρωτονίου, όμως εδώ συμμετέχουν ο άνθρακας, το άζωτο και το οξυγόνο ως καταλύτες.

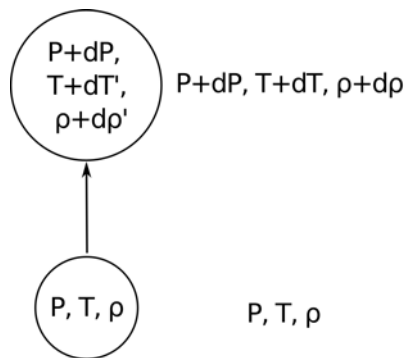
#### 4.4 Ρεύματα μεταφοράς

Κάτω από ορισμένες συνθήκες, η ενέργεια που παράγεται στους πυρήνες των αστεριών δεν μεταδίδεται με ακτινοβολία, αλλά με ρεύματα μεταφοράς. Θα ξεκινήσουμε τη συζήτηση με τον υπολογισμό της συνθήκης, κάτω από την οποία αυτά δημιουργούνται.

Ας θεωρήσουμε ένα μικρό όγκο υλικού μέσα στον οποίο το ρευστό βρίσκεται σε ισορροπία με το περιβάλλον του, έχει δηλαδή την ίδια θερμοκρασία,  $T$ , την ίδια πίεση,  $P$  και την ίδια πυκνότητα,  $\rho$  (Σχήμα 4.1). Ας υποθέσουμε ότι αυτή η μικρή περιοχή του ρευστού μετακινείται προς τα επάνω, με την πίεση να είναι σε ισορροπία με το περιβάλλον. Προφανώς, αν η πυκνότητα του ρευστού είναι μικρότερη από αυτή του περιβάλλοντος, αν δηλαδή

$$d\rho' < d\rho \quad (4.27)$$

όπου η τονούμενη ποσότητα αναφέρονται στο υλικό που μετακινείται, αυτό θα εξακολουθήσει να ανεβαίνει προκαλώντας ρεύματα μεταφοράς. Στην αντίθετη περίπτωση η βαρύτητα θα λειτουργήσει ως δύναμη επαναφοράς και το ρευστό θα οδηγηθεί σε ταλαντώσεις (βαρυτικά κύματα, βλ. εδάφιο 5.11).



Σχήμα 4.1: Μετακίνηση μικρής ποσότητας ρευστού.

Θα επιχειρήσουμε να πάρουμε από την παραπάνω σχέση μια συνθήκη για τη θερμοβαθμίδα. Από την εξίσωση (4.6) παίρνουμε τη σχέση:

$$\frac{dP}{P} = \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dT}{T} \quad (4.28)$$

που συνδέει τις μεταβολές της πίεσης, της πυκνότητας και της θερμοκρασίας. Εφαρμόζοντας την (4.28)

μέσα στην περιοχή που μετακινείται, μπορούμε να γράψουμε:

$$\frac{dP'}{P} = \frac{d\rho'}{\rho} + \frac{dT'}{T} = \frac{dP}{P}$$

όπου πήραμε υπόψη ότι η πίεση μέσα και έξω από το κινούμενο ρευστό είναι ίδια. Από τις δύο προηγούμενες σχέσεις παίρνουμε:

$$\frac{d\rho'}{\rho} + \frac{dT'}{T} = \frac{d\rho}{\rho} + \frac{dT}{T}$$

και, λόγω της (4.27),

$$\frac{dT'}{T} > \frac{dT}{T}$$

δηλαδή,

$$dT' > dT$$

ή, ακόμα:

$$-\frac{dT'}{dr} < -\frac{dT}{dr} \quad (4.29)$$

όπου προσθέσαμε τα αρνητικά πρόσημα επειδή οι θερμοβαθμίδες είναι αρνητικές.

Η τιμή της θερμοβαθμίδας έξω από το κινούμενο ρευστό προσδιορίζεται από την ακτινοβολιακή θερμοβαθμίδα (4.4). Η θερμοβαθμίδα μέσα στο κινούμενο ρευστό μπορεί να προσδιοριστεί με βάση την υπόθεση ότι οι μεταβολές που αυτό υφίσταται είναι αδιαβατικές, δεν υπάρχει δηλαδή ανταλλαγή ενέργειας με το περιβάλλον. Στην περίπτωση αυτή η συνθήκη αστάθειας (4.29) γράφεται:

$$\left(-\frac{dT}{dr}\right)_{\text{ad}} < \left(-\frac{dT}{dr}\right)_{\text{rad}} \quad (4.30)$$

και είναι γνωστή ως κριτήριο ή συνθήκη *Schwarzschild*.

Ας υπολογίσουμε τώρα την αδιαβατική θερμοβαθμίδα. Για αδιαβατικές μεταβολές,

$$P \propto \rho^\gamma \quad (4.31)$$

όπου  $\gamma = c_p/c_v$  ο λόγος των ειδικών θερμοτήτων υπό σταθερή πίεση και σταθερό όγκο. Από την παραπάνω σχέση, με χρήση και της (4.28),

$$\left(\frac{dT}{T}\right)_{\text{ad}} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{dP}{P} \quad (4.32)$$

έτσι η αδιαβατική θερμοβαθμίδα είναι:

$$\left(\frac{dT}{dr}\right)_{\text{ad}} = \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{T}{P} \frac{dP}{dr} \quad (4.33)$$

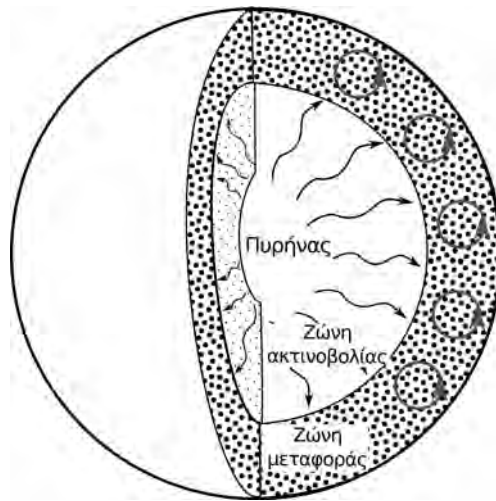
Επιπλέον, χρησιμοποιώντας και την εξίσωση υδροστατικής ισορροπίας (4.1), μπορούμε να γράψουμε την αδιαβατική θερμοβαθμίδα ως:

$$\left(\frac{dT}{dr}\right)_{\text{ad}} = -\frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\mu m_H}{k} g \quad (4.34)$$

οπότε το κριτήριο Schwarzschild (4.30) γράφεται:

$$\left(-\frac{dT}{dr}\right)_{\text{rad}} > \frac{\gamma - 1}{\gamma} \frac{\mu m_H}{k} g \quad (4.35)$$

Από την παραπάνω ανάλυση φαίνεται ότι τα ρεύματα μεταφοράς ευνοούνται σε περιοχές με μεγάλη ακτινοβολιακή θερμοβαθμίδα και μικρή αδιαβατική θερμοβαθμίδα ή, πιο απλά, όταν η θερμοκρασία μεταβάλλεται



Σχήμα 4.2: Σχηματική δομή του εσωτερικού του Ήλιου.

πολύ γρήγορα. Στην περίπτωση του ήλιου η περιοχή που είναι ασταθής σε ρεύματα μεταφοράς εκτείνεται από  $0.7R_{\odot}$  μέχρι λίγο πιο κάτω από τη φωτόσφαιρα, όπως φαίνεται στο σκαρίφημα του Σχήματος 4.2,

Σημειώνουμε ότι η τιμή της αδιαβατικής θερμοβαθμίδας μικραίνει όταν μικραίνει η τιμή του  $\gamma$  που, με τη σειρά του, συνδέεται με τον αριθμό των βαθμών ελευθερίας,  $N$ :

$$\gamma = \frac{N + 2}{N} \quad (4.36)$$

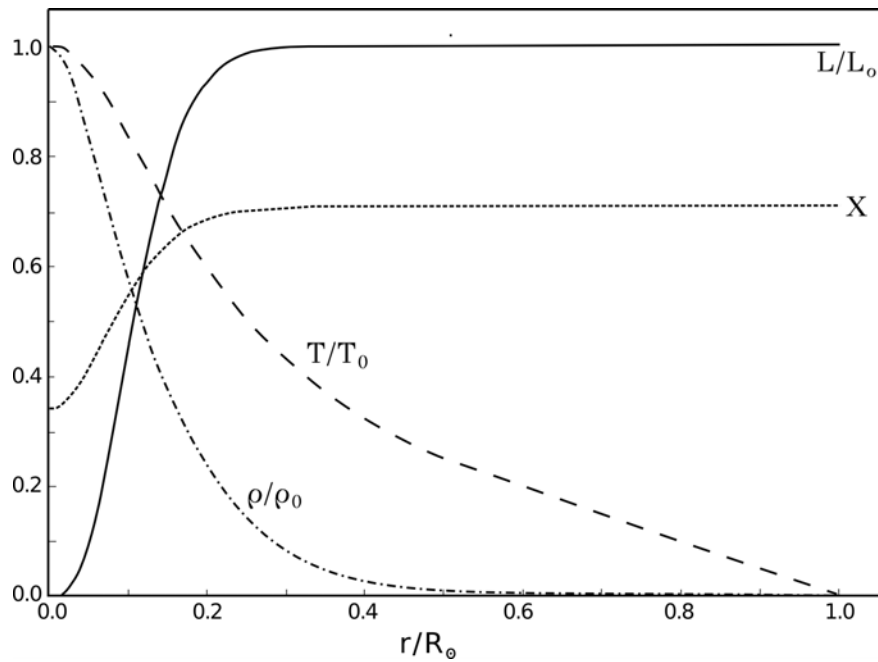
Έτσι για μονοατομικά αέρια, όπου  $N = 3$ ,  $\gamma = 5/3$  και  $(\gamma - 1)/\gamma = 0.4$ . Η ποσότητα  $\gamma$  είναι μικρότερη στις περιοχές που αλλάζει η κατάσταση ιονισμού του πλάσματος, γιατί εκεί ο αριθμός των βαθμών ελευθερίας μεγαλώνει. Στις ίδιες περιοχές η επανασύνδεση ηλεκτρονίων-ιόντων προκαλεί αύξηση της αδιαφάνειας και, κατά συνέπεια, αύξηση της ακτινοβολιακής θερμοβαθμίδας. Έτσι πολύ συχνά τα ρεύματα μεταφοράς συνδέονται με περιοχές ιονισμού, κυρίως του H και του He.

Στην περίπτωση που έχουμε ρεύματα μεταφοράς η θερμοβαθμίδα είναι πρακτικά ίση με την αδιαβατική, οπότε πρέπει να χρησιμοποιήσουμε τη σχέση (4.32) αντί της (4.4).

## 4.5 Μοντέλο του εσωτερικού του Ήλιου

Οι υπολογισμοί μοντέλων δίνουν ότι στο κέντρο του Ήλιου η θερμοκρασία είναι  $15.6 \times 10^6$  K και η πυκνότητα  $148 \text{ gr/cm}^{-3}$ . Η μεταβολή της θερμοκρασίας, της πυκνότητας, της λαμπρότητας και της χημικής σύστασης από το κέντρο προς τη φωτόσφαιρα δίνεται στο Σχήμα 4.3. Όπως φαίνεται και στο σχήμα, το 99% της ενέργειας παράγεται στον πυρήνα, μια περιοχή ακτίνας  $0.25 R_{\odot}$ , όπου περιέχεται το 50% της μάζας του Ήλιου. Στην ίδια περιοχή η περιεκτικότητα σε Υδρογόνο είναι μειωμένη, σχεδόν κατά ένα παράγοντα 2, λόγω της μετατροπής ενός μέρους από αυτό σε Ήλιο. Η ενέργεια μεταδίδεται από τον πυρήνα αρχικά με ακτινοβολία, μέχρι την απόσταση  $0.7 R_{\odot}$  και στη συνέχεια με ρεύματα μεταφοράς (Σχήμα 4.2). Υπολογίζεται ότι ένα φωτόνιο χρειάζεται  $10^7$  χρόνια για να φτάσει από τον πυρήνα στην ατμόσφαιρα και από εκεί να διαφύγει. Αυτό οφείλεται στο ότι το φωτόνιο απορροφάται και επανεκπέμπεται πολλές φορές στη διαδρομή του.

Το ότι η παραγωγή ενέργειας περιορίζεται στον πυρήνα οφείλεται στην μείωση της θερμοκρασίας και της πυκνότητας προς τα έξω. Η θερμοκρασία φτάνει στους  $10^7$  K σε απόσταση  $0.18 R_{\odot}$  και η πυκνότητα πέφτει στο μισό σε απόσταση  $0.12 R_{\odot}$ . Οι κυριότερες πηγές αβεβαιότητας σ' αυτούς τους υπολογισμούς



**Σχήμα 4.3:** Μεταβολή της θερμοκρασίας,  $T/T_0$ , της πυκνότητας,  $\rho/\rho_0$ , της λαμπρότητας,  $L/L_0$  και της περιεκτικότητας σε υδρογόνο κατά μάζα,  $X$ , συναρτήσει της απόστασης από το κέντρο του Ήλιου, σε μονάδες της ακτίνας του Ήλιου (από στοιχεία των Bahcall et al., 1988).

είναι η αρχική χημική σύσταση, η ακριβής ηλικία του Ήλιου, μαζί με αβεβαιότητες στον υπολογισμό των ρυθμών των πυρηνικών αντιδράσεων και της αδιαφάνειας.

## 4.6 Τι μάθαμε από τα νετρίνα

Στο σημείο αυτό θα περάσουμε σε μετρήσεις που μας δίνουν πληροφορίες για το εσωτερικό του ήλιου και θα ξεκινήσουμε από παρατηρήσεις νετρίνων που έγιναν εφικτές τις τελευταίες πέντε δεκαετίες. Υπενθυμίζουμε ότι τα νετρίνα που παράγονται από τις πυρηνικές αντιδράσεις, δεδομένου ότι η σύντηξη τεσσάρων πρωτονίων σε ένα πυρήνα Ηλίου απελευθερώνει δύο νετρίνα που προέρχονται από τη μετατροπή σε νετρόνια των δύο από τα τέσσερα πρωτόνια.

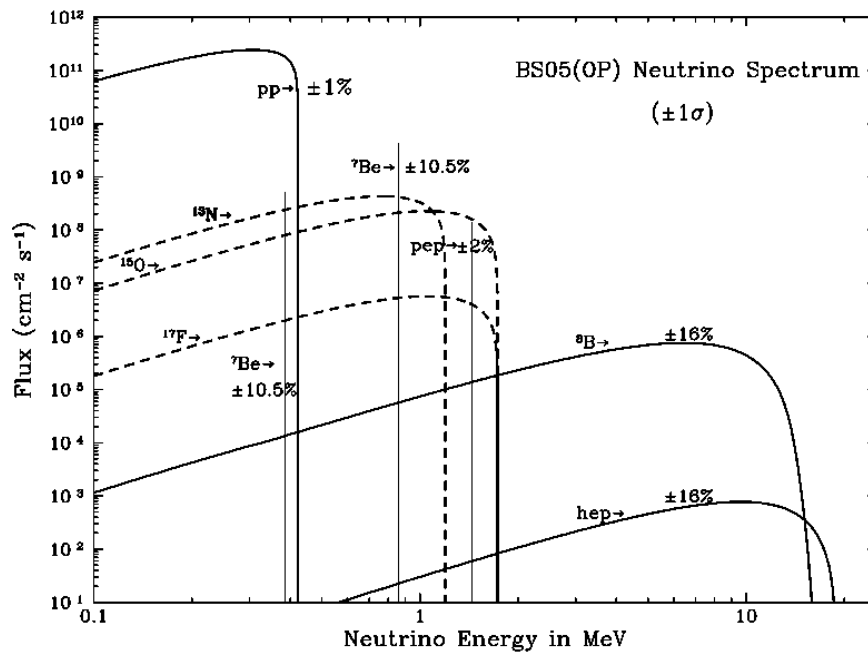
Μολονότι η ροή των νετρίνων που φτάνουν στη Γη υπολογίζεται ότι είναι αρκετά μεγάλη, της τάξης των  $10^{10} \text{ cm}^{-2} \text{ sec}^{-1}$ , η ενεργός διατομή τους είναι τόσο μικρή που κάνει τη μέτρησή τους εξαιρετικά δύσκολη. Η ανιχνευσιμότητά τους εξαρτάται πολύ από τι ενέργεια έχουν, που εξαρτάται από τις αντιδράσεις που τα παράγουν (Σχέσεις 4.10, 4.11, 4.14, 4.16 και 4.19 για τον κύκλο pp). Το ενεργειακό φάσμα που προκύπτει δίνεται στο Σχήμα 4.4.

Οι προσπάθειες για ανίχνευση νετρίνων από τις πυρηνικές αντιδράσεις στο εσωτερικό του ήλιου ξεκίνησαν το 1965 με το πείραμα του Davis και των συνεργατών του.<sup>1</sup> Το πείραμα στηριζόταν στην πρόσληψη νετρίνων από το χλώριο, που δίνει ραδιενεργό αργό σύμφωνα με την αντίδραση:



Η αντίδραση αυτή έχει αρκετά υψηλό ενεργειακό κατώφλι, 814 keV, πράγμα που σημαίνει ότι μπορεί να ανιχνεύσει μόνο νετρίνα που παράγονται από την αντίδραση αποσύνθεσης του βόριου (4.19), που είναι μια

<sup>1</sup>Για περισσότερα βλ. Αλυσσανδράκης, Νίντος και Πατσουράκος, 2015



Σχήμα 4.4: Ενεργειακό φάσμα των νετρίνων που παράγονται από διάφορες πυρηνικές αντιδράσεις στο εσωτερικό του Ήλιου (από Bahcall et al., 1988).

αντίδραση ενός υπο-κλάδου του υπο-κλάδου του κύκλου του πρωτονίου. Η κύρια αντίδραση (4.10) παράγει νετρίνα χαμηλότερης ενέργειας, μέχρι 400 περίπου keV (Σχήμα 4.4).

Στο πείραμα του Davis χρησιμοποιήθηκαν 610 τόνοι υπερχλωρεθαινίου ( $C_2Cl_4$ , κοινό υγρό καθαρισμού) που περιέχουν  $2.2 \times 10^{30}$  άτομα χλωρίου. Το υπερχλωρεθάνιο τοποθετήθηκε σε δεξαμενή 400 κυβικών μέτρων, μέσα σε ένα εγκαταλειμμένο χρυσωρυχείο στο Homestake της Νότιας Ντακότας στις ΗΠΑ, σε βάθος 1480 μέτρων κάτω από το έδαφος (Σχήμα 4.5, αριστερά). Έτσι πετυχαίνεται προστασία από κοσμικές ακτίνες, που θα προκαλούσαν ανεπιθύμητες πυρηνικές αντιδράσεις. Στο τέλος μιας περιόδου 100 περίπου ημερών, διοχετευόταν στη δεξαμενή ήλιο, το οποίο συμπιέστηκε το αργό. Στη συνέχεια μετρήθηκαν επί 8 μήνες η αποσύνθεση του αργού, που συνοδεύεται από χαρακτηριστική εκπομπή ηλεκτρονίου ενέργειας 2.8 keV.

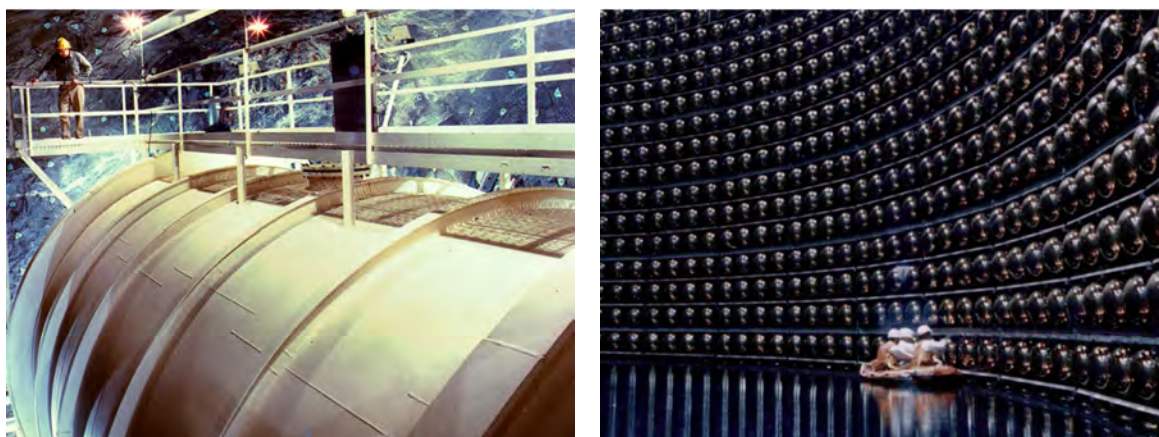
Η όλη διαδικασία είναι τόσο αποτελεσματική, ώστε μπορεί να ανιχνεύσει 0.03 αντιδράσεις νετρίνων την ημέρα. Τα αποτελέσματα δίνονται σε μονάδες ηλιακών νετρίνων» (solar neutrino units, SNU). Μια τέτοια μονάδα αντιστοιχεί σε μία αντίδραση ανά  $10^{36}$  άτομα χλωρίου ανά δευτερόλεπτο. Οι μετρήσεις (1967 - 1998) έδωσαν μέση ροή νετρίνων  $2.0 \pm 0.3$  SNU, τιμή κάπου τρεις φορές μικρότερη από την αναμενόμενη, που είναι  $7.9 \pm 0.3$  SNU.

Το πειραματικό αυτό αποτέλεσμα έβαλε σε πολλές σχέψεις όσους ασχολούνται με τη θεωρία της εσωτερικής δομής των αστεριών. Πειραματικό λάθος αποκλείστηκε, μια και μετρήσεις ενός άλλου πειράματος στο ορυχείο Kamiokande της Ιαπωνίας (1986 - 1995), που βασιζόταν στην ακτινοβολία Čerenkov από νετρίνα που διασχίζουν νερό (ενεργειακό κατώφλι 7.5 MeV), έδωσε παρόμοια αποτελέσματα. Παρόμοια ήταν και τα αποτελέσματα του πειράματος Gallax που πραγματοποιήθηκε (1991 - 1997) σε σήραγγα κάτω από την κορυφή Gran Sasso στα Απέννινα όρη της Ιταλίας και του πειράματος SAGE στον Καύκασο (1996 - 2006) Τα πειράματα αυτά χρησιμοποίησαν γάλλιο για την ανίχνευση των νετρίνων:



Το ενδιαφέρον σ' αυτή την αντίδραση έγκειται στο ότι έχει ενεργειακό κατώφλι 233 keV, κατά συνέπεια μπορεί να ανιχνεύσει νετρίνα από την κύρια αντίδραση (4.10) του κύκλου του πρωτονίου (Σχήμα 4.4).





**Σχήμα 4.5:** Η δεξιμενή υπερχλωρεθαίνου του ανιχνευτή Homestake (αριστερά) και η δεξιμενή νερού μαζί με ανιχνευτές φωτονίων στο Super Kamiokande (δεξιά)

Απέμεναν συνεπώς δύο κατευθύνσεις για την επίλυση του προβλήματος. Η μια είναι ότι χρειάζεται αναθεώρηση του τυπικού μοντέλου (standard model) του εσωτερικού του ήλιου που παρουσιάσαμε παραπάνω και η άλλη είναι ότι δεν γνωρίζουμε αρκετά καλά τη συμπεριφορά των νετρίνων.

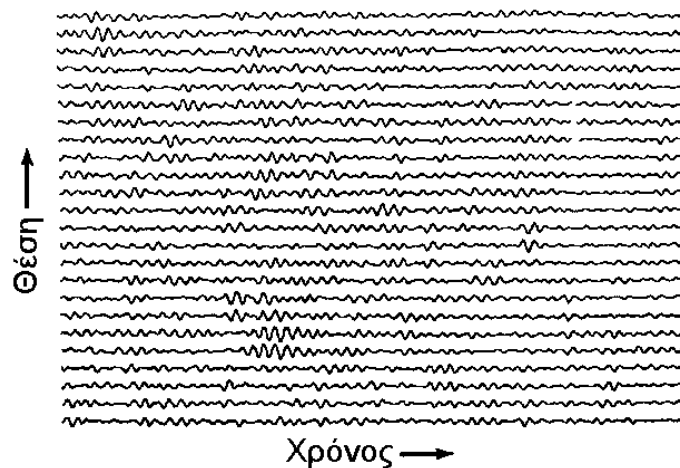
Όσες προσπάθειες έγιναν στην κατεύθυνση ερμηνείας της έλλειψης των νετρίνων με αναθεώρηση του τυπικού μοντέλου δημιούργησαν περισσότερα προβλήματα από αυτά που επεχείρησαν να λύσουν και, τελικά θεωρείται βέβαιο ότι το πρόβλημα βρίσκεται στις γνώσεις μας για τα νετρίνα παρά στο τυπικό μοντέλο. Πράγματι, αν το νεutrino έχει μάζα, μπορεί να μεταπηδήσει ανάμεσα σε τρεις καταστάσεις: ηλεκτρονικό νεutrino (σαν αυτά που παράγει οι αντιδράσεις στο εσωτερικό του ήλιου), νεutrino  $\tau$  και νεutrino  $\mu$ . Το φαινόμενο αυτό είναι γνωστό ως *ταλαντώσεις των νετρίνων*. Τέτοιες ταλαντώσεις μπορούν να γίνουν πιο εύκολα παρουσία άλλου υλικού, π.χ. στη διάρκεια της διαδρομής των νετρίνων μέσα στον Ήλιο. Ως αποτέλεσμα, στη Γη φτάνει τελικά το ένα τρίτο περίπου των ηλεκτρονικών νετρίνων που παράγονται στον Ήλιο και τα υπόλοιπα έχουν μετατραπεί σε νετρίνα  $\tau$  και  $\mu$ .

Τελικά από τα πειράματα ανίχνευσης νετρίνων μάθαμε περισσότερα για τη φυσική των νετρίνων παρά για το εσωτερικό των αστεριών, πέρα βέβαια από την πειραματική επιβεβαίωση της παραγωγής ενέργειας από θερμοπυρηνικές αντιδράσεις.

## 4.7 Ταλαντώσεις και ηλιοσεισμολογία

Η ανίχνευση ταλαντώσεων στον ήλιο έγινε τη δεκαετία του 60, από ακριβείς μετρήσεις της ταχύτητας του φωτοσφαιρικού υλικού με βάση το φαινόμενο Doppler. Οι παρατηρήσεις έδειξαν (Σχήμα 4.6) ότι οι τιμές της ταχύτητας παρουσιάζουν ημιτονοειδείς διακυμάνσεις εύρους λίγων εκατοντάδων m/s, με περίοδο περίπου 5 λεπτά (300 s).

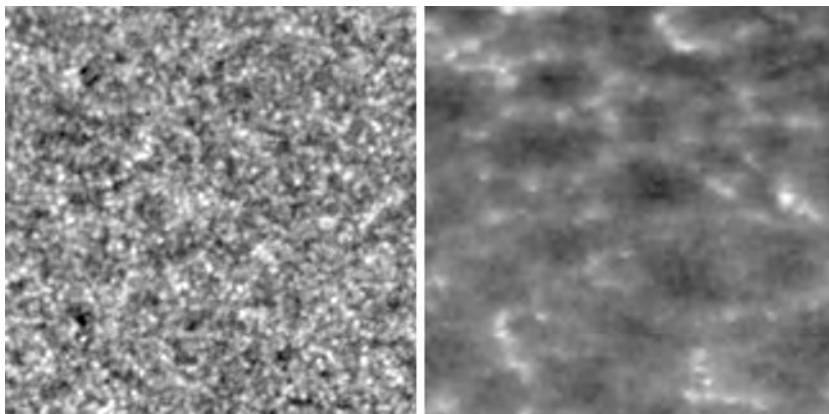
Αρχικά θεωρήθηκε ότι οι ταλαντώσεις είναι ένα τοπικό φαινόμενο, που αφορά το πολύ τα ανώτερα στρώματα του Ήλιου, όμως στη συνέχεια (τη δεκαετία του 70) έγινε αντιληπτό ότι πρόκειται για κύματα που διαδίδονται σε όλο τον Ήλιο, από τον πυρήνα του μέχρι την ατμόσφαιρά του. Η προέλευσή τους θα πρέπει να αναζητηθεί σε διαταραχές (μικρές διακυμάνσεις των φυσικών παραμέτρων) που προκαλούνται από την κίνηση των ρευμάτων μεταφοράς. Οι διαταραχές αυτές έχουν ένα ευρύ φάσμα μηκών κύματος και συχνοτήτων, όμως ο Ήλιος δρα ως αντηχείο και επιτρέπει τη διάδοση μόνον όσων έχουν το κατάλληλο μήκος κύματος, δημιουργώντας στάσιμα κύματα. Πρόκειται δηλαδή για *συνολικές ταλαντώσεις* (global oscillations), με χαρακτηριστικές συχνότητες και μήκη κύματος που προσδιορίζονται από τις φυσικές συνθήκες στο εσωτερικό του Ήλιου. Αυτή η διαπίστωση, μαζί με την αντίστοιχη θεωρητική ανάλυση, έδωσε



Σχήμα 4.6: Μεταβολή της ταχύτητας συναρτήσει του χρόνου για διάφορες θέσεις στον ήλιο.

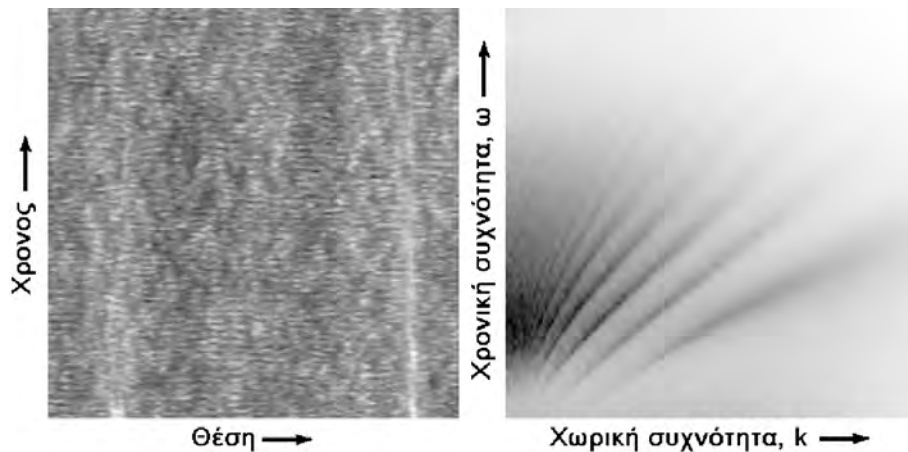
τη δυνατότητα να χρησιμοποιηθούν ως διαγνωστική μέθοδος για το εσωτερικό του Ήλιου.

Οι ταλαντώσεις της ταχύτητας συνοδεύονται από ταλαντώσεις της έντασης που είναι ιδιαίτερα έντονες σε κάποιες φασματικές περιοχές (Σχήμα 4.7), όπου εμφανίζονται ως μικρά λαμπρά σημεία με γρήγορη χρονική μεταβολή (ταινία 4.1). Αν από τις μετρήσεις της έντασης,  $I_\nu(x, y, t)$ , πάρει κανείς μια τομή σε κάποια σταθερή θέση,  $y$ , και παραστήσει την ένταση συναρτήσει της θέσης και του χρόνου,  $I_\nu(x, t)$ , παίρνει μια εικόνα σαν αυτή του Σχήματος 4.8 (αριστερά), όπου φαίνεται καθαρά ο κυματικός χαρακτήρας των μεταβολών. Η διδιάστατη φασματική ανάλυση τέτοιων εικόνων,  $I_\nu(x, t) \rightarrow I_\nu(k, \omega)$  (Σχήμα 4.8, δεξιά) μας δίνει τις συχνότητες και τους κυματαριθμούς που συγκροτούν τη μεταβολή της έντασης. Αντίστοιχη ανάλυση μπορεί να γίνει με την ταχύτητα αντί για την ένταση.



Σχήμα 4.7: Ηλιακές ταλαντώσεις, όπως φαίνονται σε εικόνα που έχει παρθεί στο υπεριώδες από το διαστημικό τηλεσκόπιο TRACE (Transition Region And Coronal Explorer). Δεξιά ο μέσος όρος της έντασης της ίδιας περιοχής στη διάρκεια παρατήρησης τεσσάρων ωρών, όπου εμφανίζονται μόνον οι σταθερές δομές. Το μέγεθος της περιοχής είναι 72 000 km (100").

Ο χαρακτήρας κάθε κύματος προσδιορίζεται από τη δύναμη που λειτουργεί ως δύναμη επαναφοράς. Στα αστέρια το ρόλο της δύναμης επαναφοράς μπορούν να παίξουν η πίεση και η βαρύτητα (με τη μορφή της άνωσης). Στην πρώτη περίπτωση έχουμε κοινά ακουστικά κύματα (pressure, ή p-modes) και στη δεύτερη κύματα βαρύτητας (gravity, ή g-modes). Βεβαίως είναι δυνατόν να έχουμε και τις δύο δυνάμεις να λειτουργούν ταυτόχρονα ως δυνάμεις επαναφοράς, καθώς και δυνάμεις μαγνητικής προέλευσης (περισσότερα θα συζητήσουμε στο κεφάλαιο 7).



**Σχήμα 4.8:** Αριστερά: Μεταβολές της έντασης συναρτήσει του χρόνου (κάθετος άξονας, διάρκεια 240 m) κατά μήκος μιας οριζόντιας τομής της προηγούμενης εικόνας (οριζόντιος άξονας, μήκος 72 000 km). Δεξιά: Διδιάστατη φασματική ανάλυση σε χωρικές (οριζόντιος άξονας) και χρονικές (κάθετος άξονας) συχνότητες ( $k, \omega$ ).

Στη γενική περίπτωση, για κάθε είδος κύματος υπάρχει μια χαρακτηριστική σχέση ανάμεσα στην κυκλική συχνότητα,  $\omega$  ( $= 2\pi\nu$ ), και τον κυματαριθμό,  $k$  ( $= 2\pi/\lambda$ ), η σχέση διασποράς (*dispersion relation*), που έχει τη γενική μορφή:

$$\omega = \omega(k) \quad (4.39)$$

Στην περίπτωση του Ήλιου και των αστεριών, λόγω της σφαιρικής συμμετρίας, για την περιγραφή των ιδιοταλαντώσεων (τρόπων ταλάντωσης, *modes*) χρησιμοποιούνται, αντί του κυματαριθμού  $k$ , τρεις ακέραιοι αριθμοί που αντιστοιχούν στην ακτινική τάξη  $n$ , που εκφράζει τον αριθμό των κυματικών δεσμών (*nodes*) από το κέντρο στην επιφάνεια, τον βαθμό,  $l$  που εκφράζει πόσα μήκη κύματος χωράν στην περιφέρεια ( $\sqrt{l(l+1)} \simeq 2\pi R/\lambda$ ) και την αζιμουθιακή τάξη  $m$  (Σχήμα 4.8, βλ. και σχήμα 4.11, δεξιά). Αν δεν υπάρχει κάποια επικρατούσα διεύθυνση (π.χ. άξονας περιστροφής) η αζιμουθιακή τάξη  $m$  είναι εκφυλισμένη και οι τρόποι ταλάντωσης εκφράζονται από τους αριθμούς  $n$  και  $l$ . Σημειώνουμε ότι οι δύο γωνιακοί αριθμοί  $l$  και  $m$  αντιστοιχούν σε σφαιρικές αρμονικές καθώς και ότι η ιδιοταλάντωση με  $n = 0$ ,  $l = 0$  και  $m = 0$  περιγράφει ακτινική ταλάντωση.

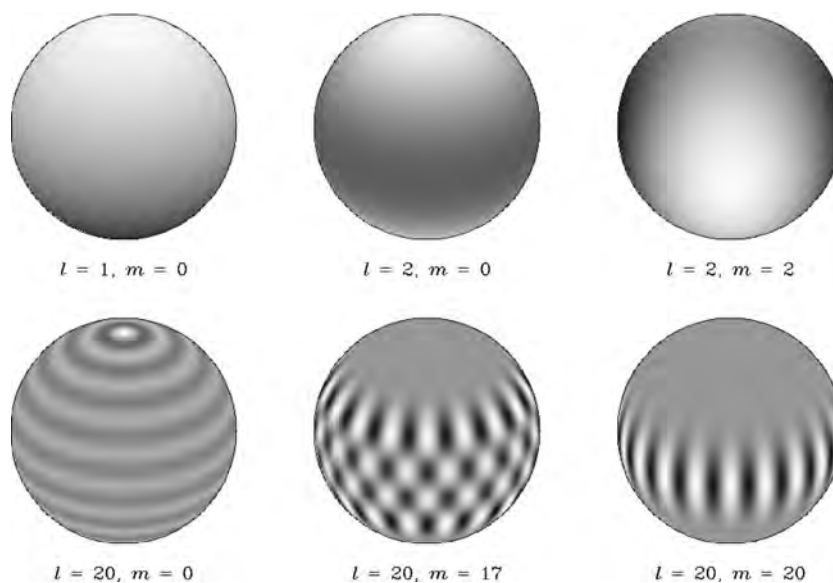
Ακριβείς σχέσεις διασποράς μπορούν να υπολογιστούν με βάση τα μοντέλα του εσωτερικού του ήλιου. Ένας τέτοιος υπολογισμός δίνεται στο σχήμα 4.10, σύμφωνα με τον Christensen-Dalsgaard, όπου παρουσιάζεται η εξάρτηση της συχνότητας από την τάξη  $l$  για διάφορες τιμές της ακτινικής τάξης  $n$ . Όπως φαίνεται από τα διαγράμματα, τα βαρυτικά κύματα έχουν σχετικά χαμηλές συχνότητες (κάτω από 500  $\mu\text{Hz}$ , που αντιστοιχούν σε περιόδους πάνω από 30 min) και τα ακουστικά σχετικά υψηλές.

Κύματα βαρύτητας δεν μπορούν να αναπτυχθούν στη ζώνη μεταφοράς, αφού εκεί οι τυχόν διαταραχές της πυκνότητας οδηγούν σε αστάθεια που εμφανίζεται ως ρεύματα μεταφοράς. Έτσι τα κύματα βαρύτητας περιορίζονται στο κεντρικό τμήμα του Ήλιου. Έξω από αυτό εξασθενούν εκθετικά, έτσι που στην επιφάνεια έχουν πολύ μικρή ένταση. Πέρα από την εξασθένιση, η μεγάλη τους περίοδος κάνει δύσκολη την ανίχνευσή τους και έτσι στερούμαστε, μέχρι στιγμής, ενός ισχυρού διαγνωστικού εργαλείου για το κέντρο του Ήλιου. Πάνω από τη ζώνη μεταφοράς μπορούν να υπάρξουν επιφανειακά βαρυτικά κύματα (*f-modes*, Σχήμα 4.10).

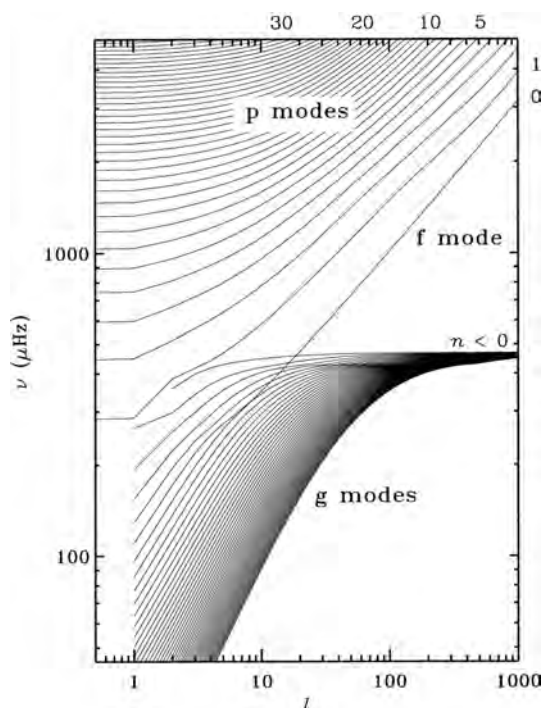
Τα ακουστικά κύματα διαδίδονται πρακτικά σε όλο το εσωτερικό του Ήλιου, αλλά υφίστανται διάθλαση καθώς η ταχύτητα του ήχου,  $v_s$ , που εξαρτάται από τη θερμοκρασία,

$$v_s = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}} = \sqrt{\frac{\gamma kT}{\mu m_H}} \quad (4.40)$$

αυξάνει από την επιφάνεια στο εσωτερικό, καθώς μεγαλώνει η θερμοκρασία. Έτσι τα ακουστικά κύματα



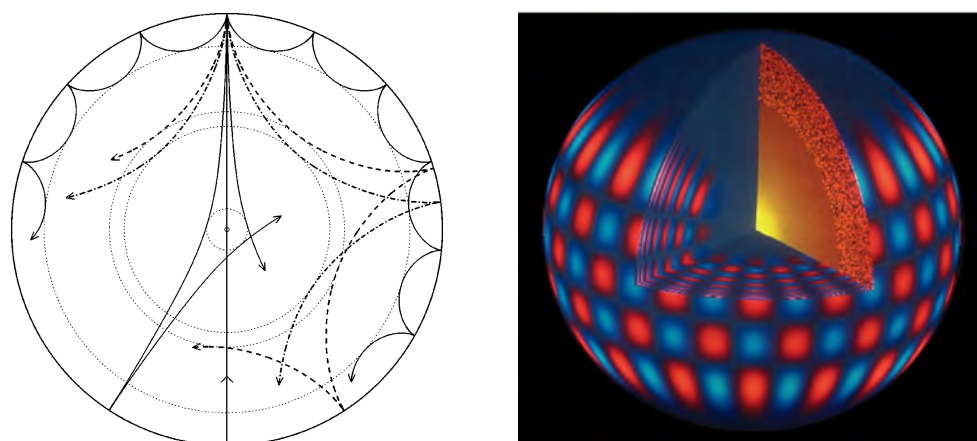
**Σχήμα 4.9:** Παραδείγματα σφαιρικών αρμονικών διαφόρων βαθμών  $l$  και τάξεων  $m$  (από Christensen-Dalsgaard, 2002).



**Σχήμα 4.10:** Σχέσεις διασποράς για ακουστικά ( $p$ -modes) και βαρυτικά ( $g$ -modes) κύματα. Οι τιμές της ακτινικής τάξης,  $n$ , σημειώνονται στο πάνω δεξιό μέρος του διαγράμματος (από Christensen-Dalsgaard, 2002).

διαθλώνται, όπως δείχνει το Σχήμα 4.11 (αριστερά), με αποτέλεσμα η διαδρομή τους να καμπυλώνει και, σε κάποια απόσταση από το κέντρο, να υφίστανται ολική ανάκλαση. Το βάθος της ανάκλασης εξαρτάται από την τάξη  $l$ : όσο μικρότερη τόσο πιο βαθιά φτάνει το κύμα, πράγμα που μας δίνει τη δυνατότητα να διερευνήσουμε διάφορες περιοχές του εσωτερικού επιλέγοντας την τιμή της αζιμουθιακής τάξης.

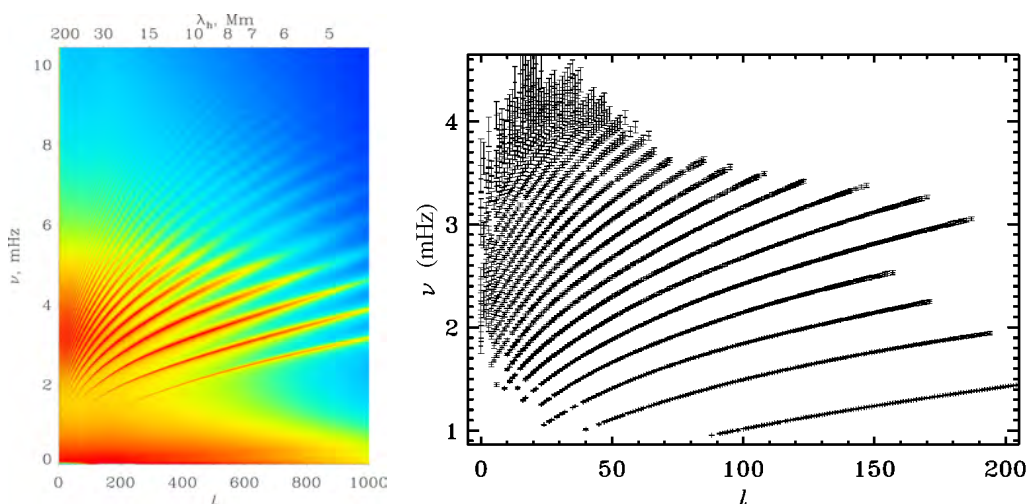
Οι σύγχρονες παρατηρήσεις δίνουν πολύ πιο λεπτομερειακά αποτελέσματα από τις παλαιότερες. Μπορούν να ταξινομηθούν σε δύο κατηγορίες: παρατηρήσεις με διδιάστατες εικόνες της ταχύτητας (ή της



**Σχήμα 4.11:** Η διαδρομή των κυμάτων με  $l = 75, 25, 20$  και  $2$  (από *J. Christensen-Dalsgaard, 2002*, αριστερά) και μια ακόμα παράσταση στάσιμου κύματος, όπου φαίνεται και μια τομή του εσωτερικού του Ήλιου (από το *NSO/GONG* δεξιά).

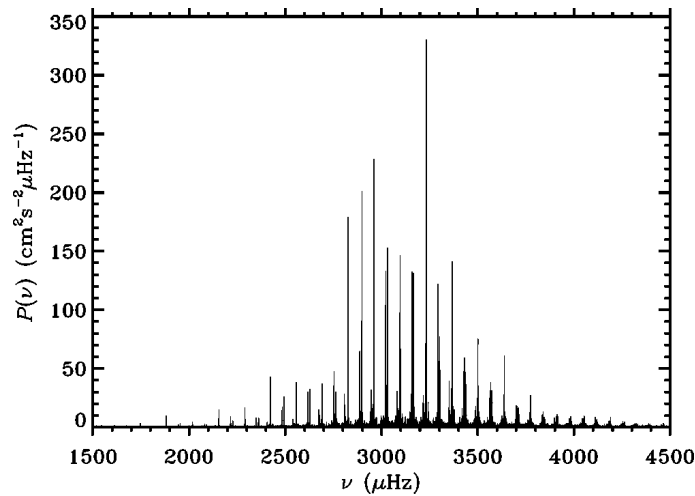
έντασης) συναρτήσε του χρόνου, όπως αυτές που δείξαμε στα σχήματα 4.7 και 4.8, και μονοδιάστατες παρατηρήσεις όλου του Ήλιου συναρτήσε του χρόνου. Στη δεύτερη περίπτωση, είναι φανερό, δεν επιζούν παρά μόνον οι χαμηλότερες τάξεις.

Σημειώνουμε ότι όσο μεγαλύτερη είναι η χρονική διάρκεια της παρατήρησης, τόσο καλύτερη η διακριτική ικανότητα στη συχνότητα. Για το λόγο αυτό οι παρατηρήσεις γίνονται με δίκτυο τηλεσκοπίων διάσπαρτων σε διάφορα γεωγραφικά μήκη, ή από την αρκτική και την ανταρκτική ή, ακόμα καλύτερα από το διάστημα, όπου αποφεύγεται όχι μόνον η αναγκαστική νυχτερινή διακοπή αλλά και τα σύννεφα και οι διαταραχές της γήινης ατμόσφαιρας.



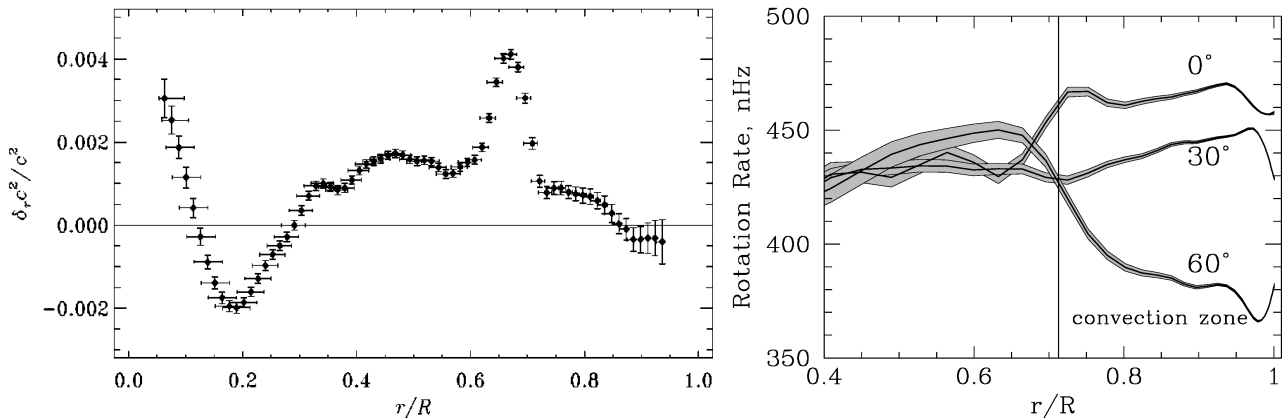
**Σχήμα 4.12:** Δύο φάσματα ηλιακών ταλαντώσεων, σε μορφή φωτογραφικής απεικόνισης (αριστερά) και διαγράμματος (από *Christensen-Dalsgaard, 2002*, δεξιά), με βάση παρατηρήσεις με το όργανο MDI (*Michelson Doppler Interferometer*) που βρίσκεται στο δορυφόρο SOHO (*Solar and Heliospheric Observatory*). Τα δύο φάσματα έχουν διαφορετικές κλίμακες.

Το τελικό αποτέλεσμα είναι ένα φάσμα που, στην περίπτωση των διδιάστατων παρατηρήσεων δίνει την φασματική ισχύ κάθε τρόπου ταλάντωσης συναρτήσε της τάξης  $l$  (υπενθυμίζουμε ότι αντιστοιχεί στον κυματαριθμό) και της συχνότητας, με διακριτούς κλάδους που αντιστοιχούν σε διαφορετικές τιμές της ακτινικής τάξης  $n$ , ενώ στην περίπτωση των μονοδιάστατων παρατηρήσεων το φάσμα δίνει τη φασματική



**Σχήμα 4.13:** Μονοδιάστατο φάσμα ηλιακών ταλαντώσεων, από παρατηρήσεις που πάρθηκαν από το δίκτυο τηλεσκοπίων GONG και καλύπτουν, χωρίς διακοπές, περίοδο περίπου 6 μηνών (από Christensen-Dalsgaard, 2002).

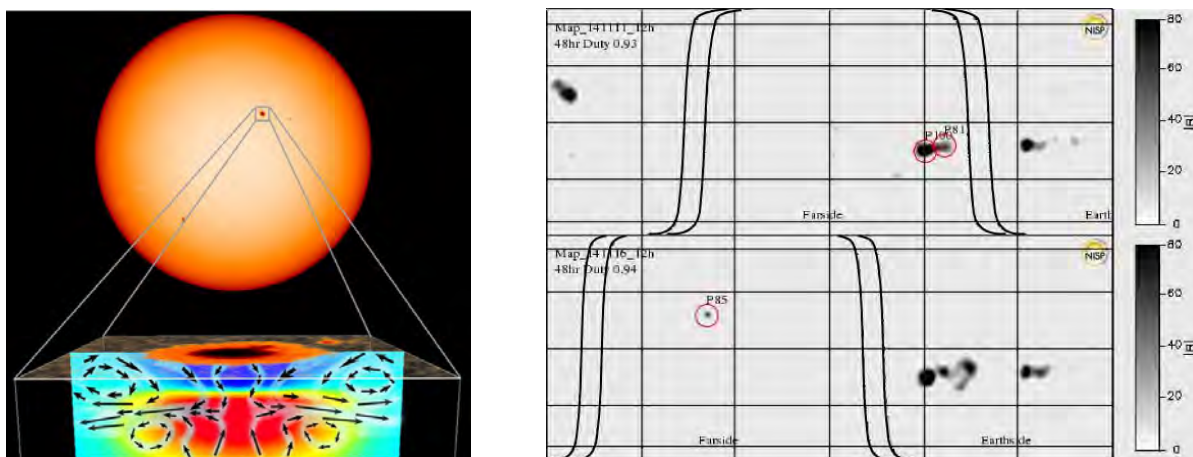
ισχύ συναρτήσει της συχνότητας. Ένα παράδειγμα από την πρώτη περίπτωση δίνεται στο Σχήμα 4.12 (βλ. και Σχήμα 4.8, δεξιά εικόνα και Σχήμα 4.10). Το συνεχές στο κάτω μέρος της αριστερής εικόνας οφείλεται σε μη περιοδικές χρονικές μεταβολές, ενώ το μέγιστο της έντασης βρίσκεται στη συχνότητα των 3.3 mHz, αντιστοιχεί δηλαδή στις κλασικές ταλαντώσεις των 5 λεπτών. Στο δεξιό διάγραμμα, για τον υπολογισμό του οποίου χρησιμοποιήθηκαν παρατηρήσεις 144 ημερών, ξεχωρίζουν ιδιοταλαντώσεις για κάθε τιμή του  $l$ .



**Σχήμα 4.14:** Αριστερά: Αποκλίσεις της ταχύτητας του ήχου από το τυπικό μοντέλο (από Basu et al., 1997). Δεξιά: Ο ρυθμός περιστροφής συναρτήσει του βάθους για διάφορα ηλιογραφικά πλάτη (από τη σελίδα του MDI).

Στο Σχήμα 4.13 παρουσιάζεται ένα μονοδιάστατο φάσμα ηλιακών ταλαντώσεων από παρατηρήσεις όλου του ηλιακού δίσκου στην περιοχή συχνοτήτων γύρω στα 3.3 mHz. Εδώ φαίνεται καθαρά ο πλούτος από γραμμές, κάθε μία από τις οποίες αντιστοιχεί σε ένα τρόπο ταλάντωσης. Στην πραγματικότητα το φάσμα των ταλαντώσεων περιέχει πάνω από ένα εκατομμύριο γραμμές, κάθε μια από τις οποίες μπορεί να μας δώσει πληροφορίες για το εσωτερικό του Ήλιου.

Η ανάλυση των πληροφοριών είναι αρκετά πολύπλοκη για να την περιγράψουμε εδώ. Το βασικό αποτέλεσμα είναι η πολύ καλή συμφωνία των μετρήσεων με τις θεωρητικές προβλέψεις, με μικρή απόκλιση. Στο αριστερό διάγραμμα του Σχήματος 4.13 βλέπουμε ότι η απόκλιση του τετραγώνου της ταχύτητας του ήχου από τη θεωρητική τιμή είναι ελάχιστη, της τάξης του 0.2%, είναι όμως στατιστικά σημαντική. Αυτό σημαίνει ότι έχουμε ακόμα να μάθουμε πράγματα για το εσωτερικό του Ήλιου, ιδιαίτερα για τη ζώνη μεταφοράς,



**Σχήμα 4.15:** Η ταχύτητα του ήχου και η κίνηση υλικού κάτω από μια ηλιακή κηλίδα (αριστερά, αποτελέσματα του οργάνου MDI στην αποστολή SOHO). Ανίχνευση κηλίδων στο πίσω ημισφαίριο του Ήλιου και η εμφάνισή της στο μπροστινό ημισφαίριο (δεξιά). Αποτελέσματα του δικτύου GONG.

στη βάση της οποίας οι αποκλίσεις είναι μεγαλύτερες.

Πέρα από τις πληροφορίες για τις φυσικές συνθήκες, οι ηλιοσεισμολογικές μέθοδοι μπορούν να μετρήσουν την ταχύτητα ροής του υλικού στο εσωτερικό, π.χ. την ταχύτητα περιστροφής. Αυτό είναι δυνατόν γιατί η κίνηση του υλικού προκαλεί διαχωρισμό Doppler: ένα κύμα που διαδίδεται στη διεύθυνση της κίνησης θα έχει λίγο διαφορετική συχνότητα από κάποιο που κινείται στην αντίθετη διεύθυνση. Έτσι η περιστροφή αίρει τον εκφυλισμό της αζιμουθιακής τάξης,  $m$ . Αποτελέσματα δίνονται στο δεξιό διάγραμμα του Σχήματος 4.14. Το πιο σημαντικό είναι ότι η διαφορική περιστροφή που παρατηρείται στη φωτόσφαιρα (κεφάλαιο 1), όπου οι περιοχές του ηλιακού ισημερινού περιστρέφονται πιο γρήγορα από αυτές σε μεγαλύτερα ηλιογραφικά πλάτη, μειώνεται στο εσωτερικό και πρακτικά εξαφανίζεται στη βάση της ζώνης μεταφοράς (εστιγμένη κάθετη γραμμή στο διάγραμμα).

Οι εφαρμογές της ηλιοσεισμολογίας δεν περιορίζονται στα παραπάνω. Έτσι, έχουν αναπτυχθεί μέθοδοι που μπορούν να εντοπίσουν δομές που βρίσκονται κάτω από τη φωτόσφαιρα, ή στο μη ορατό από τη Γη ημισφαίριο του Ήλιου. Τυπικά αποτελέσματα δίνονται στο Σχήμα 4.15, αριστερά για μια κηλίδα και δεξιά για το πίσω ημισφαίριο του ήλιου. Μια σειρά χαρτών όλου του ήλιου, όπου απεικονίζονται το μαγνητικό πεδίο για το ορατό από τη Γη ημισφαίριό του και ηλιοσεισμολογικά αποτελέσματα για το άρατο παρουσιάζονται στην [ταινία 4.2](#), από παρατηρήσεις του οργάνου HMI στη διαστημική αποστολή SDO.

## 4.8 Ασκήσεις

- Υπολογίστε τον ρυθμό ελάττωσης της μάζας του ήλιου, ως αποτέλεσμα της καύσης του υδρογόνου. Τι ποσοστό μάζας θα χάσει ο ήλιος όσο χρόνο βρίσκεται στην κύρια ακολουθία; Συγκρίνατε το αποτέλεσμα με την απώλεια μάζας λόγω του ηλιακού ανέμου.
- Γιατί τα αστέρια που καίνε Υδρογόνο με τον κύκλο του άνθρακα έχουν ζώνη ρευμάτων μεταφοράς κοντά στον πυρήνα τους;

## 4.9 Βιβλιογραφία

Τα αντίστοιχα κεφάλαια στα συγγράμματα:

- Zirin, H.:** 1998, *The Astrophysics of the Sun*, Cambridge University Press
- Stix, M.:** 2002, *The Sun: An Introduction*, Springer-Verlag, ISBN: 978-3-642-62477-3
- Landi Degl' Innocenti, E.:** 2008, *Fisica solare*, Springer-Verlag, ISBN: 978-88-470-0677-5
- Πρέκα-Παπαδήμα, Π., Δανέζης Μ., Θεοδοσίου Σ. & Καργιολάκη, Δ.:** 2009, *Στα μονοπάτια του ήλιου*, Δίαυλος, Αθήνα, ISBN: 978-960-532-243-5
- Koskinen, H. & Vainio, R.:** 2011, *Lectures on Solar Physics: From the core to the heliopause*
- Foukal, P. V** 2013, *Solar Astrophysics* (3rd Edition), Wiley-VCH, Berlin, ISBN: 978-3-527-41103-0
- Aerts, C., Christensen-Dalsgaard & J., Kurtz, D. W.:** 2010, *Asteroseismology*, Springer, ISBN: 978-1-4020-5178-4
- Αλυσσανδράκης, Κ. Ε., Νίντος, Α. και Πατσουράκος:** 2015, *Παρατηρησιακή Αστροφυσική*, Αθήνα, Ελληνικά Ακαδημαϊκά Ηλεκτρονικά Συγγράμματα και Βοηθήματα, εδάφιο 8.2.

Αναφορές που γίνονται στο κείμενο:

- Basu, S., Christensen-Dalsgaard, J., Chaplin, W. J., et al. 1997, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, 292, 243
- Christensen-Dalsgaard, J. 2002, *Reviews of Modern Physics*, 74, 1073
- Bahcall, J. N., & Ulrich, R. K. 1988, *Reviews of Modern Physics*, 60, 297
- Schou, J., Antia, H. M., Basu, S., et al. 1998, *Astrophys. J.*, 505, 390
- Stein, R. F., & Leibacher, J. 1974, *An. Rev. of Astron. and Astrophys.* , 12, 407



## Κεφάλαιο 5

# Αλληλεπίδραση του ηλιακού πλάσματος με το μαγνητικό πεδίο

### 5.1 Εισαγωγή

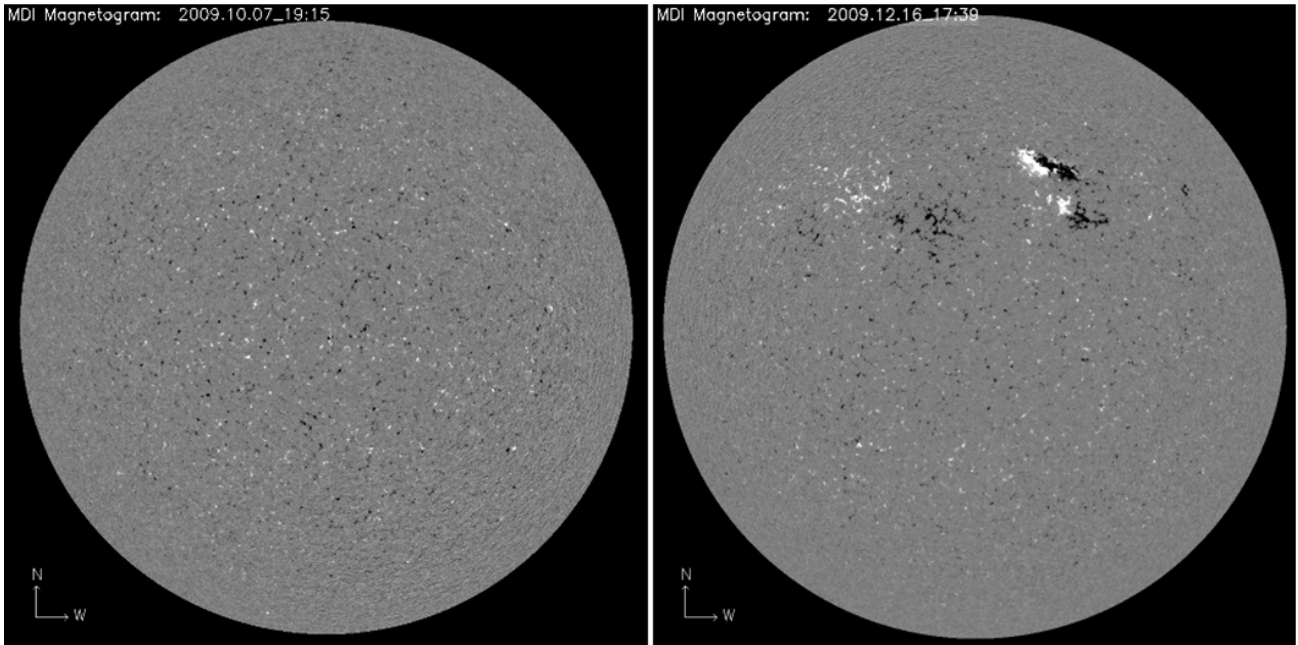
Η μονοδιάστατη προσέγγιση που ακολουθήσαμε μέχρι τώρα μας έδωσε μια γενική εικόνα για το τι συμβαίνει στον ήλιο και την ηλιόσφαιρα. Εν τούτοις, οποιαδήποτε φωτογραφία, σε οποιοδήποτε στρώμα της ηλιακής ατμόσφαιρας και αν κοιτάζει κανείς, διαπιστώνει την ύπαρξη πλούσιας οριζόντιας δομής η οποία, προφανώς, δεν μπορεί να περιγραφεί από ομοιογενή, μονοδιάστατα μοντέλα.

Για να περάσουμε στην τριδιάστατη περιγραφή των ηλιακών φαινομένων χρειάζεται να εισαγάγουμε μια πολύ βασική παράμετρο, το μαγνητικό πεδίο και, μαζί με αυτό, την αλληλεπίδρασή του με το ιονισμένο υλικό (πλάσμα). Η ύπαρξη μαγνητικού πεδίου στον ήλιο είναι γνωστή από το 1912, όταν ο Hale με το φαινόμενο Zeeman μέτρησε εντάσεις 2000 G σε ηλιακές κηλίδες. Στις μέρες μας μπορούμε να μετρήσουμε πολύ ασθενέστερα μαγνητικά πεδία, της τάξης λίγων G και να πάρουμε χάρτες του μαγνητικού πεδίου ή, ακριβέστερα, της διαμήκους συνιστώσας του (παράλληλα στη διεύθυνση παρατήρησης) σε όλο το ορατό ημισφαίριο του ήλιου (Σχήμα 5.1). Οι χάρτες αυτοί ονομάζονται *μαγνητογραφήματα* και σ' αυτά οι δύο πολικότητες παρουσιάζονται ως λαμπρές ή σκοτεινές περιοχές πάνω σε γκριζο υπόβαθρο.

Στην αριστερή εικόνα του σχήματος η κατανομή του ηλιακού μαγνητικού πεδίου είναι αρκετά πολύπλοκη, με διάσπαρτες, μικρού μεγέθους, μαγνητικές περιοχές. Στη δεξιά εικόνα η μορφολογία είναι διαφορετική: εμφανίζονται διπολικές μαγνητικές περιοχές, μεγέθους  $\sim 10^5$  km. Δύο από αυτές, ανατολικά και βόρεια του κέντρου του δίσκου, είναι αρκετά συμπαγείς και έχουν μεγάλη μαγνητική ροή. Τέτοιες περιοχές ονομάζονται *κέντρα δράσης* (active regions) και είναι ο τόπος που συμβαίνουν μια σειρά από πολύ ενδιαφέροντα φαινόμενα που θα εξετάσουμε στα επόμενα κεφάλαια. Οι περιοχές έξω από τα κέντρα δράσης συγκροτούν τον *ήρεμο ήλιο* (quiet sun). Να σημειώσουμε ότι διπολική συνιστώσα μεγάλης κλίμακας (ίσης με το μέγεθος του ήλιου) δεν εμφανίζεται παρά μόνον κοντά στο ελάχιστο της ηλιακής δραστηριότητας και έχει πολύ μικρή ένταση. Ίχνη της εμφανίζονται στην αριστερή εικόνα του Σχήματος 5.1, όπου κοντά στο βόρειο πόλο επικρατεί αρνητική πολικότητα.

Από την άλλη μεριά το υλικό στον ήλιο είναι ιονισμένο· ακόμα και στη φωτόσφαιρα, όπου ο βαθμός ιονισμού είναι μικρός, η επίδραση του ιονισμένου υλικού είναι καθοριστική. Έτσι το σύνολο σχεδόν των δυναμικών φαινομένων που συμβαίνουν στον Ήλιο έχει να κάνει με αλληλεπίδραση του πλάσματος με το μαγνητικό πεδίο.

Στο κεφάλαιο αυτό δεν φιλοδοξούμε να δώσουμε μια ολοκληρωμένη παρουσίαση των ιδιοτήτων του πλάσματος. Θα περιοριστούμε σε μία συνοπτική παρουσίαση, εστιάζοντας σε θέματα που έχουν ιδιαίτερο ενδιαφέρον για την κατανόηση των ηλιακών φαινομένων.



Σχήμα 5.1: Μαγνητογραφήματα του ηλιακού δίσκου στις 7 Οκτώβρη και 16 Δεκέμβρη 2009 (SOHO/MDI)

## 5.2 Βασικές έννοιες

Αυτό που κάνει το πλάσμα να ξεχωρίζει από οποιοδήποτε άλλο ρευστό είναι η παρουσία των ηλεκτρικών και μαγνητικών δυνάμεων. Εν τούτοις κάθε φορτισμένο σωματίο περιβάλλεται από σωματία αντιθέτου φορτίου, πράγμα που έχει ως αποτέλεσμα την μείωση της εμβέλειας των ηλεκτροστατικών δυνάμεων (φαινόμενο θωράκισης). Μπορεί να αποδείξει κανείς ότι το ηλεκτροστατικό δυναμικό ενός σημειακού δοκιμαστικού φορτίου,  $q$ , μέσα στο πλάσμα είναι:

$$\varphi(\mathbf{r}) = \frac{q}{r} e^{-r/\lambda_D} \quad (5.1)$$

μειώνεται, δηλαδή, κατά ένα παράγοντα  $e^{-r/\lambda_D}$  σε σχέση με το κενό. Η ποσότητα

$$\lambda_D = \sqrt{\frac{kT}{8\pi e^2 N_e}} \quad (5.2)$$

είναι το μήκος Debye, που δίνει την εμβέλεια των ηλεκτροστατικών δυνάμεων στο πλάσμα. Στην παραπάνω έκφραση  $T$  είναι η θερμοκρασία και  $N_e$  η πυκνότητα του πλάσματος.

Για να μπορέσουμε να περιγράψουμε ένα σύνολο από φορτισμένα σωματία ως πλάσμα είναι απαραίτητο κάθε σωματίο να υφίσταται την επίδραση όχι τόσο των γειτονικών σωματίων όσο τη συνολική επίδραση από όλα τα άλλα σωματία. Δηλαδή κάθε σωματίο πρέπει να είναι αποτελεσματικά θωρακισμένο. Αυτό οδηγεί σε δύο απαιτήσεις:

- Η χαρακτηριστική διάσταση του πλάσματος πρέπει να είναι πολύ μεγαλύτερη από το μήκος Debye και,
- Ο αριθμός των σωματίων που βρίσκεται μέσα σε μία σφαίρα με ακτίνα ίση με το μήκος Debye πρέπει να είναι πολύ μεγάλος.

Πέρα από το μήκος Debye θα υπενθυμίσουμε εδώ άλλα δύο χαρακτηριστικά μεγέθη που συναντήσαμε ήδη στο κεφάλαιο 2, τη συχνότητα πλάσματος και τη γυροσυχνότητα. Η συχνότητα πλάσματος είναι η

χαρακτηριστική συχνότητα των ηλεκτροστατικών ταλαντώσεων που προκαλούνται από διαχωρισμό θετικών και αρνητικών φορτίων. Η τιμή της είναι, όπως είδαμε στο εδάφιο 2.3.5:

$$\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi N_e e^2}{m_e}} \quad (5.3)$$

όπου  $m_e$  η μάζα του ηλεκτρονίου. Η γυροσυχνότητα είναι η κυκλική συχνότητα περιστροφής ενός φορτισμένου σωματίου γύρω από τις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου. Αν  $B$  είναι η ένταση του μαγνητικού πεδίου η γυροσυχνότητα δίνεται από την έκφραση (εδάφιο 2.3.4):

$$\omega_c = \frac{qB}{mc} \quad (5.4)$$

όπου  $q$  είναι το φορτίο και  $m$  η μάζα του σωματίου. Η προβολή της τροχιάς του σωματίου κάθετα στις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου είναι κύκλος με ακτίνα:

$$a_c = \frac{m v_{\perp}}{eB} \quad (5.5)$$

που ονομάζεται *ακτίνα Larmor* και όπου  $v_{\perp}$  είναι η συνιστώσα της ταχύτητας του σωματίου κάθετα στο μαγνητικό πεδίο. Παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο η κίνηση του σωματίου έχει σταθερή ταχύτητα έτσι που συνολικά, στην περίπτωση ομογενούς μαγνητικού πεδίου, το σωματίο ακολουθεί ελικοειδή τροχιά γύρω από τις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου (Σχήμα 2.14).

### 5.3 Κίνηση σωματίων σε μαγνητικό πεδίο

Αν και είναι πρακτικά αδύνατο να παρακολουθήσει κανείς την κίνηση καθενός από τα πολυάριθμα σωματίδια που αποτελούν το πλάσμα, η μελέτη της κίνησης ενός μεμονωμένου σωματίου κάτω από την επίδραση του μαγνητικού πεδίου δίνει σε πολλές περιπτώσεις απαντήσεις για τη συνολική συμπεριφορά του πλάσματος. Στη συνέχεια θα δούμε κάποια χαρακτηριστικά παραδείγματα.

#### 5.3.1 Κίνηση ολίσθησης

Είπαμε προηγούμενα ότι ένα σωματίο που κινείται σε ομογενές μαγνητικό πεδίο διαγράφει ελικοειδή τροχιά. Στην περίπτωση που το σωματίο δέχεται την επίδραση και άλλης δύναμης, κάθετης στο μαγνητικό πεδίο, η κίνησή του έχει δύο συνιστώσες: την κυκλική κίνηση γύρω από τις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου και μια ευθύγραμμη κίνηση με σταθερή ταχύτητα σε διεύθυνση κάθετη και στο μαγνητικό πεδίο και στην άλλη δύναμη. Η δεύτερη αυτή κίνηση ονομάζεται *ολίσθηση* και ο συνδυασμός της με την κυκλική κίνηση δίνει υποκυκλοειδείς, κυκλοειδείς ή επικυκλοειδείς τροχιές (Σχήμα 5.2).

Η ταχύτητα ολίσθησης είναι:

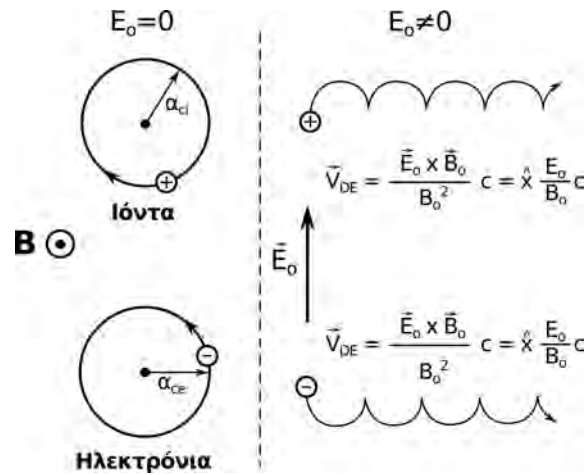
$$\mathbf{v}_D = \frac{1}{q} \frac{\mathbf{F} \times \mathbf{B}}{B^2} c \quad (5.6)$$

όπου  $\mathbf{F}$  η συνιστώσα της μη μαγνητικής δύναμης κάθετα στο μαγνητικό πεδίο. Όταν η κάθετη δύναμη προέρχεται από ηλεκτρικό πεδίο,

$$\mathbf{v}_{D,E} = \frac{\mathbf{E} \times \mathbf{B}}{B^2} c \quad (5.7)$$

ενώ όταν προέρχεται από τη βαρύτητα, η ταχύτητα ολίσθησης είναι:

$$\mathbf{v}_{D,g} = \frac{m}{q} \frac{\mathbf{g} \times \mathbf{B}}{B^2} c \quad (5.8)$$



**Σχήμα 5.2:** Κίνηση σωματίων σε ομογενές μαγνητικό πεδίο (αριστερά) και κάτω από τη συνδυασμένη επίδραση μαγνητικού και κάθετου ηλεκτρικού πεδίου (δεξιά).

όπου  $g$  η ένταση του πεδίου βαρύτητας.

Στην περίπτωση που οι δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου είναι καμπύλες, η φυγόκεντρος δύναμη προκαλεί ολίσθηση με ταχύτητα

$$\mathbf{v}_{D,c} = \frac{m v_{\parallel}^2}{q R_c} \frac{\hat{\mathbf{n}} \times \mathbf{B}}{B^2} c \quad (5.9)$$

όπου  $v_{\parallel}$  η ταχύτητα του σωματίου κατά μήκος των δυναμικών γραμμών,  $R_c$  η ακτίνα καμπυλότητάς τους και  $\hat{\mathbf{n}}$  το μοναδιαίο διάστημα κάθετο στις δυναμικές γραμμές.

Ολίσθηση έχουμε και σε κάποιες άλλες περιπτώσεις, ως αποτέλεσμα χωρικής ή χρονικής μεταβολής των πεδίων και όχι εξωτερικής δύναμης. Έτσι η μεταβολή του μαγνητικού πεδίου κάθετα στη διεύθυνση των δυναμικών γραμμών προκαλεί ολίσθηση με ταχύτητα:

$$\mathbf{v}_D = -\frac{1}{2} \frac{v_{\perp}^2}{\omega_c B} \frac{dB_z}{dy} \hat{\mathbf{x}} \quad (5.10)$$

όπου  $v_{\perp}$  η ταχύτητα της κυκλικής κίνησης του σωματίου και  $\frac{dB_z}{dy}$  η βαθμίδα του μαγνητικού πεδίου το οποίο έχει τη μορφή  $\mathbf{B} = B_z(y) \hat{\mathbf{z}}$

### 5.3.2 Η μαγνητική ροπή

Στη γενική περίπτωση όπου το μαγνητικό πεδίο είναι ανομοιογενές και ενδεχόμενα μεταβάλλεται με τον χρόνο η μελέτη της κίνησης ακόμα και ενός μεμονωμένου σωματίου γίνεται δύσκολη. Σε τέτοιες περιπτώσεις βοηθούν πολύ ορισμένες ποσότητες που είναι σχεδόν σταθερές της κίνησης, δηλαδή μεταβάλλονται πολύ λίγο αν η χωρική ή χρονική μεταβολή του πεδίου είναι αργή. Οι ποσότητες αυτές είναι γνωστές με το όνομα *αδιαβατικά αμετάβλητες ποσότητες*. Μία τέτοια ποσότητα είναι η *μαγνητική ροπή* του σωματίου:

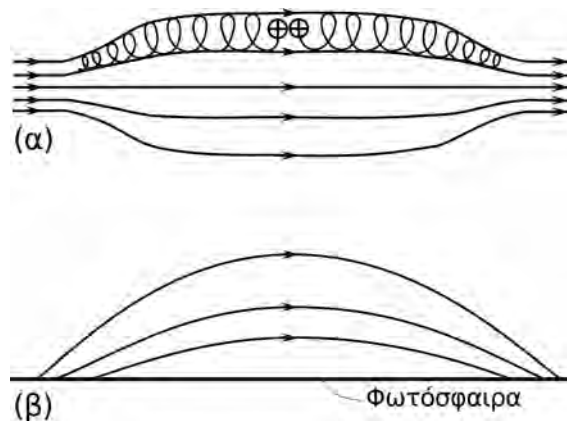
$$\mathbf{m} = -\frac{1}{2} \frac{m v_{\perp}^2}{B} \hat{\mathbf{b}} \quad (5.11)$$

όπου  $\hat{\mathbf{b}}$  το μοναδιαίο άνυσμα εφαπτόμενο στις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου.

Η αδιαβατική αμεταβλητότητα της μαγνητικής ροπής συνεπάγεται ότι η μαγνητική ροή που περνάει μέσα από την κυκλική τροχιά του σωματίου είναι σταθερή. Αυτό σημαίνει ότι, καθώς το σωματίο στριφογυρίζει γύρω από τις δυναμικές γραμμές του πεδίου, περιβάλλει πάντα τις ίδιες δυναμικές γραμμές (σε πρώτη προσέγγιση βέβαια και κάτω από την προϋπόθεση ότι δεν δρουν άλλες δυνάμεις που προκαλούν ολίσθηση).

### 5.3.3 Μαγνητικές παγίδες

Μία πολύ ενδιαφέρουσα για την ηλιακή φυσική γεωμετρία του μαγνητικού πεδίου είναι η *μαγνητική φιάλη*. Στην ιδανική περίπτωση η μαγνητική φιάλη είναι μία μορφολογία πεδίου με κυλινδρική συμμετρία και χωρική μεταβολή της ακτινικής συνιστώσας του πεδίου έτσι που η έντασή του έχει την ελάχιστη τιμή της στο μέσο της φιάλης (Σχήμα 5.3-α). Στον Ήλιο η βασική μορφολογία μαγνητικού πεδίου είναι μια παραλλαγή της μαγνητικής φιάλης, ο *μαγνητικός βρόχος* (Σχήμα 5.3-β). Κάθε διπολική μαγνητική περιοχή, από αυτές που μόλις διακρίνονται από τα όργανά μας, μέχρι τα μεγάλα κέντρα δράσης και το γενικό μαγνητικό πεδίο του ήλιου, αυτή τη μορφολογία έχουν.



Σχήμα 5.3: Μαγνητική φιάλη (α) και μαγνητικός βρόχος (β).

Η κίνηση ενός σωματίου μέσα στη μαγνητική φιάλη μπορεί να μελετηθεί με βάση τη σταθερότητα της μαγνητικής ροπής και της κινητικής ενέργειας. Ας παρακολουθήσουμε ένα σωματίο που βρίσκεται κοντά στο μέσο της φιάλης. Η κίνησή του έχει δύο συνιστώσες, μία κυκλική κίνηση κάθετα στις δυναμικές γραμμές και μια γραμμική κίνηση παράλληλα στις δυναμικές γραμμές. Η παράλληλη κίνηση το φέρνει σε περιοχές με μεγαλύτερη ένταση μαγνητικού πεδίου όπου η αμεταβλητότητα της μαγνητικής ροπής έχει ως συνέπεια την αύξηση της κάθετης προς το μαγνητικό πεδίο συνιστώσας της ταχύτητας. Η αύξηση της κάθετης συνιστώσας γίνεται σε βάρος της παράλληλης συνιστώσας της ταχύτητας, αφού η διατήρηση της κινητικής ενέργειας απαιτεί σταθερότητα του μέτρου της ταχύτητας. Τελικό αποτέλεσμα: καθώς το σωματίο κινείται προς περιοχές έντονου μαγνητικού πεδίου η παράλληλη συνιστώσα της ταχύτητας του ελαττώνεται συνεχώς και, αν το μαγνητικό πεδίο στις άκρες της φιάλης είναι αρκετά ισχυρό, σε κάποιο σημείο μηδενίζεται. Στο σημείο αυτό το σωματίο ανακλάται προς το κέντρο της φιάλης.

Είναι φανερό ότι μια τέτοια γεωμετρία μαγνητικού πεδίου μπορεί να συγκρατήσει σωματία, δρα δηλαδή ως *μαγνητική παγίδα*. Επειδή στη φύση η ένταση του μαγνητικού πεδίου στα άκρα της φιάλης δεν μπορεί να αυξάνεται απεριόριστα, η παγίδα δεν είναι τέλεια. Κάποια σωματία που κινούνται σχεδόν παράλληλα προς τις δυναμικές γραμμές του πεδίου θα ξεφύγουν. Μπορεί κανείς να υπολογίσει ότι, αν η ταχύτητα του σωματίου στο μέσο της μαγνητικής φιάλης σχηματίζει γωνία  $\theta_0$  με το μαγνητικό πεδίο, το σωματίο θα ανακλαστεί στη θέση όπου η ένταση του μαγνητικού πεδίου είναι:

$$B = \frac{B_{\min}}{\sin^2 \theta_0} \quad (5.12)$$

όπου  $B_{\min}$  είναι η ελάχιστη ένταση του πεδίου, στο μέσο της φιάλης. Αν η μέγιστη ένταση του πεδίου στο άκρο της φιάλης είναι  $B_{\max}$ , τότε η φιάλη παγιδεύει σωματία που η ταχύτητά τους σχηματίζει με τον άξονα της φιάλης γωνία μεγαλύτερη από:

$$\theta_{\max} = \sin^{-1} \sqrt{\frac{B_{\min}}{B_{\max}}} \quad (5.13)$$

Έτσι οι ταχύτητες των σωματιών που διαφεύγουν από τη φιάλη βρίσκονται, στο χώρο των ταχυτήτων, μέσα σε ένα κώνο γωνίας  $\theta_{\max}$ , που είναι γνωστός με το όνομα κώνος απώλειας (*loss cone*).

## 5.4 Μαγνητοϋδροδυναμική περιγραφή του πλάσματος

Η δράση των ηλεκτρομαγνητικών δυνάμεων στο πλάσμα κάνει την περιγραφή του πολύ πιο δύσκολη από την περιγραφή, π.χ., ενός αερίου. Η επιλογή των καταλλήλων προσεγγίσεων που θα επιτρέψουν την ερμηνεία κάποιου φαινομένου που μας ενδιαφέρει χωρίς να καταλήγουν σε μαθηματικές εκφράσεις που είναι υπερβολικά πολύπλοκες, απαιτεί καλή κατανόηση και των γενικών χαρακτηριστικών του φαινομένου και της συμπεριφοράς του πλάσματος.

Μια προσέγγιση που είναι ικανοποιητική για την κατανόηση της δομής της ηλιακής ατμόσφαιρας και ακόμα για την ερμηνεία ορισμένων δυναμικών φαινομένων είναι η *μαγνητοϋδροδυναμική (ΜΥΔ) προσέγγιση* (magnetohydrodynamics, MHD). Το πλάσμα περιγράφεται ως ρευστό, δηλαδή με *μακροσκοπικές ποσότητες* όπως η πυκνότητα ( $\rho$ ), η ταχύτητα ροής ( $V$ ), η πίεση ( $P$ ), η πυκνότητα ενέργειας. Επί πλέον υποθέτουμε ότι το πλάσμα είναι στο σύνολό του ηλεκτρικά ουδέτερο, ότι οι ταχύτητες είναι πολύ μικρές σε σχέση με την ταχύτητα του φωτός και ότι οι χρονικές μεταβολές είναι αργές. Οι υποθέσεις αυτές καταλήγουν στις παρακάτω εξισώσεις:

**α. Εξίσωση συνέχειας** (διατήρηση της μάζας)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = 0 \quad (5.14)$$

**β. Εξίσωση της ορμής** (εξίσωση της κίνησης)

$$\rho \left( \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} + \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V} \right) = \rho \mathbf{g} - \nabla P + \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{c} \quad (5.15)$$

όπου  $\mathbf{g}$  η ένταση της βαρύτητας,  $\mathbf{J}$  η πυκνότητα ρεύματος και  $\mathbf{B}$  το μαγνητικό πεδίο. Ο επί πλέον όρος, σε σχέση με τα κλασσικά ρευστά,  $\frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{c}$ , περιγράφει την δύναμη που ασκεί το μαγνητικό πεδίο στο πλάσμα (*δύναμη Lorentz*).

**γ. Εξίσωση του Ohm**

$$\mathbf{E} + \frac{\mathbf{V} \times \mathbf{B}}{c} = \eta \mathbf{J} \quad (5.16)$$

όπου  $\eta$  είναι η ειδική αντίσταση του πλάσματος. Το καινούργιο εδώ είναι ο όρος  $\frac{\mathbf{V} \times \mathbf{B}}{c}$ , που σχετίζεται με το φαινόμενο της ολίσθησης κάτω από την επίδραση ηλεκτρικού και κάθετου μαγνητικού πεδίου. Επειδή σε πολλές περιπτώσεις η ειδική αντίσταση του πλάσματος είναι πολύ μικρή, ο νόμος του Ohm γράφεται και ως

$$\mathbf{E} + \frac{\mathbf{V} \times \mathbf{B}}{c} = 0 \quad (5.17)$$

που αποτελεί την προσέγγιση της *ιδανικής μαγνητοϋδροδυναμικής*.

**δ. Καταστατική εξίσωση**

Η καταστατική εξίσωση συνδέει την πίεση και την πυκνότητα. Ανάλογα με την περίπτωση μπορούμε να θεωρήσουμε,

- Ισόθερμη καταστατική εξίσωση:

$$P = \alpha \rho \quad (5.18)$$

δηλαδή ότι η πίεση είναι ανάλογη της πυκνότητας

- Αδιαβατική:

$$P = \alpha \rho^\gamma \quad (5.19)$$

- ή μπορούμε ακόμα και να αγνοήσουμε την πίεση, να θέσουμε δηλαδή:

$$P = 0 \quad (5.20)$$

όταν η ένταση του μαγνητικού πεδίου είναι τόσο μεγάλη που ο όρος της πίεσης στην εξίσωση της ορμής είναι πολύ μικρότερος από τη δύναμη Lorentz.

**ε. Νόμος του Ampère** (χωρίς το ρεύμα μετατόπισης, εφόσον εξετάζουμε φαινόμενα με χαρακτηριστικές ταχύτητες πολύ μικρότερες από την ταχύτητα του φωτός)

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J} \quad (5.21)$$

**στ. Νόμος του Faraday**

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (5.22)$$

## 5.5 Η δύναμη Lorentz

Για την κατανόηση της δυναμικής του συστήματος πλάσμα-μαγνητικό πεδίο είναι απαραίτητο να σταθούμε λίγο περισσότερο στη δύναμη Lorentz που εμφανίζεται στην εξίσωση της ορμής. Κατ' αρχήν είναι φανερό ότι η δύναμη Lorentz είναι κάθετη και προς το μαγνητικό πεδίο και προς το ρεύμα. Χρησιμοποιώντας την εξίσωση του Ampère (5.21) για να απαλείψουμε το ρεύμα, παίρνουμε :

$$\frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{c} = \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}$$

Ο όρος  $(\nabla \times \mathbf{B}) \times \mathbf{B}$  μπορεί να εκφραστεί με βάση την ανυσματική ταυτότητα :

$$\nabla B^2 = \nabla(\mathbf{B} \cdot \mathbf{B}) = 2\mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B}) + 2\mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{B}$$

οπότε

$$\frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{c} = -\nabla \frac{B^2}{8\pi} + \frac{\mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{B}}{4\pi} \quad (5.23)$$

Ο πρώτος όρος του δεύτερου μέλους της (5.23) έχει ακριβώς την ίδια μορφή με τον όρο της πίεσης του ρευστού στην εξίσωση της ορμής. Για τον λόγο αυτό ονομάζεται *μαγνητική πίεση*:

$$P_m = \frac{B^2}{8\pi} \quad (5.24)$$

Σημειώνουμε ότι ο λόγος της μαγνητικής πίεσης προς την πίεση το αερίου,  $P_g$ ,

$$\beta = \frac{P_g}{P_m}$$

είναι μια πολύ χρήσιμη παράμετρος που μας δίνει μια εκτίμηση για το αν στη συμπεριφορά του πλάσματος υπερισχύουν οι μαγνητικές ιδιότητες ( $\beta \ll 0$ , low-beta plasma) ή οι ιδιότητες του ρευστού ( $\beta \gg 0$ , high-beta plasma). Δεδομένου ότι η μαγνητική πίεση αντιπροσωπεύει επίσης και την πυκνότητα ενέργειας του

μαγνητικού πεδίου, ενώ η πίεση του αερίου αντιστοιχεί στην πυκνότητα εσωτερικής ενέργειας, η παράμετρος  $\beta$  εκφράζει και το λόγο των δύο αυτών ποσοτήτων.

Ο δεύτερος όρος είναι η προβολή της μεταβολής του μαγνητικού πεδίου στη διεύθυνση παράλληλα προς τις δυναμικές γραμμές και ονομάζεται *μαγνητική τάση*. Είναι φανερό ότι όταν οι μαγνητικές γραμμές είναι ευθείες η μαγνητική τάση μηδενίζεται. Μπορούμε να εκφράσουμε τη μαγνητική τάση συναρτήσει της ακτίνας καμπυλότητας των δυναμικών γραμμών,  $R_c$ , που δίνεται από τη σχέση:

$$\frac{\hat{n}}{R_c} = \hat{b} \cdot \nabla \hat{b} \quad (5.25)$$

όπου  $\hat{b}$  είναι το μοναδιαίο άνυσμα παράλληλα προς τις δυναμικές γραμμές και  $\hat{n}$  το μοναδιαίο άνυσμα στη διεύθυνση της καμπυλότητας, που είναι κάθετο στις δυναμικές γραμμές. Γράφοντας

$$\mathbf{B} = B\hat{b}$$

παίρνουμε

$$\mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{B} = B\hat{b} \cdot \nabla B\hat{b} = B\hat{b} \cdot (B\nabla\hat{b} + (\nabla B)\hat{b}) = B^2\hat{b} \cdot \nabla\hat{b} + \hat{b} \cdot \left( \nabla \frac{B^2}{2} \right) \hat{b} = B^2 \frac{\hat{n}}{R_c} + \nabla_{\parallel} \frac{B^2}{2}$$

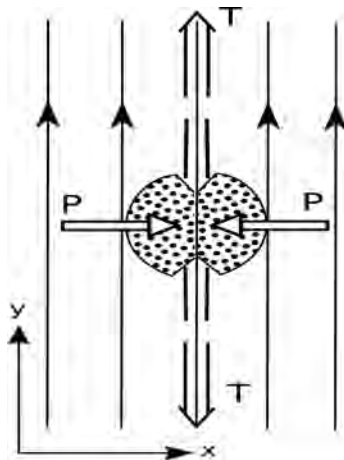
Έτσι τελικά:

$$\frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{c} = -\nabla_{\perp} \frac{B^2}{8\pi} + \frac{B^2}{4\pi} \frac{\hat{n}}{R_c} \quad (5.26)$$

δηλαδή η συνιστώσα της μαγνητικής τάσης παράλληλα προς το πεδίο εξουδετερώνεται από την αντίστοιχη συνιστώσα της βαθμίδας της μαγνητικής πίεσης. Στις παραπάνω εξισώσεις τα σύμβολα  $\nabla_{\perp}$ ,  $\nabla_{\parallel}$  δηλώνουν τις συνιστώσες της βαθμίδας κάθετα και παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο αντίστοιχα.

## 5.6 Παραδείγματα δύναμης Lorentz

Θα δώσουμε παρακάτω μερικά παραδείγματα υπολογισμού της δύναμης Lorentz για συνηθισμένες μορφολογίες μαγνητικού πεδίου. Σε κάθε παράδειγμα θα υπολογίσουμε επίσης την μαγνητική πίεση και τη μαγνητική τάση.



Σχήμα 5.4: Παράδειγμα ομοιογενούς μαγνητικού πεδίου.

### α. Ομογενές μαγνητικό πεδίο



Το ομοιογενές μαγνητικό πεδίο έχει παντού την ίδια ένταση και την ίδια διεύθυνση:

$$\mathbf{B} = B_0 \hat{\mathbf{y}} \quad (5.27)$$

Προφανώς οι δυναμικές γραμμές είναι παράλληλες ευθείες με σταθερή πυκνότητα (Σχήμα 5.4). Είναι επίσης φανερό ότι το ρεύμα είναι μηδέν, άρα και η δύναμη Lorentz είναι μηδέν. Η μαγνητική πίεση είναι σταθερή:

$$P_m = B_0^2/8\pi \quad (5.28)$$

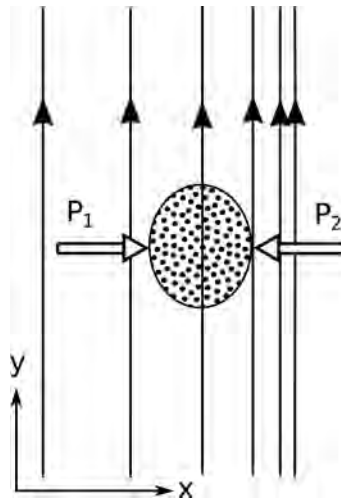
άρα η βαθμίδα της είναι μηδέν και δεν εξασκεί δύναμη στο πλάσμα. Τέλος η καμπυλότητα των δυναμικών γραμμών του πεδίου είναι μηδενική, συνεπώς και η μαγνητική τάση είναι μηδενική.

### β. Μαγνητικό πεδίο με κάθετη μεταβολή

Ας θεωρήσουμε ότι το πεδίο έχει τη μορφή:

$$\mathbf{B} = B_0 e^x \hat{\mathbf{y}} \quad (5.29)$$

Οι δυναμικές του γραμμές (Σχήμα 5.5) είναι παράλληλες ευθείες με πυκνότητα που αυξάνει στη διεύθυνση  $x$ .



Σχήμα 5.5: Παράδειγμα μαγνητικού πεδίου με μεταβολή κάθετη στη διεύθυνσή του.

Από την εξίσωση του Ampère μπορούμε να υπολογίσουμε το ρεύμα:

$$\frac{\mathbf{J}}{c} = \frac{1}{4\pi} \frac{\partial B_y}{\partial x} \hat{\mathbf{z}} = \frac{B_0 e^x}{4\pi} \hat{\mathbf{z}}$$

και από αυτό τη δύναμη Lorentz:

$$\frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{c} = \frac{B_0^2}{4\pi} e^{2x} \hat{\mathbf{z}} \times \hat{\mathbf{y}} = -\frac{B_0^2 e^{2x}}{4\pi} \hat{\mathbf{x}}$$

Η μαγνητική πίεση και η βαθμίδα της είναι:

$$P_m = \frac{B_0^2 e^{2x}}{8\pi} \quad (5.30)$$

$$-\nabla P_m = -\frac{B_0^2 e^{2x}}{4\pi} \hat{\mathbf{x}} \quad (5.31)$$

δηλαδή η δύναμη Lorentz προέρχεται από τη μαγνητική πίεση, πράγμα που περιμέναμε αφού η καμπυλότητα των δυναμικών γραμμών και η μαγνητική τάση είναι μηδέν. Σε ένα τέτοιο μαγνητικό πεδίο το πλάσμα μπορεί να είναι σε ισορροπία αν η πίεση του αερίου αντισταθμίζει την μαγνητική πίεση, δηλαδή αν σε περιοχές έντονου μαγνητικού πεδίου η πίεση είναι μικρή και αντίστροφα, έτσι ώστε:

$$P_g + P_m = \text{const} \quad (5.32)$$

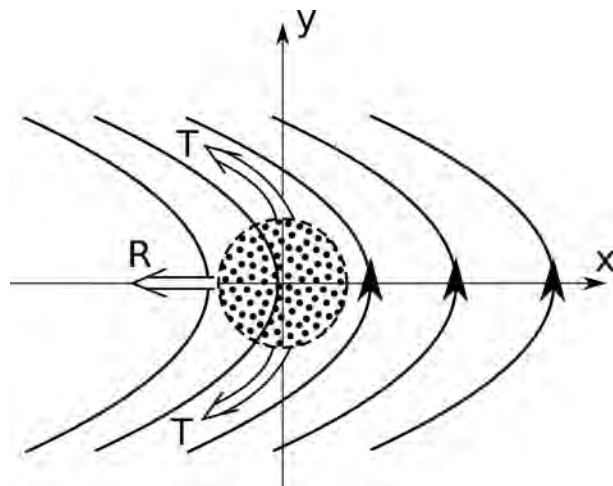
### γ. Πεδίο με καμπύλες δυναμικές γραμμές

Ας εξετάσουμε μαγνητικό πεδίο της μορφής:

$$\mathbf{B} = -y\hat{x} + \hat{y} \quad (5.33)$$

Ο υπολογισμός των δυναμικών του γραμμών δείχνει ότι είναι μια οικογένεια παραβολών (Σχήμα 5.6) :

$$\frac{dy}{dx} = \frac{B_y}{B_x} = -\frac{1}{y} \implies x = -\frac{1}{2}y^2 + C$$



Σχήμα 5.6: Πεδίο με καμπύλες δυναμικές γραμμές.

Υπολογίζοντας το ρεύμα και τη δύναμη Lorentz παίρνουμε:

$$\frac{\mathbf{J}}{c} = \frac{1}{4\pi} \left( \frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right) \hat{z} = \frac{\hat{z}}{4\pi}$$

$$\frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{c} = \frac{1}{4\pi} (-y\hat{z} \times \hat{x} + \hat{z} \times \hat{y}) = -\frac{1}{4\pi} (\hat{x} + y\hat{y})$$

Η μαγνητική πίεση και η βαθμίδα της είναι:

$$P_m = \frac{y^2 + 1}{8\pi} \quad (5.34)$$

$$-\nabla P_m = -\frac{y}{4\pi} \hat{y} \quad (5.35)$$

και η μαγνητική τάση:

$$\frac{\mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{B}}{4\pi} = \frac{1}{4\pi} \left( B_y \frac{\partial B_x}{\partial y} \hat{x} + B_x \frac{\partial B_y}{\partial x} \hat{y} \right) = -\frac{\hat{x}}{4\pi} \quad (5.36)$$

Στο παράδειγμα αυτό τόσο η μαγνητική τάση όσο και η μαγνητική πίεση συνεισφέρουν στη δύναμη Lorentz. Σημειώνουμε ότι η μαγνητική τάση είναι παντού η ίδια, ενώ η βαθμίδα της μαγνητικής πίεσης μηδενίζεται πάνω στον άξονα  $x$ .

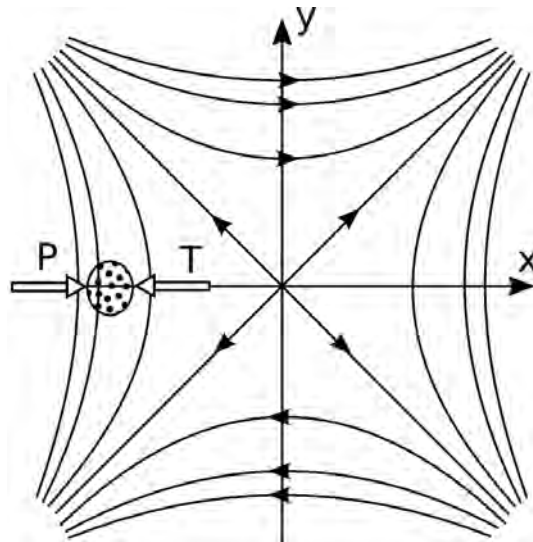
#### δ. Ουδέτερο σημείο τύπου X (συμμετρικό)

Η γεωμετρία του ουδέτερου σημείου τύπου X δίνεται στο Σχήμα 5.7. Η ονομασία προέρχεται από τη μορφή των δυναμικών γραμμών στην αρχή των αξόνων, όπου το μαγνητικό πεδίο μηδενίζεται. Στον Ήλιο μία τέτοια γεωμετρία μπορεί να εμφανιστεί τοπικά ως αποτέλεσμα της προσέγγισης δύο διπολικών μαγνητικών περιοχών. Η μορφή του πεδίου είναι:

$$\mathbf{B} = y\hat{x} + x\hat{y} \quad (5.37)$$

Οι δυναμικές γραμμές για την παραπάνω μορφή είναι δύο όμοιες οικογένειες υπερβολών:

$$\frac{dy}{dx} = \frac{x}{y} \implies y^2 - x^2 = C$$



Σχήμα 5.7: Συμμετρικό ουδέτερο σημείο τύπου X.

Υπολογίζοντας, όπως και προηγούμενα, το ρεύμα και τη δύναμη Lorentz παίρνουμε:

$$\frac{\mathbf{J}}{c} = \frac{1}{4\pi} \left( \frac{\partial B_y}{\partial x} - \frac{\partial B_x}{\partial y} \right) \hat{z} = 0$$

$$\frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{c} = 0$$

Η μαγνητική πίεση και η βαθμίδα της είναι:

$$P_m = \frac{x^2 + y^2}{8\pi} \quad (5.38)$$

$$-\nabla P_m = -\frac{x\hat{x} + y\hat{y}}{4\pi} \quad (5.39)$$

και η μαγνητική τάση:

$$\frac{\mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{B}}{4\pi} = \frac{x\hat{x} + y\hat{y}}{4\pi} \quad (5.40)$$

έτσι που

$$-\nabla P_m + \frac{\mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{B}}{4\pi} = 0$$

Παρατηρούμε ότι εδώ η μαγνητική τάση εξουδετερώνει τη βαθμίδα της μαγνητικής πίεσης έτσι που η δύναμη Lorentz είναι παντού μηδενική.

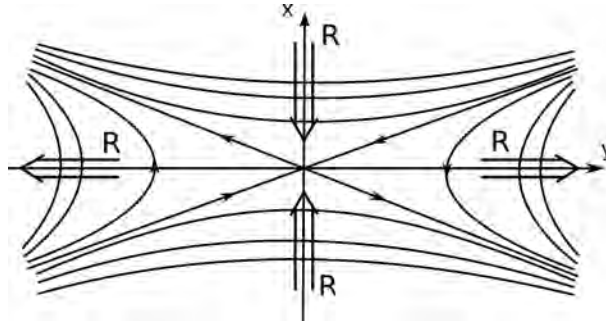
### ε. Ουδέτερο σημείο τύπου X (μη συμμετρικό)

Αν τροποποιήσουμε λίγο την προηγούμενη γεωμετρία και εξετάσουμε πεδίο της μορφής:

$$\mathbf{B} = y\hat{x} + a^2x\hat{y} \quad (5.41)$$

με  $a^2 > 1$ , οι δύο οικογένειες των υπερβολών δεν είναι πια όμοιες (Σχήμα 5.8) και οι δυναμικές γραμμές έχουν τη μορφή:

$$y^2 - a^2x^2 = C$$



Σχήμα 5.8: Μη συμμετρικό ουδέτερο σημείο τύπου X.

Υπολογίζουμε και πάλι το ρεύμα και τη δύναμη Lorentz:

$$\frac{\mathbf{J}}{c} = \frac{a^2 - 1}{4\pi} \hat{z}$$

$$\frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{c} = \frac{a^2 - 1}{4\pi} (-a^2x\hat{x} + y\hat{y})$$

Η μαγνητική πίεση και η βαθμίδα της είναι τώρα:

$$P_m = \frac{a^4x^2 + y^2}{8\pi} \quad (5.42)$$

$$-\nabla P_m = -\frac{a^4x\hat{x} + y\hat{y}}{4\pi} \quad (5.43)$$

και η μαγνητική τάση:

$$\frac{\mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{B}}{4\pi} = \frac{a^2(x\hat{x} + y\hat{y})}{4\pi} \quad (5.44)$$

έτσι που τώρα η μαγνητική πίεση δεν εξουδετερώνει τη μαγνητική τάση. Πάνω στον άξονα  $x$  η δύναμη Lorentz κατευθύνεται προς τα μέσα:

$$y = 0 \implies \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{c} = -\frac{a^2(a^2 - 1)}{4\pi} x\hat{x}$$

ενώ πάνω στον άξονα  $y$  η δύναμη κατευθύνεται προς τα έξω:

$$x = 0 \implies \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{c} = \frac{a^2 - 1}{4\pi} y\hat{y}$$

Αν η δύναμη Lorentz δεν εξουδετερωθεί από την βαθμίδα της πίεσης του αερίου σε συνδυασμό με τη βαρύτητα, η γεωμετρία αυτή μπορεί να επιταχύνει το πλάσμα. Στην διεύθυνση  $x$  η επιτάχυνση θα είναι προς το κέντρο, ενώ στη διεύθυνση  $y$  η επιτάχυνση θα είναι προς τα έξω. Σε κάθε περίπτωση, η γεωμετρία αυτή μπορεί να εξελιχθεί σε γεωμετρία “φύλλου ρεύματος” (βλ. εδάφιο 6.2.3 παρακάτω).

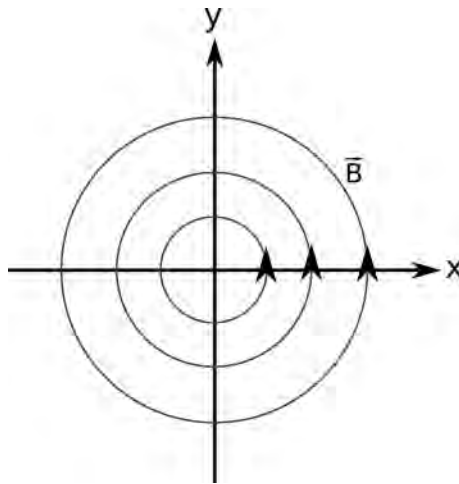
### ε. Ουδέτερο σημείο τύπου O

Στο παράδειγμα αυτό το μαγνητικό πεδίο έχει τη μορφή:

$$\mathbf{B} = -y\hat{x} + x\hat{y} \quad (5.45)$$

και οι δυναμικές γραμμές είναι κύκλοι με κέντρο την αρχή των αξόνων (Σχήμα 5.9), όπου το μαγνητικό πεδίο μηδενίζεται:

$$y^2 + x^2 = C$$



Σχήμα 5.9: Ουδέτερο σημείο τύπου O.

Το ρεύμα και η δύναμη Lorentz είναι:

$$\frac{\mathbf{J}}{c} = \frac{\hat{z}}{2\pi}$$

$$\frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{c} = -\frac{x\hat{x} + y\hat{y}}{2\pi}$$

Η μαγνητική πίεση και η βαθμίδα της είναι:

$$P_m = \frac{x^2 + y^2}{8\pi} \quad (5.46)$$

$$-\nabla P_m = -\frac{x\hat{x} + y\hat{y}}{4\pi} \quad (5.47)$$

και η μαγνητική τάση:

$$\frac{\mathbf{B} \cdot \nabla \mathbf{B}}{4\pi} = -\frac{x\hat{x} + y\hat{y}}{4\pi} \quad (5.48)$$

και έχουμε ίση συνεισφορά της μαγνητικής πίεσης και τάσης στη δύναμη Lorentz. Σε κάθε σημείο η δύναμη κατευθύνεται προς το κέντρο, συνεπώς αυτή η γεωμετρία μαγνητικού πεδίου μπορεί να συγκρατήσει το πλάσμα.

## 5.7 Μαγνητοϋδροστατική

Στατικές καταστάσεις στον Ήλιο δεν υπάρχουν. Εν τούτοις μπορούμε να μελετήσουμε κάποια φαινόμενα ως στατικά, με την προϋπόθεση ότι το πρώτο μέλος της εξίσωσης της ορμής (5.15) είναι πολύ μικρότερο από κάθε όρο του δεύτερου μέλους. Η ανάλυση τάξης μεγέθους δίνει για κάθε όρο ότι:

$$\rho \frac{\partial \mathbf{V}}{\partial t} \sim \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V} \sim \rho \frac{V^2}{L} \quad (5.49)$$

$$\frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{c} \sim \frac{JB}{c}, \quad J \sim \frac{cB}{4\pi L} \implies \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{c} \sim \frac{B^2}{4\pi L} \quad (5.50)$$

$$\nabla P \sim \frac{P}{L} \quad (5.51)$$

Συνεπώς το πρώτο μέλος της (5.15) μπορεί να αγνοηθεί όταν

$$V \ll \sqrt{\frac{P}{\rho}} = v_s \quad (\text{ταχύτητα του ήχου}) \quad (5.52)$$

$$V \ll \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}} = v_A \quad (\text{ταχύτητα Alfvén, βλ. και εδάφιο 7.2.1}) \quad (5.53)$$

$$V \ll \sqrt{Lg} \sim v_g \quad (\text{ταχύτητα ελεύθερης πτώσης}) \quad (5.54)$$

Στην περίπτωση αυτή η εξίσωση της ορμής γράφεται στη παρακάτω μορφή:

$$\nabla P = \frac{\mathbf{J} \times \mathbf{B}}{c} + \rho \mathbf{g} \quad (5.55)$$

και εκφράζει την ισορροπία ανάμεσα στην πίεση, τη δύναμη Lorentz και τη βαρύτητα. Όταν η δύναμη Lorentz είναι μηδέν, η (5.55) είναι ταυτόσημη με την εξίσωση της υδροστατικής ισορροπίας (1.3).

Για να πάρουμε μια καλύτερη εικόνα για την ισχύ της στατικής προσέγγισης δίνουμε στον πίνακα 5.1 τιμές για την ταχύτητα του ήχου και την ταχύτητα Alfvén ( $B$  είναι η ένταση του μαγνητικού πεδίου σε G). Η ταχύτητα ελεύθερης πτώσης είναι της ίδιας τάξης μεγέθους με την ταχύτητα του ήχου

**Πίνακας 5.1:** Τυπικές τιμές της ταχύτητας του ήχου και της ταχύτητας Alfvén

| Περιοχή                 | $v_s$<br>(km/sec) | $v_A$<br>(km/sec) |
|-------------------------|-------------------|-------------------|
| Φωτόσφαιρα ( $\tau=1$ ) | 6.4               | 0.02 B            |
| Ελάχιστο θερμοκρασίας   | 5.2               | .2 B              |
| Χρωμόσφαιρα             | 9.2               | 24 B              |
| Στέμμα                  | 130               | 920 B             |

Αν και η εξίσωση (5.55) είναι πιο απλή από την πλήρη εξίσωση της ορμής, η λύση της δεν είναι καθόλου εύκολη. Ένα εύκολο πρώτο συμπέρασμα είναι ότι κατά μήκος των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου έχουμε υδροστατική ισορροπία. Πράγματι, αφού η δύναμη Lorentz δρα κάθετα στο πεδίο, στην παράλληλη διεύθυνση θα έχουμε:

$$\nabla_{\parallel} P = \rho g \quad (5.56)$$

που έχει τη λύση

$$P = P_0 e^{-\int_{z_0}^z \frac{dz}{H(T)}} \quad (5.57)$$

όπου  $H = (kT)/(\mu g m_H)$  είναι η γνωστή μας από το πρώτο κεφάλαιο κλίμακα ύψους.

Το αποτέλεσμα αυτό είναι ιδιαίτερα σημαντικό γιατί μας δείχνει ότι κάθε δυναμική γραμμή έχει τη δική της ατμόσφαιρα, με συνθήκες που μπορεί να είναι πολύ διαφορετικές από αυτές των γειτονικών γραμμών. Μπορούμε δηλαδή σε μία ομάδα μαγνητικών γραμμών (μαγνητικό σωλήνα ροής) να έχουμε αυξημένη πίεση ή/και θερμοκρασία πράγμα που θα έχει ως αποτέλεσμα αυξημένη εκπομπή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας. Κάθετα στο μαγνητικό πεδίο η μεταβολή της πίεσης καθορίζεται από τη δύναμη Lorentz (μαγνητική πίεση και τάση) και τη βαρύτητα.

## 5.8 Υπολογισμός του μαγνητικού πεδίου στο στέμμα

Επειδή το μαγνητικό πεδίο παίζει καθοριστικό ρόλο στα περισσότερα ηλιακά φαινόμενα, η μέτρησή του έχει μεγάλη σημασία για την κατανόησή τους. Εν τούτοις, με εξαίρεση τη φωτόσφαιρα όπου το πεδίο μπορεί να μετρηθεί με αρκετή ακρίβεια χάρις στο φαινόμενο Zeeman (βλ. εδάφιο 2.3.3.3 και Παράρτημα Α'), στα άλλα στρώματα της ηλιακής ατμόσφαιρας η μέτρησή του είναι δυσχερής. Για το λόγο αυτό έχει αναπτυχθεί μια εκτεταμένη μεθοδολογία για τον υπολογισμό του μαγνητικού πεδίου στη χρωμόσφαιρα και το στέμμα από φωτοσφαιρικές παρατηρήσεις.

Στην ουσία ο υπολογισμός αυτός είναι ένα πρόβλημα οριακών τιμών, όπου έχουμε την τιμή του πεδίου σε μια επιφάνεια και αναζητούμε λύσεις για το χώρο πάνω από αυτή την επιφάνεια. Αυτός ο μαθηματικός φορμαλισμός έχει πίσω του μια φυσική πραγματικότητα: το μαγνητικό πεδίο έχει τις πηγές του κυρίως κάτω από τη φωτόσφαιρα με τα ατμοσφαιρικά στρώματα να παίζουν δευτερεύοντα αλλά όχι ασήμαντο ρόλο. Το μαθηματικό πρόβλημα έχει τις δυσκολίες του και δεν μπορεί να λυθεί χωρίς απλουστεύσεις. Αυτό που έχει σημασία, όπως πάντα στη Φυσική, είναι οι όποιες απλουστεύσεις, αφ' ενός μεν να έχουν φυσικό αντίκρισμα, αφ' ετέρου σε να μην αλλοιώνουν τη φύση του προβλήματος.

Η βασική απλούστευση, κοινή σε όλα τα μοντέλα που θα συζητήσουμε, είναι η υπόθεση ότι η δύναμη Lorentz (εδάφιο 5.5) είναι μηδενική:

$$\mathbf{J} \times \mathbf{B} = 0 \quad (5.58)$$

Η συνθήκη αυτή είναι γνωστή ως υπόθεση χωρίς δυνάμεις (*force-free*). Στο πλαίσιο της Μαγνητοϋδροστατικής που εξετάζουμε το πρόβλημα, αυτό σημαίνει ότι ο όρος που περιέχει το μαγνητικό πεδίο υπερσχύει σε σχέση με όλους τους άλλους της εξίσωσης της ορμής (5.15). Αυτή, προφανώς, είναι μια πολύ καλή υπόθεση σε περιοχές με δυνατό μαγνητικό πεδίο, όχι όμως αναγκαστικά και σε περιοχές με ασθενές πεδίο. Επί πλέον, υπάρχουν ενδείξεις ότι η υπόθεση χωρίς δυνάμεις δεν ισχύει στη φωτόσφαιρα: μελέτες έχουν δείξει ότι η δύναμη Lorentz δεν μηδενίζεται σε ύψη κάτω από 400 km.

Σημειώνουμε παραπέρα ότι η συνθήκη (5.58) μπορεί να σημαίνει δύο πράγματα: (1) μηδενικό ηλεκτρικό ρεύμα πάνω από τη φωτόσφαιρα, (2) ηλεκτρικό ρεύμα παράλληλο προς το μαγνητικό πεδίο. Θα δούμε το καθένα χωριστά στη συνέχεια.

### 5.8.1 Υπόθεση χωρίς ρεύματα

Η πιο απλή περίπτωση είναι αν υποθέσουμε ότι τα ρεύματα που κυκλοφορούν στο στέμμα είναι αμελητέα (υπόθεση χωρίς ρεύματα, *current free* ή *potential*). Ο νόμος του Ampère (5.21) δίνει σ' αυτή την περίπτωση:

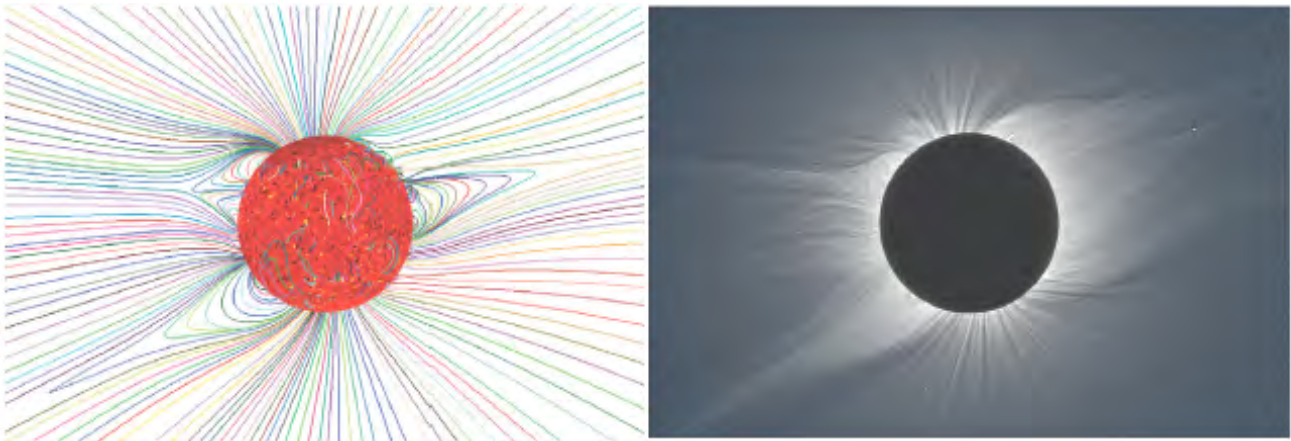
$$\nabla \times \mathbf{B} = 0 \quad (5.59)$$

Τότε το μαγνητικό πεδίο μπορεί να περιγραφεί από ένα δυναμικό,  $\varphi$ , έτσι ώστε:

$$\mathbf{B} = -\nabla\varphi \quad (5.60)$$

με το δυναμικό να υπακούει στην εξίσωση του Laplace:

$$\nabla^2\varphi = 0 \quad (5.61)$$



**Σχήμα 5.10:** Αριστερά: υπολογισμός του μαγνητικού πεδίου σε όλο το στέμμα με την υπόθεση χωρίς ρεύματα. Δεξιά: η δομή του στέμματος στο λευκό φως από εικόνα ολικής έκλειψης του Ήλιου παρμένη στο Bor Udzuur της Μογγολίας την 1η Αυγούστου 2008 (από Rušin et al., 2010).

Στην περίπτωση αυτή για τη λύση του προβλήματος οριακών τιμών αρκεί ως κάτω οριακή συνθήκη μία από τις συνιστώσες του φωτοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου, π.χ. αυτή που μετράμε κατά μήκος της διεύθυνσης παρατήρησης (βλ. παράρτημα A.5.5). Από υπολογιστικής πλευράς διακρίνουμε δύο περιπτώσεις, ανάλογα με το τι μας ενδιαφέρει: η μία είναι να υπολογίσουμε το μαγνητικό πεδίο σε όλο το στέμμα και η άλλη να το υπολογίσουμε σε μια περιοχή πάνω από κάποιο κέντρο δράσης.

Για να υπολογίσουμε το μαγνητικό πεδίο σε όλο το στέμμα χρησιμοποιούμε σφαιρική γεωμετρία και η λύση δίνεται με ανάπτυξη σε σφαιρικές αρμονικές. Ως άνω οριακή συνθήκη χρησιμοποιείται η υπόθεση ότι από κάποιο ύψος και πάνω οι δυναμικές γραμμές έχουν ακτινική διεύθυνση, λόγω του ηλιακού ανέμου. Είναι προφανές ότι για να συγκεντρώσουμε φωτοσφαιρικές παρατηρήσεις από όλο τον ήλιο χρειαζόμαστε αρκετό χρόνο, περίπου μια ηλιακή περιστροφή. Έτσι οι υπολογισμοί μας δεν μπορούν να περιγράψουν σχηματισμούς που μεταβάλλονται με πιο γρήγορο ρυθμό και έτσι περιοριζόμαστε σε μεγάλης κλίμακας σχηματισμούς που διαρκούν περισσότερο.

Ένα παράδειγμα δίνεται στο Σχήμα 5.10, όπου παρουσιάζονται ο υπολογισμός δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου μαζί με φωτογραφία του στέμματος στη διάρκεια ολικής έκλειψης. Η ομοιότητα των σχηματισμών του στέμματος με την υπολογισμένη δομή του πεδίου είναι πραγματικά εντυπωσιακή. Στο σχήμα διακρίνονται δύο βασικές μορφολογίες του μαγνητικού πεδίου: στη μία οι δυναμικές γραμμές ανεβαίνουν σε σχετικά μικρό ύψος και στη συνέχεια επανέρχονται στη φωτόσφαιρα, ενώ στην άλλη οι δυναμικές γραμμές απομακρύνονται πολύ από τον Ήλιο. Οι πρώτες μαγνητικές δομές έχουν τη δυνατότητα να συγκρατήσουν το πλάσμα και έτσι αντιστοιχούν σε λαμπρές περιοχές του στέμματος (βλ τη δεξιά εικόνα), ενώ από τις δεύτερες το πλάσμα διαφεύγει εύκολα με τον ηλιακό άνεμο και η ένταση της ακτινοβολίας είναι χαμηλή. Για το λόγο αυτό ονομάζονται *κλειστές μαγνητικές δομές* και *ανοιχτές μαγνητικές δομές* αντίστοιχα. Θα επανέλθουμε στο θέμα στο κεφάλαιο 8.8.

Οι υπολογισμοί του μαγνητικού πεδίου πάνω από μία μικρή περιοχή χρησιμοποιούν επίπεδη γεωμετρία και η λύση του προβλήματος οριακών τιμών δίνεται σε ανάπτυξη Fourier. Ως άνω οριακή συνθήκη χρησιμοποιείται η απαίτηση το μαγνητικό πεδίο να ελαττώνεται εκθετικά σε μεγάλες αποστάσεις.



### 5.8.2 Υπόθεση με ρεύματα παράλληλα στο πεδίο

Σε πολλές περιπτώσεις η υπόθεση ότι δεν υπάρχουν ηλεκτρικά ρεύματα πάνω από τη φωτόσφαιρα είναι ανεπαρκής για τον υπολογισμό του μαγνητικού πεδίου. Στην περίπτωση αυτή μπορούμε να πάμε στη δεύτερη περίπτωση που συζητήσαμε προηγούμενα και να υποθέσουμε ότι τα ηλεκτρικά ρεύματα είναι παράλληλα προς το μαγνητικό πεδίο. Η συνθήκη παραλληλίας συνεπάγεται ότι :

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B} \quad (5.62)$$

όπου  $\alpha$  είναι μία βαθμωτή ποσότητα, συνάρτηση της θέσης στη γενική περίπτωση. Προφανώς όταν  $\alpha = 0$  αναγόμαστε στην περίπτωση χωρίς ρεύμα. Παίρνοντας την απόκλιση της (5.62) βρίσκουμε ότι:

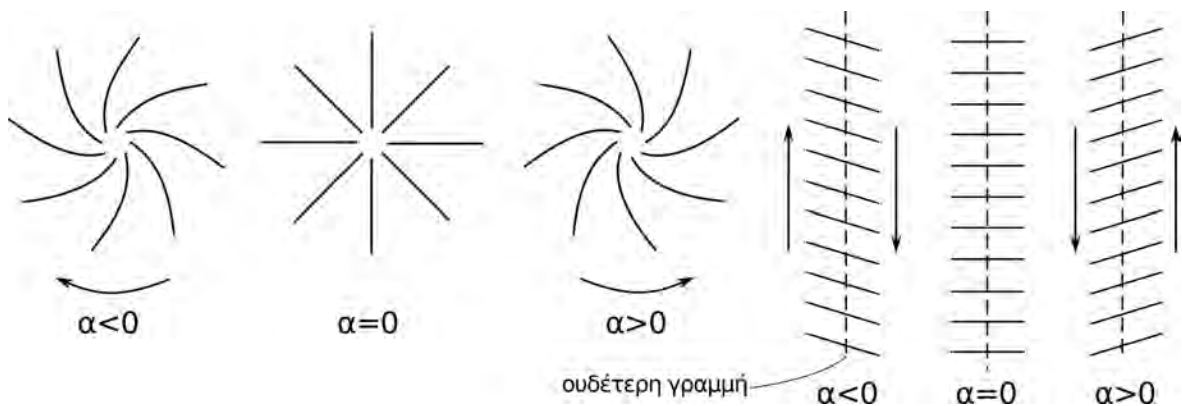
$$0 = \nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{B}) = \nabla \cdot (\alpha \mathbf{B}) = \alpha \nabla \cdot \mathbf{B} + \mathbf{B} \cdot \nabla \alpha$$

από όπου

$$\mathbf{B} \cdot \nabla \alpha = 0 \quad (5.63)$$

Η παραπάνω σχέση σημαίνει απλά ότι η ποσότητα  $\alpha$  είναι σταθερή κατά μήκος μιας δυναμικής γραμμής.

Για δούμε τι αποτέλεσμα επιφέρει η προσθήκη ρευμάτων ας σκεφτούμε ότι το ρεύμα προσθέτει μία επιπλέον συνιστώσα στο μαγνητικό πεδίο, κάθετη σ' αυτή που θα υπήρχε χωρίς ρεύμα, πράγμα που οδηγεί σε στροφή των δυναμικών γραμμών. Η επίδραση των ρευμάτων δίνεται στο Σχήμα 5.11 για μια κηλίδα (με κυλινδρική συμμετρία) και για μια ουδέτερη γραμμή του μαγνητικού πεδίου<sup>1</sup> (με συμμετρία μεταφοράς). Και στις δύο περιπτώσεις το σχήμα δείχνει την προβολή των δυναμικών γραμμών στο επίπεδο της φωτόσφαιρας.



**Σχήμα 5.11:** Σύγκριση μαγνητικού πεδίου για διάφορα πρόσημα της ποσότητας  $\alpha$ , σε μια κηλίδα (αριστερά) και σε μια ουδέτερη γραμμή του μαγνητικού πεδίου (δεξιά). Τα βέλη δείχνουν τις κινήσεις του πλάσματος που μπορούν να προκαλέσουν τέτοιες μορφολογίες μαγνητικού πεδίου.

Μορφολογίες μαγνητικού πεδίου σαν αυτές του Σχήματος 5.11 μπορούν να προκύψουν από τοπολογίες χωρίς ρεύματα, σε συνδυασμό με κινήσεις του φωτοσφαιρικού πλάσματος, δεδομένου ότι οι δυναμικές γραμμές του πεδίου είναι παγωμένες στο πλάσμα (εδάφιο 6.2.1). Έτσι, αν το σύνολο των κινήσεων του πλάσματος κοντά σε μια κηλίδα έχει μια καθαρή περιστροφική συνιστώσα, οι δυναμικές γραμμές θα παραμορφωθούν και θα καταλήξουμε σε μια τοπολογία με  $\alpha \neq 0$ . Το αντίστοιχο θα συμβεί αν το πλάσμα έχει μια καθαρή κίνηση παράλληλα στην ουδέτερη γραμμή, με αντίθετες διευθύνσεις σε κάθε πλευρά της.

Το προηγούμενο συμπέρασμα έχει ιδιαίτερη σημασία αν συνδυαστεί με ένα άλλο αποτέλεσμα που προκύπτει από τη μελέτη των μαγνητικών πεδίων, ότι δηλαδή από όλες τις λύσεις που προκύπτουν από δεδομένη

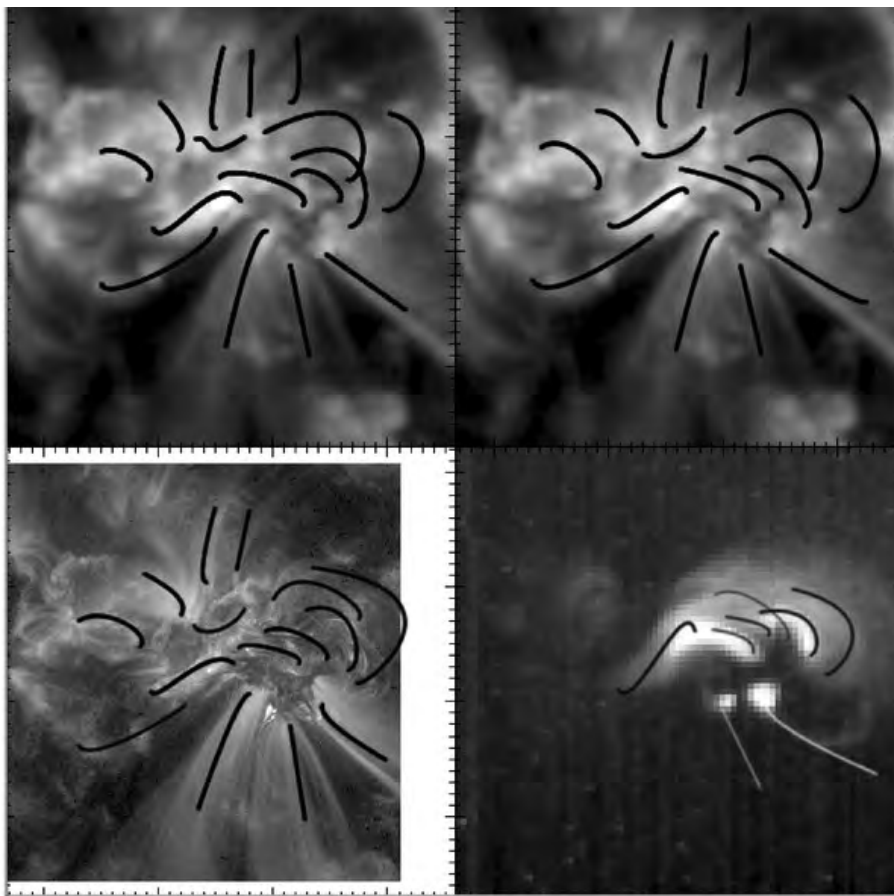
<sup>1</sup>Η ουδέτερη γραμμή χωρίζει περιοχές με μαγνητικά πεδία αντίθετης πολικότητας. Πάνω σ' αυτή το μαγνητικό πεδίο είναι οριζόντιο

οριακή συνθήκη (φωτοσφαιρική παρατήρηση) για διάφορες τιμές του  $\alpha$ , η περίπτωση  $\alpha = 0$  έχει τη μικρότερη ενέργεια. Αυτό με απλά λόγια σημαίνει ότι κινήσεις του φωτοσφαιρικού πλάσματος όχι μόνον παραμορφώνουν τις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου αλλά επί πλέον δρουν ως μηχανισμός συσσώρευσης ενέργειας στο μαγνητικό πεδίο. Θα επανέρθουμε στο θέμα αυτό όταν συζητήσουμε τις εκλάμψεις (κεφάλαιο 9.5).

### 5.8.2.1 Γραμμική λύση χωρίς δυνάμεις

Η πιο απλή περίπτωση όταν  $\alpha \neq 0$  είναι να θεωρήσουμε την ποσότητα  $\alpha$  σταθερή σε όλο το χώρο. Η εξίσωση (5.62) είναι τότε γραμμική και το πρόβλημα χαρακτηρίζεται ως *γραμμικό πεδίο χωρίς δυνάμεις* (*linear force-free*). Για τη λύση του απαιτείται να γνωρίζουμε, όπως στην περίπτωση  $\alpha = 0$ , μια συνιστώσα του φωτοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου αλλά τώρα χρειάζεται να εκτιμήσουμε και την τιμή του  $\alpha$ .

Είναι φανερό ότι, ξεκινώντας από τις ίδιες φωτοσφαιρικές παρατηρήσεις μπορούμε να πάρουμε διαφορετική μορφολογία μαγνητικού πεδίου για διαφορετικές τιμές του  $\alpha$ . Το κριτήριο για την κατάλληλη τιμή του  $\alpha$  είναι η σύγκριση του προσανατολισμού των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου που υπολογίζουμε με τον προσανατολισμό σχηματισμών της χρωμόσφαιρας ή του στέμματος. Τα αποτελέσματα τέτοιων υπολογισμών δείχνουν σε ορισμένες περιπτώσεις καλή σύμπτωση των δυναμικών γραμμών με τέτοιους σχηματισμούς (Σχήμα 5.12).

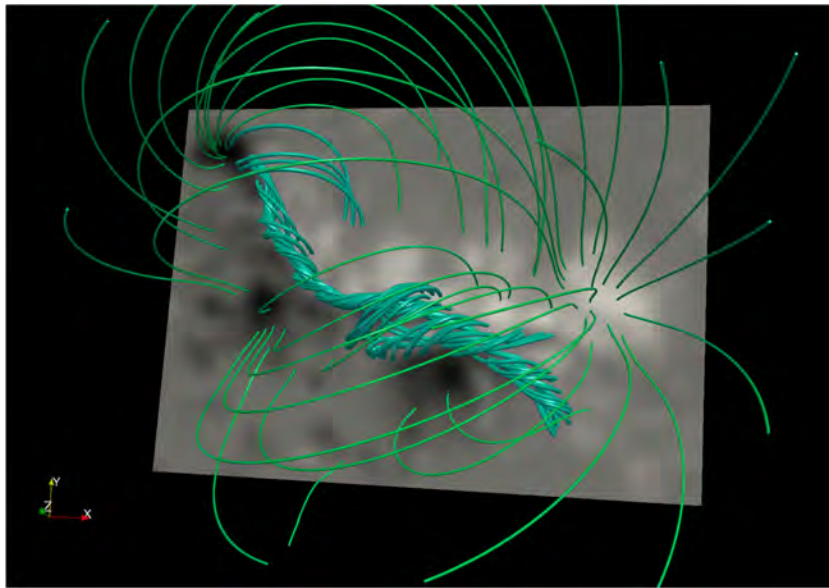


**Σχήμα 5.12:** Υπολογισμοί του μαγνητικού πεδίου πάνω από ένα κέντρο δράσης με την υπόθεση χωρίς δυνάμεις. Οι υπολογισμοί έγιναν με τις τιμές του  $\alpha$  οι οποίες πρόβλεπαν δυναμικές γραμμές που είχαν καλύτερη σύμπτωση με τους στεμματικούς βρόχους κάθε εικόνας (από Nindos and Andrews, 2004).

### 5.8.2.2 Μη γραμμική λύση χωρίς δυνάμεις

Συνήθως στα ηλιακά κέντρα δράσης η τιμή του  $\alpha$  δεν είναι σταθερή, αλλά μπορεί να μεταβάλλεται από δυναμική γραμμή σε δυναμική γραμμή. Επομένως, ο πιο ρεαλιστικός υπολογισμός του μαγνητικού πεδίου στο στέμμα μπορεί να προκύψει αν στην υπόθεση χωρίς δυνάμεις θεωρήσουμε ότι το  $\alpha$  δεν είναι σταθερό. Η υπόθεση αυτή ονομάζεται υπόθεση μη γραμμικού πεδίου χωρίς δυνάμεις (*non-linear force free*). Στην περίπτωση αυτή η κατάσταση ενός καλά ορισμένου προβλήματος οριακών τιμών δεν είναι καθόλου εύκολη, γιατί οι εξισώσεις 5.62 και 5.63 (υπό τη συνθήκη  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ ) αποτελούν ένα μίκτο σύστημα ελλειπτικού-υπερβολικού τύπου: για δοσμένη συνάρτηση  $\alpha$  οι εξισώσεις για το  $\mathbf{B}$  είναι ελλειπτικού τύπου ενώ η εξίσωση για τον προσδιορισμό του  $\alpha$  για δοσμένο  $\mathbf{B}$  είναι υπερβολικού τύπου.

Η κατάλληλη οριακή συνθήκη για το ελλειπτικό μέρος του συστήματος είναι η κάθετη συνιστώσα,  $B_n$ , του μαγνητικού πεδίου στη φωτόσφαιρα ενώ για το υπερβολικό μέρος το  $\alpha$  πρέπει να οριστεί μόνο στα σημεία της φωτόσφαιρας που ισχύει π.χ.  $B_n > 0$  (ή αντίστροφα). Αυτό είναι ισοδύναμο με την παροχή της κάθετης συνιστώσας της πυκνότητας ρεύματος,  $j_n = \alpha B_n$ , στα σημεία αυτά. Στην πράξη οι περισσότερες μέθοδοι χρησιμοποιούν και τις τρεις συνιστώσες του φωτισφαιρικού μαγνητικού πεδίου όπως παρέχονται από ορισμένα όργανα. Αυτό δημιουργεί ένα κακώς τοποθετημένο πρόβλημα (*ill-posed problem*) με όλες τις δυσκολίες που συνεπάγεται κάτι τέτοιο.



**Σχήμα 5.13:** Υπολογισμός του μαγνητικού πεδίου πάνω από κέντρο δράσης υπό την προσέγγιση μη-γραμμικού πεδίου χωρίς δυνάμεις (από Chintzoglou et al., 2015).

Για τον υπολογισμό του μαγνητικού πεδίου πάνω από μια μικρή περιοχή (π.χ. ένα κέντρο δράσης) με βάση την υπόθεση μη γραμμικού πεδίου χωρίς δυνάμεις έχουν αναπτυχθεί αρκετοί αλγόριθμοι. Πολύ σύντομα, οι πιο σημαντικοί από αυτούς είναι:

- Μέθοδος με την οποία οι εξισώσεις 5.62 και 5.63 εκφράζονται ως μια επαναληπτική ακολουθία γραμμικών εξισώσεων ( $\mathbf{B}^{(n)} \cdot \nabla \alpha^{(n)} = 0$  και  $\nabla \times \mathbf{B}^{(n+1)} = \alpha^n \mathbf{B}^{(n)}$ , όπου  $n$  είναι ο αριθμός της επανάληψης). Οι απαιτούμενες οριακές συνθήκες είναι το κάθετο μαγνητικό πεδίο και είτε η κάθετη συνιστώσα της πυκνότητας ρεύματος είτε το  $\alpha$ . Ο αλγόριθμος ξεκινά με ένα πεδίο ελεύθερο ρευμάτων ως αρχική εκτίμηση και επαναλαμβάνει διαδοχικά την ακολουθία των παραπάνω εξισώσεων.
- Χρησιμοποίηση ΜΥΔ κωδίκων οι οποίοι επιτρέπουν στο μαγνητικό πεδίο να εξελιχθεί από μία αρχική του κατάσταση όπου δεν ικανοποιούνται όλες τις απαιτούμενες οριακές συνθήκες σε μια κατάσταση

που οι συνθήκες αυτές ικανοποιούνται.

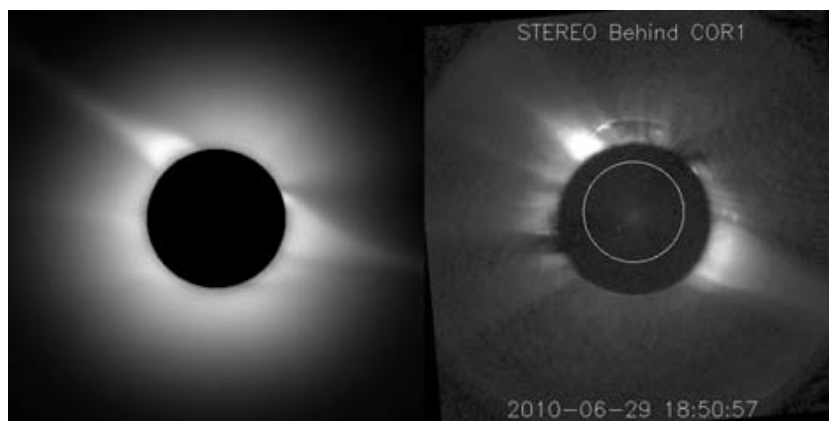
- Υπολογισμός του μαγνητικού πεδίου με μέθοδο βελτιστοποίησης κατά την οποία ελαχιστοποιείται ένα συναρτησοειδές του μαγνητικού πεδίου με τρόπο ώστε το μαγνητικό πεδίο να είναι ελεύθερο δυνάμεων και να υπακούει ταυτόχρονα στο νόμο του Gauss,  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ .

Στο Σχήμα 5.13 δίνουμε ένα παράδειγμα υπολογισμού του μαγνητικού πεδίου πάνω από ένα κέντρο δράσης. Στο σχήμα φαίνεται ότι άλλες δυναμικές γραμμές παρουσιάζουν σημαντική συστροφή και άλλες όχι. Κάτι τέτοιο θα ήταν προφανώς αδύνατο να αναπαραχθεί αν ο υπολογισμός γινόταν με το  $\alpha$  σταθερό σε όλο το κέντρο δράσης. Επίσης οι υπολογισμοί του μαγνητικού πεδίου με την υπόθεση μη γραμμικού πεδίου χωρίς δυνάμεις έχουν το πλεονέκτημα (σε αντίθεση με ό,τι συμβαίνει με την υπόθεση γραμμικού πεδίου) ότι δεν εισάγουν άνω όρια στις τιμές του  $\alpha$  που υπολογίζονται ούτε και στις προκύπτουσες τιμές της μαγνητικής ενέργειας. Επίσης μπορούν να αναπαράγουν μικρής χωρικής κλίμακας ρεύματα σε αντίθεση με την υπόθεση γραμμικού πεδίου που τα ρεύματα εμφανίζονται κυρίως σε μεγάλες χωρικές κλίμακες, κάτι που όμως δεν παρατηρείται.

Από την άλλη πλευρά, οι υπολογισμοί με την υπόθεση γραμμικού πεδίου έχουν τα εξής πλεονεκτήματα: είναι πολύ πιο γρήγοροι, στηρίζονται σε αναλυτικούς τύπους, δεν απαιτούν τη χρήση και των τριών συνιστωσών του μαγνητικού πεδίου, αλλά μόνο της διαμήκουσ συνιστώσας (τόσο η λήψη όσο και η επεξεργασία μαγνητογραφημάτων διαμήκουσ συνιστώσας είναι πιο απλές από τη λήψη και επεξεργασία διανυσματικών μαγνητογραφημάτων) και επίσης ο υπολογισμός είναι ένα καλώς τοποθετημένο πρόβλημα. Σημειώνουμε εδώ ότι το γεγονός ότι ο υπολογισμός με την υπόθεση μη γραμμικού πεδίου είναι συνήθως κακώς τοποθετημένο πρόβλημα σημαίνει ότι για την ίδια οριακή συνθήκη διαφορετικές μέθοδοι δίνουν συνήθως διαφορετικά αποτελέσματα.

### 5.8.2.3 Λύση των ΜΥΔ εξισώσεων

Μια άλλη προσέγγιση είναι να λύσει κανείς το πλήρες σύστημα των μαγνητοϋδροδυναμικών εξισώσεων, πάλι με οριακή συνθήκη το παρατηρούμενο φωτοσφαιρικό μαγνητικό πεδίο. Η προσέγγιση αυτή δίνει, πέρα από το μαγνητικό πεδίο σε τρεις διαστάσεις, την πυκνότητα του πλάσματος, τη θερμοκρασία και την ταχύτητα ροής. Προφανώς, από υπολογιστική άποψη είναι ένα εγχείρημα αρκετά πιο δύσκολο από αυτά στα οποία έχουμε αναφερθεί μέχρι τώρα, αλλά τα αποτελέσματα έχουν ενδιαφέρον.



**Σχήμα 5.14:** Σύγκριση του υπολογισμού της έντασης του στέμματος με την αντίστοιχη παρατήρηση από τη διαστημική αποστολή STEREO-B (από <http://www.predsci.com/stereo/home.php>).

Ένα παράδειγμα παρουσιάζεται στο Σχήμα 5.14, όπου συγκρίνεται ο υπολογισμός της έντασης του στέμματος με την αντίστοιχη παρατήρηση από τη διαστημική αποστολή STEREO-B. Παρά το γεγονός ότι

ο υπολογισμός βασίζεται σε παρατηρήσεις του πεδίου στη διάρκεια μιας ολόκληρης ηλιακής περιστροφής (26 ημέρες), η ομοιότητα των δύο εικόνων είναι εντυπωσιακή. Βεβαίως, τέτοιου είδους υπολογισμοί δεν μπορούν να αναπαράξουν παρά μόνο δομές μεγάλης κλίμακας.

## 5.9 Ασκήσεις

- Υπολογίστε τον αριθμό των σωματιών που βρίσκονται μέσα σε μία σφαίρα με ακτίνα ίση με το μήκος Debye.
- Υπολογίστε το μήκος Debye και τον αριθμό των σωματιών σε μία σφαίρα Debye για τη φωτόσφαιρα ( $T_e = 6 \times 10^3 \text{ K}$ ,  $N_e = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ ) και για το στέμμα ( $T_e = 1.5 \times 10^6 \text{ K}$ ,  $N_e = 10^8 \text{ cm}^{-3}$ ). Συζητήστε το συμπέρασμα.
- Υπολογίστε την ακτίνα Larmor για ηλεκτρόνια και πρωτόνια σε μια ηλιακή κηλίδα ( $B = 2000 \text{ G}$ ), σε μια μαγνητική δομή με ένταση πεδίου ( $B = 100 \text{ G}$ ) και στο μαγνητικό πεδίο της Γης ( $B = 0.5 \text{ G}$ ).
- (α) Για ηλεκτρόνιο ενέργειας  $100 \text{ keV}$ , παγιδευμένο σε ηλιακό μαγνητικό βρόχο ακτίνας  $10\,000 \text{ km}$ , υπολογίστε την ταχύτητα ολίσθησης λόγω βαρύτητας και λόγω καμπύλωσης του μαγνητικού πεδίου. Θεωρήστε  $B = 100 \text{ G}$ . Σε ποια διεύθυνση είναι οι δύο ολισθήσεις; Συγκρίνετε το αποτέλεσμα με την ταχύτητα του ηλεκτρονίου.  
(β) Να κάνετε αντίστοιχο υπολογισμό για ηλεκτρόνιο παγιδευμένο στο μαγνητικό πεδίο της Γης, επιλέγοντας κατάλληλες τιμές των παραμέτρων.
- Ξεκινώντας από τη σταθερότητα της ενέργειας και της μαγνητικής ροπής ενός φορτισμένου σωματιδίου που κινείται σε μαγνητική φιάλη, αποδείξτε τη σχέση (5.13).
- Για μαγνητικό πεδίο με συνιστώσες  $B_x = B_0 \tanh(z/L)$ ,  $B_y = 0$  και  $B_z = \epsilon B_0 x/L$  με  $\epsilon > 0$ :  
(α) Γράψτε την εξίσωση των δυναμικών γραμμών και κατόπιν σχεδιάστε τις.  
(β) Υπολογίστε την πυκνότητα ρεύματος η οποία σχετίζεται με το μαγνητικό πεδίο.  
(γ) Χρησιμοποιώντας τη μαγνητοϋδροδυναμική εξίσωση της ορμής και υποθέτοντας ότι η πίεση είναι σταθερή, υπολογίστε την επιτάχυνση του πλάσματος κατά μήκος του άξονα  $x$  συναρτήσει του  $x$ . Ποια είναι η επιτάχυνση για  $B_0 = 20 \text{ nT}$ ,  $\epsilon = 0.1$ ,  $L = 1R_\oplus$  και  $n = 1 \text{ cm}^{-3}$ ;
- Σχεδιάστε τις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου  $\mathbf{B} = (-y, 5x, 0)$  και υπολογίστε τη δύναμη Lorentz.
- (α) Δείξτε ότι το μαγνητικό πεδίο  $\mathbf{B} = (0, B_y(x), B_z(x))$  είναι «χωρίς δυνάμεις» (force-free) όταν

$$B_y^2 + B_z^2 = B_0^2$$

όπου  $B_0$  είναι μια σταθερά.

(β) Στην περίπτωση που για το μαγνητικό πεδίο του ερωτήματος (α) έχει τη μορφή  $B_y = B_0 \cos x$ , βρείτε την  $B_z(x)$  καθώς και τη σταθερά αναλογίας ρεύματος-πεδίου  $\alpha(x)$ .

## 5.10 Βιβλιογραφία

Τα αντίστοιχα κεφάλαια στα συγγράμματα:

**Krall, N. A. & Trivelpiece, A. W.:** 1973, *Principles of Plasma Physics*, McGraw-Hill, ISBN: 0-07-035346-8

- Βλάχος, Α.:** 2000, *Φυσική Πλάσματος*, Εκδόσεις Τζιόλα, Θεσσαλονίκη
- Stix, M.:** 2002, *The Sun: An Introduction*, Springer-Verlag, ISBN: 978-3-642-62477-3
- Kulsrud, R. M.:** 2005, *Plasma Physics for Astrophysics*, Princeton University Press, Princeton
- Somov, B. V.:** 2006, *Plasma Astrophysics, Part I: Fundamentals and Practice*, Springer, ISBN: 978-1-4614-4282-0
- Priest, E.:** 2014, *Magnetohydrodynamics of the Sun*, Cambridge University Press, ISBN: 978-0-521-85471-9
- Chiuderi, C. & Velli, M.:** 2015, *Basics of Plasma Astrophysics*, Springer, ISBN: 978-88-470-5279-6
- Τσίγκανος, Κ.:** 2015, *Αστροφυσική Πλάσματος*, Αθήνα, ISBN: 978-960-91748-2-4
- Chen, F. F.:** 2016, *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion* (3rd edition), Springer, ISBN: 978-3-319-22308-7

Αναφορές που γίνονται στο κείμενο:

- Chintzoglou, G., Patsourakos, S., & Vourlidas, A. 2015, *Astrophys. J.*, 809, 34
- Nindos, A., & Andrews, M. D. 2004, *Astrophys. J. Lett.*, 616, L175
- Rušin, V., Druckmüller, M., Aniol, P., et al. 2010, *Astron. Astrophys.*, 513, A45

## Κεφάλαιο 6

# Μαγνητική επανασύνδεση

### 6.1 Εισαγωγή

Στο προηγούμενο κεφάλαιο παρουσιάσαμε τις βασικές ιδιότητες του πλάσματος και τις δυνάμεις που αναπτύσσονται λόγω της παρουσίας του μαγνητικού πεδίου, ακολουθώντας την Μαγνητοϋδροδυναμική προσέγγιση. Εξετάσαμε επίσης καταστάσεις ισορροπίας, χωρίς χρονικές μεταβολές. Εν τούτοις, στον ήλιο και στο μεσοπλανητικό χώρο το πλάσμα και το μαγνητικό πεδίο κάθε άλλο παρά σε ισορροπία βρίσκονται και είναι ακριβώς αυτή η έλλειψη ισορροπίας που οδηγεί στην τεράστια ποικιλία των δυναμικών φαινομένων στην ηλιόσφαιρα.

Στο κεφάλαιο αυτό θα ξεκινήσουμε με τη διατύπωση των νόμων που διέπουν τη χρονική μεταβολή του μαγνητικού πεδίου, θα προχωρήσουμε στην ανάπτυξη του θέματος της μαγνητικής επανασύνδεσης και θα συζητήσουμε την έννοια της μαγνητικής ελικοτήτας.

### 6.2 Χρονική εξέλιξη του μαγνητικού πεδίου

Η ηλιακή ατμόσφαιρα δεν είναι μία στατική συλλογή από πλάσμα και μαγνητικό πεδίο. Το πλάσμα κινείται ενώ το μαγνητικό πεδίο μεταβάλλεται με χαρακτηριστικούς χρόνους που κυμαίνονται από λίγα δευτερόλεπτα (εκλάμψεις), λίγα λεπτά (μικροί σχηματισμοί του χρωμοσφαιρικού δικτύου), ώρες (χρωμοσφαιρικό δίκτυο), ημέρες και μήνες (κέντρα δράσης), μέχρι χρόνια (κύκλος ηλιακής δραστηριότητας). Έτσι αποκτά έτσι ιδιαίτερο ενδιαφέρον η μελέτη των μηχανισμών μεταβολής του μαγνητικού πεδίου.

Συνδυάζοντας τον νόμο του Ohm (5.16) με τον νόμο του Faraday (5.22) μπορούμε να πάρουμε την εξίσωση που περιγράφει τη χρονική μεταβολή του μαγνητικού πεδίου:

$$\begin{aligned} -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= \nabla \times \left( \eta \mathbf{J} - \frac{\mathbf{V} \times \mathbf{B}}{c} \right), \\ \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} &= -c\eta \nabla \times \frac{c}{4\pi} \nabla \times \mathbf{B} + \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) \end{aligned}$$

αλλά,

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{B}) = \nabla \nabla \cdot \mathbf{B} - \nabla^2 \mathbf{B} = -\nabla^2 \mathbf{B}$$

και τελικά

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{\eta c^2}{4\pi} \nabla^2 \mathbf{B} + \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) \quad (6.1)$$

Η εξίσωση αυτή είναι πολύ σημαντική γιατί περιγράφει με ποιους τρόπους μπορεί να αυξηθεί ή να ελαττωθεί το μαγνητικό πεδίο, ως αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασής του με το πλάσμα. Ο πρώτος όρος του

δεύτερου μέλους συνδέει την χρονική μεταβολή του μαγνητικού πεδίου με την χωρική μεταβολή του πεδίου και την αγωγιμότητα του πλάσματος, ενώ ο δεύτερος μας δείχνει ότι χρονική μεταβολή του μαγνητικού πεδίου μπορεί να προέλθει από κινήσεις του πλάσματος.

### 6.2.1 Παγωμένες δυναμικές γραμμές

Κάνοντας μια ανάλυση της τάξης μεγέθους των δύο όρων της εξίσωσης (6.1), βρίσκουμε ότι ο δεύτερος όρος επικρατεί όταν

$$\frac{4\pi VL}{\eta c^2} \equiv R_m \gg 1 \quad (6.2)$$

όπου  $L$  είναι το χαρακτηριστικό μήκος (π.χ. το μέγεθος κάποιου σχηματισμού) και  $V$  η χαρακτηριστική ταχύτητα του πλάσματος. Η αδιάστατη ποσότητα  $R_m$  ονομάζεται *μαγνητικός αριθμός Reynolds*. Στην περίπτωση αυτή η εξίσωση (6.1) γράφεται:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) \quad (6.3)$$

και οι μεταβολές του μαγνητικού πεδίου συνδέονται με κινήσεις του πλάσματος κάθετα στις δυναμικές γραμμές, μέσω του ηλεκτρικού πεδίου που τέτοιες κινήσεις προκαλούν. Αν πάρουμε μία κλειστή γραμμή που κάθε της σημείο κινείται με την ταχύτητα ροής του πλάσματος, μπορούμε να αποδείξουμε ότι περικλείει πάντοτε τις ίδιες δυναμικές γραμμές. Οι δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου είναι *παγωμένες μέσα στο πλάσμα* (frozen-in). Ποιοτικά αυτό σημαίνει ότι είτε το πλάσμα κινείται παράλληλα στις δυναμικές γραμμές (όταν η πυκνότητα ενέργειας του πλάσματος είναι πολύ μικρότερη από την πυκνότητα ενέργειας του μαγνητικού πεδίου), ή συμπαρασύρει στην κίνησή του τις δυναμικές γραμμές του πεδίου (στην αντίθετη περίπτωση).

Είναι φανερό ότι με τον μηχανισμό αυτό μπορούμε να έχουμε και ενίσχυση και εξασθένηση του μαγνητικού πεδίου. Αυτό συμβαίνει στα υποφωτοσφαιρικά στρώματα και στη φωτόσφαιρα όπου, π.χ., οι κινήσεις των ρευμάτων μεταφοράς σε συνδυασμό με τη διαφορική περιστροφή προκαλούν συγκεντρώσεις μαγνητικού πεδίου που εμφανίζονται ως κέντρα δράσης. Αλλά και η διάλυση των κέντρων δράσης οφείλεται, σε μεγάλο βαθμό, σε κινήσεις του φωτοσφαιρικού πλάσματος.

Αντίθετα, στη χρωμόσφαιρα και το στέμμα, το μαγνητικό πεδίο είναι αυτό που καθορίζει την συμπεριφορά του πλάσματος. Ο λόγος είναι ότι στα στρώματα αυτά η πυκνότητα του πλάσματος ελαττώνεται πολύ πιο γρήγορα από το μαγνητικό πεδίο, έτσι που η πυκνότητα ενέργειας του πεδίου γίνεται πολύ μεγαλύτερη από την πυκνότητα ενέργειας του πλάσματος. Αποτέλεσμα είναι η διάταξη του υλικού κατά μήκος των δυναμικών γραμμών, στην οποία οφείλονται οι εντυπωσιακοί νηματοειδείς σχηματισμοί που παρατηρούμε στη χρωμόσφαιρα καθώς και οι βρόχοι που παρατηρούμε στο στέμμα.

Τελειώνοντας την συζήτηση του φαινομένου των παγωμένων δυναμικών γραμμών πρέπει να σημειώσουμε την αντιστοιχία του με τη συμπεριφορά μεμονωμένων φορτισμένων σωματίων μέσα σε μαγνητικό πεδίο (βλ. εδάφιο 5.3).

### 6.2.2 Διάχυση του μαγνητικού πεδίου

Ο πρώτος όρος της εξίσωσης (6.1) επικρατεί όταν για το μαγνητικό αριθμό Reynolds έχουμε

$$R_m \equiv \frac{4\pi VL}{\eta c^2} \ll 1 \quad (6.4)$$

Στην περίπτωση αυτή η εξίσωση (6.1) γράφεται:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{\eta c^2}{4\pi} \nabla^2 \mathbf{B} \quad (6.5)$$



και είναι μία εξίσωση διάχυσης (diffusion equation), με χαρακτηριστικό χρόνο:

$$\tau_D = \frac{4\pi L^2}{\eta c^2} \quad (6.6)$$

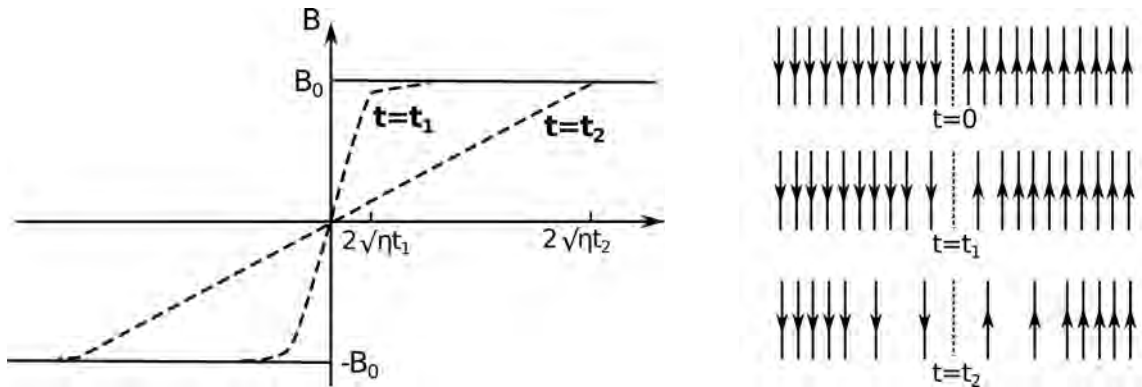
Το φαινόμενο της διάχυσης του μαγνητικού πεδίου λειτουργεί παρόμοια με τα ρεύματα Foucault στους μετασχηματιστές. Οι χωρικές μεταβολές του μαγνητικού πεδίου προκαλούν ηλεκτρικό ρεύμα (νόμος Ampère) και το ηλεκτρικό ρεύμα παράγει θερμότητα καθώς ρέει στο πλάσμα, όπως ακριβώς συμβαίνει και σε έναν αγωγό (φαινόμενο Joule). Τελικά δηλαδή έχουμε ένα μηχανισμό που μετατρέπει την ενέργεια του μαγνητικού πεδίου σε θερμότητα, με ρυθμό :

$$dW = \eta J^2 dx dt \quad (6.7)$$

Ας δούμε ένα συγκεκριμένο παράδειγμα, με μαγνητικό πεδίο της μορφής:

$$\begin{aligned} B_y(x, t = 0) &= B_0, & \text{για } x > 0 \\ B_y(x, t = 0) &= -B_0, & \text{για } x < 0 \end{aligned} \quad (6.8)$$

Στο Σχήμα 6.1 δίνεται η μεταβολή της έντασης του πεδίου με τη θέση (αριστερά) και η μορφή των δυναμικών γραμμών (δεξιά). Είναι φανερό ότι η αντιστροφή της διεύθυνσης του μαγνητικού πεδίου στη θέση  $x = 0$  δεν μπορεί να γίνει αν δεν υπάρχει ηλεκτρικό ρεύμα στο επίπεδο  $y - z$  που να ρέει στη διεύθυνση  $z$ . Επομένως στο επίπεδο  $y - z$  έχουμε ένα φύλλο ρεύματος (current sheet) (βλ. επόμενο εδάφιο).



**Σχήμα 6.1:** Παράδειγμα διάχυσης μαγνητικού πεδίου σε φύλλο ρεύματος. Αριστερά η εξέλιξη του μαγνητικού πεδίου και δεξιά η εξέλιξη των δυναμικών γραμμών.

Στο συγκεκριμένο παράδειγμα το πρόβλημα είναι μονοδιάστατο και η εξίσωση της διάχυσης (6.5) παίρνει τη μορφή:

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \frac{\eta c^2}{4\pi} \frac{\partial^2 B}{\partial x^2} \quad (6.9)$$

Η λύση της είναι:

$$B(x, t) = B_0 \operatorname{erf}(\xi) \quad (6.10)$$

όπου

$$\xi = \frac{\sqrt{\pi} x}{c\sqrt{\eta t}} \quad (6.11)$$

και

$$\operatorname{erf}(\xi) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\xi e^{-u^2} du \quad (6.12)$$

Η χρονική εξέλιξη της έντασης του πεδίου για δύο χρονικές στιγμές,  $t_1$  και  $t_2$  δίνεται στο Σχήμα 6.1. Καθώς ο χρόνος αυξάνει οι δυναμικές γραμμές στη θέση  $x = 0$  αραιώνουν, ενώ σε μεγάλες αποστάσεις το πεδίο μένει ανεπηρέαστο.

Από το μαγνητικό πεδίο μπορούμε να υπολογίσουμε την πυκνότητα ρεύματος:

$$J_z = \frac{e^{-\xi^2}}{2\pi\sqrt{\eta t}} = \frac{e^{-\frac{x^2}{\eta c^2 t/\pi}}}{2\pi\sqrt{\eta t}} \quad (6.13)$$

από όπου διαπιστώνουμε ότι το εύρος του φύλλου ρεύματος, που στην αρχή ήταν μηδέν, αυξάνει με το χρόνο. Το ολικό όμως ρεύμα παραμένει σταθερό:

$$I = \int_{-\infty}^{\infty} J_z dx = \frac{cB_0}{2\pi} \quad (6.14)$$

Για να διαπιστώσουμε αν το φαινόμενο της διάχυσης είναι σημαντικό ή όχι, θα υπολογίσουμε το χαρακτηριστικό χρόνο διάχυσης για ορισμένα ηλιακά φαινόμενα. Η αριθμητική τιμή της ειδικής αντίστασης του πλάσματος δίνεται από τη σχέση :

$$\eta \approx 7.3 \times 10^{-9} \frac{\ln \Lambda}{T^{3/2}} \text{ sec} \quad (6.15)$$

και ο χαρακτηριστικός χρόνος διάχυσης:

$$\tau_d \approx 1.9 \times 10^{-12} \frac{T^{3/2} L^2}{\ln \Lambda} \text{ sec} \quad (6.16)$$

ενώ ο μαγνητικός αριθμός Reynolds είναι:

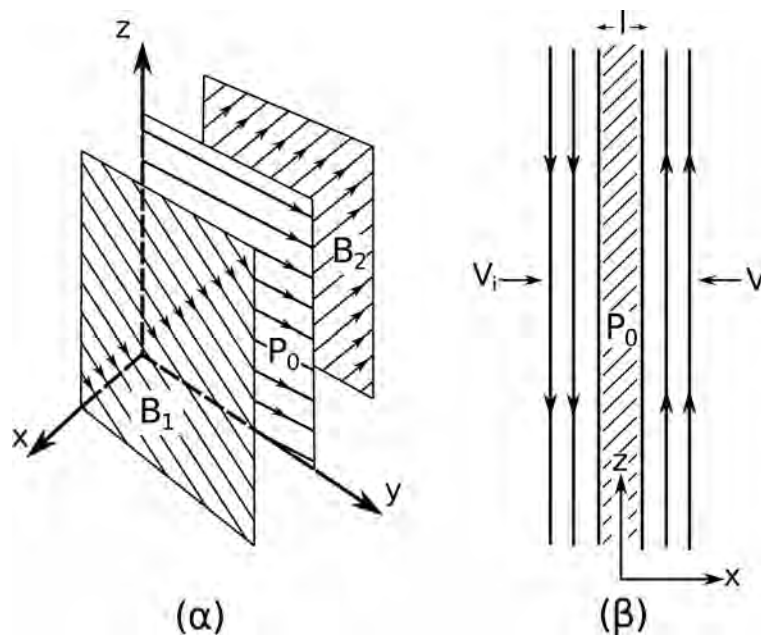
$$R_m \approx 1.9 \times 10^{-12} \frac{T^{3/2} V L}{\ln \Lambda} \quad (6.17)$$

Στις παραπάνω εκφράσεις  $T$  είναι η θερμοκρασία του πλάσματος. Η ποσότητα  $\ln \Lambda$ , γνωστή με το όνομα λογάριθμος *Coulomb*, μεταβάλλεται αργά με την πυκνότητα και τη θερμοκρασία: στις συνθήκες φωτόσφαιρας και χρωμόσφαιρας έχει την τιμή  $\sim 10$  ενώ στο στέμμα η τιμή της είναι  $\sim 20$ . Τυπικές τιμές του συντελεστή διάχυσης και του μαγνητικού αριθμού Reynolds δίνονται στον Πίνακα 6.1.

**Πίνακας 6.1:** Τυπικές τιμές του χρόνου διάχυσης και του μαγνητικού αριθμού Reynolds

| Σχηματισμός                             | $T$<br>(K)        | $L$<br>(km) | $\tau_D$   | $V$<br>(km/sec) | $R_m$     |
|---|-------------------|-------------|------------|-----------------|-----------|
| Μικρές μαγνητικές περιοχές (φωτόσφαιρα) | $5.5 \times 10^3$ | $10^2$      | 50 ημ      | 0.1             | $10^3$    |
| Κηλίδες (φωτόσφαιρα)                    | $5.5 \times 10^3$ | $10^4$      | $10^3$ έτη | 0.1             | $10^5$    |
| Στεμματικοί βρόχοι                      | $2 \times 10^6$   | $10^5$      | $10^9$ έτη | 10.             | $10^{12}$ |

Όπως βλέπουμε στον πίνακα ο χρόνος διάχυσης είναι πολύ μεγαλύτερος από το χρόνο ζωής των σχηματισμών και το προφανές συμπέρασμα είναι ότι η διάχυση δεν παίζει σημαντικό ρόλο στη χρονική εξέλιξη αυτών των σχηματισμών, πράγμα που επιβεβαιώνεται και από τις πολύ μεγάλες τιμές του αριθμού Reynolds. Όμως η διάχυση είναι πολύ σημαντικός μηχανισμός για μετατροπή μαγνητικής ενέργειας σε θερμότητα που συμβαίνει σε μία σειρά από ηλιακά φαινόμενα, όπως π.χ. οι εκλάμψεις.



**Σχήμα 6.2:** Δύο παραδείγματα φύλλων ρεύματος. (a.) φύλλο ρεύματος που βρίσκεται στο επίπεδο  $y - z$ . Το μαγνητικό πεδίο εκατέρωθεν του φύλλου έχει και μια παράλληλη προς το φύλλο συνιστώσα. (b.) τομή φύλλου ρεύματος που το μαγνητικό πεδίο στο κέντρο του είναι ακριβώς μηδέν.

### 6.2.3 Φύλλα ρεύματος

Στον Ήλιο και στο μεσοπλανητικό χώρο στις περισσότερες περιπτώσεις η χωρική κλίμακα  $L$  μέσα στην οποία το μαγνητικό πεδίο  $B$  μεταβάλλεται είναι σχετικά μεγάλη. Για παράδειγμα στον Ήλιο είναι τυπικά από 1000 ως 10000 km και η προκύπτουσα πυκνότητα ρεύματος από το νόμο του Ampère (σχέση 5.21)

$$J \approx \frac{4\pi B}{cL} \quad (6.18)$$

είναι πολύ μικρή. Παρ' όλα αυτά υπάρχουν φύλλα ρεύματος (βλ. προηγούμενο εδάφιο), επιφάνειες δηλαδή με πάχος  $l$  πολύ μικρότερο από το  $L$  που αντιστοιχούν σε πυκνότητες ρεύματος σημαντικά μεγαλύτερες από αυτές που δίνει η (6.18). Σε αρκετές περιπτώσεις η ύπαρξή τους είναι παροδική, όμως παίζουν σημαντικό ρόλο στη δημιουργία των εκλάμψεων (βλ. κεφάλαιο 9) και πιθανώς στη θέρμανση του στέμματος. Επίσης πιστεύεται ότι εμφανίζονται στις δομές των στεμματικών streamers (βλ. κεφάλαιο 8).

Γενικά ως φύλλο ρεύματος μπορεί να οριστεί μια στάσιμη διαχωριστική επιφάνεια στο πλάσμα με το μαγνητικό πεδίο να έχει μια συνιστώσα παράλληλη προς τη διαχωριστική επιφάνεια). Με άλλα λόγια μπορεί να θεωρηθεί ως μια εφραπτομενική ασυνέχεια χωρίς όμως να υπάρχει ροή υλικού διαμέσου της. Οι συνιστώσες του μαγνητικού πεδίου που είναι παράλληλες στο φύλλο μπορεί να έχουν οποιαδήποτε ένταση, όμως υπόκεινται στη συνθήκη ότι η ολική πίεση πρέπει να είναι συνεχής. Δηλαδή πρέπει

$$P_1 + \frac{B_1^2}{8\pi} = P_2 + \frac{B_2^2}{8\pi} \quad (6.19)$$

όπου οι δείκτες 1 και 2 αναφέρονται στην μπροστά και πίσω περιοχή από το φύλλο ρεύματος. Σημειώστε ότι η ισότητα αυτή ισχύει ακόμα και στην περίπτωση που το φύλλο ρεύματος δεν είναι επίπεδο αλλά παρουσιάζει καμπυλότητα.

Ας θεωρήσουμε ότι το μαγνητικό πεδίο είναι τόσο ισχυρό ώστε οι πιέσεις του πλάσματος  $P_1$  και  $P_2$  να μπορούν να αγνοηθούν (κάτι τέτοιο μπορεί να συμβεί σε ένα ηλιακό κέντρο δράσης). Τότε η (6.19)

υποδηλώνει ότι η ένταση του μαγνητικού πεδίου πρέπει να είναι ίδια μπροστά και πίσω από το φύλλο, ενώ η διεύθυνσή του μπορεί και να μην είναι (βλ. Σχήμα 6.2-α). Ας υποθέσουμε, όπως στο Σχήμα 6.2-α, ότι ο άξονας  $x$  είναι κάθετος στο επίπεδο του φύλλου ρεύματος και ότι ο άξονας  $y$  διχοτομεί τη γωνία που σχηματίζουν οι δύο διευθύνσεις του μαγνητικού πεδίου. Τότε καθώς περνάμε από τη μια πλευρά του φύλλου ρεύματος στην άλλη, το  $B_y$  παραμένει σταθερό ενώ η φορά του  $B_z$  αναστρέφεται. Κατά συνέπεια στο κέντρο του φύλλου η πίεση του πλάσματος αυξάνεται κατά

$$P_0 = \frac{B_{z1}^2}{8\pi} = \frac{B_{z2}^2}{8\pi} \quad (6.20)$$

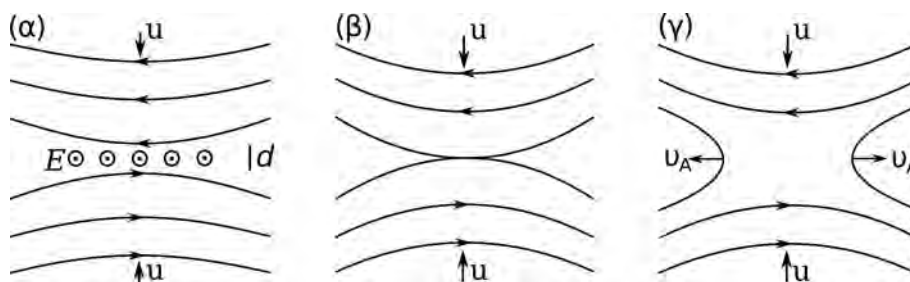
Στην περίπτωση που το  $B_y$  είναι μηδενικό έχουμε μια κατάσταση όπου το μαγνητικό πεδίο είναι ακριβώς μηδέν στο κέντρο του φύλλου ρεύματος και η φορά του μαγνητικού πεδίου αναστρέφεται από τη μια πλευρά του φύλλου προς την άλλη (Σχήμα 6.2-β). Επειδή η γεωμετρία σε αυτή την περίπτωση είναι πιο απλή, στη συνέχεια θα ασχοληθούμε με τέτοια φύλλα ρεύματος μόνο.

Ένα φύλλο ρεύματος μοιάζει από μια άποψη με κρουστικό κύμα υπό την έννοια ότι και τα δύο μπορούν να θεωρηθούν ως ασυνέχειες που χωρίζουν δύο περιοχές που ισχύουν οι εξισώσεις της ιδανικής ΜΤΔ. Όμως οι ομοιότητες σταματούν εδώ. Οι διαφορές είναι πιο σημαντικές: για παράδειγμα δεν υπάρχουν οδεύοντα φύλλα ρεύματος, αντίθετα έχουν την τάση με το χρόνο να διαχέονται.

### 6.3 Ο μηχανισμός της μαγνητικής επανασύνδεσης

Με τον όρο *μαγνητική επανασύνδεση* (magnetic reconnection) εννοούμε μια διαδικασία κατά την οποία τοπολογικές μεταβολές σε μερικές δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου διευκολύνουν την έκλυση ενέργειας. Πρόκειται για μηχανισμό εξαιρετικά σημαντικό για μια σειρά από φαινόμενα που συμβαίνουν στο ηλιακό σύστημα. Η μαγνητική επανασύνδεση στον Ήλιο παίζει σημαντικό ρόλο στη δημιουργία των ηλιακών εκλάμψεων (κεφάλαιο 9) και ενδεχομένως συμβάλει στη θέρμανση του στέμματος. Επίσης στη γήινη μαγνητόσφαιρα, διαδικασίες μαγνητικής επανασύνδεσης που μπορούν να λάβουν χώρα στη *μαγνητοουρά* είναι δυνατό να οδηγήσουν σε *σελαϊκές υποκαταιγίδες* ή ακόμα και σε *μαγνητικές καταγίδες* (για τα φαινόμενα αυτά, βλ. κεφάλαιο 12).

Όταν συμβαίνει μαγνητική επανασύνδεση δεν μπορούμε να περιγράψουμε το μαγνητικό πεδίο ως *παγωμένο* μέσα στο πλάσμα. Με άλλα λόγια πρέπει το πλάσμα να έχει μια μικρή αλλά μη μηδενική ειδική αντίσταση με αποτέλεσμα τα φαινόμενα διάχυσης του μαγνητικού πεδίου να μην είναι αμελητέα. Όταν μια δυναμική γραμμή συναντήσει μια τέτοια περιοχή μπορεί να κοπεί σε δύο ξεχωριστά κομμάτια που το καθένα έχει ένα άκρο έξω από την περιοχή διάχυσης και κινείται με τη ροή του πλάσματος προς τα έξω. Όταν αυτά τα κομμάτια αργότερα αποσυζευχθούν από την περιοχή διάχυσης κατά πάσα πιθανότητα καθένα από αυτά θα βρεθεί συνδεδεμένο με κάποιο άλλο κομμάτι δυναμικής γραμμής. Αυτή είναι η τοπολογική εκδήλωση της μαγνητικής επανασύνδεσης: οι δυναμικές γραμμές “κόβονται” και “επανασυνδέονται” με άλλα κομμάτια.



Σχήμα 6.3: Σχηματική αναπαράσταση της διαδικασίας της μαγνητικής επανασύνδεσης.

Το Σχήμα 6.3-α δίνει μια χαρακτηριστική τοπολογία μαγνητικού πεδίου που οδηγεί σε μαγνητική επανασύνδεση. Έχουμε δύο συστήματα μαγνητικών δυναμικών γραμμών αντίθετης φοράς, επομένως η γεωμετρία είναι παρόμοια με αυτή που εξετάστηκε στα εδάφια 6.2.2-3. Σύμφωνα με όσα εκτέθηκαν παραπάνω, θα αναπτυχθεί ένα φύλλο ρεύματος ανάμεσα τους, με διεύθυνση κάθετη προς το επίπεδο της σελίδας. Τα δύο συστήματα δυναμικών γραμμών είναι παγωμένα μέσα στο πλάσμα του οποίου η αγωγιμότητα θεωρείται άπειρη. Καθώς η ροή του πλάσματος  $\mathbf{u}$  σπρώχνει τις δυναμικές γραμμές προς την περιοχή όπου το πεδίο μηδενίζεται (ουδέτερη γραμμή), σχηματίζεται μια μαγνητική τοπολογία που μοιάζει με  $X$  (εδάφιο 5.6) όπου δύο αντιπαράλληλες δυναμικές γραμμές “συναντώνται” (Σχήμα 6.3-β). Καθώς η απόσταση ανάμεσα στις δυναμικές γραμμές μικραίνει, η πυκνότητα του ρεύματος αυξάνει (βλ. σχέση 6.18) με αποτέλεσμα να δημιουργηθεί αστάθεια στο πλάσμα και η αγωγιμότητα στην περιοχή γύρω από την οποία συναντώνται οι δύο δυναμικές γραμμές να πάψει να είναι άπειρη και να αποκτήσει μια πεπερασμένη τιμή. Τότε στην περιοχή αυτή παύουν οι δυναμικές γραμμές να είναι παγωμένες μέσα στο πλάσμα και ξεκινά η διαδικασία διάχυσης.

Στο σημείο  $X$  οι δυναμικές γραμμές συνενώνονται. Η μαγνητική τάση “περικόπτει” τις δυναμικές γραμμές που συνενώθηκαν τραβώντας τις πέρα από την περιοχή που πριν είχε σχηματιστεί το σημείο  $X$  (Σχήμα 6.3-γ). Η ηλεκτρομαγνητική ενέργεια που εισέρρευσε στην περιοχή διάχυσης μετατρέπεται σε κινητική ενέργεια πλάσματος που εκρέει αριστερά και δεξιά από την περιοχή που έγινε η διάχυση. Στο Σχήμα 6.3-γ η ταχύτητα εκροής παριστάνεται με  $v_A$ . Αυτή η ροή του πλάσματος μπορεί να γίνεται με ταχύτητα που υπερβαίνει την τοπική ταχύτητα Alfvén. Συνεπώς αναπτύσσονται δύο κρουστικά κύματα που διαδίδονται πέρα από την περιοχή επανασύνδεσης. Τα κρουστικά κύματα με τη σειρά τους οδηγούν σε επιτάχυνση σωματιδίων σε υψηλές ενέργειες.

## 6.4 Το μοντέλο Sweet-Parker

Η μαγνητική επανασύνδεση που περιγράψαμε στην προηγούμενη παράγραφο αποτελεί το λεγόμενο μοντέλο επανασύνδεσης Sweet-Parker. Εδώ θα ποσοτικοποιήσουμε την περιγραφή που δόθηκε παραπάνω. Στο Σχήμα 6.4 εμφανίζεται η γεωμετρία του προβλήματος με μεγαλύτερη λεπτομέρεια. Η γραμμοσκιασμένη περιοχή είναι εκεί που γίνεται διάχυση του μαγνητικού πεδίου και έχει μήκος  $2L$  και πλάτος  $2l$  με  $L \gg l$ . Για να γίνει το πρόβλημα απλούστερο υποθέτουμε ότι οι περιοχές εισροής και εκροής (οι αντίστοιχες παράμετροι θα υποδηλώνονται με τους δείκτες  $i$  και  $o$ , αντίστοιχα) είναι συμμετρικές. Κάτι τέτοιο συμβαίνει κατά προσέγγιση στη μαγνητική επανασύνδεση που λαμβάνει χώρα στη μαγνητοσφαιρά της γήινης μαγνητόσφαιρας (κεφάλαιο 12). Το ηλεκτρικό πεδίο  $E$  θεωρούμε ότι είναι χωρικά ομογενές αρχικά (αυτή η παραδοχή στην πραγματικότητα προϋποθέτει σταθερή κατάσταση, δηλαδή  $\partial/\partial t \equiv 0$ ). Τότε έχουμε

$$E = u_i B_i = u_o B_o \quad (6.21)$$

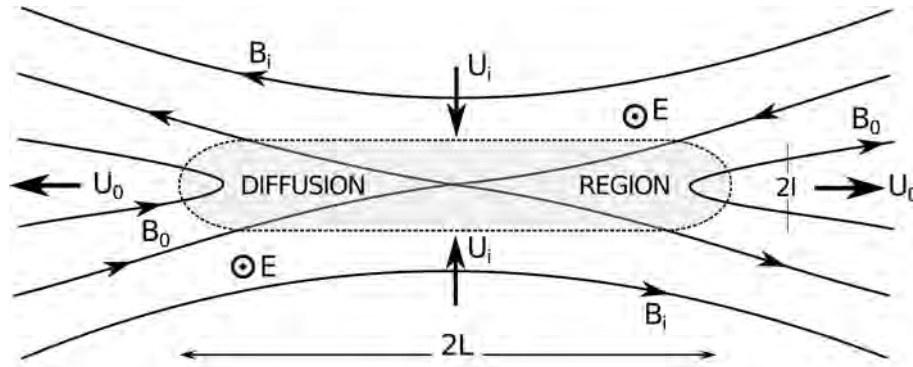
Παραπέρα υποθέτουμε ότι η ροή είναι ασυμπιεστή (δηλ.  $\rho_i = \rho_o = \rho$ ) και η αρχή διατήρησης της μάζας δίνει

$$u_i L = u_o l \quad (6.22)$$

Κατόπιν εξισώνουμε την κινητική ενέργεια  $\Delta W$  που αποκομίζεται από την εκροή του πλάσματος με την ηλεκτρομαγνητική ενέργεια που εισρέει στη περιοχή διάχυσης. Ο ρυθμός εισροής ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας στην μονάδα επιφάνειας δίνεται από το άνυσμα Poynting,  $S$

$$|S| = \frac{|\mathbf{E} \times \mathbf{B}|}{c} = \frac{EB_i}{4\pi} = \frac{u_i B_i^2}{4\pi} \quad (6.23)$$

Για τον υπολογισμό της  $\Delta W$  λαμβάνουμε υπ' όψιν ότι η μάζα  $\rho u_i$  που ρέει στη μονάδα του χρόνου



**Σχήμα 6.4:** Η γεωμετρία της μαγνητικής επανασύνδεσης στο μοντέλο Sweet-Parker. Η γραμμοσκιασμένη επιφάνεια αντιστοιχεί στην περιοχή που γίνεται διάχυση του μαγνητικού πεδίου.

και της επιφάνειας αποκτά ταχύτητα  $\rho u_o$  κι έτσι έχουμε για τη  $\Delta W$  που εκφράζει διαστατικά ενέργεια ανά μονάδα επιφάνειας και χρόνου

$$\Delta W = \frac{1}{2} \rho u_i (u_o^2 - u_i^2) \quad (6.24)$$

Εξισώνοντας τους ρυθμούς ενέργειας στις (6.23) και (6.24) και χρησιμοποιώντας ότι  $u_o \gg u_i$  (η ανίσωση αυτή προκύπτει ως συνέπεια της 6.22) παίρνουμε

$$\frac{u_i B_i^2}{4\pi} = \frac{1}{2} \rho u_i u_o^2 \quad (6.25)$$

δηλαδή

$$u_o^2 = 2 \frac{B_i^2}{4\pi\rho} = 2v_{A,i}^2 \quad (6.26)$$

όπου  $v_{A,i}$  είναι η ταχύτητα Alfven στην περιοχής εισροής.

Για να προχωρήσουμε πρέπει να υπολογίσουμε το πάχος  $l$  της περιοχής διάχυσης. Αυτό επιτυγχάνεται αν χρησιμοποιήσουμε το νόμο Ohm πολύ μακριά και μέσα στο φύλλο ρεύματος. Στην πρώτη περίπτωση παίρνουμε

$$E = \frac{u_i B}{c} \quad (6.27)$$

όπου  $B$  το μαγνητικό πεδίο πολύ μακριά από το φύλλο ρεύματος. Στο κέντρο του φύλλου ρεύματος το μαγνητικό πεδίο μηδενίζεται και ο νόμος του Ohm γίνεται

$$E = \eta J \quad (6.28)$$

όπου  $J$  η πυκνότητα ρεύματος. Όμως εφαρμογή του νόμου του Ampère για το φύλλο ρεύματος δίνει

$$J = \frac{cB}{4\pi l} \quad (6.29)$$

Με συνδυασμό των (6.27), (6.28) και (6.29) παίρνουμε για το πάχος του φύλλου ρεύματος

$$l = \frac{\eta c^2}{4\pi u_i} \quad (6.30)$$

Ο συνδυασμός της τελευταίας με την (6.22) και την (6.26) δίνει μια έκφραση για την ταχύτητα του εισρέοντος πλάσματος:

$$u_i^2 = \frac{\sqrt{2}\eta c^2 v_{A,i}}{4\pi L} \quad (6.31)$$

δηλαδή

$$u_i = v_{A,i} \sqrt{\sqrt{2}/R_{m,A,i}} \quad (6.32)$$

όπου  $R_{m,A,i}$  ο μαγνητικός αριθμός Reynolds που σχετίζεται με την ταχύτητα Alfvén στην περιοχή εισροής:

$$R_{m,A,i} = \frac{4\pi v_{A,i} L}{\eta c^2} \quad (6.33)$$

Το πόσο γρήγορα συμβαίνει η μαγνητική επανασύνδεση ποσοτικοποιείται με το λεγόμενο ρυθμό επανασύνδεσης  $r$  που είναι το πηλίκον της ταχύτητας εισροής προς την ταχύτητα εκροής. Για το μοντέλο που μόλις παρουσιάσαμε ο ρυθμός επανασύνδεσης όπως προκύπτει από τις σχέσεις (6.26) και (6.32) είναι

$$r \sim \frac{1}{\sqrt{R_{m,A,i}}} \quad (6.34)$$

που είναι πάρα πολύ μικρός μια και είναι αντιστρόφως ανάλογος της τετραγωνικής ρίζας του μαγνητικού αριθμού Reynolds ο οποίος στον Ήλιο, στο μεσοπλανητικό χώρο και στη μαγνητόσφαιρα έχει πολύ μεγάλες τιμές (από  $10^3$  στην ηλιακή φωτόσφαιρα μέχρι  $10^{12}$  στο στέμμα - βλ. πίνακα 6.1). Για παράδειγμα, για  $R_m \approx 10^8 - 10^{12}$ , ο ρυθμός μαγνητικής επανασύνδεσης είναι περίπου  $10^{-4} - 10^{-6}$  ο οποίος αντιστοιχεί σε ταχύτητα εισροής  $u_i \approx 0.01 \text{ km s}^{-1}$  για τυπική ταχύτητα Alfvén  $v_A \approx 1000 \text{ km s}^{-1}$ . Αυτό σημαίνει πως αν η μαγνητική επανασύνδεση που λαμβάνει χώρα σε διάφορα δυναμικά φαινόμενα οφειλόταν στο μηχανισμό Sweet-Parker αυτά θα εξελίσσονταν πολύ αργά. Για παράδειγμα οι ηλιακές εκλάμψεις θα είχαν μια χρονική κλίμακα ημερών ή και βδομάδων ενώ γνωρίζουμε ότι ο χαρακτηριστικός χρόνος τους είναι της τάξης των μερικών λεπτών ή δευτερολέπτων.

## 6.5 Εναλλακτικές προσεγγίσεις

Από την παραπάνω συζήτηση προκύπτει ότι για να αυξηθεί ο ρυθμός μαγνητικής επανασύνδεσης και να έρθει σε συμφωνία με τις χρονικές κλίμακες των δυναμικών φαινομένων που συμβαίνουν στον Ήλιο και τη μαγνητόσφαιρα και στα οποία εμπλέκεται η διαδικασία της μαγνητικής επανασύνδεσης πρέπει να ελαττωθεί ο αριθμός Reynolds του εισρέοντος πλάσματος. Σύμφωνα με τη σχέση (6.33) αυτό μπορεί να γίνει με δύο τρόπους:

1. Είτε να ελαττωθεί η χωρική κλίμακα  $L$  της περιοχής επανασύνδεσης.
2. Είτε με κάποιο τρόπο να έχουμε αύξηση της ειδικής αντίστασης του πλάσματος στην περιοχή επανασύνδεσης. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται ανώμαλη αντίσταση και μπορεί να συμβεί όταν στο πλάσμα υπάρχουν ιοντο-ακουστικά κύματα.

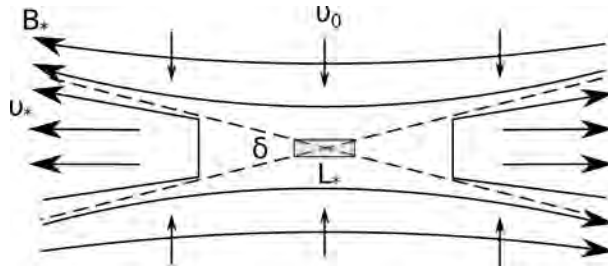
Επίσης πρέπει να σημειωθεί ότι η σύγκριση των θεωρητικών μοντέλων με τις παρατηρήσεις δεν είναι εύκολη γιατί η χωρική κλίμακα της περιοχής διάχυσης πρέπει σύμφωνα με την παραπάνω συζήτηση να είναι πολύ μικρή (οι υπολογισμοί δίνουν ότι πρέπει να είναι της τάξης των μερικών δεκάδων μέτρων στην ηλιακή ατμόσφαιρα και μερικών εκατοντάδων μέτρων στη μαγνητόσφαιρα). Κατά συνέπεια η συλλογή κατάλληλων δεδομένων είναι εξαιρετικά δύσκολη λόγω των περιορισμών που επιβάλλονται από τα όργανα που κάνουν τις παρατηρήσεις.

### 6.5.1 Το μοντέλο Petschek

Ένα δημοφιλές μοντέλο στο οποίο προκύπτει μείωση της οριζόντιας έκτασης της περιοχής επανασύνδεσης είναι το μοντέλο που προτάθηκε από τον Petschek και φέρει το όνομά του. Η γεωμετρία του μοντέλου φαίνεται στο Σχήμα 6.5. Η μείωση του  $L$  επιτυγχάνεται με την ανάπτυξη κρουστικών κυμάτων στο όριο ανάμεσα στην περιοχή εισροής και την περιοχή εκροής, επιτρέποντας έτσι την περιοχή εκροής να “ανοίξει”. Λόγω των κρουστικών κυμάτων, η ταχύτητα εισροής μπορεί να φτάσει την ταχύτητα Alfven του εκρέοντος πλάσματος με συνέπεια να έχουμε γρηγορότερο ρυθμό μαγνητικής επανασύνδεσης σε σχέση με το μοντέλο Sweet-Parker. Οι υπολογισμοί δίνουν για το ρυθμό μαγνητικής επανασύνδεσης

$$r \approx \frac{\pi}{8 \ln R_m} \quad (6.35)$$

που είναι πολύ μεγαλύτερος από αυτόν που προκύπτει από τη σχέση (6.34), αφού τώρα εξαρτάται μόνο από το λογάριθμο του μαγνητικού αριθμού Reynolds. Για παράδειγμα, στο ηλιακό στέμμα που ο μαγνητικός αριθμός Reynolds είναι πολύ μεγάλος ( $R_m \approx 10^8 - 10^{12}$ ), ο ρυθμός μαγνητικής επανασύνδεσης σύμφωνα με το μοντέλο Petschek είναι, σύμφωνα με την (6.35) περίπου 0.01-0.02 ο οποίος αντιστοιχεί σε ταχύτητα εισροής  $u_i \approx 10 - 20 \text{ km s}^{-1}$  για τυπική ταχύτητα Alfven  $v_A \approx 1000 \text{ km s}^{-1}$ . Επομένως ο ρυθμός μαγνητικής επανασύνδεσης του μοντέλου Petschek είναι περίπου τρεις τάξεις μεγέθους γρηγορότερος από αυτόν του μοντέλου Sweet-Parker.



**Σχήμα 6.5:** Το μοντέλο Petschek για τη μαγνητική επανασύνδεση. Η γκριζα επιφάνεια αντιστοιχεί στην περιοχή διάχυσης.

### 6.5.2 Ασταθής μαγνητική επανασύνδεση

Όταν η περιοχή διάχυσης που συμβαίνει η μαγνητική επανασύνδεση έχει μεγάλο μήκος (όπως στο μοντέλο Sweet-Parker), μπορεί να συμβεί η αστάθεια διάλυσης (tearing mode instability) και να επακολουθήσει μαγνητική επανασύνδεση. Η συγκεκριμένη αστάθεια λαμβάνει χώρα όταν ο χαρακτηριστικός χρόνος διάχυσης,  $\tau_d$ , είναι πολύ μεγαλύτερος από το χαρακτηριστικό χρόνο Alfven,  $\tau_A$ . Για ένα φύλλο ρεύματος πλάτους  $2l$ , ο χαρακτηριστικός χρόνος διάχυσης είναι

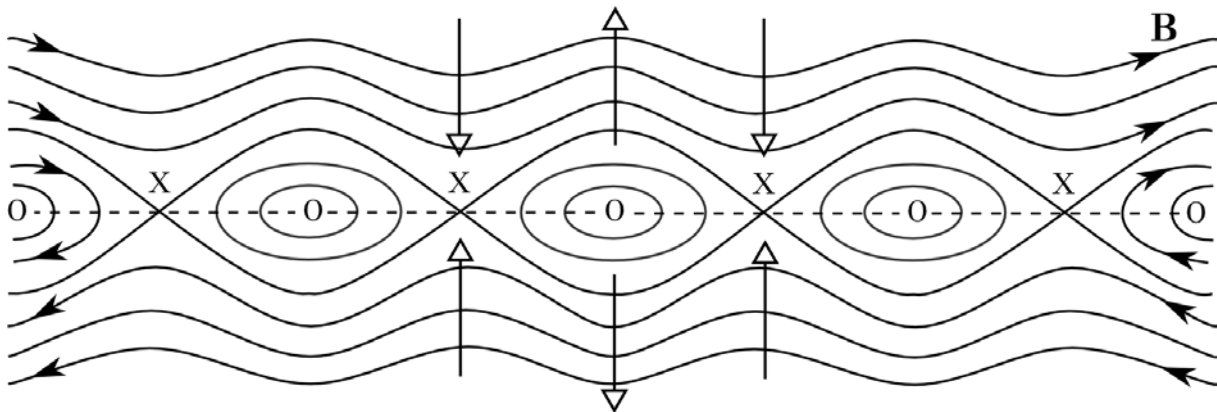
$$\tau_d = \frac{l^2}{\eta} \quad (6.36)$$

και ο χαρακτηριστικός χρόνος Alfven είναι

$$\tau_A = \frac{l}{v_A} \quad (6.37)$$

Η αστάθεια προκύπτει λόγω της αποσύζευξης του μαγνητικού πεδίου από το πλάσμα επειδή η ειδική αντίσταση του πλάσματος δεν είναι μηδέν. Κατ' ουσία, μια διαταραχή μπορεί να προκαλέσει αστάθεια πριν υπάρξει σταθεροποίηση από τη μαγνητική διάχυση, όταν  $\tau_d \gg \tau_A$ . Η αστάθεια διάλυσης έχει μήκος





**Σχήμα 6.6:** Σχηματισμός μαγνητικών νησιών στην περιοχή μαγνητικής επανασύνδεσης λόγω της αστάθειας διάλυσης. Φαίνεται ο σχηματισμός ουδέτερων σημείων τύπου  $X$  και  $O$  στα όρια των περιοχών αντίθετου μαγνητικού πεδίου ενώ η ροή του πλάσματος σημειώνεται με τα βέλη.

κύματος μεγαλύτερο από το πλάτος του φύλλου ρεύματος (δηλαδή αν ο αντίστοιχος κυματριθμός είναι  $k$ , θα έχουμε  $kl < 1$ ) και χρόνο ανάπτυξης,  $\tau_G^{tear}$ , που δίνεται από τη σχέση

$$\tau_G^{tear} = [(kl)^2 \tau_d^3 \tau_A^2]^{1/5} \quad (6.38)$$

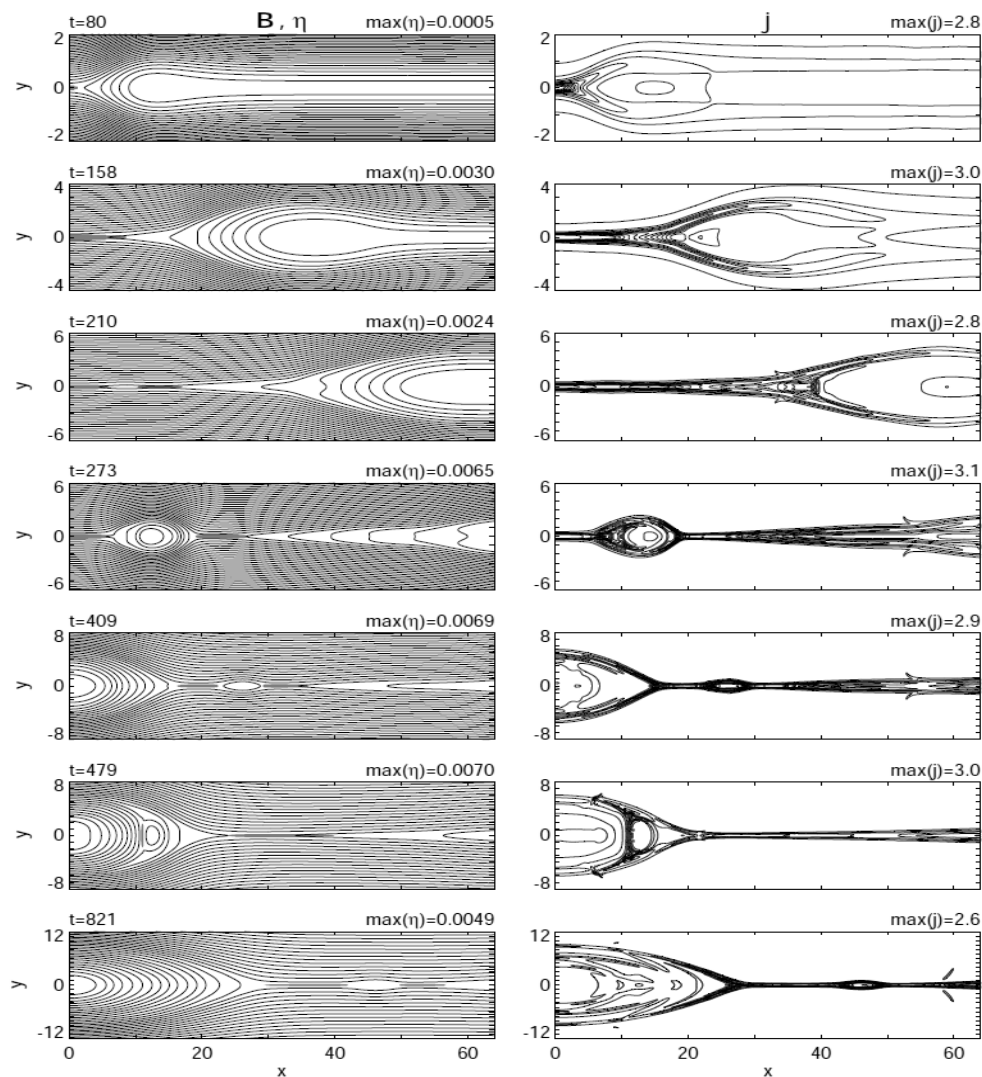
για κυματριθμούς που ικανοποιούν τη συνθήκη

$$\left(\frac{\tau_A}{\tau_d}\right)^{1/4} < kl < 1 \quad (6.39)$$

Η αστάθεια διάλυσης δημιουργεί δομές μικρής κλίμακας στο φύλλο ρεύματος που επιταχύνουν τη διάχυση. Οι δομές αυτές ονομάζονται *μαγνητικά νησιά* (Σχήμα 6.6). Η έκλυση ενέργειας συμβαίνει κατά τη διάρκεια σχηματισμού των μαγνητικών νησιών. Για τυπικές τιμές παραμέτρων του ηλιακού στέμματος (αριθμητική πυκνότητα  $N_e = 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ , θερμοκρασία  $T = 2.5 \times 10^6 \text{ K}$ , μαγνητικό πεδίο  $B = 200 \text{ G}$ ) και για φύλλο ρεύματος με πλάτος  $1.4 \times 10^4 \text{ cm}$ , έχει υπολογιστεί ότι ο χρόνος ανάπτυξης της αστάθειας διάλυσης είναι  $t_G^{tear} \approx 0.4 \text{ s}$ . Ο χρόνος αυτός είναι συγκρίσιμος με τη χρονική κλίμακα βραχύβιων εκπομπών που εμφανίζονται στις ηλιακές εκλάμψεις (βραχύβιοι παλμοί στις σκληρές ακτίνες  $X$  και στοιχειώδεις ραδιοεξάρσεις τύπου III).

Σε ένα δυναμικό περιβάλλον τα μαγνητικά νησιά που δημιουργούνται κατά την αστάθεια διάλυσης δεν είναι ευσταθή. Έτσι είναι δυνατόν, αν η ειδική αντίσταση είναι ακόμα μη μηδενική, να λάβει χώρα μία ακόμα αστάθεια, η αστάθεια συνένωσης (coalescence instability), η οποία συνενώνει σε ένα, δύο μαγνητικά νησιά που έχουν πλησιάσει το ένα στο άλλο. Η αστάθεια συνένωσης ολοκληρώνει την κατάρρευση τμημάτων του φύλλου ρεύματος που ξεκινά με την αστάθεια διάλυσης και απελευθερώνει το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας στο φύλλο ρεύματος. Ο χαρακτηριστικός χρόνος της αστάθειας είναι  $\tau_{coal} \approx 0.2 - 2 \text{ s}$ , ο οποίος είναι επίσης συμβατός με τον τυπικό χρόνο της διαμόρφωσης της σκληρής ακτινοβολίας  $X$  στις εκλάμψεις καθώς και με τον τυπικό χρόνο των στοιχειωδών ραδιοεξάρσεων τύπου III.

Οι προσομοιώσεις δείχνουν ότι οι δύο διαδικασίες που περιγράφηκαν προηγουμένως, η αστάθεια διάλυσης και η αστάθεια συνένωσης, συμβαίνουν επαναληπτικά. Ένα μακρύ φύλλο ρεύματος υφίσταται πρώτα την αστάθεια διάλυσης η οποία δημιουργεί δομές μικρής κλίμακας, μερικές εκ των οποίων συνενώνονται λόγω της αστάθειας συνένωσης. Οι δομές που προκύπτουν μπορεί να υποστούν πάλι την αστάθεια διάλυσης και οι νέες δομές ξανά την αστάθεια συνένωσης κ.ο.κ. Ένα παράδειγμα μιας τέτοιας προσομοίωσης φαίνεται στο Σχήμα 6.7.

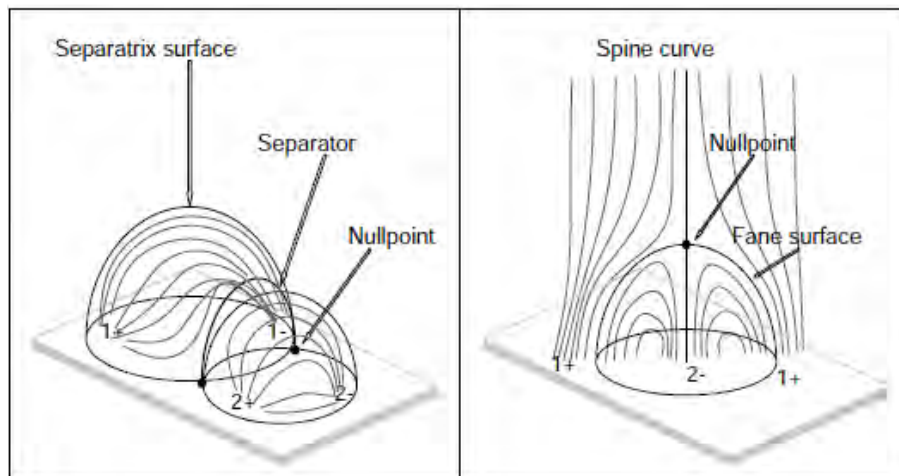


**Σχήμα 6.7:** Προσομοίωση μαγνητικής επανασύνδεσης με επαναλαμβανόμενες διαδικασίες διάλυσης και συνένωσης. Στην αριστερή στήλη φαίνεται το μαγνητικό πεδίο και στη δεξιά η πυκνότητα ρεύματος. Οι λεπτές γκρίζες επιφάνειες στα διαγράμματα του μαγνητικού πεδίου γύρω από το  $y = 0$  αντιστοιχούν σε περιοχές με ανώμαλη αντίσταση (από Kliem et al., 2000).

Οι διαδικασίες διάλυσης και συνένωσης είναι δυνατόν να επαναλαμβάνονται μέχρι να φτάσουμε σε μικροσκοπικό επίπεδο (π.χ. της ακτίνας Larmor των ιόντων) με αποτέλεσμα τη δημιουργία ενός φρακταλικού φύλλου ρεύματος. Η τύρβη μπορεί επίσης να δημιουργήσει παρόμοιο κατακερματισμό του φύλλου ρεύματος και τότε η μαγνητική επανασύνδεση ονομάζεται τυρβώδης.

## 6.6 Μαγνητική επανασύνδεση σε τρεις διαστάσεις

Στα εδάφια 6.3, 6.4 και 6.5 περιγράψαμε τη μαγνητική επανασύνδεση σε δύο διαστάσεις. Η περιγραφή αυτή ισχύει προσεγγιστικά και για τρισδιάστατα μαγνητικά πεδία μόνο με την προϋπόθεση ότι το μαγνητικό πεδίο έχει συμμετρία μεταφοράς στην τρίτη διάσταση η οποία αγνοείται. Πολλές φορές όμως κάτι τέτοιο δεν συμβαίνει και τότε είναι απαραίτητο να μελετηθεί η μαγνητική επανασύνδεση σε τρεις διαστάσεις. Η προσθήκη τρίτης διάστασης εισάγει νέες ιδιότητες στη μαγνητική επανασύνδεση, μερικές από τις οποίες



**Σχήμα 6.8:** Τοπολογία του μαγνητικού πεδίου στην περίπτωση τετραπολικής περιοχής (αριστερά) και περιοχής με παράσιτη πολικότητα (δεξιά).

είναι αρκετά διαφορετικές από αυτές που ισχύουν σε δύο διαστάσεις.

Τα χαρακτηριστικά του μαγνητικού πεδίου τα οποία χρησιμοποιούνται για τη μελέτη της μαγνητικής επανασύνδεσης σε τρεις διαστάσεις είναι τα εξής:

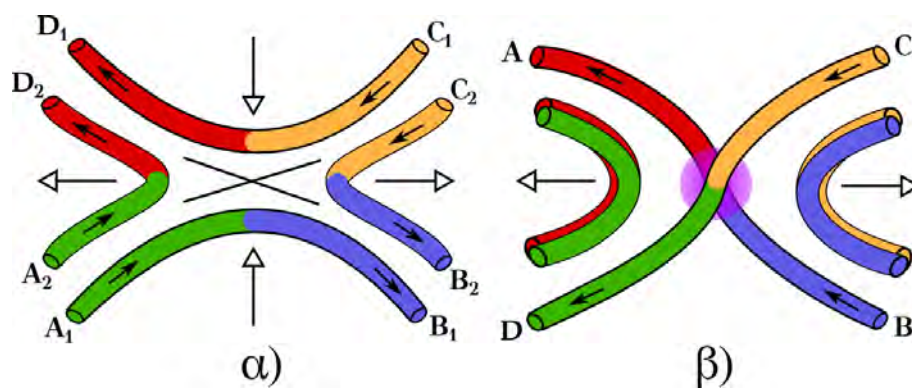
1. Πηγές είναι τα σημεία μέσω των οποίων το μαγνητικό πεδίο μπαίνει στο κάτω όριο της περιοχής που εξετάζουμε (π.χ. τη φωτόσφαιρα) ή βγαίνει από αυτό.
2. Ουδέτερα σημεία (null points). Είναι σημεία όπου η ένταση του μαγνητικού πεδίου μηδενίζεται.
3. Τομείς ροής είναι όγκοι μέσα στους οποίους οι δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου συνδέουν δύο πηγές.
4. Διαχωριστικές επιφάνειες (separatrix surfaces). Αποτελούν το σύνορο ανάμεσα σε τομείς ροής και περιέχουν δυναμικές γραμμές που συνδέουν μια πηγή με ένα ουδέτερο σημείο.
5. Διαχωριστές (separators) είναι δυναμικές γραμμές που συνδέουν δύο ουδέτερα σημεία και αποτελούν την τομή δύο διαχωριστικών επιφανειών.

Τα χαρακτηριστικά αυτά φαίνονται στο αριστερό σκίτσο του Σχήματος 6.8 στο οποίο έχουν σχεδιαστεί δυναμικές γραμμές ενός τετραπολικού μαγνητικού πεδίου. Ένα τέτοιο παράδειγμα μπορεί να προκύψει από την ανάδυση μιας διπολικής δομής (2+, 2- στο Σχήμα 6.8) κοντά σε ένα προϋπάρχον μαγνητικό δίπολο (1+, 1- στο Σχήμα 6.8). Στο δεξιό σκίτσο του Σχήματος 6.8 η νέα μαγνητική ροή είναι μονοπολική και αναδύεται σε περιοχή ανοιχτών δυναμικών γραμμών αντίθετης πολικότητας. Ο νέος τομέας ροής διαχωρίζεται από τους προϋπάρχοντες με μία θολωτή διαχωριστική επιφάνεια η οποία λέγεται περιβάλλουσα βεντάλιας (fan dome). Ο άξονας συμμετρίας της μονοπολικής περιοχής ονομάζεται ράχη (spine) και η τομή του με την περιβάλλουσα βεντάλιας είναι ένα ουδέτερο σημείο.

Έχει προταθεί ότι η ικανή και αναγκαία συνθήκη για να συμβεί μαγνητική επανασύνδεση σε τρεις διαστάσεις είναι

$$\int_{fl} \mathbf{E}_{\parallel} dl \neq 0 \quad (6.40)$$

όπου  $fl$  είναι η διαδρομή κατά μήκος της δυναμικής γραμμής του μαγνητικού πεδίου και  $\mathbf{E}_{\parallel}$  είναι η συνιστώσα του ηλεκτρικού πεδίου που είναι παράλληλη στη δυναμική γραμμή. Επομένως η παρουσία ρευμάτων



**Σχήμα 6.9:** Σκίτσα της διδιάστατης (α) και της τριδιάστατης (β) μαγνητικής επανασύνδεσης. Οι χρωματιστοί σωλήνες αντιστοιχούν σε σωλήνες μαγνητικής ροής και τα βέλη αντιστοιχούν στη φορά του μαγνητικού πεδίου. Τα χοντρά άσπρα βέλη δείχνουν τη ροή του πλάσματος ενώ η μοβ σφαίρα αντιστοιχεί στην τριδιάστατη περιοχή διάχυσης. Τα βέλη μέσα σε αυτή δείχνουν τη φορά της ροής του πλάσματος στην επιφάνειά της (βλέπε κείμενο για λεπτομέρειες).

είναι απαραίτητη για να συμβεί τρισδιάστατη μαγνητική επανασύνδεση, κάτι που ισχύει και στη διδιάστατη περίπτωση. Όμως στις τρεις διαστάσεις η πολυπλοκότητα του μαγνητικού πεδίου είναι γενικά μεγαλύτερη με αποτέλεσμα να αναπτύσσονται έντονες συγκεντρώσεις ρευμάτων και τελικά να συμβαίνει μαγνητική επανασύνδεση σε μια μεγαλύτερη ποικιλία μαγνητικών δομών. Αυτό έρχεται σε αντίθεση με τη διδιάστατη μαγνητική επανασύνδεση που συμβαίνει αποκλειστικά όταν το μαγνητικό πεδίο εμφανίζει ουδέτερο σημείο τύπου X.

Έχουν καταγραφεί οι εξής τύποι τρισδιάστατης μαγνητικής επανασύνδεσης:

- Επανασύνδεση ράχης (spine reconnection) όπου μια δυναμική γραμμή διεισδύει στην επιφάνεια της βεντάλιας, περιελίσσεται γύρω από τη ράχη και επανασυνδέεται στην αντίθετη πλευρά της επιφάνειας της βεντάλιας.
- Επανασύνδεση βεντάλιας (fan reconnection) όπου μια δυναμική γραμμή στροβιλίζεται γύρω από τη ράχη και την περιβάλλουσα της βεντάλιας και επανασυνδέεται στην αντίθετη πλευρά.
- Επανασύνδεση διαχωριστή (separator reconnection) η οποία είναι μια ειδική περίπτωση επανασύνδεσης βεντάλιας με τη διαφορά ότι η ράχη αντικαθίσταται από το διαχωριστή. Πρόκειται για το τρισδιάστατο ανάλογο της διδιάστατης επανασύνδεσης σε ουδέτερο σημείο τύπου X. Πράγματι, αν κάνουμε μια τομή κάθετα στο διαχωριστή θα δούμε ότι το μαγνητικό πεδίο έχει μορφολογία ουδέτερου σημείου τύπου X, όμως η κύρια συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου σε μια τέτοια περιοχή είναι παράλληλη στο διαχωριστή.

Στην τριδιάστατη περίπτωση, οι δυναμικές γραμμές διαχέονται συνεχώς σε όλο τον όγκο της περιοχής διάχυσης και κάθε τμήμα δυναμικής γραμμής που περνά από εκεί θα επανασυνδέεται με άλλες δυναμικές γραμμές. Λόγω αυτής της συμπεριφοράς, και σε αντίθεση με τη διδιάστατη περίπτωση η οποία απεικονίζεται στο Σχήμα 6.9-α, γενικά δεν είναι δυνατό να εντοπίσουμε ζεύγη δυναμικών γραμμών οι οποίες μετά την επανασύνδεση σχηματίζουν νέα ζεύγη δυναμικών γραμμών. Αντίθετα, το μόνο που είναι δυνατό, είναι να βρούμε δύο επιφάνειες (ή όγκους) δυναμικών γραμμών που επανασυνδέονται σχηματίζοντας δύο νέες επιφάνειες (ή όγκους) δυναμικών γραμμών (βλέπε Σχήμα 6.9-β).

## 6.7 Μαγνητική ελικότητα

Η μαγνητική ελικότητα (magnetic helicity) είναι μια τοπολογική ποσότητα που μετρά την συστρόφη και τη σύνδεση των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου και ο λόγος που παρουσιάζεται εδώ είναι ότι ο προσδιορισμός της τοπολογίας του μαγνητικού πεδίου είναι απαραίτητος σε κάθε μελέτη της μαγνητικής επανασύνδεσης. Η μαγνητική ελικότητα σε ένα κλειστό όγκο  $V$  ο οποίος περιβάλλεται από την επιφάνεια  $S$  ορίζεται από τη σχέση

$$H_0 = \int_V \mathbf{A} \cdot \mathbf{B} dV \quad (6.41)$$

όπου  $\mathbf{B}$  είναι το μαγνητικό πεδίο και  $\mathbf{A}$  το διανυσματικό δυναμικό ( $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ ). Η  $H_0$  είναι αναλλοίωτη σε μετασχηματισμούς βαθμίδας αν δεν μπαίνουν ή/και βγαίνουν δυναμικές γραμμές από τον όγκο  $V$ . Αυτό αποδεικνύεται αντικαθιστώντας το  $\mathbf{A}$  με το  $\mathbf{A} + \nabla\Phi_A$  (το οποίο δεν μεταβάλλει το  $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ ) έτσι ώστε η μεταβολή του  $H_0$  να είναι

$$\Delta H_0 = \int_V \nabla\Phi_A \cdot \mathbf{B} dV = \int_V \nabla \cdot (\Phi_A \mathbf{B}) dV \quad (6.42)$$

όπου χρησιμοποιήσαμε ότι  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ . Τότε από το θεώρημα απόκλισης συνεπάγεται ότι

$$\Delta H_0 = \int_S \Phi_A \mathbf{B} \cdot \mathbf{n} dS \quad (6.43)$$

όπου  $\mathbf{n}$  είναι το μοναδιαίο διάνυσμα που είναι κάθετο στην  $S$  με φορά προς τα έξω. Η  $H_0$  είναι αναλλοίωτη σε μετασχηματισμούς βαθμίδας ( $\Delta H_0 = 0$ ) όταν  $\mathbf{B} \cdot \mathbf{n} = 0$  στην επιφάνεια  $S$ .

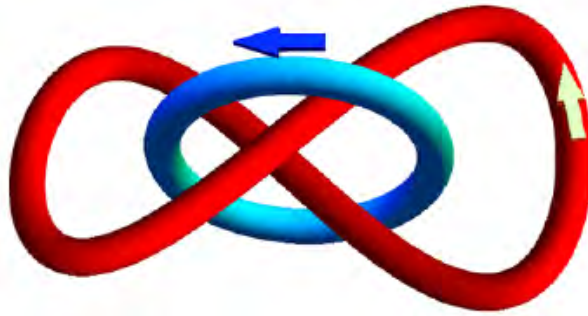
Ως πρακτικότερη εναλλακτική της  $H_0$ , συνήθως χρησιμοποιείται η σχετική μαγνητική ελικότητα,  $H$ , η οποία ορίζεται με την εξίσωση

$$H = \int_{V_\infty} (\mathbf{A} \cdot \mathbf{B} - \mathbf{A}_0 \cdot \mathbf{B}_0) dV \quad (6.44)$$

Εδώ  $\mathbf{B}_0 = \nabla \times \mathbf{A}_0$  είναι ένα μαγνητικό πεδίο το οποίο είναι ελεύθερο ρευμάτων μέσα στον όγκο  $V$ , είναι ίδιο με το  $\mathbf{B}$  έξω από τον  $V$  και ικανοποιεί τη σχέση  $\mathbf{A} \times \mathbf{n} = \mathbf{A}_0 \times \mathbf{n}$  στην επιφάνεια  $S$ . Αποδεικνύεται ότι η διαφορά ελικότητας σε όλο το χώρο  $V_\infty$  δύο οποιωνδήποτε μαγνητικών πεδίων τα οποία διαφέρουν μόνο μέσα στον  $V$  είναι ανεξάρτητη από το μαγνητικό πεδίο έξω από τον  $V$ . Ιδιαίτερα χρήσιμο μαγνητικό πεδίο αναφοράς μέσα στο  $V$  είναι ένα πεδίο ελεύθερο δυνάμεων, αφού προσδιορίζεται πλήρως από την  $\mathbf{B} \cdot \mathbf{n}$  στην  $S$ . Στο εξής η διαπραγμάτευσή μας θα αφορά τη σχετική μαγνητική ελικότητα την οποία για λόγους συντομίας θα αποκαλούμε “μαγνητική ελικότητα”.

Η μαγνητική ελικότητα έχει μονάδα ίδια με αυτή του τετραγώνου της μαγνητικής ροής (π.χ.  $\text{Mx}^2$ ). Έτσι ένας απομονωμένος σωλήνας μαγνητικής ροής που έχει αξονική ροή  $\Phi$  και μαγνητικό πεδίο που υφίσταται 2 στροφές γύρω από τον άξονά του θα έχει μαγνητική ελικότητα  $2\Phi^2$ . Αν υπάρχει και άλλος σωλήνας μαγνητικής ροής, η εύρεση της ολικής μαγνητικής ελικότητας της διάταξης βρίσκεται με την πρόσθεση της ελικότητας που οφείλεται στην ενδογενή συστρόφη του μαγνητικού πεδίου σε κάθε σωλήνα (αυτο-ελικότητα, self-helicity) και της ελικότητας που οφείλεται στον τρόπο σύνδεσης των δύο σωλήνων μαγνητικής ροής (αμοιβαία ελικότητα, mutual helicity). Στο παράδειγμα του Σχήματος 6.10 όπου οι δύο σωλήνες ροής έχουν αξονική ροή  $\Phi_1$  και  $\Phi_2$  και ενδογενή συστρόφη γύρω από τους άξονές τους  $T_1$  και  $T_2$  στροφές, η ολική ελικότητα του συστήματος είναι  $H = T_1\Phi_1^2 + T_2\Phi_2^2 + 2L\Phi_1\Phi_2$ , όπου  $L$  είναι ο βαθμός συνδεσιμότητας (linking number) της διάταξης που εδώ είναι 2. Επομένως, η αμοιβαία ελικότητα είναι  $4\Phi_1\Phi_2$ .

Ο ρυθμός μεταβολής της μαγνητικής ελικότητας όταν έχουμε τόσο διάχυση όσο και μεταφορά μαγνητικής ελικότητας μέσω της επιφάνειας  $S$  είναι



**Σχήμα 6.10:** Αν η κόκκινη και η γαλάζια δομή ήταν σωλήνες μαγνητικής ροής με αξονική ροή  $\Phi_1$  και  $\Phi_2$  και ενδογενή συστροφή γύρω από τους άξονές τους  $T_1$  και  $T_2$  στροφές, τότε η ολική μαγνητική ελικότητα του συστήματος θα ήταν  $T_1\Phi_1^2 + T_2\Phi_2^2 + 4\Phi_1\Phi_2$  (από Pevtsov et al., 2014).

$$\frac{dH}{dt} = -2 \int_V \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} dV + 2 \int_S \mathbf{A}_p \times \mathbf{E} \cdot \mathbf{n} dS \quad (6.45)$$

όπου  $\mathbf{E}$  είναι το ηλεκτρικό πεδίο και η βαθμίδα  $\mathbf{A}_p$  επιλέγεται ώστε να ικανοποιεί την  $\nabla \cdot \mathbf{A}_p = 0$  και να είναι  $\mathbf{A}_p \cdot \mathbf{n} = 0$  στην  $S$ . Η (6.45) είναι αντίστοιχη του θεωρήματος Poynting. Ο πρώτος όρος του δεύτερου μέλους της (6.45) αντιστοιχεί στη διάχυση ενώ ο δεύτερος όρος δίνει τη μεταφορά ελικότητας μέσω της επιφάνειας  $S$ .

Αποδεικνύεται ότι η διάχυση της μαγνητικής ελικότητας είναι ακριβώς μηδέν στην ιδανική μαγνητοϋδροδυναμική, ενώ στην μη ιδανική είναι αμελητέα όταν ο μαγνητικός αριθμός Reynolds του πλάσματος είναι μεγάλος. Αυτό πρακτικά σημαίνει ότι, σε πρώτη προσέγγιση, η μαγνητική επανασύνδεση δεν μπορεί να απαλείψει τη μαγνητική ελικότητα, αλλά μόνο να την μετατρέψει από τη μια μορφή στην άλλη. Με άλλα λόγια, σε κάθε κλειστό όγκο  $V$  η μαγνητική ελικότητα διατηρείται με την προϋπόθεση, φυσικά, ότι δεν υπάρχει μεταφορά ελικότητας μέσω της επιφάνειας  $S$  που περιβάλλει τον  $V$ . Σε κάθε περίπλοκο σύστημα που υφίσταται μαγνητική επανασύνδεση, η διατήρηση της μαγνητικής ελικότητας αποτελεί ένα σημαντικό παράγοντα στη διαμόρφωση της τελικής κατάστασης του συστήματος (βλ. κεφάλαιο 9).

Για το δεύτερο όρο του δεύτερου μέλους της εξίσωσης (6.45) που δίνει τη μεταφορά ελικότητας μέσω της επιφάνειας  $S$ , σημειώνουμε ότι στη φωτόσφαιρα η κυριότερη συνεισφορά στο  $\mathbf{E}$  προέρχεται από ιδανική μαγνητοϋδροδυναμική ροή. Στην περίπτωση αυτή έχουμε  $\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{V}$  και αγνοώντας τον όρο διάχυσης παίρνουμε

$$\frac{dH}{dt} = 2 \int_S [(\mathbf{A}_p \cdot \mathbf{V})\mathbf{B} - (\mathbf{A}_p \cdot \mathbf{B})\mathbf{V}] \cdot \mathbf{n} dS \quad (6.46)$$

Στην παραπάνω εξίσωση ο πρώτος όρος του δεύτερου μέλους δίνει το ρυθμό μεταβολής της ελικότητας λόγω κινήσεων που λαμβάνουν χώρα στην επιφάνεια  $S$  και οι οποίες συστρέφουν το μαγνητικό πεδίο ενώ ο δεύτερος όρος δίνει το ρυθμό μεταβολής της ελικότητας λόγω της ανάδυσης/κατάδυσης ελικοειδούς μαγνητικού πεδίου μέσω της  $S$ .

## 6.8 Ασκήσεις

- Υπολογίστε το απαιτούμενο χαρακτηριστικό μήκος ώστε να έχουμε χαρακτηριστικό χρόνο διάχυσης 1 δευτερολέπτου (τυπική τιμή για εκλάμψεις). Θεωρήστε στεμματική θερμοκρασία.
- Θεωρήστε μαγνητικό πεδίο της μορφής

$$\mathbf{B}(x, t) = (0, B_y(x, t), 0)$$

για το οποίο ισχύει, όταν  $t = 0$ :

$$B_y(x, 0) = 1 - x^2$$

Υποθέτουμε ότι στην περιοχή που βρίσκεται το μαγνητικό πεδίο έχουμε ροή πλάσματος

$$\mathbf{V} = (-x, y, 0)$$

και ότι η αγωγιμότητα του πλάσματος είναι άπειρη.

(α) Δείξτε ότι η συνιστώσα  $B_y$  ικανοποιεί την εξίσωση

$$\frac{\partial B_y}{\partial t} = x \frac{\partial B_y}{\partial x} + B_y$$

(β) Χρησιμοποιώντας διαχωρισμό μεταβλητών δείξτε ότι

$$B_y = \sum_k A_k e^{kt} x^{k-1}$$

(γ) Προσδιορίστε τις τιμές των  $k$  και  $A_k$  οι οποίες ικανοποιούν την αρχική συνθήκη και κατόπιν βρείτε τη λύση για το  $B_y(x, t)$  η οποία ικανοποιεί την αρχική συνθήκη.

(δ) Για  $t = 0$  και  $t = 1$  σχεδιάστε τη λύση  $B_y(x, t)$  συναρτήσει του  $x$ .

3. Αποδείξτε την εξίσωση 6.45. Υπόδειξη: Ξεκινήστε από τον ορισμό της μαγνητικής ελικότητας (εξίσωση 6.41) και παραγωγίστε ως προς χρόνο. Κατόπιν κάντε την αντικατάσταση

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$$

όπου  $\mathbf{A}$  είναι το διανυσματικό δυναμικό και χρησιμοποιήστε τη σχέση

$$\mathbf{E} = -\nabla\Phi - \partial\mathbf{A}/\partial t$$

όπου  $\Phi$  είναι το ηλεκτρικό δυναμικό. Κατόπιν χρησιμοποιήστε το θεώρημα απόκλισης και την ταυτότητα

$$\mathbf{C} \cdot (\nabla \times \mathbf{D}) = \mathbf{D} \cdot (\nabla \times \mathbf{C}) - \nabla \cdot (\mathbf{C} \times \mathbf{D})$$

4. Ξεκινώντας από την εξίσωση 6.45, αποδείξτε ότι στην προσέγγιση της ιδανικής μαγνητοϋδροδυναμικής η διάχυση της μαγνητικής ελικότητας είναι μηδενική.

## 6.9 Βιβλιογραφία

Τα αντίστοιχα κεφάλαια στα συγγράμματα:

**Βλάχος, Λ.:** 2000, *Φυσική Πλάσματος*, Εκδόσεις Τζιόλα, Θεσσαλονίκη

**Stix, M.:** 2002, *The Sun: An Introduction*, Springer-Verlag, ISBN: 978-3-642-62477-3

**Kulsrud, R. M.:** 2005, *Plasma Physics for Astrophysics*, Princeton University Press, Princeton

**Somov, B. V.:** 2006, *Plasma Astrophysics, Part I: Fundamentals and Practice*, Springer, ISBN: 978-1-4614-4282-0

**Priest, E.:** 2014, *Magnetohydrodynamics of the Sun*, Cambridge University Press, ISBN: 978-0-521-85471-9

**Chiuderi, C. & Velli, M.:** 2015, *Basics of Plasma Astrophysics*, Springer, ISBN: 978-88-470-5279-6

**Τσίγκανος, Κ.:** 2015, *Αστροφυσική Πλάσματος*, Αθήνα, ISBN: 978-960-91748-2-4

**Aschwanden, M. J.:** 2005, *Physics of the Solar Corona*, Praxis Publishing Ltd., Chichester, UK;

Springer, New York, Berlin, ISBN: 3-540-30765-6

Αναφορές που γίνονται στο κείμενο:

Furth, H. P., Killeen, J., & Rosenbluth, M. N. 1963, *Physics of Fluids*, 6, 459

Kliem, B., Karlický, M., & Benz, A. O. 2000, *Astron. Astrophys.*, 360, 715

Pevtsov, A. A., Berger, M. A., Nindos, A., Norton, A. A., & van Driel-Gesztelyi, L. 2014, *Space Sci. Rev.*, 186, 285

Priest, E., G. Hornig, and D. I. Pontin 2003, *J. Geophys. Res.*, 108, 1285,



## Κεφάλαιο 7

# Κυματικά φαινόμενα στο πλάσμα

### 7.1 Εισαγωγή

Στο πλάσμα, όπως και σε κάθε συνεχές μέσο, μπορούν να αναπτυχθούν, από διάφορες αιτίες, διαταραχές των φυσικών παραμέτρων (πίεσης, πυκνότητας, ταχύτητας, μαγνητικού πεδίου, ηλεκτρομαγνητικού πεδίου). Οι διαταραχές αυτές αποτελούν αποκλίσεις από την κατάσταση ισορροπίας, με αποτέλεσμα να συνοδεύονται από την εμφάνιση δυνάμεων. Εάν το πλάσμα βρίσκεται σε κατάσταση ευσταθούς ισορροπίας, οι δυνάμεις αυτές θα λειτουργήσουν ως δυνάμεις επαναφοράς στην ισορροπία και θα προκαλέσουν κυματικά φαινόμενα. Αντίθετα, αν το σύστημα βρίσκεται σε ασταθή ισορροπία, οι δυνάμεις αυξάνονται με το χρόνο και θα προκαλέσουν αστάθεια, που θα οδηγήσει το πλάσμα σε άλλη κατάσταση.

Η δύναμη επαναφοράς είναι το βασικό χαρακτηριστικό κάθε κύματος και προσδιορίζει τη φύση του. Έτσι, όταν δύναμη επαναφοράς είναι η πίεση του αερίου έχουμε ακουστικά κύματα, όταν είναι το στατικό ηλεκτρικό πεδίο έχουμε κύματα πλάσματος κ.ο.κ. Έτσι σε κάποιο μέσο μπορούμε να έχουμε πολλά και διαφορετικά είδη κυμάτων, ανεξάρτητα το ένα από το άλλο ή και σε αλληλεπίδραση. Στον ήλιο έχουμε πληθώρα από κυματικά φαινόμενα, ανάμεσα σ' αυτά και τις συνολικές ταλαντώσεις που είδαμε στο εδάφιο 4.7. Στη συνέχεια θα δούμε τις λεπτομέρειες για ορισμένα κύματα.

#### 7.1.1 Παράμετροι κύματος

Ακόμα και οι πιο σύνθετες ταλαντώσεις μπορούν (τουλάχιστο όσον αφορά το πλάτος της διαταραχής) να θεωρηθούν ως αποτέλεσμα της επαλληλίας διαφορετικών ημιτονοειδών κυμάτων. Ένα ημιτονοειδές κύμα πλάτους  $B_0$  περιγράφεται από την κυκλική συχνότητα  $\omega$  ( $= 2\pi\nu$ ) και τον κυματριθμό του  $\mathbf{k}$  ( $k = 2\pi/\lambda$ ):

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = B_0 \exp[(i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r} - \omega t)] \quad (7.1)$$

Οι ποσότητες που μετράμε αντιστοιχούν στο πραγματικό μέρος της μιγαδικής έκφρασης. Η ποσότητα στον εκθέτη είναι η φάση της διαταραχής, η χρονική παράγωγος της οποίας δίνει τη συχνότητα  $\omega$  και η χωρική παράγωγος τον κυματριθμό  $\mathbf{k}$ , ο οποίος είναι ανυσματική ποσότητα στη διεύθυνση διάδοσης του κύματος. Μια επιφάνεια σταθερής φάσης μετατοπίζεται με φασική ταχύτητα  $v_{ph}$ :

$$\mathbf{v}_{ph} = \frac{\omega}{k^2} \mathbf{k}, \quad \text{με μέτρο} \quad v_{ph} = \frac{\omega}{k} \quad (7.2)$$

Επειδή οι επιφάνειες σταθερής φάσης είναι επίπεδα, κύματα της μορφής (7.1) ονομάζονται και επίπεδα κύματα. Η ταχύτητα ομάδας του κύματος δίνεται από τη σχέση:

$$\mathbf{v}_g = \frac{\partial \omega}{\partial \mathbf{k}} \quad (7.3)$$

και καθορίζει την ταχύτητα με την οποία μεταφέρεται η ενέργεια του κύματος.

Η συχνότητα και ο κυματαριθμός συνδέονται πάντοτε με μια συγκεκριμένη σχέση,

$$\omega = \omega(\mathbf{k}) \quad (7.4)$$

η οποία ονομάζεται *σχέση διασποράς (dispersion relation)* και είναι χαρακτηριστική για κάθε κύμα. Η μελέτη των κυμάτων έγκειται, εν πολλοίς, στον υπολογισμό σχέσεων διασποράς.

### 7.1.2 Γραμμικοποίηση των εξισώσεων

Επειδή κάθε κύμα είναι μια διαταραχή του μέσου στο οποίο διαδίδεται, μπορούμε να περιγράψουμε τις παραμέτρους του μέσου (π.χ. πίεση, πυκνότητα, ηλεκτρομαγνητικό πεδίο, κλπ) ως αποτέλεσμα της επαλληλίας μιας μέσης αδιατάρακτης κατάστασης ισορροπίας (ποσότητες με δείκτη 0) και μιας μικρής διαταραχής γύρω από την κατάσταση ισορροπίας (ποσότητες με δείκτη 1):

$$\mathbf{B} = \mathbf{B}_0 + \mathbf{B}_1 \quad \mathbf{E} = \mathbf{E}_0 + \mathbf{E}_1 \quad \mathbf{V} = \mathbf{V}_0 + \mathbf{V}_1 \quad (7.5)$$

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_0 + \mathbf{J}_1 \quad \rho = \rho_0 + \rho_1 \quad P = P_0 + P_1 \quad (7.6)$$

Για μικρές διαταραχές μπορούμε να γράψουμε δύο συστήματα εξισώσεων, ένα που περιγράφει την κατάσταση ισορροπίας του αδιατάρακτου μέσου και ένα για τις μεταβαλλόμενες ποσότητες. Στο δεύτερο σύστημα μπορεί να εμφανίζονται και γινόμενα μιας αδιατάρακτης με μια μεταβαλλόμενη ποσότητα, όμως, υποθέτοντας μικρό εύρος διαταραχών, τα γινόμενα μεταβαλλόμενων ποσοτήτων αγνοούνται ως δεύτερης τάξης.

## 7.2 Μαγνητοϋδροδυναμικά κύματα

Σύμφωνα με όσα είπαμε παραπάνω η γραμμικοποίηση των ΜΥΔ εξισώσεων δίνει για τις αδιατάρακτες ποσότητες τις σχέσεις:

$$\nabla \times \mathbf{B}_0 = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}_0 \quad (7.7)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}_0 = 0 \quad (7.8)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}_0 = 0 \quad (7.9)$$

$$\mathbf{E}_0 + \frac{\mathbf{V}_0 \times \mathbf{B}}{c} = \eta \mathbf{J}_0 \quad (7.10)$$

$$\rho_0 (\mathbf{V}_0 \cdot \nabla) \mathbf{V}_0 = -\nabla P_0 + \frac{\mathbf{J}_0 \times \mathbf{B}_0}{c} \quad (7.11)$$

$$\nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{V}_0) = 0 \quad (7.12)$$

$$P_0 = C \rho_0^\gamma \quad (7.13)$$

Εδώ έχουμε αγνοήσει τη βαρυτική δύναμη και η καταστατική εξίσωση περιγράφει το πλάσμα ως ιδανικό αέριο στο οποίο όλες οι μεταβολές συμβαίνουν αδιαβατικά. Η πίεση, πυκνότητα και μαγνητικό πεδίο στο αδιατάρακτο μέσο θεωρούνται ομογενείς. Παραπέρα θεωρούμε ότι στην κατάσταση ισορροπίας το πλάσμα είναι στάσιμο (δηλ.  $\mathbf{V}_0 = 0$ ) και ότι το αδιατάρακτο ρεύμα καθώς και το αδιατάρακτο ηλεκτρικό πεδίο μηδενίζονται ( $\mathbf{J}_0 = 0, \mathbf{E}_0 = 0$ ). Τότε η γραμμικοποίηση δίνει τις παρακάτω εξισώσεις για τις διαταραχές:

$$\nabla \times \mathbf{B}_1 = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}_1 \quad (7.14)$$

$$\nabla \times \mathbf{E}_1 = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}_1}{\partial t} \quad (7.15)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}_1 = 0 \quad (7.16)$$

$$\mathbf{E}_1 = -\frac{\mathbf{V}_1 \times \mathbf{B}_0}{c} \quad (7.17)$$

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{V}_1}{\partial t} = -\nabla P_1 + \frac{\mathbf{J}_1 \times \mathbf{B}_0}{c} \quad (7.18)$$

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho_0 \mathbf{V}_1) \quad (7.19)$$

$$\frac{P_1}{P_0} = \gamma \frac{\rho_1}{\rho_0} \quad (7.20)$$

### 7.2.1 Κύματα Alfvén

Κατ' αρχή θα δούμε πώς δημιουργούνται ΜΥΔ κύματα που διαδίδονται παράλληλα προς το μαγνητικό πεδίο ( $\mathbf{k} \parallel \mathbf{B}_0$ ), όπου δύναμη επαναφοράς είναι η μαγνητική τάση και μεταβαλλόμενες ποσότητες το μαγνητικό πεδίο και η πυκνότητα ρεύματος.

Ξεκινάμε από την (7.18) και θεωρούμε ότι η βαθμίδα πίεσης είναι μηδενική, δηλαδή δεν έχουμε μεταβολή της πίεσης του πλάσματος. Ως εκ τούτου (σχέση 7.20) δεν έχουμε ούτε διαταραχές της πυκνότητας, έτσι που το πλάσμα είναι *ασυμπιεστό*. Αν εκφράσουμε το ρεύμα  $\mathbf{J}_1$  από την (7.14) η εξίσωση ορμής γίνεται

$$\rho_0 \frac{\partial \mathbf{V}_1}{\partial t} = \frac{\mathbf{J}_1 \times \mathbf{B}_1}{c} = \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \mathbf{B}_1) \times \mathbf{B}_1 \quad (7.21)$$

Συνδυάζοντας το νόμο του Ohm (7.17) με το νόμο του Faraday (7.15) παίρνουμε

$$\frac{\partial \mathbf{B}_1}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V}_1 \times \mathbf{B}_0) \quad (7.22)$$

Οι δύο παραπάνω εξισώσεις μαζί με την (7.16) μπορούν να λυθούν με χρήση των ιδιοτήτων των μετασχηματισμών Fourier. Αν οι λύσεις είναι επίπεδα κύματα, οι χρονικές και χωρικές παράγωγοι μπορούν να αντικατασταθούν με τις:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow -i\omega, \quad \nabla \rightarrow i\mathbf{k}, \quad \nabla \cdot \rightarrow i\mathbf{k} \cdot, \quad \nabla \times \rightarrow i\mathbf{k} \times \quad (7.23)$$

Τότε οι (7.21), (7.22) και (7.16) γίνονται

$$-i\omega\rho_0\mathbf{V}_1 = \frac{i}{4\pi}(\mathbf{k} \times \mathbf{B}_1) \times \mathbf{B}_0 \quad (7.24)$$

$$i\omega\mathbf{B}_1 = i\mathbf{k} \times (\mathbf{V}_1 \times \mathbf{B}_0) \quad (7.25)$$

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_1 = 0 \quad (7.26)$$

Αφού θεωρούμε  $k \parallel B_0$ , με την  $\nabla \cdot \mathbf{B}_0 = 0$  οι παραπάνω εξισώσεις γράφονται

$$\omega\mathbf{V}_1 = \frac{1}{4\pi\rho_0}(\mathbf{B}_0 \cdot \mathbf{B}_1)\mathbf{k} \quad (7.27)$$

$$\omega\mathbf{B}_1 = (\mathbf{k} \cdot \mathbf{V}_1)\mathbf{B}_0 \quad (7.28)$$

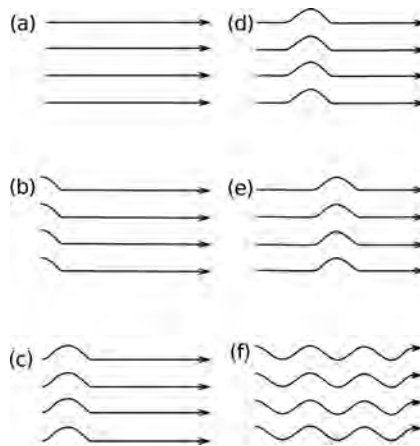
$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_1 = 0 \quad (7.29)$$

Τώρα πολλαπλασιάζουμε την (7.27) με  $\mathbf{k}$  και την (7.28) με  $\mathbf{B}_0$  και τις προσθέτουμε. Παίρνουμε

$$\omega^2 = \frac{B_0^2}{4\pi\rho_0}k^2 \quad (7.30)$$

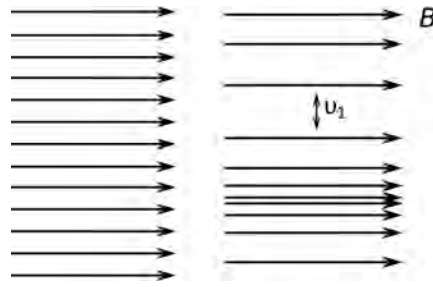
που είναι η σχέση διασποράς για τα κύματα *Alfvén*. Η φασική ταχύτητα και η ταχύτητα ομάδας είναι ίσες και ορίζουμε την ταχύτητα *Alfvén* (βλ. και εδάφιο 5.7) ως

$$v_A = \frac{B_0}{\sqrt{4\pi\rho_0}} \quad (7.31)$$



**Σχήμα 7.1:** Διαταραχή των μαγνητικών δυναμικών γραμμών από κύματα *Alfvén*.

Η ταχύτητα αυτή είναι μια από τις χαρακτηριστικές ταχύτητες του πλάσματος. Είναι η ταχύτητα μιας διαταραχής που διαδίδεται κατά μήκος του μαγνητικού πεδίου και η σπουδαιότητά της μπορεί να συγκριθεί με τη σπουδαιότητα της ταχύτητας του ήχου στα συνηθισμένα ρευστά. Αν στο πλάσμα μια διαταραχή διαδίδεται με ταχύτητα μεγαλύτερη από την ταχύτητα *Alfvén* αναπτύσσεται *κρουστικό κύμα* (βλ. εδάφιο



**Σχήμα 7.2:** Διάγραμμα που δείχνει μαγνητο-ακουστικό κύμα: αριστερά το αδιατάρακτο και δεξιά το διαταραγμένο μαγνητικό πεδίο με τα πυκνώματα και αραιώματα των δυναμικών γραμμών.

7.4). Οι τυπικές τιμές της ταχύτητας Alfven είναι μερικές δεκάδες km/s στο μεσοπλανητικό χώρο και μερικές εκατοντάδες km/s στο ηλιακό στέμμα.

Από την ανάλυση που έγινε είναι φανερό ότι στα κύματα Alfven μεταβάλλονται μόνο το μαγνητικό πεδίο και η ταχύτητα. Είναι εγκάρσια κύματα και μπορούν να παρομοιαστούν με τα εγκάρσια κύματα που διαδίδονται κατά μήκος μιας χορδής (βλ. Σχήμα 7.1), μόνο που τώρα το ρόλο της χορδής παίζουν οι δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου.

### 7.2.2 Μαγνητο-ακουστικά κύματα

Το μαγνητο-ακουστικό κύμα είναι παρόμοιο με το ακουστικό κύμα υπό την έννοια ότι είναι διάμηκες με εναλλασσόμενα πυκνώματα και αραιώματα (βλ. Σχήμα 7.2) τόσο στο πλάσμα όσο και στο μαγνητικό πεδίο.

Από τη στιγμή που επιτρέπουμε συμπίεση του πλάσματος πρέπει να λάβουμε υπ' όψη μας και την καταστατική εξίσωση (7.20) που δίνει  $P_1 = \gamma \rho_1 P_0 / \rho_0 = v_s^2 \rho_1$  με

$$v_s = \sqrt{\frac{\gamma P_0}{\rho_0}} \quad (7.32)$$

την ταχύτητα του ήχου. Για να λύσουμε την εξίσωση κίνησης (7.18) πρέπει να εκφράσουμε τις ποσότητες  $P_1$  και  $\mathbf{J}_1 \times \mathbf{B}_0$  συναρτήσει της  $\mathbf{V}_1$ .

Ο μετασχηματισμός Fourier της εξίσωσης συνέχειας δίνει  $i\omega \rho_1 = ik\rho_0 v_1$ . έτσι, λαμβάνοντας υπ' όψη τόσο την καταστατική εξίσωση όσο και την (7.32), η  $P_1$  εκφράζεται συναρτήσει της  $V_1$ :

$$P_1 = \frac{v_s^2}{i\omega} ik\rho_0 V_1 \quad (7.33)$$

Ο νόμος του Ohm (7.17) αποφέρει την εξάρτηση της διαταραχής του ηλεκτρικού πεδίου,  $\mathbf{E}_1$ , από τη διαταραχή της ταχύτητας,  $\mathbf{V}_1$ . Συνδυάζοντας με το νόμο του Faraday (7.15), η διαταραχή του μαγνητικού πεδίου,  $\mathbf{B}_1$ , εκφράζεται συναρτήσει της  $\mathbf{V}_1$ :

$$\nabla \times \mathbf{E}_1 = -\nabla \times (\mathbf{V}_1 \times \mathbf{B}_0) / c = -\frac{1}{c} \frac{\partial \mathbf{B}_1}{\partial t} \quad (7.34)$$

Ο μετασχηματισμός Fourier δίνει

$$i\mathbf{k} \times (\mathbf{V}_1 \times \mathbf{B}_0) = i\omega \mathbf{B}_1 / c \quad (7.35)$$

και η παραπάνω έκφραση μπορεί να εισαχθεί στο νόμο του Ampère (7.14):

$$4\pi\mathbf{J}_1 = -i\mathbf{k} \times \left( \frac{\mathbf{k}}{\omega} \times \mathbf{V}_1 \times \mathbf{B}_0 \right) \quad (7.36)$$

Χρησιμοποιώντας ιδιότητες του ανυσματικού λογισμού αυτή απλοποιείται στην

$$-4\pi\omega i\mathbf{J}_1 = \mathbf{k} \times \mathbf{V}_1 \cdot \mathbf{k} \times \mathbf{B}_0 \quad (7.37)$$

Εδώ έχουμε χρησιμοποιήσει ότι  $\mathbf{k} \perp \mathbf{B}_0 \implies \mathbf{k} \cdot \mathbf{B}_0 = 0$  και  $|\mathbf{k} \times \mathbf{B}_0| = kB_0$ . Το ανυσματικό γινόμενο της (7.37) με  $\mathbf{B}_0$  δίνει

$$\mathbf{J}_1 \times \mathbf{B}_0 = \frac{1}{4\pi i\omega} k^2 B_0^2 \mathbf{V}_1 \quad (7.38)$$

Συνεπώς η εξίσωση κίνησης (7.18) με χρήση των (7.33) και (7.38) γράφεται

$$-i\omega\rho_0\mathbf{V}_1 = -v_s^2 \frac{\rho_0 i k^2}{\omega} \mathbf{V}_1 - \frac{B_0^2 i k^2}{4\pi\omega} \mathbf{V}_1$$

από όπου προκύπτει η σχέση διασποράς του μαγνητο-ακουστικού κύματος:

$$\omega^2 = (v_s^2 + v_A^2)k^2 \quad (7.39)$$

Η φασική ταχύτητα είναι

$$v_{ms}^2 = \frac{\omega^2}{k^2} = v_s^2 + v_A^2 \quad (7.40)$$

Αν δεν υπάρχει μαγνητικό πεδίο η ταχύτητα Alfvén μηδενίζεται και η φασική ταχύτητα του μαγνητο-ακουστικού κύματος ισούται με την ταχύτητα του ήχου. Αυτό ονομάζεται *αργό μαγνητο-ακουστικό κύμα*. Αν το μαγνητικό πεδίο είναι πολύ ισχυρό, η φασική ταχύτητα του μαγνητο-ακουστικού κύματος προσεγγίζει την ταχύτητα Alfvén. Όμως το κύμα είναι ποιοτικά διαφορετικό από τα *εγκάρσια* κύματα Alfvén που είδαμε στο εδάφιο 6.8.1 και έχουν ως δύναμη επαναφοράς τη μαγνητική τάση· πρόκειται για *διάμηκες* κύμα και έχει ως δύναμη επαναφοράς τη μαγνητική πίεση.

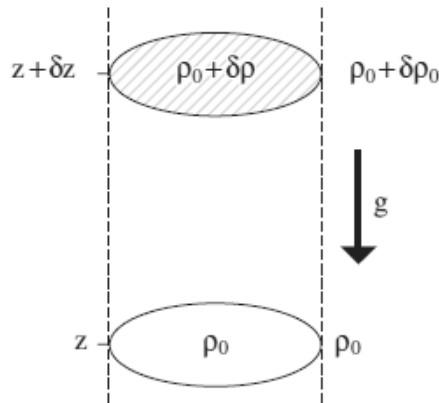
Επειδή η φασική ταχύτητα του μαγνητο-ακουστικού κύματος είναι μεγαλύτερη από την ταχύτητα Alfvén το κύμα αυτό ονομάζεται και *γρήγορο μαγνητο-ακουστικό κύμα* ή πιο απλά *γρήγορο ΜΥΔ κύμα*.

### 7.2.3 ΜΥΔ κύματα με τυχαία διεύθυνση ως προς το πεδίο

Μέχρι τώρα μελετήσαμε ΜΥΔ κύματα που διαδίδονται παράλληλα και κάθετα στο μαγνητικό πεδίο. Στη γενική περίπτωση όμως η διεύθυνση διάδοσης του κύματος μπορεί να σχηματίζει τυχαία γωνία  $\theta$  με τη διεύθυνση του αδιατάρακτου μαγνητικού πεδίου. Σε αυτή τη γενική περίπτωση πρέπει να λύσουμε ολόκληρο το σύστημα των (7.14)-(7.20) για τις μεταβαλλόμενες ποσότητες και κανέναν όρος στις εξισώσεις αυτές δεν μπορεί να αγνοηθεί. Οι υπολογισμοί, που δεν θα παρουσιαστούν εδώ, δίνουν για τη ταχύτητα φάφης του ΜΥΔ κύματος τη σχέση

$$v^4 - (v_A^2 + v_s^2)v^2 + v_A^2 v_s^2 \cos^2 \theta = 0 \quad (7.41)$$

Για  $\theta = 90^\circ$  προκύπτει το μαγνητο-ακουστικό κύμα (7.40) ενώ για  $\theta = 0$  έχουμε δύο λύσεις: το κύμα Alfvén με  $v = v_A$  και το ακουστικό κύμα με  $v = v_s$ .



Σχήμα 7.3: Κατακόρυφη κίνηση στοιχειώδους όγκου πλάσματος προς τα πάνω παρουσία της βαρυτικής δύναμης.

### 7.3 Εσωτερικά βαρυτικά κύματα

Συζητώντας στο εδάφιο 4.4 τη συνθήκη Schwarzschild για την ανάπτυξη ρευμάτων μεταφοράς στο εσωτερικό των αστεριών, αναφέραμε ότι όταν αυτή δεν εκπληρώνεται μπορούν να αναπτυχθούν κύματα που έχουν ως δύναμη επαναφοράς τη βαρύτητα. Ακολουθώντας μια παρόμοια ανάλυση, θα υπολογίσουμε εδώ τη συχνότητα των βαρυτικών κυμάτων.

Ας πάρουμε πάλι έναν στοιχειώδη όγκο πλάσματος ο οποίος μετατοπίζεται προς τα πάνω κατά απόσταση  $\delta z$  από τη θέση ισορροπίας του (Σχήμα 7.3). Υποθέτουμε, όπως και στο εδάφιο 4.4, ότι κατά τη μετατόπισή του βρίσκεται σε ισορροπία πίεσης με το περιβάλλον του και ότι οι μεταβολές της πυκνότητας μέσα στον όγκο είναι αδιαβατικές. Στο αρχικό ύψος  $z$ , η πίεση και η πυκνότητα μέσα στο στοιχειώδη όγκο πλάσματος είναι ίδιες με το περιβάλλον του, δηλαδή  $p_0$  και  $\rho_0$ , και επίσης ικανοποιείται η υδροστατική ισορροπία ( $dp_0/dz = -\rho_0 g$ ). Η πίεση και η πυκνότητα έξω από το στοιχειώδη όγκο σε ύψος  $z + \delta z$  είναι  $p_0 + \delta p$  και  $\rho_0 + \delta \rho_0$  όπου

$$\delta p_0 = -\rho_0 g \delta z, \quad \delta \rho_0 = -\frac{d\rho_0}{dz} \delta z \quad (7.42)$$

Μέσα στο στοιχειώδη όγκο σε ύψος  $z + \delta z$  η πίεση και η πυκνότητα είναι  $p_0 + \delta p$  και  $\rho_0 + \delta \rho$ , όπου  $\delta p = \delta p_0 = -\rho_0 g \delta z$ , λόγω της υπόθεσης ότι κατά τη μετατόπιση υπάρχει ισορροπία πίεσης. Αφού έχουμε υποθέσει αδιαβατικές μεταβολές μέσα στο μετακινούμενο όγκο, πρέπει να ισχύει  $p/\rho^\gamma = \text{σταθ.}$ , έτσι ώστε  $\delta p = c_s^2 \delta \rho$ , όπου  $c_s$  η ταχύτητα του ήχου. Αντικαθιστώντας την  $\delta p$  έχουμε ότι η μεταβολή της πυκνότητας μέσα στο μετακινούμενο όγκο είναι

$$\delta \rho = -\frac{\rho_0 g \delta z}{c_s^2} \quad (7.43)$$

Επειδή στο ύψος  $z + \delta z$  η πυκνότητα μέσα στο στοιχειώδη όγκο είναι διαφορετική από αυτή του περιβάλλοντός του, θα ασκείται στον όγκο δύναμη άνωσης ίση με

$$g(\delta \rho_0 - \delta \rho) = -g \left( \frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dz} + \frac{g}{c_s^2} \right) \rho_0 \delta z = -N^2 \rho_0 \delta z \quad (7.44)$$

όπου θέσαμε

$$N^2 = -g \left( \frac{1}{\rho_0} \frac{d\rho_0}{dz} + \frac{g}{c_s^2} \right) \quad (7.45)$$

Όταν  $N^2 > 0$  η σχέση (7.44) περιγράφει ταλάντωση με δύναμη επαναφοράς τη βαρύτητα και συχνότητα  $N$ , η οποία ονομάζεται *συχνότητα Brunt-Väisälä*. Μια εναλλακτική έκφρασή της που μπορεί να προκύψει με χρήση της καταστατικής εξίσωσης και της εξίσωσης υδροστατικής ισορροπίας είναι

$$N^2 = \frac{g}{T_0} \left[ \frac{dT_0}{dz} - \left( \frac{dT}{dz} \right)_{ad} \right] \quad (7.46)$$

όπου  $(dT/dz)_{ad} = -(\gamma - 1)T_0g/c_s^2$  είναι η αδιαβατική θερμοβαθμίδα (βλ εδάφιο 4.4). Γενικά η συχνότητα  $N$  μεταβάλλεται με το ύψος, αλλά όταν η θερμοκρασία ισορροπίας  $T_0$  είναι ομοιόμορφη τότε η εξίσωση (7.45) γίνεται

$$N^2 = \frac{(\gamma - 1)g^2}{c_s^2} \quad (7.47)$$

Αν η μόνη δύναμη που δρα στο στοιχειώδη όγκο είναι η άνωση (εξίσωση 7.43) τότε η εξίσωση κίνησής του γίνεται

$$\rho_0 \frac{d^2(\delta z)}{dt^2} = -N^2 \rho_0 \delta z \quad (7.48)$$

Επομένως ο όγκος εκτελεί απλή αρμονική ταλάντωση με συχνότητα  $\omega = N$ , με την προϋπόθεση ότι

$$N^2 > 0 \quad (7.49)$$

και ότι η  $T$  μειώνεται με το ύψος πιο αργά από ότι στην αδιαβατική περίπτωση ( $-dT_0/dz < -(dT/dz)_{ad}$ ).

Από τη σχέση (7.46) είναι φανερό ότι η συνθήκη  $N^2 < 0$  δεν είναι τίποτε άλλο από τη συνθήκη του Schwarzschild (4.30). Αν η ακτινοβολιακή θερμοβαθμίδα είναι μεγαλύτερη την αδιαβατική θερμοβαθμίδα, η συνθήκη (7.48) δεν ικανοποιείται και η λύση της εξίσωσης (7.48) δίνει εκθετική αύξηση της πυκνότητας, δηλαδή αστάθεια και δημιουργία ρευμάτων μεταφοράς.

Από την προηγούμενη συζήτηση προκύπτει ότι αναμένουμε την ύπαρξη εσωτερικών βαρυτικών κυμάτων όταν  $N^2 > 0$  λόγω της τάσης του πλάσματος να ταλαντώνεται με συχνότητα  $N$ . Χρησιμοποιήσαμε τη λέξη “εσωτερικά” για να τα διαχωρίσουμε από τα επιφανειακά βαρυτικά κύματα. Όταν  $g/c_s \ll kc_s$ , η σχέση διασποράς είναι

$$\omega = N \sin \theta_g \quad (7.50)$$

όπου  $\theta_g$  η γωνία ανάμεσα στη διεύθυνση διάδοσης του κύματος και τον άξονα  $z$ .

## 7.4 Κρουστικά κύματα

### 7.4.1 Η έννοια του κρουστικού κύματος

Σε συμπιεστά ρευστά, οι διαταραχές που προκαλούνται όταν ένα αντικείμενο κινείται μέσα στο ρευστό διαδίδονται ως κύματα πίεσης. Όταν το αντικείμενο που προκαλεί τη διαταραχή κινείται αργά σε σχέση με την ταχύτητα του ήχου, τα κύματα πίεσης αντιστοιχούν στα γνωστά σε όλους μας ακουστικά κύματα. Όμως όταν η διαταραχή κινείται γρηγορότερα από το κύμα πίεσης που προκαλεί, οι περιοχές του ρευστού κοντά στη διαταραχή δεν μπορούν να “αντιδράσουν” σ’ αυτή πριν την άφιξή της. Αυτό έχει ως συνέπεια οι μακροσκοπικές παράμετροι του ρευστού (πυκνότητα, πίεση, θερμοκρασία, ταχύτητα ροής, κλπ) να μεταβληθούν πολύ γρήγορα καθώς προσαρμόζονται στη διαταραχή δημιουργώντας το κρουστικό κύμα. Πρέπει να ξεκαθαριστεί ότι το κρουστικό κύμα δεν είναι ακουστικό κύμα. Το κρουστικό κύμα έχει τη μορφή μιας



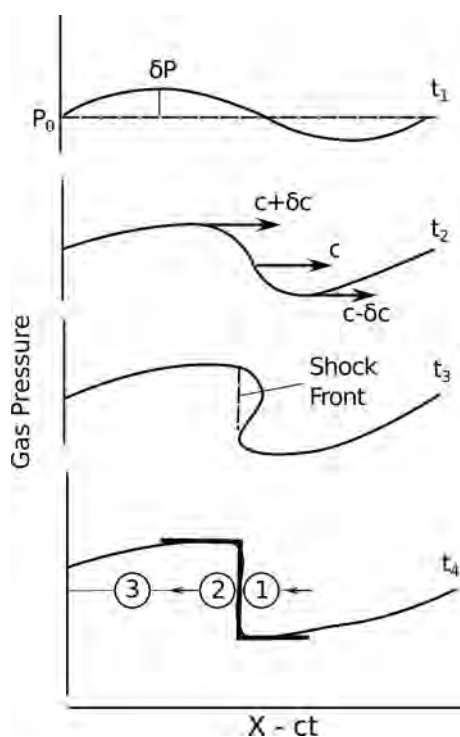
λεπτής μεμβράνης όπου η μεταβολή της πίεσης είναι τόσο ακραία που κάνει την ταχύτητα του ήχου μέσα σ' αυτή να αλλάξει.

Γενικά ένα κρουστικό κύμα δημιουργείται όταν μια διαταραχή διαδίδεται σε ένα μέσον με ταχύτητα μεγαλύτερη από την ταχύτητα διάδοσης της πληροφορίας στο μέσον αυτό. Τα κρουστικά κύματα μπορεί να είναι οδεύοντα (όπως π.χ. το μέτωπο κρουστικού κύματος που διαχωρίζει τον κώνο *Mach* ενός υπερηχητικού αεροπλάνου από το γειτονικό αδιατάρακτο αέρα) ή να είναι στάσιμα (π.χ. σε ένα ποτάμι μπορεί να σχηματιστεί κρουστικό κύμα μπροστά από προβλήτα όπου η ταχύτητα της ροής του νερού ελαττώνεται απότομα). Στον ήλιο και την ηλιόσφαιρα έχουμε και οδεύοντα και στάσιμα κρουστικά κύματα. Π.χ. οδεύοντα είναι τα κρουστικά κύματα που σχετίζονται με τη διάδοση εκτοξεύσεων στεμματικού υλικού (βλ. κεφάλαια 9, 11) ενώ στάσιμα είναι αυτά που υπάρχουν μπροστά από την προσήλια πλευρά των πλανητικών μαγνητοσφαιρών (βλ. κεφάλαιο 12).

### 7.4.2 Πληροφορία και μη γραμμικότητα

Για την καλύτερη κατανόηση της φυσικής των κρουστικών κυμάτων πρέπει να εξετάσουμε περισσότερο τις έννοιες της πληροφορίας και της μη γραμμικότητας.

Η πληροφορία μεταφέρεται από μια διαδιδόμενη διαταραχή και τα ακουστικά κύματα είναι το πιο απλό παράδειγμα. Ο ήχος μπορεί να μεταφέρει πληροφορία είτε ως ένα συνεχές “ρεύμα” διαφορετικών κυμάτων (όπως στην ομιλία ή τη μουσική) είτε ως ένα απότομο παλμό όπως το “μπουμ” που ακούγεται σε μια έκρηξη. Η δεύτερη κατηγορία σημάτων είναι πιο χρήσιμη για την εξήγηση του σχηματισμού των κρουστικών κυμάτων γιατί τα κυματοπακέτα έχουν καλά προσδιορισμένη έναρξη. Τέτοιοι ήχοι διαδίδονται ως παλμοί πίεσης μέσα στον αέρα. Η απόστασή τους από την πηγή ορίζει τον ορίζοντα πληροφορίας. Μέσα σ' αυτόν το σήμα έχει ήδη ληφθεί ενώ έξω από αυτόν το σήμα δεν έχει ακόμα φτάσει.



**Σχήμα 7.4:** Σκίτσο που δείχνει μια διαταραχή πίεσης όπου το μέτωπο κύματος αποκτά όλο και πιο απότομη κλίση με αποτέλεσμα το σχηματισμό κρουστικού κύματος. Το μέτωπο του κρουστικού κύματος είναι η διακεκομμένη γραμμή του τρίτου διαγράμματος και η κατακόρυφη του τέταρτου.  $c$  είναι η ταχύτητα του ήχου.

Κατά τη διάδοση ενός ακουστικού κύματος έχουμε διαδοχικά πυκνώματα και αραιώματα: η πυκνότητα αυξομειώνεται με την πίεση. Αν η όλη διαδικασία θεωρηθεί αδιαβατική το ρευστό σε ένα πύκνωμα συμπιέζεται τόσο ώστε με το αραιώμα που ακολουθεί να επιστρέψει στην αρχική του κατάσταση. Αυτό είναι δυνατό γιατί η συμπίεση γίνεται αρκετά γρήγορα ώστε να μην μπορεί να απομακρυνθεί θερμότητα. Επομένως η συμπίεση είναι ισοεντροπική, δηλαδή η εντροπία δεν μεταβάλλεται. Αν παραπέρα υποθέσουμε ότι το ρευστό υπακούει στην εξίσωση των τελείων αερίων και ότι η διαταραχή είναι μικρή, και κατά συνέπεια η εσωτερική τριβή και η διάδοση θερμότητας με αγωγιμότητα είναι αμελητέες, μπορούμε τελικά να υπολογίσουμε την ταχύτητα διάδοσης της διαταραχής που είναι η ταχύτητα του ήχου (σχέση 7.32). Η ταχύτητα αυτή εξαρτάται μόνο από τις μακροσκοπικές παραμέτρους του ρευστού.

Από την άλλη μεριά η δημιουργία μιας υπερηχητικής διαταραχής πρέπει να προσεγγιστεί διαφορετικά. Για παράδειγμα από μια έκρηξη μπορεί να δημιουργηθεί ένας παλμός πίεσης που το πλάτος του  $\delta P$  δεν είναι αμελητέο. Το τι συμβαίνει σε αυτή την περίπτωση φαίνεται παραστατικά στο Σχήμα 7.4. Τη στιγμή  $t_1$  έχουμε ένα ακουστικό κύμα με πεπερασμένο πλάτος, τέτοιο που η μεταβολή της πίεσης  $\delta P$  είναι της ίδιας τάξης μεγέθους με την  $P$ . Οι μεταβολές της πίεσης έχουν ως συνέπεια μεταβολές της ταχύτητας του ήχου  $v_s$  γιατί σε ένα ιδανικό αέριο  $P \propto v_s^2$ . Έτσι κάθε σημείο του μετώπου κύματος διαδίδεται με την τοπική ταχύτητα του ήχου η οποία είναι μεγαλύτερη στις κορυφές από ότι στις κοιλότητες. Με το χρόνο το μέτωπο κύματος αποκτά κλίση όλο και πιο απότομη (όπως φαίνεται στο σχήμα για τη στιγμή  $t_2$ ). Κατά συνέπεια θα περιμέναμε κάποια στιγμή να “σπάσει” (όπως φαίνεται στο σχήμα τη στιγμή  $t_3$ ) οπότε οι μακροσκοπικές ποσότητες του ρευστού (πίεση, πυκνότητα, θερμοκρασία) δεν θα ήταν μονότιμες. Προφανώς κάτι τέτοιο δεν μπορεί να συμβεί. Ο τρόπος με τον οποίο αυτό αποφεύγεται είναι με τη δημιουργία μετώπου κρουστικού κύματος λίγο πριν γίνει το “σπάσιμο”. Η θέση του μετώπου του κρουστικού κύματος φαίνεται στο σχήμα με τη διακεκομμένη γραμμή τη χρονική στιγμή  $t_3$ . Με τον τρόπο αυτό οι διάφορες μακροσκοπικές ποσότητες έχουν μία τιμή για δοσμένη θέση και χρόνο.

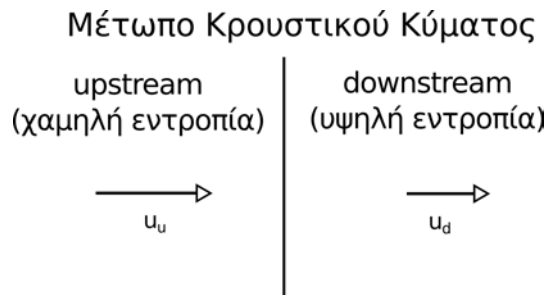
Ας δούμε πώς συμβαίνει κάτι τέτοιο. Σε μικροσκοπικό επίπεδο η μεγάλη βαθμίδα της θερμοκρασίας και της ταχύτητας στο μέτωπο του κύματος που γίνεται απότομο κάνουν τις μη αντιστρεπτές διαδικασίες διάδοσης θερμότητας με αγωγιμότητα να κυριαρχούν σε μια περιοχή με πλάτος ίσο με κάποιο μικρό πολλαπλάσιο της μέσης ελεύθερης διαδρομής των σωματιδίων του ρευστού. Έτσι εξουδετερώνουν τη διαδικασία που έκανε το μέτωπο κύματος όλο και πιο απότομο με συνέπεια το σχηματισμό ενός μετώπου κρουστικού κύματος εκεί που δημιουργήθηκε το απότομο πήδημα της πίεσης. Σε μακροσκοπικό επίπεδο το τελικό αποτέλεσμα είναι ότι η μάζα, η ορμή και η ενέργεια διατηρούνται πίσω και μπροστά από το μέτωπο του κρουστικού κύματος. Η εντροπία όμως δεν διατηρείται: αυξάνει καθώς η κινητική ενέργεια μετατρέπεται σε θερμότητα μέσω συγχρούσεων.

Μπορούμε να συνοψίσουμε όσα εκτέθηκαν μέχρι τώρα ως εξής:

- Κρουστικό κύμα δημιουργείται όταν μια διαταραχή διαδίδεται σε ένα μέσον με ταχύτητα μεγαλύτερη από την ταχύτητα διάδοσης της πληροφορίας. Στα συνηθισμένα ρευστά η ταχύτητα αυτή αντιστοιχεί στην ταχύτητα του ήχου ενώ στο ηλιακό και το διαπλανητικό πλάσμα εξαρτάται από την ταχύτητα Alfvén και την ταχύτητα του ήχου.
- Στο μέτωπο του κρουστικού κύματος οι μακροσκοπικές παράμετροι του ρευστού μεταβάλλονται απότομα.

### 7.4.3 Το σύστημα αναφοράς του κρουστικού κύματος

Η μελέτη των κρουστικών κυμάτων διευκολύνεται σημαντικά όταν γίνεται σε σύστημα αναφοράς που κινείται με την ταχύτητα του μετώπου του κρουστικού κύματος. Σε ένα τέτοιο σύστημα αναφοράς προφανώς το μέτωπο θα εμφανίζεται ακίνητο (βλέπε Σχήμα 7.5) και χωρίζει το χώρο σε δύο περιοχές. Μπροστά από το κρουστικό κύμα (αριστερά από τη χοντρή κατακόρυφη γραμμή στο Σχήμα 7.5) υπάρχει ρευστό που ρέει



**Σχήμα 7.5:** Σύστημα αναφοράς για την περιγραφή κρουστικού κύματος. Στο σύστημα αυτό το μέτωπο του κρουστικού κύματος (*shock front*) είναι ακίνητο και διαχωρίζει το μέσον σε μια περιοχή χαμηλής εντροπίας μπροστά (*upstream*) από το κρουστικό κύμα και μια περιοχή υψηλής εντροπίας πίσω (*downstream*) από το κρουστικό κύμα.

προς το κρουστικό κύμα και δεν έχει λάβει ακόμα πληροφορία για το μέτωπο που πλησιάζει. Καθώς η πλευρά αυτή δεν έχει ακόμα τροποποιηθεί από το κρουστικό κύμα ονομάζεται πλευρά χαμηλής εντροπίας ή απλούστερα μπροστινή μεριά του κρουστικού κύματος (*upstream*). Προφανώς στην πλευρά αυτή η ταχύτητα ροής είναι υπερηχητική. Η άλλη πλευρά ονομάζεται πίσω μεριά (*downstream*) του κρουστικού κύματος (δεξιά από τη χοντρή κατακόρυφη γραμμή στο Σχήμα 7.5). Στο μέτωπο του κρουστικού κύματος μη αντιστρεπτές διαδικασίες προκαλούν αύξηση της εντροπίας. Λόγω της αρχής διατήρησης της μάζας, ίδια ποσότητα υλικού πρέπει να ρέει προς και από κάθε στοιχειώδη επιφάνεια του μετώπου του κρουστικού κύματος. Στην πίσω μεριά του κρουστικού κύματος η ταχύτητα είναι υποηχητική και η πυκνότητα έχει αυξηθεί. Επομένως μπορούμε να θεωρήσουμε το κρουστικό κύμα ως μια διαδικασία αύξησης της εντροπίας που προκαλεί μετάβαση από υπερηχητική σε υποηχητική ροή.

Θεωρητικά η διαταραχή που δημιουργεί κρουστικό κύμα μπορεί να διαδίδεται με οποιαδήποτε ταχύτητα. Ο αριθμός *Mach*,  $M$ , ορίζεται ως το πηλίκον της ταχύτητας ροής στην μπροστινή πλευρά του κρουστικού κύματος προς την ταχύτητα με την οποία διαδίδεται η πληροφορία στο μέσον (βλ. και εδάφιο 3.7.2). Συνήθως στον παρονομαστή εμφανίζεται η ταχύτητα του ήχου ή η ταχύτητα Alfvén. Στην τελευταία περίπτωση μιλάμε για αλφβενικό αριθμό Mach. Σημειώστε ότι ο αριθμός Mach ορίζεται πάντα στο σύστημα αναφοράς όπου το μέτωπο του κρουστικού κύματος είναι ακίνητο. Ο αριθμός Mach είναι ένα μέτρο του ποσού ενέργειας που εμπλέκεται στη διαδικασία σχηματισμού του κρουστικού κύματος. Όσο πιο μεγάλος είναι τόσο πιο βίαιη είναι η συμπεριφορά του κρουστικού κύματος. Στο ηλιακό σύστημα έχουμε κρουστικά κύματα με αριθμούς Mach από περίπου 1 μέχρι 20. Όμως σε άλλες αστροφυσικές διαδικασίες μπορεί να έχουμε πολύ μεγαλύτερες τιμές. Για παράδειγμα στα κρουστικά κύματα που παράγονται κατά τις εκρήξεις υπερκαινοφανών αστέρων (*supernova*) φτάνει μέχρι 1000.

Σε κάθε περίπτωση ο  $M$  είναι μεγαλύτερος της μονάδας στην μπροστινή πλευρά του κρουστικού κύματος και μικρότερος στην πίσω πλευρά. Επομένως στην πίσω πλευρά το πλάσμα απομακρύνεται από το κρουστικό κύμα με ταχύτητα μικρότερη από την ταχύτητα του ήχου.

#### 7.4.4 Κρουστικά κύματα χωρίς συγκρούσεις

Το πλάσμα που υπάρχει στο μεσοπλανητικό χώρο και στη μαγνητόσφαιρα είναι πολύ διαφορετικό από ένα συνηθισμένο ρευστό. Για το θέμα που εξετάζουμε η μεγαλύτερη διαφορά έγκειται στο ότι στο διαστημικό πλάσμα οι συγκρούσεις ανάμεσα στους δομικούς του λίθους είναι σπάνιες. Για το λόγο αυτό χρησιμοποιούμε συχνά τον όρο *πλάσμα χωρίς συγκρούσεις*: το πλάσμα είναι τόσο αραιό που οι συγκρούσεις Coulomb ανάμεσα στους δομικούς του λίθους δεν παίζουν σημαντικό ρόλο στη συμπεριφορά του. Αντίθετα σε ένα συνηθισμένο ρευστό οι συγκρούσεις ανάμεσα στα μόρια εξασφαλίζουν ότι όλα έχουν την ίδια κατανομή θερμοκρασίας ανεξάρτητα από το είδος τους. Επίσης οι συγκρούσεις παρέχουν το μηχανισμό με τον οποίο διαδίδονται οι διαταραχές πίεσης και θερμοκρασίας. Τέλος οι συγκρούσεις εξασφαλίζουν ότι σε κατάσταση

ισορροπίας η κατανομή ταχυτήτων των μορίων είναι Μαξουελιανή.

Αφού γνωρίζουμε τα αποτελέσματα των συγκρούσεων σε ένα συνηθισμένο ρευστό μπορούμε να καταλάβουμε τι συνέπειες θα έχει η απουσία συγκρούσεων στο μεσοπλανητικό πλάσμα. Διαφορετικά είδη σωματιών (π.χ. πρωτόνια, ηλεκτρόνια, κλπ) μπορεί να έχουν διαφορετικές θερμοκρασίες. Οι συναρτήσεις κατανομής των ταχυτήτων τους μπορεί να αποκλίνουν σημαντικά από τη Μαξουελιανή. Επίσης η παρουσία μαγνητικού πεδίου μπορεί να οδηγήσει σε σημαντικές ανισοτροπίες στις κατανομές των σωματιδίων.

Με όλα τα παραπάνω ίσως αναρωτιόμαστε αν μπορούν να συμβαίνουν κρουστικά κύματα στο μεσοπλανητικό χώρο. Προφανώς η παρατήρηση έχει δώσει θετική απάντηση στο ερώτημα αυτό, π.χ. τα κρουστικά κύματα που αναπτύσσονται μπροστά από τις πλανητικές μαγνητόσφαιρες, άλλα που σχετίζονται με εκτοξεύσεις στεμματικού υλικού (CMEs, βλ. εδάφιο 9.3), κλπ. Όταν αναπτύσσεται κρουστικό κύμα σε ένα περιβάλλον που οι συγκρούσεις είναι σπάνιες, τότε μιλάμε για κρουστικό κύμα χωρίς συγκρούσεις (*collisionless shock*). Το εύλογο ερώτημα είναι πώς μπορεί να γίνεται κάτι τέτοιο από τη στιγμή που η σύζευξη ανάμεσα στους δομικούς λίθους του πλάσματος λόγω συγκρούσεων είναι εξαιρετικά χαλαρή. Όμως στο μεσοπλανητικό χώρο σύζευξη ανάμεσα στα φορτισμένα σωματίδια υπάρχει, απλά δεν δημιουργείται από συγκρούσεις. Τώρα το μαγνητικό πεδίο είναι αυτό που υπό προϋποθέσεις παρέχει το μηχανισμό που προκαλεί σύζευξη ανάμεσα στα φορτία.

Οι προϋποθέσεις αυτές συμπίπτουν με τις παραδοχές που κάναμε στο εδάφιο 5.4 και οδήγησαν στη μαγνητοϋδροδυναμική (ΜΥΔ) περιγραφή του πλάσματος. Πράγματι, είδαμε ότι το μαγνητισμένο πλάσμα μπορεί να περιγραφεί ως ρευστό που χαρακτηρίζεται από μακροσκοπικές ποσότητες όπως πίεση, πυκνότητα και ταχύτητα ροής. Κάτι αντίστοιχο μπορούμε να κάνουμε και για το διαστημικό πλάσμα, που βασικά είναι πλάσμα χωρίς συγκρούσεις, μπροστά και πίσω από το κρουστικό κύμα. Όμως οι λεπτομέρειες που αφορούν τις φυσικές διαδικασίες μέσα στο μέτωπο του κρουστικού κύματος και πολύ κοντά σε αυτό δεν μπορούν να καλυφθούν από το παραπάνω πλαίσιο γιατί η ΜΥΔ δεν συμπεριλαμβάνει τα κινητικά φαινόμενα που προκαλούνται από ξεχωριστά σωματίδια.

#### 7.4.5 Αρχές διατήρησης

Οι παράμετροι του πλάσματος όπως η ταχύτητα ροής  $\mathbf{u}$ , το μαγνητικό πεδίο  $\mathbf{B}$ , η πυκνότητα  $\rho$  και η πίεση  $P$  είναι διαφορετικές μπροστά και πίσω από το κρουστικό κύμα. Οι σχέσεις ανάμεσα στα δύο σύνολα παραμέτρων προσδιορίζονται από αρχές διατήρησης που ονομάζονται εξισώσεις Rankine-Hugoniot.

##### 7.4.5.1 Υδροδυναμικά κρουστικά κύματα

Για κρουστικά κύματα που συμβαίνουν σε συνηθισμένα ρευστά (υδροδυναμικά κρουστικά κύματα) έχουμε τις αρχές διατήρησης της μάζας, της ενέργειας και της ορμής μπροστά και πίσω από το κρουστικό κύμα. Για να εξαχθούν οι εξισώσεις αυτής της παραγράφου πρέπει να υποθέσουμε ότι το πάχος του μετώπου του κρουστικού κύματος είναι πολύ μικρό. Στις εξισώσεις που ακολουθούν χρησιμοποιούμε το συμβολισμό

$$[X] = X_u - X_d$$

για να περιγράψουμε τη διαφορά μιας ποσότητας  $X$  ανάμεσα στο μπροστά και το πίσω μέρος του κρουστικού κύματος (ο δείκτης  $u$  χρησιμοποιείται για το μπροστά μέρος -upstream και ο δείκτης  $d$  για το πίσω -downstream). Επίσης οι δείκτες  $t$  και  $n$  αντιστοιχούν στις συνιστώσες μιας ποσότητας παράλληλα και κάθετα στο μέτωπο του κρουστικού κύματος, αντίστοιχα. Έτσι παίρνουμε τις παρακάτω εξισώσεις:

Διατήρηση της μάζας:

$$[mu_n] = [\rho u_n] = 0 \quad (7.51)$$

Διατήρηση της συνιστώσας της ορμής κάθετα στο μέτωπο του κρουστικού κύματος:

$$[\rho u_n^2 + P] = 0 \quad (7.52)$$

Διατήρηση της συνιστώσας της ορμής παράλληλα στο μέτωπο του κρουστικού κύματος:

$$[\rho u_n u_t] = 0 \quad (7.53)$$

Διατήρηση της ενέργειας κάθετα στο κρουστικό κύμα:

$$\left[ \left( \frac{\rho u^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} P \right) u_n \right] = 0 \quad (7.54)$$

Στις παραπάνω  $u$  είναι η ταχύτητα ροής,  $\rho$  η πυκνότητα,  $P$  η πίεση και  $\gamma$  ο λόγος των ειδικών θερμοτήτων. Όλες οι ποσότητες μετρούνται σε σύστημα αναφοράς που το κρουστικό κύμα είναι ακίνητο.

Αν συνδυάσουμε τις (7.51) και (7.52) έχουμε  $[u_t] = 0$ , δηλ. η παράλληλη συνιστώσα της ταχύτητας ροής είναι συνεχής. Επομένως μπορούμε να επιλέξουμε ένα σύστημα αναφοράς που κινείται κατά μήκος του μετώπου του κρουστικού κύματος με ταχύτητα  $u_t$ . Σε αυτό το σύστημα αναφοράς έχουμε  $u = u_n$ .

Η διατήρηση της μάζας (7.51) μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τον υπολογισμό της ταχύτητας του κρουστικού κύματος  $v_{sh}$ . Κάνοντας το μετασχηματισμό ταχυτήτων (μετασχηματισμός Γαλιλαίου) στο σύστημα του εργαστηρίου, μπορούμε να τη γράψουμε ως  $[\rho(v_{sh} - u_n)] = 0$ . Οι πράξεις θα δώσουν τελικά

$$v_{sh} = \frac{\rho_d u_{n,d} - \rho_u u_{n,u}}{\rho_d - \rho_u} \quad (7.55)$$

#### 7.4.5.2 Μαγνητοϋδροδυναμικά κρουστικά κύματα

Η κρίσιμη διαφορά ανάμεσα σε ένα μαγνητοϋδροδυναμικό κρουστικό κύμα και ένα κρουστικό κύμα που συμβαίνει σε συνηθισμένο ρευστό είναι το μαγνητικό πεδίο. Επομένως στις αρχές διατήρησης πρέπει να προστεθούν και οι αντίστοιχοι όροι που περιγράφουν την επίδρασή του. Επίσης η γεωμετρία του προβλήματος γίνεται πιο πολύπλοκη γιατί η ροή δεν είναι αναγκαστικά παράλληλη με το μαγνητικό πεδίο.

Θεωρούμε ότι το πάχος του μετώπου του κρουστικού κύματος είναι πολύ μικρό (σε σχέση με μια χαρακτηριστική διάσταση του πλάσματος). Βεβαίως αφού έχουμε πλάσμα πρέπει να είναι ταυτόχρονα και αρκετά μεγαλύτερο από το μήκος Debye (βλ. εδάφιο 5.2).

Οι αρχές διατήρησης δίνουν τις παρακάτω εξισώσεις ( $\hat{n}$  είναι το μοναδιαίο διάνυσμα κάθετα στο μέτωπο του κρουστικού κύματος):

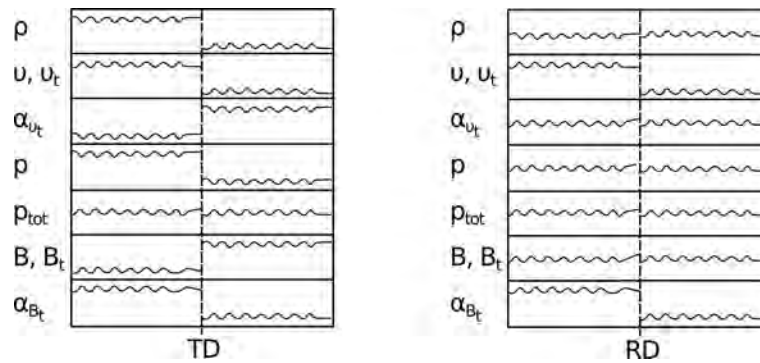
Διατήρηση μάζας, όπως και στα υδροδυναμικά κρουστικά κύματα

$$[\rho \mathbf{u} \cdot \hat{n}] = 0 \quad (7.56)$$

Διατήρηση της ορμής όπου έχουν συμπεριληφθεί και οι όροι που σχετίζονται με τη μαγνητική πίεση

$$\left[ \rho \mathbf{u} (\mathbf{u} \cdot \hat{n}) + \left( P + \frac{B^2}{8\pi} \right) \hat{n} - \frac{(\mathbf{B} \cdot \hat{n}) \mathbf{B}}{4\pi} \right] = 0 \quad (7.57)$$

Διατήρηση ενέργειας όπου έχουν συμπεριληφθεί και οι όροι που περιγράφουν τη ροή ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας  $(\mathbf{E} \times \mathbf{B})/4\pi$  με το ηλεκτρικό πεδίο να εκφράζεται από την  $\mathbf{E} = -\mathbf{u} \times \mathbf{B}/c$



**Σχήμα 7.6:** Μεταβολές στο μαγνητικό πεδίο και στις παραμέτρους του πλάσματος σε μια εφαπτομενική ασυνέχεια (αριστερά) και μια περιστροφική ασυνέχεια (δεξιά). Στο σχήμα το  $\alpha_x$  υποδηλώνει τη μεταβολή της ποσότητας  $x$ . Το  $p_{tot}$  είναι το άθροισμα της πίεσης του πλάσματος και της μαγνητικής πίεσης.

$$\left[ \mathbf{u} \cdot \hat{\mathbf{n}} \left( \frac{\rho \mathbf{u}}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} P + \frac{B^2}{4\pi} \right) - \frac{(\mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{n}})(\mathbf{B} \cdot \mathbf{u})}{4\pi} \right] = 0 \quad (7.58)$$

Η εξίσωση

$$[\mathbf{B} \cdot \hat{\mathbf{n}}] = 0 \quad (7.59)$$

που προκύπτει από την  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  και δείχνει ότι η κάθετη συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου είναι συνεχής, δηλ.  $B_n = \text{σταθ}$ . Τέλος η

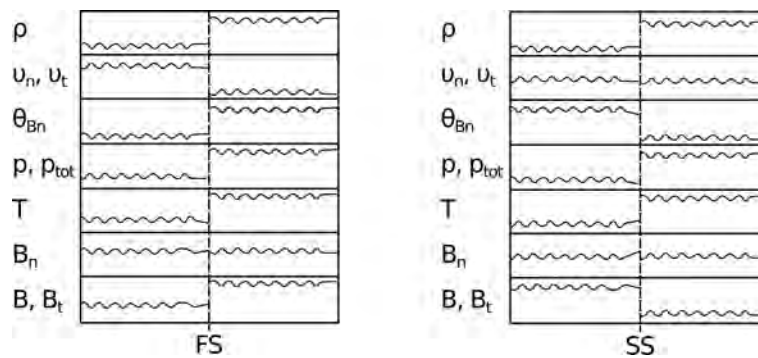
$$[\hat{\mathbf{n}} \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B})] = 0 \quad (7.60)$$

που μας λέει ότι η συνιστώσα του ηλεκτρικού πεδίου παράλληλα στο μέτωπο του κρουστικού κύματος είναι σταθερή.

#### 7.4.6 Συνθήκες ασυνέχειας

Οι εξισώσεις Rankine-Hugoniot επιτρέπουν τον υπολογισμό των παραμέτρων του πλάσματος στην πίσω πλευρά από το κρουστικό κύμα αν γνωρίζουμε τις αντίστοιχες παραμέτρους στην μπροστινή πλευρά. Όμως οι αρχές διατήρησης είναι πιο γενικές και οι λύσεις των εξισώσεων (7.56)-(7.60) δεν σχετίζονται κατ' ανάγκη πάντα με κρουστικά κύματα: μπορούν επίσης να περιγράψουν έναν αριθμό από άλλες ασυνέχειες. Εκτός από τα κρουστικά κύματα, τρία είδη από ασυνέχειες προκύπτουν:

1. Ασυνέχεια επαφής, όπου έχουμε πήδημα στην πυκνότητα του πλάσματος αλλά όχι στην πίεση, και στη συνιστώσα της ταχύτητας και του μαγνητικού πεδίου που είναι παράλληλη με την ασυνέχεια. Επομένως έχουμε δύο είδη πλάσματος με διαφορετικές πυκνότητες (και θερμοκρασίες) που βρίσκονται σε επαφή
2. Εφαπτομενική ασυνέχεια, όπου οι  $\mathbf{u}_t$ ,  $\mathbf{B}_t$ ,  $\rho$  και  $P$  παρουσιάζουν ασυνέχεια. Δεν έχουμε ροή δια μέσου της ασυνέχειας (δηλ.  $u_n = 0$  και  $B_n = 0$ ), όμως οι εφαπτομενικές συνιστώσες και της ταχύτητας και του μαγνητικού πεδίου μεταβάλλονται (δηλ.  $[u_t] \neq 0$  και  $[B_t] \neq 0$ ). Επομένως υπάρχει μεταβολή στο πλάσμα και στο πεδίο μπροστά και πίσω από τη διαχωριστική επιφάνεια, όμως υπάρχει ισορροπία πίεσης, δηλ.  $[P + B^2/8\pi] = 0$ . Μια τέτοια κατάσταση συμβαίνει στη μαγνητόπαιση (βλ. κεφάλαιο 12).



**Σχήμα 7.7:** Μεταβολές του μαγνητικού πεδίου και των παραμέτρων του πλάσματος σε γρήγορο (αριστερά) και αργό (δεξιά) κρουστικού κύματος.

3. Περιστροφική ασυνέχεια, όπου έχουμε  $[\rho] = 0$ ,  $[u_n] = 0$  με  $u_{n,u} = u_{n,d} = B_n/\sqrt{4\pi\rho}$  και  $B_{t,u} = -B_{t,d}$ , δηλαδή το μαγνητικό πεδίο περιστρέφεται εγκάρσια ως προς τη διαχωριστική επιφάνεια.

Στο Σχήμα 7.6 φαίνονται δύο σκίτσα που δείχνουν σχηματικά τις μεταβολές μακροσκοπικών παραμέτρων του πλάσματος σε εφαπτομενική και περιστροφική ασυνέχεια.

#### 7.4.7 Γρήγορα και αργά κρουστικά κύματα

Ένα κρουστικό κύμα διαφέρει από τις ασυνέχειες που περιγράφηκαν στην προηγούμενη παράγραφο στο ότι υπάρχει ροή πλάσματος μέσα από την ασυνέχεια (δηλ.  $u_n \neq 0$ ) σε συνδυασμό με συμπίεση.

Μια σημαντική παράμετρος για την περιγραφή των ΜΥΔ κρουστικών κυμάτων είναι η τοπική γεωμετρία που μπορεί να ποσοτικοποιηθεί με την εισαγωγή της γωνίας  $\theta$  ανάμεσα στη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου και την κάθετο στο επίπεδο του μετώπου του κρουστικού κύματος. Μπορούμε να χωρίσουμε τα κρουστικά κύματα με βάση τη  $\theta$  στις εξής κατηγορίες:

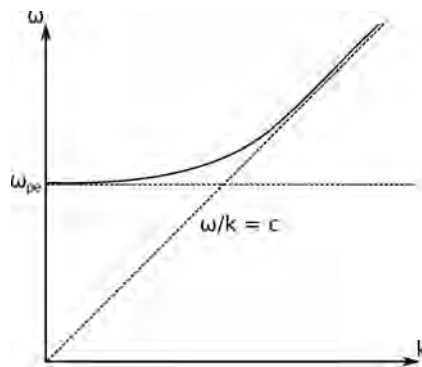
- Κάθετο κρουστικό κύμα που διαδίδεται κάθετα στο μαγνητικό πεδίο, δηλ.  $\theta = 90^\circ$ .
- Παράλληλο κρουστικό κύμα που διαδίδεται παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο, δηλ.  $\theta = 0^\circ$
- Λοξό κρουστικό κύμα (oblique shock) όπου η  $\theta$  είναι μεταξύ  $0 - 90^\circ$ . Όταν έχουμε  $0^\circ < \theta < 45^\circ$  το κρουστικό κύμα ονομάζεται σχεδόν παράλληλο και όταν είναι  $45^\circ < \theta < 90^\circ$  ονομάζεται σχεδόν κάθετο.

Στο πλάσμα υπάρχουν διάφορα ΜΥΔ κύματα (βλ. εδάφιο 7.2). Από αυτά μόνο τα γρήγορα και τα αργά μαγνητο-ακουστικά κύματα μπορούν να προκαλέσουν συμπίεση και τις συνακόλουθες διαδικασίες που οδηγούν στο σχηματισμό κρουστικού κύματος. Τα αντίστοιχα κρουστικά κύματα ονομάζονται γρήγορα και αργά. Η μεταβολή του μαγνητικού πεδίου και των παραμέτρων του πλάσματος (βλ. Σχήμα 7.7) είναι διαφορετική στα γρήγορα και στα αργά κρουστικά κύματα (οι λεπτομέρειες είναι έξω από το σκοπό αυτού του βιβλίου).

Τα οδεύοντα κρουστικά κύματα στο μεσοπλανητικό χώρο είναι συνήθως γρήγορα. Επίσης γρήγορα είναι πάντα τα κρουστικά κύματα που βρίσκονται μπροστά από τις πλανητικές μαγνητόσφαιρες (η έννοια του γρήγορου και το αργού εδώ, όπως και στη συνέχεια, χρησιμοποιείται για να δείξει αν το κρουστικό κύμα προέρχεται από διαταραχή σχετιζόμενη αρχικά με γρήγορο ή αργό μαγνητο-ακουστικό κύμα, αντίστοιχα). Μόνο λίγες περιπτώσεις αργών κρουστικών κυμάτων έχουν καταγραφεί στο μεσοπλανητικό χώρο. Όμως στο ηλιακό στέμμα τα αργά κρουστικά κύματα ενδεχομένως να είναι πιο συχνά γιατί και η ταχύτητα του ήχου και η ταχύτητα Alfvén είναι πολύ μεγαλύτερες από ότι στο μεσοπλανητικό χώρο.

## 7.5 Ηλεκτρομαγνητικά κύματα σε μη μαγνητισμένο πλάσμα

Για τη μελέτη των κυμάτων και άλλων φαινομένων του πλάσματος που εξετάσαμε ως εδώ χρησιμοποιήσαμε της ΜΥΔ εξισώσεις στις οποίες, μεταξύ άλλων, αγνοείται το ρεύμα μετατόπισης στο νόμο του Ampère, ως όρος δεύτερης τάξης, μη απαραίτητος για τη μελέτη φαινομένων με χαρακτηριστικές ταχύτητες πολύ μικρότερες από την ταχύτητα του φωτός. Αυτή η προσέγγιση δεν μπορεί, προφανώς, να εφαρμοστεί στην περίπτωση των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων, καθώς και σε άλλα κύματα υψηλής συχνότητας όπως τα κύματα πλάσματος. Για να χειριστούμε τέτοια φαινόμενα πρέπει να χρησιμοποιήσουμε εξισώσεις διαφορετικές στη μορφή αλλά όχι στην ουσία από τις ΜΥΔ εξισώσεις, τις εξισώσεις του ρευστού πλάσματος ή ακόμα τις εξισώσεις της κινητικής θεωρίας. Τα φαινόμενα που θα μελετήσουμε μας επιτρέπουν και μια ακόμα απλούστευση: να αγνοήσουμε την πίεση του αερίου, αφού εξετάζουμε κύματα που διαδίδονται με ταχύτητες πολύ μεγαλύτερες από τη θερμική ταχύτητα των ηλεκτρονίων (προσέγγιση ψυχρού πλάσματος). Κατά τα άλλα, η μεθοδολογία δεν αλλάζει· ξεκινάμε με τη γραμμικοποίηση των εξισώσεων και αναζητούμε αρμονικές λύσεις.



**Σχήμα 7.8:** Σχέση διασποράς για ηλεκτρομαγνητικά κύματα σε ψυχρό, μη μαγνητισμένο πλάσμα. Η ευθεία γραμμική δείχνει τη σχέση διασποράς στο κενό.

Η πρώτη περίπτωση που θα δούμε είναι των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων που διαδίδονται σε μη μαγνητισμένο πλάσμα, δηλαδή την περίπτωση με  $\mathbf{B}_0 = 0$  και  $\mathbf{B} = \mathbf{B}_1$ . Χωρίς να μπούμε σε λεπτομέρειες δίνουμε μόνο τη σχέση διασποράς τους (Σχήμα 7.8):

$$\omega^2 = \omega_{pe}^2 + k^2 c^2 \quad (7.61)$$

όπου  $c$  η ταχύτητα του φωτός στο κενό και  $\omega_{pe}$  η συχνότητα πλάσματος. Ο δείκτης διάθλασης της ακτινοβολίας είναι

$$n = c/v_{ph} = ck/\omega \quad (7.62)$$

και, στην περίπτωση που εξετάζουμε,

$$n = \sqrt{1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2}} \quad (7.63)$$

σχέση που αναφέραμε ήδη στο εδάφιο 3.6.1.

Από τις παραπάνω σχέσεις βλέπουμε ότι η συχνότητα πλάσματος παίζει σημαντικό ρόλο στη διαμόρφωση της σχέσης διασποράς για τις χαμηλές συχνότητες, και μάλιστα το ηλεκτρομαγνητικό κύμα δεν διαδίδεται αν έχει συχνότητα  $\omega < \omega_{pe}$ . Αντίθετα, για μεγάλες συχνότητες οι συνθήκες διάδοσης είναι πρακτικά ίδιες με το κενό.

Στο μεγαλύτερο μέρος του ηλιακού φάσματος η συχνότητα παρατήρησης είναι πολύ μεγαλύτερη από τη συχνότητα πλάσματος της περιοχής όπου σχηματίζεται η ακτινοβολία, με εξαίρεση τα ραδιοκύματα. Η



επίδραση του πλάσματος μεγαλώνει όσο μεγαλώνει το μήκος κύματος, όντας αμελητέα στην εκατοστομετρική περιοχή και πολύ σημαντική στα μετρικά και στα μεγαλύτερα μήκη κύματος. Συζητήσαμε ήδη στο εδάφιο 3.6.1 για το πώς η διάθλαση επιδρά στη διάδοση της ραδιοφωνικής ακτινοβολίας στο στέμμα και μας αποκρύπτει τα κατώτερα στρώματα του στέμματος στα μεγάλα μήκη κύματος. Έτσι, στα μετρικά ραδιοκύματα, η περιοχή από όπου προέρχεται η ακτινοβολία που βλέπουμε δεν προσδιορίζεται μόνον από τα φαινόμενα απορρόφησης αλλά από και από τα φαινόμενα διάθλασης.

Ιδιαίτερη σημασία για την αστρονομική παρατήρηση έχει το γεγονός ότι τα ανώτερα στρώματα της γήινης ατμόσφαιρας, που ιονίζονται από την υπεριώδη ακτινοβολία του ήλιου (ιονόσφαιρα), αποκόπτουν οποιαδήποτε εισερχόμενη ακτινοβολία με μήκος κύματος μεγαλύτερο από  $\sim 15$  m. Αυτό κάνει απαραίτητο να καταφύγουμε σε διαστημικές παρατηρήσεις για να έχουμε πρόσβαση σ' αυτή τη φασματική περιοχή. Ταυτόχρονα, υπενθυμίζουμε ότι χάρις στην ιονόσφαιρα είναι εφικτές οι τηλεπικοινωνίες σε μεγάλες αποστάσεις με «βραχεία» κύματα.

## 7.6 Ηλεκτρομαγνητικά κύματα σε μαγνητισμένο πλάσμα

Το μαγνητικό πεδίο εισάγει μια προτιμητέα διεύθυνση στο πλάσμα και το κάνει διπλοθλαστικό. Έτσι αντί για ένα ηλεκτρομαγνητικό κύμα έχουμε δύο, και μαζί με αυτά μια συνιστώσα ηλεκτροστατικής φύσης, αντίστοιχη με τα κύματα πλάσματος. Επί πλέον, τα κύματα παρουσιάζουν πόλωση, στη γενική περίπτωση ελλειπτική. Οι ιδιότητες των κυμάτων εξαρτώνται από τη γωνία ανάμεσα στο μαγνητικό πεδίο και στη διεύθυνση διάδοσης του κύματος. Εδώ δεν θα δούμε το πρόβλημα σε όλη του τη μεγαλοπρέπεια αλλά θα εξετάσουμε μόνο κύματα που διαδίδονται παράλληλα και κάθετα στο πεδίο.

### 7.6.1 Ηλεκτρομαγνητικά κύματα παράλληλα στο πεδίο

Στην περίπτωση διάδοσης παράλληλης στο πεδίο έχουμε δύο κυκλικά πολωμένα ηλεκτρομαγνητικά κύματα, τα οποία κατά την ορολογία της φυσικής του πλάσματος χαρακτηρίζονται ως δεξιόστροφο (R) και αριστερόστροφο (L), ενώ κατά την αστρονομική ορολογία ως έκτακτο (*extraordinary*) και τακτικό (*ordinary*). Η σχέση διασποράς είναι

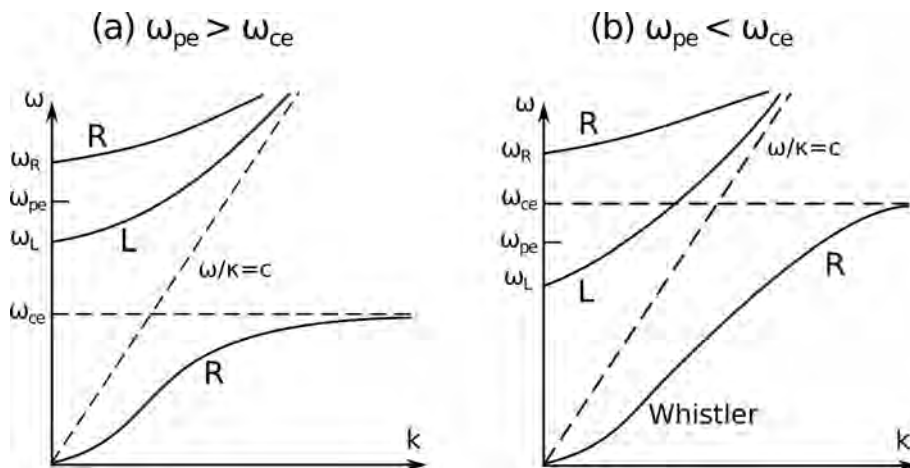
$$\frac{\omega^2 - k^2 c^2}{\omega_{pe}^2} \left( 1 \pm \frac{\omega_{ce}}{\omega} \right) = 1 \quad (7.64)$$

και ο δείκτης διάθλασης

$$n^2 = \frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_e^2 / \omega^2}{1 \pm \omega_{ce} / \omega} \quad (7.65)$$

όπου και στις δύο εξισώσεις το  $-$  αντιστοιχεί στο δεξιόστροφο (έκτακτο) κύμα R. Το ηλεκτρικό πεδίο στο έκτακτο κύμα (R) περιστρέφεται κατά τη φορά περιστροφής των ηλεκτρονίων, ενώ στο τακτικό κύμα (L) το ηλεκτρικό πεδίο ακολουθεί τη φορά περιστροφής των ιόντων. Επομένως και για τα δύο κύματα μπορούμε να έχουμε συντονισμό: Για το κύμα R έχουμε συντονισμό με τα ηλεκτρόνια όταν  $\omega = \omega_{ce}$  (κυκλοτρονικός συντονισμός) και κατά το συντονισμό αυτό η φασική ταχύτητα και ο δείκτης διάθλασης είναι μηδέν και το κύμα δεν διαδίδεται. Για το κύμα L ο συντονισμός είναι με τα πρωτόνια και η συνθήκη συντονισμού προκύπτει σε χαμηλές συχνότητες, για  $\omega = \omega_{ci}$  (όπου  $\omega_{ci}$  η κυκλοτρονική συχνότητα των ιόντων). Ο συντονισμός αυτός δεν εμφανίζεται στη σχέση (7.65), η οποία ισχύει για τις υψηλές συχνότητες μόνον.

Στο Σχήμα 7.9 παρουσιάζουμε τη σχέση διασποράς για τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα που διαδίδονται παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο. Έχουμε δύο περιπτώσεις:  $\omega_{pe} < \omega_{ce}$  (διάγραμμα δεξιά) και  $\omega_{pe} > \omega_{ce}$  (διάγραμμα αριστερά). Η κύρια διαφορά ανάμεσα σε αυτές τις περιπτώσεις είναι η συχνότητα αποκοπής για το αριστερόστροφο κύμα: για  $\omega_{pe} < \omega_{ce}$  η συχνότητα αποκοπής είναι μικρότερη από την γυροσυχνότητα των ηλεκτρονίων ενώ στην αντίθετη περίπτωση είναι μεγαλύτερη. Στις πολύ υψηλές συχνότητες και τα δύο κύματα συμπεριφέρονται όπως στο κενό.



**Σχήμα 7.9:** Σχέση διασποράς για ηλεκτρομαγνητικά κύματα που διαδίδονται παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο μέσα σε ψυχρό μαγνητισμένο πλάσμα. Η διακεκομμένη γραμμή είναι η σχέση διασποράς στο κενό.

Στο δεξιό διάγραμμα του Σχήματος 7.9 βλέπουμε ότι το δεξιόστροφο κύμα που βρίσκεται κάτω από την  $\omega_{ce}$  παρουσιάζει κοντά στο  $k \approx 0$  μια περιοχή που η ταχύτητα ομάδας αυξάνει με το  $\omega$ . Το κύμα τότε ονομάζεται *συρικτικό κύμα* (*whistler wave*). Η ονομασία του προκύπτει επειδή όταν έχει υψηλότερες συχνότητες το κύμα αυτό ταξιδεύει ταχύτερα από όταν έχει χαμηλότερες. Έτσι ένας παρατηρητής που λαμβάνει αυτά τα κύματα και βρίσκεται μακριά από την πηγή τους, θα ακούσει ένα σφύριγμα γιατί τα υψηλότερης συχνότητας μέρη του σήματος θα φτάσουν πρώτα και θα ακολουθήσουν τα χαμηλότερης συχνότητας.

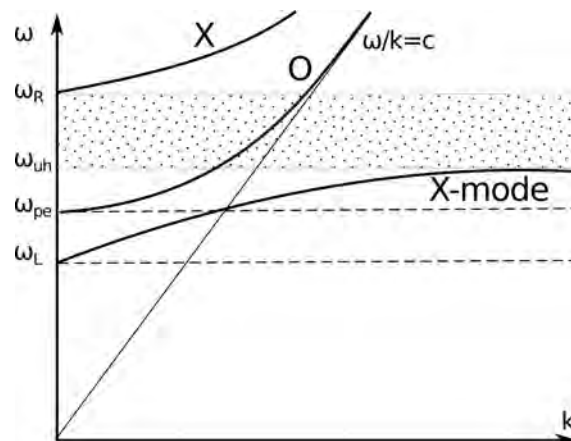
Σημειώνουμε ότι, για τις συνθήκες που επικρατούν στον ήλιο, τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα συμπεριφέρονται όπως αυτά που διαδίδονται παράλληλα προς το πεδίο ακόμα και αν η διεύθυνση διάδοσης δεν είναι παράλληλη, αρκεί η γωνία  $\theta$  μεταξύ της διεύθυνσης του πεδίου και της διεύθυνσης παρατήρησης να μην είναι κοντά στις  $90^\circ$ . Πρόκειται για την περίπτωση της σχεδόν παράλληλης διάδοσης (*quasi-longitudinal propagation*).

Συμπληρώνουμε ότι πέρα από το δείκτη διάθλασης, το μαγνητικό πεδίο επηρεάζει και το συντελεστή της ελεύθερης-ελεύθερης απορρόφησης (*bremsstrahlung*, βλ. εδάφιο 2.3.2) που, για σχεδόν παράλληλη διάδοση, παίρνει την τιμή:

$$k_j = \frac{k}{(1 \mp \omega_{ce}/\omega |\cos \theta|)^2} \quad (7.66)$$

όπου  $k$  είναι ο συντελεστής απορρόφησης όταν δεν υπάρχει μαγνητικό πεδίο (σχέση 2.47), ο δείκτης  $j = 1$  και το άνω πρόσημο αναφέρονται στην έκτακτη ακτινοβολία και ο δείκτης  $j = 2$  και το κάτω πρόσημο στην τακτική.

Η παραπάνω σχέση δείχνει ότι η απορρόφηση για την έκτακτη ακτινοβολία είναι λίγο μεγαλύτερη από την περίπτωση που δεν έχουμε μαγνητικό πεδίο και για την τακτική λίγο μικρότερη. Έτσι, αν η θερμοκρασία αυξάνει με το ύψος, όπως συμβαίνει για την περιοχή που σχηματίζονται τα εκατοστομετρικά ραδιοκύματα στον ήλιο, η έκτακτη ακτινοβολία θα έχει μεγαλύτερη θερμοκρασία λαμπρότητας από την τακτική. Η διαφορά αυτή θα οδηγήσει σε κυκλικά πολωμένα ακτινοβολία, το ποσοστό πόλωσης της οποίας εξαρτάται από την ένταση του μαγνητικού πεδίου και, κατά συνέπεια, μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως διαγνωστικό του πεδίου (βλ. εδάφιο A'.5.5).



**Σχήμα 7.10:** Σχέση διασποράς για το τακτικό (O) και το έκτακτο (X) κύμα σε ψυχρό μαγνητισμένο πλάσμα. Η γραμμοσκιασμένη περιοχή διαχωρίζει το αριστερόστροφα από το δεξιόστροφα πολωμένο έκτακτο κύμα.

### 7.6.2 Ηλεκτρομαγνητικά κύματα κάθετα στο πεδίο

Στην περίπτωση της κάθετης διάδοσης προφανώς έχουμε  $k \perp \mathbf{E}_1$ . Για το μεταβαλλόμενο ηλεκτρικό πεδίο δύο δυνατότητες υπάρχουν: να είναι παράλληλο ή κάθετο στο  $\mathbf{B}_0$ . Στην πρώτη περίπτωση έχουμε το τακτικό κύμα (*ordinary wave*) και στη δεύτερη το έκτακτο κύμα (*extraordinary wave*).

Για το τακτικό κύμα, η σχέση διασποράς παίρνει τη μορφή που έχει στην περίπτωση του ηλεκτρομαγνητικού κύματος που διαδίδεται σε μη μαγνητισμένο πλάσμα (βλέπε σχέση 7.61). Στο έκτακτο κύμα, επειδή το μεταβαλλόμενο ηλεκτρικό πεδίο είναι κάθετο στο  $\mathbf{B}_0$ , η κίνηση των ηλεκτρονίων επηρεάζεται από το μαγνητικό πεδίο και συνεπώς πρέπει να τροποποιηθεί η σχέση διασποράς ανάλογα. Καθώς το κύμα διαδίδεται κάθετα στο  $\mathbf{B}_0$  και το  $\mathbf{E}_1$  ταλαντώνεται κάθετα με το  $\mathbf{B}_0$ , ο κυματαριθμός  $k$  έχει και συνιστώσα παράλληλη και συνιστώσα κάθετη στο  $\mathbf{E}_1$ . Το κύμα επομένως έχει μια εγκάρσια και μια διαμήκη συνιστώσα. Και τα δύο κύματα είναι γραμμικά πολωμένα, με επίπεδα πόλωσης κάθετα μεταξύ τους.

Οι υπολογισμοί δίνουν για τη σχέση διασποράς του εκτάκτου κύματος:

$$n^2 = \frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \frac{\omega^2 - \omega_{uh}^2}{\omega^2 - \omega_{uh}^2} \quad (7.67)$$

όπου  $\omega_{uh}$  είναι η άνω υβριδική συχνότητα που ορίζεται ως  $\omega_{uh}^2 = \omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2$  ( $\omega_{ce}$  είναι η ηλεκτρονική γυροσυχνότητα). Η επίδραση του μαγνητικού πεδίου στην (7.67) αποτυπώνεται στην άνω υβριδική συχνότητα. Οι σχέσεις διασποράς για το τακτικό και το έκτακτο κύμα παρουσιάζονται στο Σχήμα 7.10. Στο σχήμα η γραμμοσκιασμένη περιοχή αντιστοιχεί στην περιοχή συχνοτήτων όπου το έκτακτο κύμα δεν διαδίδεται γιατί  $n < 0$ .

## 7.7 Ασκήσεις

1. Αποδείξτε τις εξισώσεις (7.14) - (7.20).
2. Θεωρήστε ένα κρουστικό κύμα που προκύπτει από την εκρηκτική θέρμανση σημειακής πηγής. Η ενέργεια που εκλύεται κατά την έκρηξη είναι  $E$  και το κρουστικό κύμα διαδίδεται σε ψυχρό, ακίνητο, ομογενές μέσον πυκνότητας  $\rho$ . Κάνοντας διαστατική ανάλυση αποδείξτε ότι η ακτίνα,  $R$ , του κρουστικού κύματος συναρτήσει του χρόνου,  $t$ , δίνεται από την εξίσωση

$$R = C \left( \frac{Et^2}{\rho} \right)^{1/5} \propto t^{2/5} \quad (7.68)$$

όπου  $C$  μία σταθερά.

Κατόπιν αποδείξτε ότι για την ταχύτητα,  $v$ , του κρουστικού κύματος συναρτήσει του χρόνου ισχύει ότι

$$v = \frac{2R}{5t} \propto t^{-3/5} \quad (7.69)$$

Η προτεινόμενη μέθοδος για την επίλυση αυτής της άσκησης χρησιμοποιήθηκε για πρώτη φορά από τον Leonid I. Sedov το 1946.

3. (α) Υπολογίστε τις συχνότητες αποκοπής για το δεξιόστροφο και το αριστερόστροφο κύμα της παράλληλης διάδοσης,  $\omega_R$  και  $\omega_L$ .

(β) Αποδείξτε ότι ο δείκτης διάθλασης για το έκτακτο κύμα της κάθετης διάδοσης (7.67) μπορεί να γραφεί ως:

$$n^2 = \frac{(\omega^2 - \omega_L^2)(\omega^2 - \omega_R^2)}{\omega^2(\omega^2 - \omega_{uh}^2)} \quad (7.70)$$

## 7.8 Βιβλιογραφία

Τα αντίστοιχα κεφάλαια στα συγγράμματα:

**Kundu, M. R.:** 1965, *Solar Radio Astronomy*, New York: Interscience

**Zhelezniakov, V. V.:** 1969, *Radio emission of the sun and planets*, Pergamon Press

**Krüger, A.:** 1979, *Introduction to Solar Radio Astronomy and Radio Physics*, D. Reidel Publishing Company, ISBN: 978-90-277-0997-4

**Zheleznyakov, V. V.:** 1996, *Radiation in Astrophysical Plasmas*, Kluwer Academic Publishers, ISBN: 978-94-010-6574-0

**Βλάχος, Α.:** 2000, *Φυσική Πλάσματος*, Εκδόσεις Τζιόλα, Θεσσαλονίκη

**Stix, M.:** 2002, *The Sun: An Introduction*, Springer-Verlag, ISBN: 978-3-642-62477-3

**Kulsrud, R. M.:** 2005, *Plasma Physics for Astrophysics*, Princeton University Press, Princeton

**Gary, D. E. & Keller C. U. (eds):** 2005, *Solar and Space Weather Radiophysics*, Kluwer Academic Publishers, ISBN: 1-4020-2813-X

**Somov, B. V.:** 2006, *Plasma Astrophysics, Part I: Fundamentals and Practice*, Springer, ISBN: 978-1-4614-4282-0

**Priest, E.:** 2014, *Magnetohydrodynamics of the Sun*, Cambridge University Press, ISBN: 978-0-521-85471-9

**Chiuderi, C. & Velli, M.:** 2015, *Basics of Plasma Astrophysics*, Springer, ISBN: 978-88-470-5279-6

**Τσίγκανος, Κ.:** 2015, *Αστροφυσική Πλάσματος*, Αθήνα, ISBN: 978-960-91748-2-4

## Κεφάλαιο 8

# Τριδιάστατη δομή του ήλιου και της ηλιόσφαιρας

### 8.1 Εισαγωγή

Στο τρίτο κεφάλαιο συζητήσαμε ήδη την χρησιμότητα αλλά και την ανεπάρκεια των μοντέλων που θεωρούν την ηλιακή ατμόσφαιρα ομοιογενή. Οποιοδήποτε στρώμα της ηλιακής ατμόσφαιρας και αν παρατηρήσουμε θα διαπιστώσουμε ότι χαρακτηρίζεται από λεπτή υφή που αγγίζει ή ξεπερνάει τη διακριτική ικανότητα των οργάνων που διαθέτουμε.

Η ποικιλία των μικρών σχηματισμών, η αλληλοσύνδεσή τους αλλά και η διαφοροποίησή τους στα διάφορα στρώματα της ηλιακής ατμόσφαιρας οδήγησαν μερικούς στο να χαρακτηρίζουν την προσπάθεια περιγραφής τους ως “ηλιακή ζωολογία”. Εν τούτοις η κατανόηση της σχέσης κάθε σχηματισμού με αντίστοιχα φυσικά φαινόμενα διευκολύνει και την περιγραφή τους αλλά και την απόδοση μιας ολοκληρωμένης εικόνας για το πώς συμπεριφέρεται ο Ήλιος. Αυτή την προσέγγιση θα προσπαθήσουμε να ακολουθήσουμε σ’ αυτό το κεφάλαιο.

### 8.2 Η προέλευση της λεπτής υφής

Πριν προχωρήσουμε στη συζήτηση των ανομοιογενειών της ηλιακής ατμόσφαιρας, θα αναζητήσουμε τις αιτίες που τις προκαλούν. Στην προσπάθειά μας αυτή θα βοηθηθούμε ιδιαίτερα από τη συζήτηση των κεφαλαίων 5 και 6 για την αλληλεπίδραση του πλάσματος με το μαγνητικό πεδίο. Υπενθυμίζουμε ότι στον Ήλιο οι δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου είναι παγωμένες μέσα στο πλάσμα, πράγμα που έχει τις παρακάτω συνέπειες:

- Όταν η πυκνότητα ενέργειας του πλάσματος (εσωτερική ενέργεια και κινητική) είναι πολύ μεγαλύτερη από την πυκνότητα ενέργειας του μαγνητικού πεδίου ή, ισοδύναμα, η πίεση του αερίου (στατική και δυναμική) είναι πολύ μεγαλύτερη από την πυκνότητα ενέργειας (δηλαδή την πίεση) του μαγνητικού πεδίου, το πλάσμα κινείται κατά μήκος των δυναμικών γραμμών του πεδίου.
- Όταν, αντίθετα, η πυκνότητα ενέργειας του πλάσματος είναι πολύ μεγαλύτερη από την πυκνότητα ενέργειας του μαγνητικού πεδίου τότε το κινούμενο πλάσμα συμπαράσφύρει τις δυναμικές γραμμές και τις παραμορφώνει.

Στον Ήλιο τόσο η πυκνότητα του πλάσματος (άρα και η πυκνότητα εσωτερικής ενέργειας) όσο και το μαγνητικό πεδίο ελαττώνονται με το ύψος, ενώ η ταχύτητα έχει σχετικά μικρές τιμές κάτω από την περιοχή

που επηρεάζεται από τον ηλιακό άνεμο. Όμως η κλίμακα ύψους του μαγνητικού πεδίου είναι μεγαλύτερη από την κλίμακα ύψους της πυκνότητας, δηλαδή η πυκνότητα πέφτει πιο γρήγορα από το μαγνητικό πεδίο. Έτσι έχουμε το εξής αποτέλεσμα:

- Στη φωτόσφαιρα, αλλά και κάτω από αυτή, το πλάσμα υπερισχύει και οι δομές καθορίζονται από την κίνηση του πλάσματος η οποία διαμορφώνει και το μαγνητικό πεδίο καθώς το πλάσμα παρασύρει τις δυναμικές γραμμές. Εξαιρέση αποτελούν οι κηλίδες (βλ. εδάφιο 8.11.2) όπου το μαγνητικό πεδίο είναι αρκετά ισχυρό ώστε να διαμορφώνει αυτό τη δομή του πλάσματος.
- Στη χρωμόσφαιρα και το στέμμα υπερισχύει το μαγνητικό πεδίο. Οι δυναμικές γραμμές του πεδίου αποτελούν τους “σωλήνες” (magnetic flux tubes), μέσα στους οποίους ρέει το πλάσμα.
- Τέλος στον ηλιακό άνεμο υπερισχύει και πάλι το πλάσμα, αυτή τη φορά λόγω της μεγάλης του κινητικής ενέργειας. Αποτέλεσμα είναι ότι ο ηλιακός άνεμος μεταφέρει το ηλιακό μαγνητικό πεδίο στο μεσοπλανητικό χώρο αλλά επιδρά και στη μορφολογία του πεδίου στο ίδιο το στέμμα.

Η διαφορετική σχέση πλάσματος - μαγνητικού πεδίου στα τρία κύρια στρώματα της ηλιακής ατμόσφαιρας είναι θεμελιώδης για την κατανόηση της διαφορετικής μορφολογίας τους, όπως θα δούμε στη συνέχεια.

### 8.3 Χαρακτηριστικές κλίμακες της λεπτής υφής

Το ηλιακό μαγνητικό πεδίο εμφανίζεται σε διάφορες κλίμακες μεγέθους, από πολύ μικρές (της τάξης, πιστεύουμε, των 100 km) μέχρι πολύ μεγάλες (της τάξης της ηλιακής ακτίνας, π.χ. το γενικό μαγνητικό πεδίο του Ήλιου). Όμως όλες οι κλίμακες δεν εμφανίζονται με την ίδια συχνότητα και η κατανομή του πεδίου στην ηλιακή ατμόσφαιρα δεν είναι εντελώς τυχαία.

Παραπέμπουμε στα μαγνητογραφήματα του Σχήματος 5.1 για να επαναλάβουμε ότι στον ήλιο υπάρχουν περιοχές με μεγάλη μαγνητική ροή και άλλες με πολύ μικρότερη. Οι πρώτες έχουν διπολική, σε πρώτη προσέγγιση, μορφή και είναι γνωστές ως κέντρα δράσης ή ενεργές περιοχές (*active regions*) ενώ οι δεύτερες ονομάζονται ήρεμες περιοχές και συγκροτούν τον ήρεμο ήλιο (*quiet sun*). Στο κεφάλαιο αυτό θα εξετάσουμε αρχικά τις ήρεμες περιοχές και κατόπιν τα κέντρα δράσης.

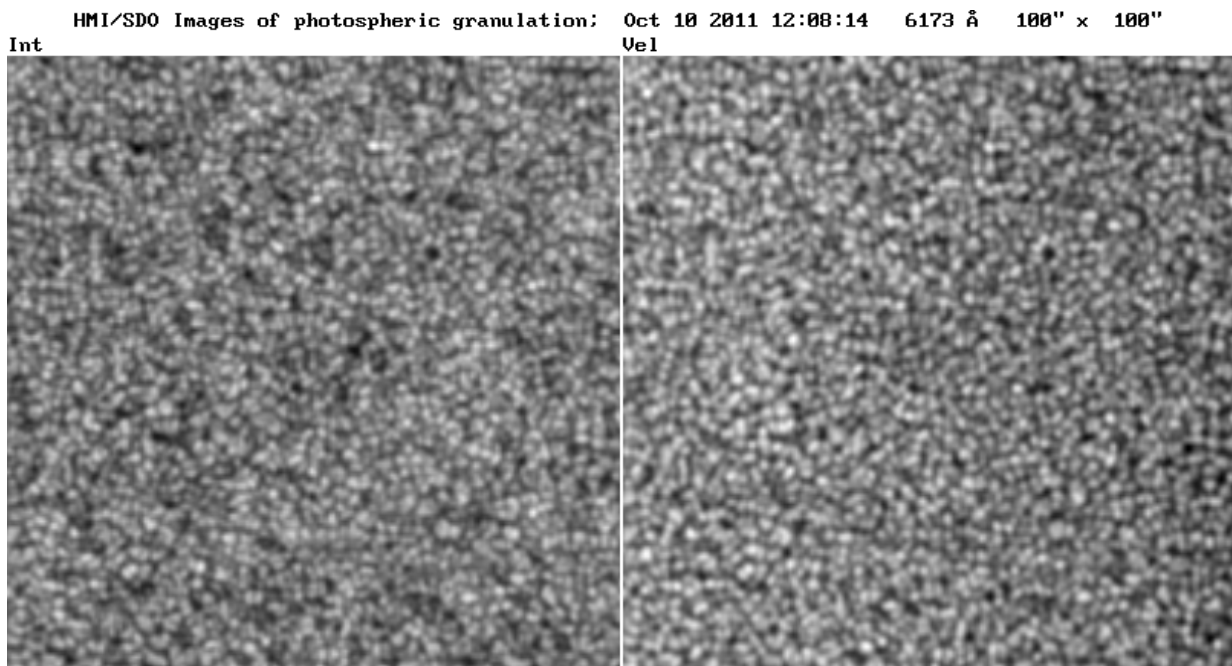
Τα ηλιακά φαινόμενα εμφανίζονται επίσης σε διάφορες χρονικές κλίμακες: από λίγα χιλιοστά του δευτερολέπτου μέχρι πολλά χρόνια ακόμα και αιώνες. Τα φαινόμενα μικρής χρονικής κλίμακας είναι και το πιο βίαια, με την έννοια ότι συνδέονται με υψηλούς ρυθμούς έκλυσης ενέργειας. Τέτοια φαινόμενα, που περιλαμβάνουν και τις εκλάμψεις, θα τα εξετάσουμε στο κεφάλαιο 9.

Είναι αξιοσημείωτο ότι η χρονική και η χωρική κλίμακα ενός φαινομένου δεν είναι ανεξάρτητες. Φαινόμενα μικρού μεγέθους εξελίσσονται γρήγορα ενώ φαινόμενα μεγάλου μεγέθους εξελίσσονται αργά. Τα κέντρα δράσης, π.χ., με χαρακτηριστική κλίμακα  $10^5$  km, διαρκούν μερικούς μήνες ενώ οι φωτοσφαιρικοί κόκκοι, με χαρακτηριστική κλίμακα  $10^3$  km, διαρκούν 15 λεπτά.

### 8.4 Η δομή της ήρεμης φωτόσφαιρας

Στην προηγούμενη συζήτηση καταλήξαμε ότι η δομή της φωτόσφαιρας στον ήρεμο ήλιο διαμορφώνεται από τις κινήσεις του υλικού, οι οποίες μάλιστα παρασύρουν τις όποιες μαγνητικές δομές. Η επιβεβαίωση έρχεται με τη φωτοσφαιρική κοκκίαση (*granulation*), που έχει χαρακτηριστικές διαστάσεις  $1.5''$  ( $\sim 1000$  km) και χρονική διάρκεια της τάξης των 15 λεπτών (Σχήμα 8.1 αριστερά και [ταινία 8.1](#)).

Φασματοσκοπικές μετρήσεις της ταχύτητας του πλάσματος (από τη μετάθεση Doppler) επιβεβαιώνουν ότι οι κόκκοι δεν είναι τίποτε άλλο παρά θερμό (λαμπρό) υλικό που ανέρχεται και ψυχρό (σκοτεινό) υλικό



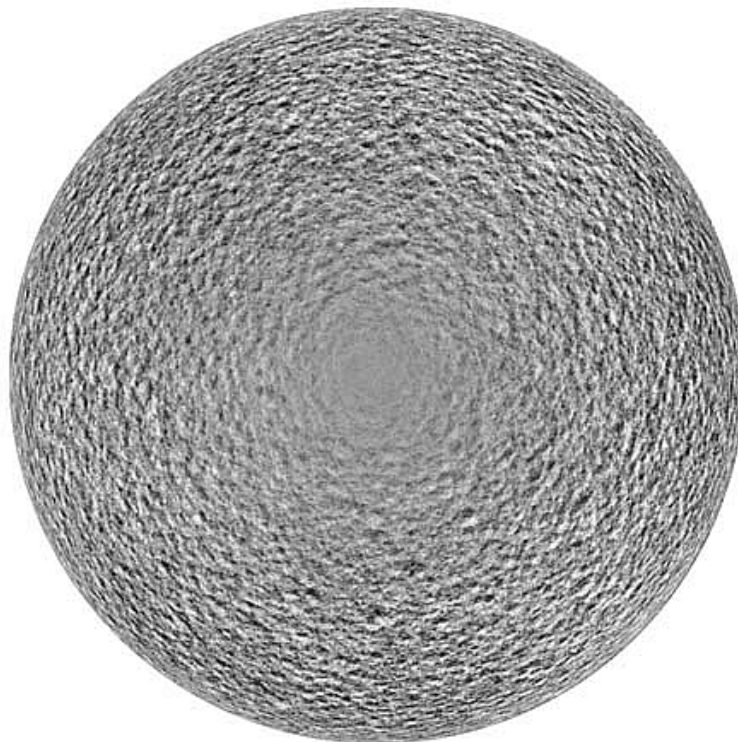
**Σχήμα 8.1:** Αριστερά: Φωτογραφία της ηλιακής κοκκίασης. Δεξιά: φωτογραφική παρουσίαση της ακτινικής ταχύτητας του υλικού: το λευκό αντιστοιχεί σε ανερχόμενο υλικό και το μαύρο σε κατερχόμενο. Παρατηρήσεις από το όργανο HMI στη διαστημική αποστολή SDO.

που κατέρχεται, φτιάχνοντας ένα σύστημα από κυψελίδες ρευμάτων μεταφοράς. Αυτό φαίνεται πολύ καλά αν συγκρίνουμε την εικόνα της κοκκίασης του Σχήματος 8.1 με τη δεξιά εικόνα του ίδιου σχήματος που δίνει το πεδίο ταχυτήτων: οι λαμπροί κόκκοι συνδέονται με ανοδικές κινήσεις και τα σκοτεινά μεσοκοκκιακά διαστήματα με καθοδικές, έτσι που οι δύο εικόνες είναι σχεδόν πανομοιότυπες. Είναι φανερό ότι εδώ είναι η υδροδυναμική κίνηση του πλάσματος που διαμορφώνει τη λεπτή υφή.

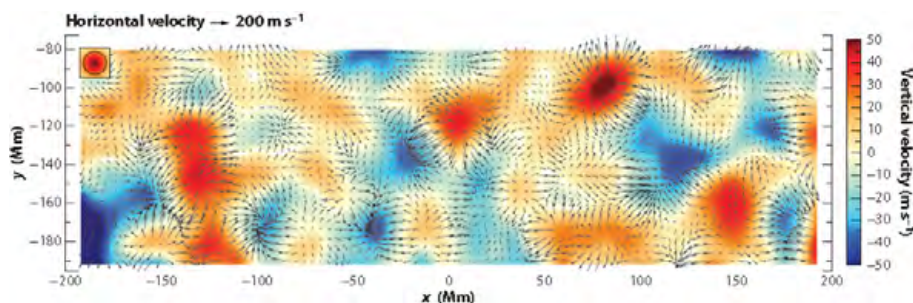
Η φωτοσφαιρική κοκκίαση αποτελεί παρατηρησιακή επιβεβαίωση της ύπαρξης ζώνης μεταφοράς (κεφάλαιο 4.4). Στην πραγματικότητα η ίδια η φωτόσφαιρα είναι ευσταθής σε ρεύματα μεταφοράς, κατά συνέπεια οι κόκκοι θα πρέπει να θεωρηθούν αποτέλεσμα της διεύδυσης ρευμάτων μεταφοράς στη φωτόσφαιρα παρά ως καθαυτό ρεύματα μεταφοράς.

Η κοκκίαση δεν είναι το μοναδικό σύστημα ρευμάτων μεταφοράς στον ήλιο. Ένα μεγαλύτερο σύστημα ρευμάτων μεταφοράς που ονομάζεται υπερκοκκίαση, με κλίμακα μεγέθους  $\sim 30\,000$  km και χρόνο ζωής  $\sim 24$  ώρες, συνυπάρχει με την συνηθισμένη κοκκίαση. Η υπερκοκκίαση δεν συνδέεται με έντονες διαφορές λαμπρότητας όπως η κοκκίαση, ενώ οι οριζόντιες ταχύτητες της κίνησης στις κυψελίδες μεταφοράς είναι μεγαλύτερες από τις κάθετες. Έτσι εμφανίζεται πιο έντονα σε χάρτες της ταχύτητας (Σχήμα 8.2) και μάλιστα κοντά στο χείλος, όπου το άνυσμα της ταχύτητας σχηματίζει μικρή γωνία με τη διεύθυνση παρατήρησης και η ακτινική συνιστώσα της ταχύτητας, που μετρείται με το φαινόμενο Doppler, είναι μεγάλη. Με βάση ηλιοσεισμικές μεθόδους έχουν χαρτογραφηθεί ρεύματα μεταφοράς που συνδέονται με την υπερκοκκίαση ακόμα και κάτω από τη φωτόσφαιρα (Σχήμα 8.3).

Πέρα από την κοκκίαση και την υπερκοκκίαση υπάρχουν ενδείξεις για ρεύματα μεταφοράς ενδιάμεσης κλίμακας (μεσοκοκκίαση), καθώς και για την ύπαρξη μιας ακόμα κλίμακας, που αντιστοιχεί σε γιγαντιαίες κυψελίδες (τάξης μεγέθους της ηλιακής ακτίνας) με χρονική κλίμακα αυτή του κύκλου της ηλιακής δραστηριότητας. Η κοκκίαση, η μεσοκοκκίαση και η υπερκοκκίαση φαίνεται ότι σχετίζονται με τις ζώνες ιονισμού του H, του He I και He II αντίστοιχα (βλ. εδάφιο 4.4) και το χαρακτηριστικό τους μέγεθος σχετίζεται με το βάθος της κάθε ζώνης.



**Σχήμα 8.2:** Η υπερκοκκίαση όπως φαίνεται σε φωτογραφική απεικόνιση (χάρτη) της ταχύτητας. Οι σκοτεινές περιοχές κινούνται προς τον παρατηρητή, ενώ έχει γίνει διόρθωση για την ηλιακή περιστροφή. Η εικόνα είναι από παρατηρήσεις του διαστημικού οργάνου MDI στη διαστημική αποστολή SOHO.

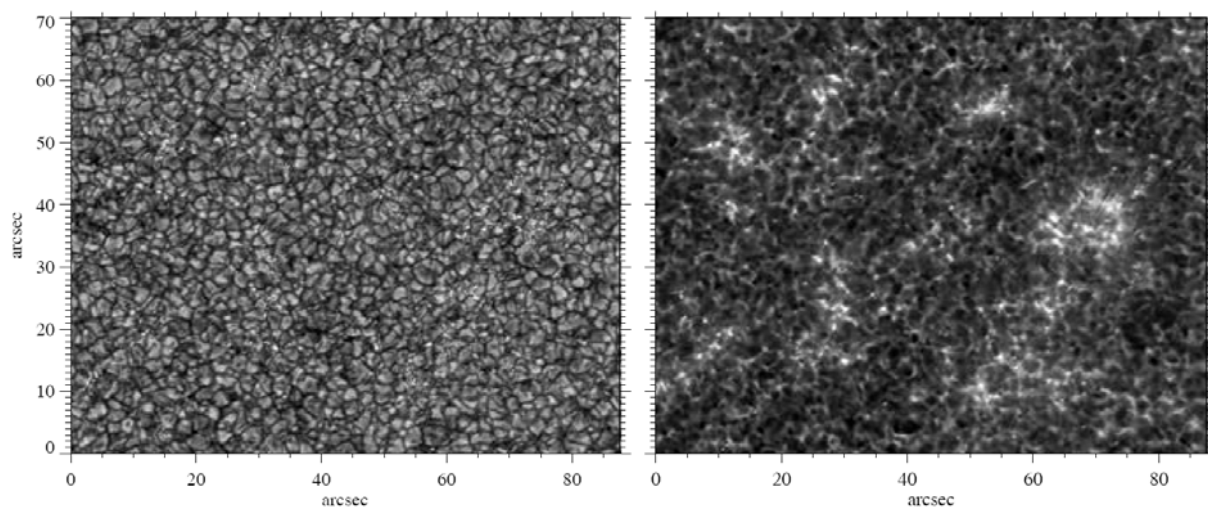


**Σχήμα 8.3:** Οριζόντιες (βέλη) και κάθετες (μπλε και κόκκινο χρώμα) κινήσεις που συνδέονται με την υπερκοκκίαση, σε βάθος 1000 km κάτω από τη φωτόσφαιρα (από Jackiewicz et al., 2008).

## 8.5 Μικρής κλίμακας μαγνητικά πεδία

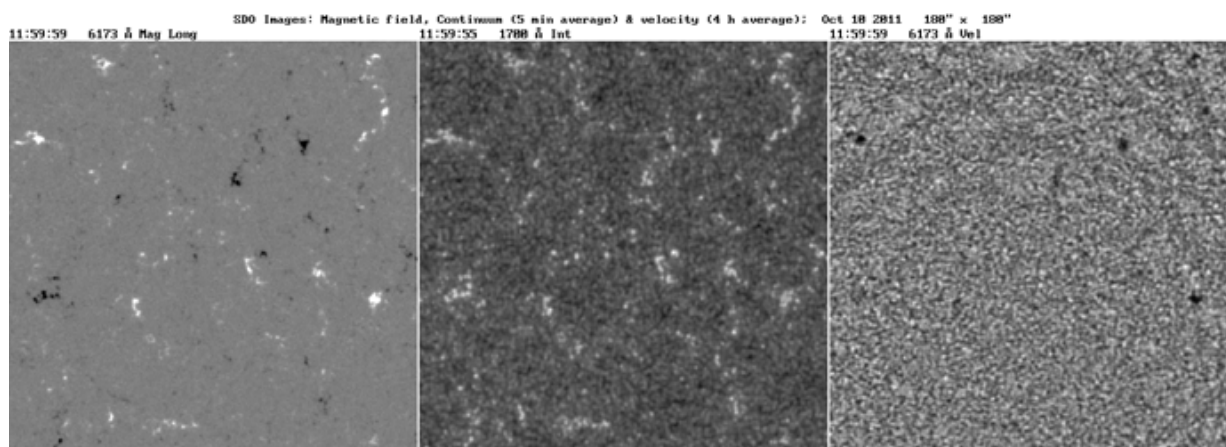
Κάτω από την επίδραση της ροής του πλάσματος, το μαγνητικό πεδίο της ήρεμης φωτόσφαιρας παραμορφώνεται και συμπιέζεται στα όρια των υπερκόκκων. Οι συμπιεσμένοι σωλήνες μαγνητικής ροής εμφανίζονται ως μικροσκοπικά λαμπρά σημεία ανάμεσα στους κόκκους, μεγέθους  $\sim 250$  km, όπως φαίνεται στην αριστερή εικόνα του Σχήματος 8.4 και στις ταινίες 8.2 και 8.3. Είναι πιο λαμπρά από τους κόκκους, πολύ πιο μικρά και διαρκούν περισσότερο. Ψηλότερα, στη χρωμόσφαιρα, πάνω από τα λαμπρά σημεία εμφανίζεται έντονη εκπομπή, πιο εκτεταμένη από τα λαμπρά σημεία της φωτόσφαιρας λόγω της διαστολής των σωληνών ροής. Πρόκειται για το χρωμοσφαιρικό δίκτυο (*chromospheric network*), για το οποίο θα πούμε περισσότερα στο επόμενο εδάφιο. Σημειώνουμε ότι η διαδικασία αυτή δεν μεταφέρει όλη τη μαγνητική ροή στα όρια των υπερκόκκων, αλλά ένα μέρος της παραμένει στο εσωτερικό τους.





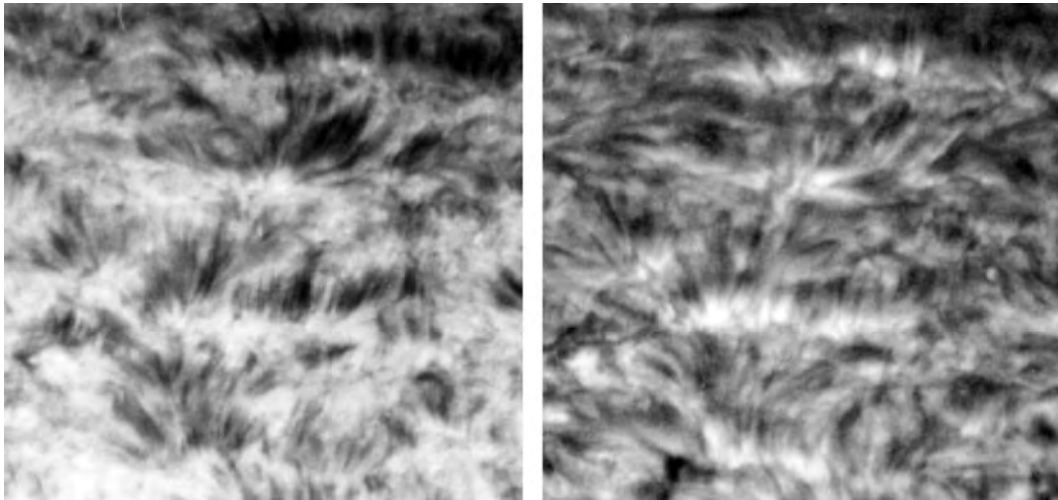
**Σχήμα 8.4:** Συγκεντρώσεις μαγνητικού πεδίου που φαίνονται ως λαμπρά σημεία (αριστερά, βλ. και ταινία 8.1). Δεξιά: φωτογραφία της ίδιας περιοχής στη χρωμοσφαιρική γραμμή H του ιονισμένου ασβεστίου. (Εικόνες του R. Rutten από το Dutch Open Telescope).

Τα ρεύματα μεταφοράς δεν παρασύρουν μόνο το μαγνητικό πεδίο στα όρια των υπερκόκκων αλλά, επί πλέον, το συμπιέζουν σε εντάσεις τάξης μεγέθους 1 kG. Σημειώνουμε ότι αυτό συμβαίνει τόσο στις ήρεμες όσο και στις ενεργές περιοχές, με τη διαφορά ότι στις τελευταίες η πυκνότητα (όχι όμως και η ένταση) των στοιχειωδών σωλήνων μαγνητικής ροής είναι μεγαλύτερη.



**Σχήμα 8.5:** Μαγνητογράφημα (αριστερά) εικόνα στα 1700Å (στη μέση) και εικόνα του πεδίου ταχυτήτων (μέσος όρος 4 ωρών) για μια ήρεμη περιοχή. (Εικόνες από τη διαστημική αποστολή Solar Dynamic Observatory).

Η ύπαρξη τόσο ισχυρών μαγνητικών πεδίων θέτει μια σειρά από ερωτήματα και κύρια το ερώτημα της συγκράτησης τους από το πλάσμα, μια και η μαγνητική πίεση είναι συγκρίσιμη με την πίεση του αερίου. Σύμφωνα με τον Parker το μαγνητικό πεδίο σταθεροποιείται από καθοδικές κινήσεις του πλάσματος. Η αριστερή εικόνα του Σχήματος 8.5 δείχνει ένα μαγνητογράφημα μιας ήρεμης περιοχής κοντά στο κέντρο του ηλιακού δίσκου. Οι συγκεντρώσεις του μαγνητικού πεδίου εμφανίζονται ως λαμπρές περιοχές στο συνεχές στα 1700Å που σχηματίζεται στη χαμηλή χρωμόσφαιρα (μεσαία εικόνα) και οι πιο έντονες σχετίζονται με καθοδικές κινήσεις (σκοτεινές περιοχές) στην εικόνα του πεδίου ταχυτήτων (δεξιά). Η ταινία 8.1, πέρα από τη φωτοσφαιρική κοκκίαση, δείχνει το ίδιο πεδίο στην περιοχή των 1700 Å όπου φαίνονται οι λαμπροί σχηματισμοί του χρωμοσφαιρικού δικτύου αλλά και οι ταλαντώσεις των 5 λεπτών (κεφάλαιο 4.7, βλ. και εικόνα 4.7 καθώς και την ταινία 4.1), όπως και τη μορφολογία του μαγνητικού πεδίου.



**Σχήμα 8.6:** Φωτογραφία της ηλιακής χρωμόσφαιρας στην μπλε πτέρυγα (αριστερά) και στο κέντρο (δεξιά) της γραμμής  $H\alpha$ . (Φωτογραφίες K.A., αστεροσκοπείο Pic du Midi).

## 8.6 Η χρωμόσφαιρα στον ήρεμο ήλιο

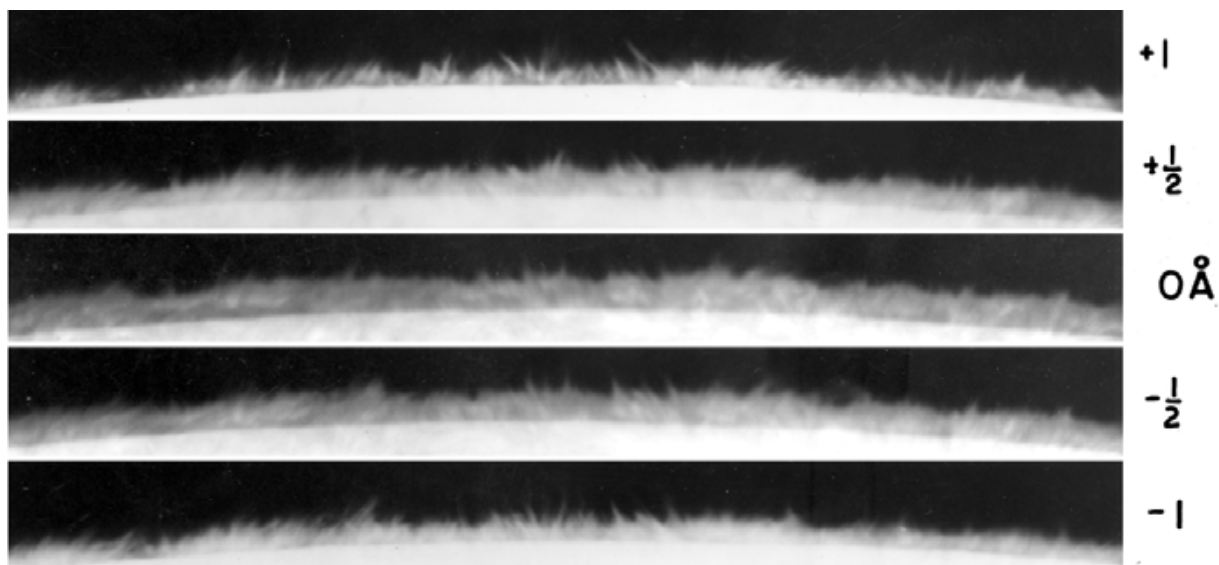
Αναφερθήκαμε ήδη στο χρωμοσφαιρικό δίκτυο που, παρά το όνομά του, έχει την προέλευσή του στη φωτόσφαιρα και ακόμα πιο χαμηλά. Πέρα από το χρωμοσφαιρικό δίκτυο, σε πολλές φασματικές περιοχές φαίνονται έντονα οι ταλαντώσεις των 5 λεπτών (βλ. εδάφιο 4.7 και εικόνες 4.7, 4.8 και ταινίες 4.1 και 8.1).

Ανεβαίνοντας στη χρωμόσφαιρα βρισκόμαστε μπροστά σε μια εντελώς διαφορετική μορφολογία. Η κοκκίαση δίνει τη θέση της σε ένα ακατάστατο σύνολο από λίγο-πολύ επιμήκεις σχηματισμούς, που διακρίνονται καλύτερα στις πτέρυγες της γραμμής  $H\alpha$  (Σχήμα 8.6, αριστερά) ως σκοτεινοί σχηματισμοί (σκοτεινές ψηφίδες, dark mottles). Στο χείλος οι σχηματισμοί αυτοί εμφανίζονται ως πίδακες (spicules) που προεξέχουν πάνω από το χρωμοσφαιρικό υπόβαθρο, σε ύψος μεγαλύτερο από 10 000 km (Σχήμα 8.7 για τη γραμμή  $H\alpha$  και ταινία 8.4 για τη γραμμή του  $C IV$  στα 1450 Å). Μεγαλύτερης διακριτικής ικανότητας παρατηρήσεις δίνονται στην εικόνα του Σχήματος 8.8 και στην ταινία 8.5.

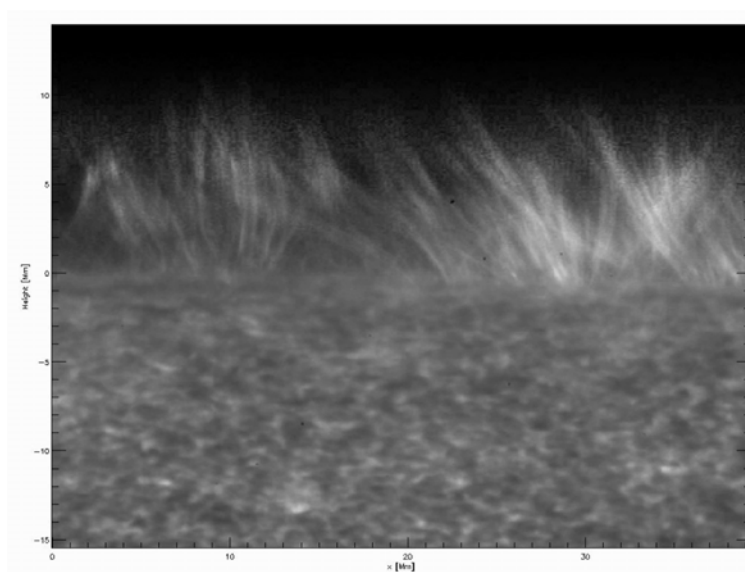
Στο κέντρο της γραμμής  $H\alpha$  και κοντά στη βάση των σκοτεινών σχηματισμών (βλ. και Σχήμα 8.7, δεξιά) εμφανίζονται λαμπροί σχηματισμοί (λαμπρές ψηφίδες, bright mottles), πάνω από τους λαμπρούς σχηματισμούς του χρωμοσφαιρικού δικτύου. Ο χρόνος ζωής και των δύο σχηματισμών είναι ~14 λεπτά, ενώ οι σκοτεινές ψηφίδες και οι πίδακες χαρακτηρίζονται από έντονες κινήσεις: Με την εμφάνιση των σχηματισμών το πλάσμα κινείται προς τα επάνω, ενώ στη συνέχεια επικρατούν καθοδικές κινήσεις. Τονίζουμε ότι η επιμήκυνση των σχηματισμών είναι σαφής ένδειξη ότι στη χρωμόσφαιρα υπερισχύει το μαγνητικό πεδίο απέναντι στο πλάσμα και ότι οι δομές ιχνογραφούν τις δυναμικές γραμμές του.

Η συσχέτιση των πιδάκων με το μαγνητικό πεδίο του χρωμοσφαιρικού δικτύου υποδεικνύει τη μαγνητική επανασύνδεση (βλ. κεφάλαιο 6) ως πιθανή αιτία της δημιουργίας των λαμπρών και σκοτεινών σχηματισμών, με τους λαμπρούς ως αποτέλεσμα της έκλυσης ενέργειας και τους σκοτεινούς ως αποτέλεσμα της επιτάχυνσης υλικού προς τα επάνω. Το υλικό αυτό είναι αρκετό για να αναπληρώσει τις απώλειες μάζας του στέμματος από τον ηλιακό άνεμο και η ενέργεια που εκλύεται από την επανασύνδεση είναι πιθανόν πηγή θέρμανσης του στέμματος.

Το χρωμοσφαιρικό δίκτυο επεκτείνεται και στη μεταβατική περιοχή χρωμόσφαιρας-στέμματος. Οι λαμπροί σχηματισμοί του εμφανίζονται πολύ έντονα στα εκατοστομετρικά ραδιοκύματα και στις φασματικές γραμμές του υπεριώδους (Σχήμα 8.9). Όμως η ένταση των σχηματισμών εξασθενεί καθώς αυξάνει το ύψος, έτσι που το δίκτυο εξαφανίζεται εντελώς στο χαμηλό στέμμα. Αυτό σημαίνει ότι τα μαγνητικά πεδία μικρής κλίμακας που σχετίζονται με το δίκτυο εξασθενούν γρήγορα, πράγμα καθόλου παράδοξο γιατί οι δυναμικές



**Σχήμα 8.7:** Χρωμοσφαιρικοί πίδακες στο χείλος, σε διάφορες θέσεις στη γραμμή H $\alpha$ . Οι τιμές στα δεξιά της εικόνας δίνουν την διαφορά μήκους κύματος από το κέντρο της γραμμής. Φωτογραφίες του D. Dunn, Sacramento Peak Observatory.

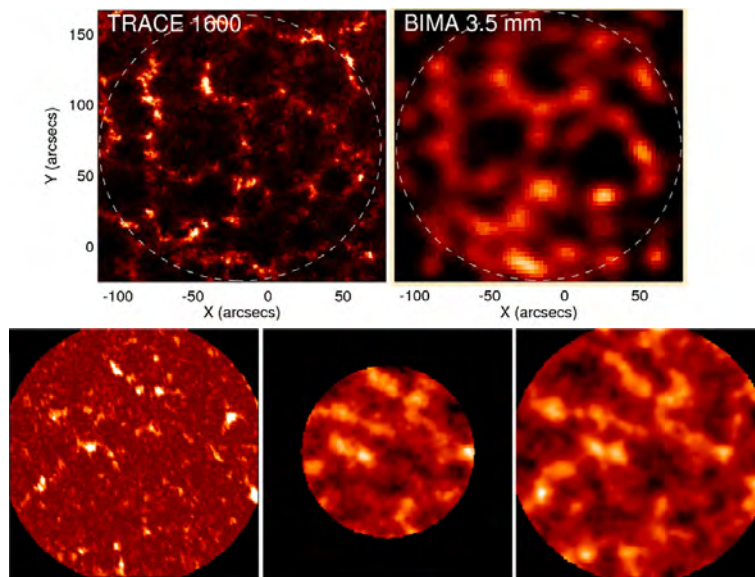


**Σχήμα 8.8:** Εικόνα χρωμοσφαιρικών πιδάκων στο χείλος από το όργανο Solar Optical Telescope (SOT) στη διαστημική αποστολή Hinode (εικόνα από de Pontieu, βλ. και [ταινία 8.5](#)).

γραμμές μικρών διπόλων φυσιολογικά κλείνουν σε χαμηλό ύψος. Έτσι στο στέμμα επικρατούν μαγνητικές δομές μεγαλύτερης κλίμακας, που θα τις συζητήσουμε σε επόμενο εδάφιο.

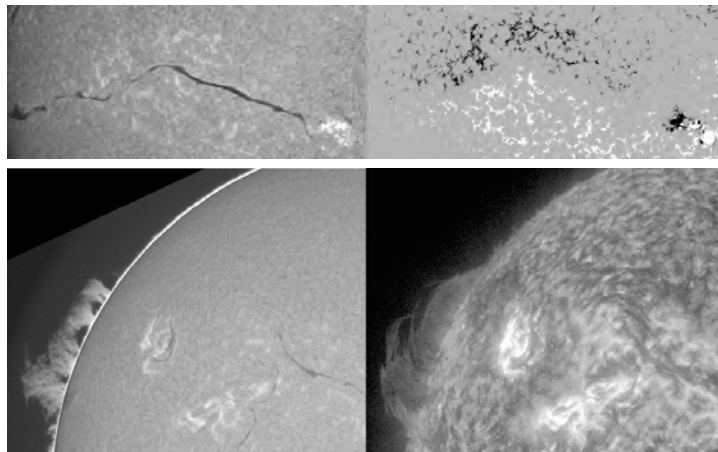
## 8.7 Νήματα και προεξοχές

Τα νήματα (filaments) είναι σύννεφα από υλικό με φυσικές συνθήκες παρόμοιες με αυτές της χρωμόσφαιρας που βρίσκονται στο στέμμα. Εμφανίζονται πάνω στον ηλιακό δίσκο στις φασματικές γραμμές (π.χ. στην H $\alpha$ ) και τα συνεχή που σχηματίζονται στη χρωμόσφαιρα ως επιμήχεις σκοτεινοί σχηματισμοί (Σχήμα 8.10,



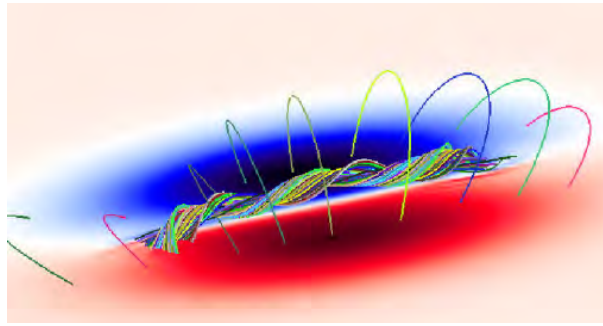
**Σχήμα 8.9:** Επάνω: Το χρωμοσφαιρικό δίκτυο στο υπεριώδες και στα mm μήκη κύματος (TRACE, BIMA). Κάτω: Η απόλυτη τιμή του μαγνητικού πεδίου (αριστερά) και το δίκτυο στα 1.3 και 2.0 cm. (VLA). Σύνθεση από Shibasaki et al., 2011.

πάνω), που εκτείνονται κατά μήκος μιας ουδέτερης γραμμής του μαγνητικού πεδίου (για την έννοια της ουδέτερης γραμμής βλ. εδάφιο 5.8.2 και Σχήμα 5.11 δεξιά). Όταν ένα νήμα φτάσει στο χείλος, εμφανίζεται ως προεξοχή (*prominence*) πέρα από τα όρια του ηλιακού δίσκου και είναι προφανώς λαμπρό, αφού προβάλλεται στο επίπεδο του ουρανού (Σχήμα 8.10, κάτω).



**Σχήμα 8.10:** Πάνω: Φωτογραφία νήματος στη γραμμή H $\alpha$  (αριστερά, από Kanzelhöhe) και το αντίστοιχο μαγνητογράφημα (δεξιά, από SDO/HMI). Κάτω: Προεξοχές στο χείλος στη γραμμή H $\alpha$  (αριστερά, από Kanzelhöhe) και οι αντίστοιχες παρατηρήσεις στη γραμμή του He II στα 304Å (από SDO/AIA).

Η ύπαρξη των νημάτων/προεξοχών θέτει δύο βασικά θεωρητικά προβλήματα: το ένα είναι τι συγκρατεί το υλικό του νήματος απέναντι στη βαρύτητα και το άλλο ποιος μηχανισμός διατηρεί το νήμα σε χρωμοσφαιρικές θερμοκρασίες, τη στιγμή που περιβάλλεται από το πολύ θερμότερο στέμμα. Και στα δύο αυτά ερωτήματα το μαγνητικό πεδίο παίζει καθοριστικό ρόλο. Η γεωμετρία των κλειστών μαγνητικών βρόχων της ουδέτερης γραμμής μπορεί να συγκρατήσει το πλάσμα του νήματος, το οποίο με τη σειρά του έχει το δικό του μαγνητικό πεδίο με τη γεωμετρία ενός «σχοινοῦ» μαγνητικής ροής (Σχήμα 8.11).



**Σχήμα 8.11:** Η γεωμετρία του μαγνητικού πεδίου της ουδέτερης γραμμής και του νήματος (από Amari et al., 2003).

Το μαγνητικό πεδίο επίσης είναι αυτό που θωρακίζει θερμικά το νήμα από το στέμμα, αφού η αγωγιμότητα κάθετα στις δυναμικές γραμμές είναι μικρή. Βέβαια, η ισορροπία που έχουμε στα νήματα δεν είναι εντελώς ευσταθής και μπορεί να διαταραχθεί από αστάθειες του μαγνητικού πεδίου, με αποτέλεσμα το υλικό τους να εκτοξεύεται προς τα επάνω με μεγάλες ταχύτητες που μπορεί να υπερβούν την ταχύτητα διαφυγής (618 km/s). Τότε μιλάμε για *εκρηκτικές (eruptive)* προεξοχές, οι οποίες είναι ένα αναπόσπαστο μέρος των εκρηκτικών φαινομένων που θα εξετάσουμε στο ένατο κεφάλαιο.

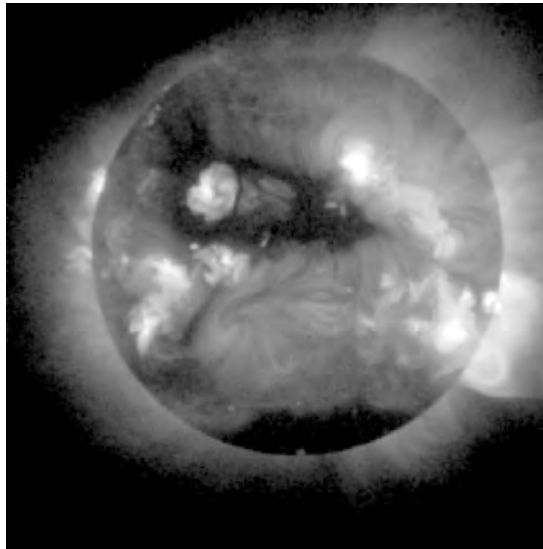
Παραδείγματα εκρηκτικών προεξοχών δίνονται στις ταινίες 8.6-8.8. Η **ταινία 8.6** δείχνει την έκρηξη νήματος που βρισκότανε στο πίσω ημισφαίριο του ήλιου, παρατηρημένη από τη διαστημική αποστολή STEREO-B στη γραμμή του HeII στα 304 Å. Στην **ταινία 8.7** εμφανίζεται η έκρηξη νήματος στα 304 Å από δύο οπτικές γωνίες, μία κοντά στη Γη από τη διαστημική αποστολή SDO, όπου η έκρηξη φαίνεται κοντά στο χείλος και μία μακριά από τη Γη από τη διαστημική αποστολή STEREO, όπου η έκρηξη φαίνεται πάνω στον ηλιακό δίσκο. Τέλος, η **ταινία 8.8** δείχνει την ίδια έκρηξη σε τέσσερες φασματικές περιοχές, από παρατηρήσεις του STEREO.

## 8.8 Η δομή του στέμματος

Η ποικιλομορφία του στέμματος και η ιδιαιτερότητά του, από την άποψη ότι αποτελεί το συνδυαστικό κρίκο ανάμεσα στον ήλιο και το μεσοπλανητικό χώρο, δίνουν στη μελέτη του ένα ιδιαίτερο ενδιαφέρον. Βέβαια, οι περισσότερες δομές μεσαίας και μεγάλης κλίμακας της κατώτερης ατμόσφαιρας έχουν την επέκτασή τους στο στέμμα και το μαγνητικό του πεδίο έχει την πηγή του επίσης χαμηλότερα. Παρ' όλα αυτά, το στέμμα παρουσιάζει δομές που θα ήταν δύσκολο να φανταστεί κανείς αν πάρει ως βάση αποκλειστικά τη μορφολογία της κατώτερης ατμόσφαιρας.

Οι παρατηρήσεις στις μαλακές ακτίνες X δίνουν την πληρέστερη εικόνα για το χαμηλό στέμμα. Από την εποχή των πρώτων παρατηρήσεων από πυραύλους (αρχές δεκαετίας του 60) μέχρι σήμερα, περνώντας από την περίοδο του διαστημόπλοιου Skylab (1973), η πρόοδος είναι πραγματικά μεγάλη τόσο στη διακριτική ικανότητα όσο και στην ευκρίνεια των εικόνων (βλ. Σχήμα Α'.31 στο Παράρτημα Α). Το στέμμα παρουσιάζεται πολύ πιο ανομοιογενές από τη φωτόσφαιρα και τη χρωμόσφαιρα (Σχήμα 8.12), με μεγάλης κλίμακας λαμπρές και σκοτεινές (ή, καλύτερα, λιγότερο λαμπρές) περιοχές που αντανακλούν κύρια διαφορές στην πυκνότητα. Οι λαμπρές περιοχές είναι και αυτές ανομοιογενείς: αποτελούνται από ένα πλήθος κλειστών δομών που έχουν τη μορφή βρόχων που, όπως αναφέραμε και προηγούμενα, ιχνογραφούν τις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου. Έτσι, με βάση τους βρόχους μπορούμε να ανασυνθέσουμε ποιοτικά την δομή του μαγνητικού πεδίου (*μαγνητική χαρτογραφία*).

Εδώ είναι ίσως το κατάλληλο σημείο για να θέσουμε ένα σημαντικό ερώτημα: *γιατί ορισμένοι μαγνητικοί σωλήνες ροής ακτινοβολούν περισσότερο από άλλους;* Το ερώτημα αυτό είναι αρκετά εύλογο, μια και από



**Σχήμα 8.12:** Το στέμμα στις μαλακές ακτίνες X από το Ιαπωνικό διαστημόπλοιο *Yohkoh* (24 Μαΐου 1992).

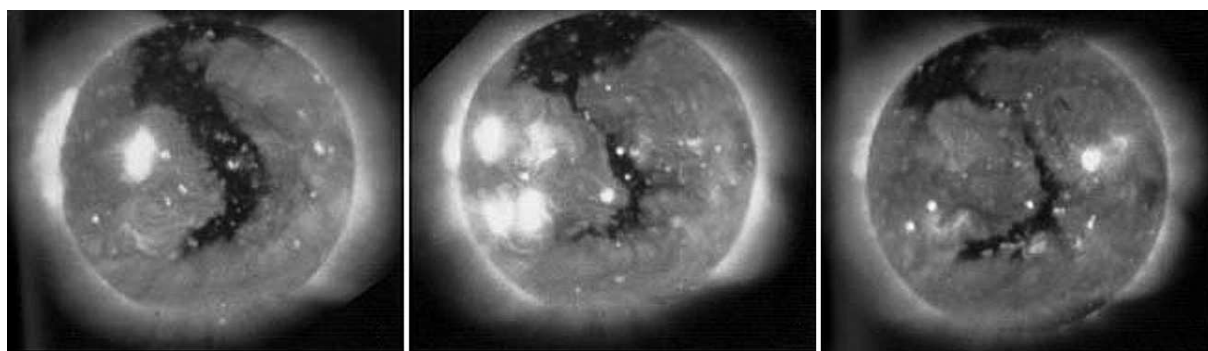
κάθε σημείο του στέμματος περνά και μια δυναμική γραμμή αλλά μόνο μερικές από αυτές κάνουν αισθητή την παρουσία τους μέσω της έντονης ακτινοβολίας τους.

Για να απαντήσουμε θα πρέπει να υπενθυμίσουμε ορισμένα συμπεράσματα από το κεφάλαιο 5 και να σημειώσουμε ότι:

- (α) Η δύναμη που ασκεί το μαγνητικό πεδίο στο πλάσμα (δύναμη Lorentz) είναι κάθετη στη διεύθυνση του πεδίου. Έτσι, παράλληλα στο πεδίο, η βαρύτητα εξισορροπείται από τη βαθμίδα της πίεσης και την κίνηση του πλάσματος. Για τη στατική περίπτωση βλ. εδάφιο 5.7 και σχέση (5.57).
- (β) Όταν η μαγνητική πίεση είναι πολύ μεγαλύτερη από την πίεση του αερίου, μεταβολές της πίεσης σε ένα σωλήνα ροής έχουν πολύ μικρή επίδραση στους γειτονικούς. Αυτό σημαίνει ότι το μαγνητικό πεδίο μέσα σε ένα βρόχο πολύ λίγο διαφέρει (είναι μικρότερο) από το μαγνητικό πεδίο έξω από το βρόχο και ακόμα ότι μπορούμε να έχουμε αύξηση της πυκνότητας του πλάσματος σε ένα σωλήνα μαγνητικής ροής χωρίς γενικότερη αναδιάρθρωση του μαγνητικού πεδίου.
- (γ) Το μαγνητικό πεδίο θωρακίζει αποτελεσματικά κάθε σωλήνα ροής από τους γειτονικούς του, λόγω της μικρής θερμικής αγωγιμότητας του πλάσματος κάθετα στις δυναμικές γραμμές.

Το αποτέλεσμα είναι ότι *κάθε σωλήνας ροής έχει τη δική του ατμόσφαιρα*, έτσι που μπορεί να θερμανθεί ή να τροφοδοτηθεί με υλικό χωρίς αυτό να επηρεάσει ιδιαίτερα τους διπλανούς σωλήνες ροής. Κατά συνέπεια το αρχικό μας ερώτημα ανάγεται στο εξής: *γιατί έχουμε απόθεση ενέργειας σε ορισμένους σωλήνες ροής και όχι σε άλλους;* Η απάντηση σ' αυτό θα πρέπει να αναζητηθεί στην κατώτερη ατμόσφαιρα, στο πλαίσιο της συζήτησης για τη θέρμανση του στέμματος (εδάφιο 8.11).

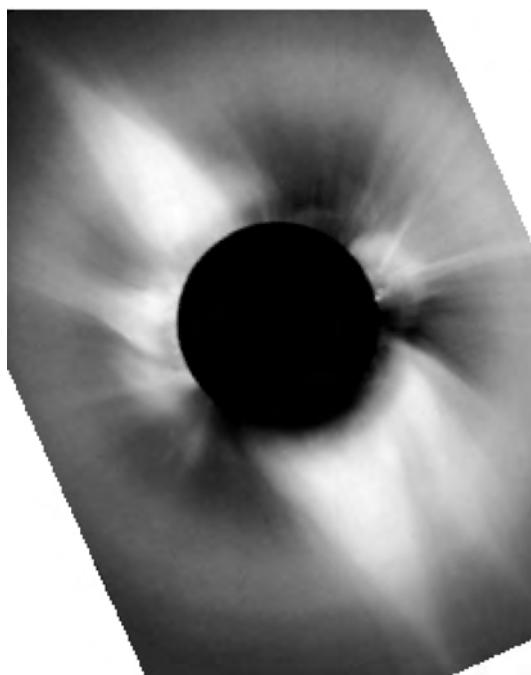
Ας ξαναγυρίσουμε όμως στην εικόνα του Σχήματος 8.12. Οι σκοτεινές περιοχές, όπως αυτή που βρίσκεται κοντά στο νότιο πόλο στο Σχήμα 8.12, είναι σχεδόν χωρίς δομές και έχουν το όνομα *τρύπες του στέμματος* (coronal holes). Η μικρή πυκνότητά τους δείχνει ότι το μαγνητικό πεδίο δεν μπορεί να συγκρατήσει το πλάσμα. Αυτό μας οδηγεί στο συμπέρασμα ότι το μαγνητικό πεδίο είναι ανοιχτό, δηλαδή οι δυναμικές γραμμές που ξεκινούν από τη φωτόσφαιρα φτάνουν σε πολύ μεγάλες αποστάσεις από τον ήλιο (κάποιες ίσως κάνουν το γύρο του γαλαξία) πριν κλείσουν. Η υπόθεση αυτή έχει επιβεβαιωθεί από υπολογισμούς του μαγνητικού πεδίου του στέμματος με βάση φωτοσφαιρικές παρατηρήσεις (βλ. εδάφιο 5.8). Οι τρύπες διατηρούνται για μεγάλα χρονικά διαστήματα στο στέμμα όπως φαίνεται στο Σχήμα 8.13.



**Σχήμα 8.13:** *Μια μεγάλη τρύπα του στέμματος που διήρκεσε τρεις ηλιακές περιστροφές. Εικόνες από το Skylab.*

Στις εικόνες του ίδιου σχήματος φαίνονται και κάποιες πολύ μικρές λαμπρές περιοχές που ονομάζονται *λαμπρά σημεία του στέμματος* (coronal bright points). Πρόκειται για μικροσκοπικές διπολικές μαγνητικές περιοχές.

Στα κατώτερα στρώματα της ηλιακής ατμόσφαιρας οι τρύπες δεν έχουν εμφανή ίχνη, πέρα από το ότι αντιστοιχούν σε μεγάλης κλίμακας μονοπολικές περιοχές (π.χ. κοντά στους πόλους) και παρουσιάζουν αυξημένη εκπομπή στην υπέρυθη γραμμή του He I (10830 Å). Στο διαστημικό χώρο όμως κάνουν έντονα αισθητή την παρουσία τους: είναι η πηγή του ηλιακού ανέμου μεγάλης ταχύτητας (εδάφιο 8.9.1).



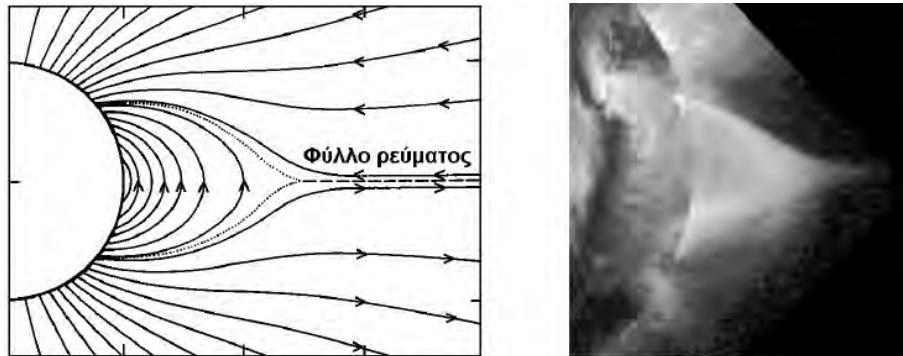
**Σχήμα 8.14:** *Φωτογραφία του ηλιακού στέμματος από την έκλειψη της 11ης Ιουλίου 1991. Ο ηλιακός Βορράς είναι προς τα επάνω και η Δύση προς τα δεξιά (φωτογραφία S. Koutchmy).*

Παρά όλη την πρόοδο των παρατηρήσεων στις ακτίνες X, το οπτικό μέρος του φάσματος δεν έχει ξεπεραστεί ως προς τη διακριτική ικανότητα, τη δυνατότητα παρατήρησης του στέμματος σε μεγάλες αποστάσεις<sup>1</sup> και ως προς την παρατήρηση μεταβολών μέσης και μεγάλης χρονικής κλίμακας (από στεμματογράφους). Βέβαια, όντας παρατηρήσεις στο χείλος, οι οπτικές παρατηρήσεις υποφέρουν από την ολοκλήρωση κατά μήκος της οπτικής ακτίνας. Η επιπρόσθετη των σχηματισμών δυσκολεύει τον προσδιορισμό της θέσης

<sup>1</sup>Στις εκλείψεις το στέμμα παρατηρείται μέχρι  $\sim 2.5 R_{\odot}$  ενώ με στεμματογράφους από το διάστημα φτάνουμε στις  $30 R_{\odot}$

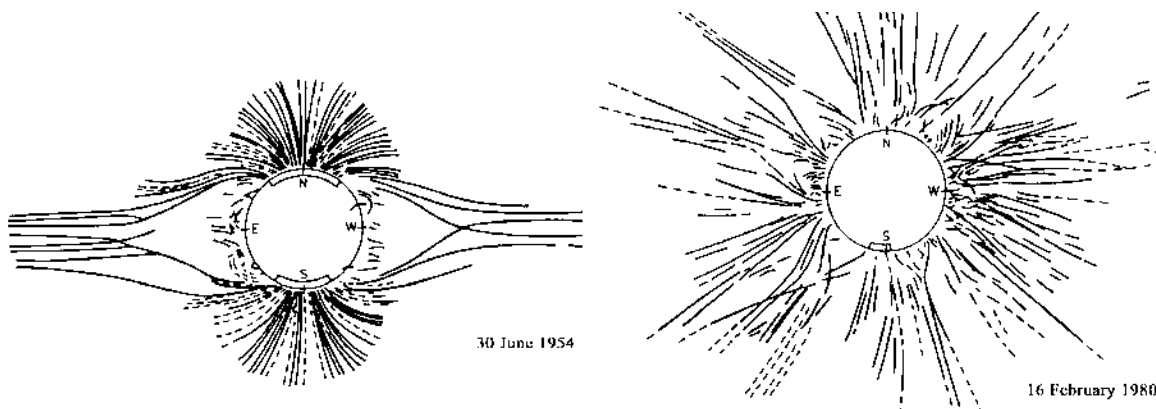
τους και της τριδιάστατης γεωμετρίας τους.

Στο Σχήμα 8.14 παρουσιάζεται μια εικόνα του στέμματος από έκλειψη. Ακριβώς λόγω της ολοκλήρωσης κατά μήκος της οπτικής ακτίνας οι βρόχοι και οι τρύπες δεν είναι πολύ εμφανείς, έτσι που η σημασία τους ως βασικές συνιστώσες του στέμματος έγινε κατανοητή μόλις τη δεκαετία το 70, από τις παρατηρήσεις στις ακτίνες X.



**Σχήμα 8.15:** Η μαγνητική μορφολογία ενός streamer, με κλειστές δυναμικές γραμμές στη βάση του και ανοιχτές σε μεγάλα ύψη. Η εικόνα είναι από τη διαστημική αποστολή Yohkoh.

Το οπτικό στέμμα κυριαρχείται από δύο είδη δομών. Η πιο εντυπωσιακή δομή είναι έντονα λαμπρή στη βάση της, που αποτελείται από μαγνητικούς βρόχους, ενώ σε μεγάλα ύψη στενεύει καταλήγοντας σε μια μορφολογία που υποδεικνύει την ύπαρξη φύλλου ρεύματος (Σχήμα 8.15). Αρκετές τέτοιες δομές, που είναι γνωστές ως *streamers*, φαίνονται στην εικόνα του Σχήματος 8.14, με πιο έντονες αυτές που βρίσκονται στην βορειοανατολική και τη νοτιοδυτική περιοχή. Στο Σχήμα 8.12, πάνω από το νοτιοδυτικό χείλος, φαίνεται η βάση ενός ακόμα streamer. Η άλλη δομή (*coronal rays*) είναι επιμήκης με μεγάλη έκταση και εμφανίζεται κοντά σε περιοχές με ανοιχτό μαγνητικό πεδίο. Η διεύθυνσή της, μερικές φορές, αποκλίνει αρκετά από την ακτινική.



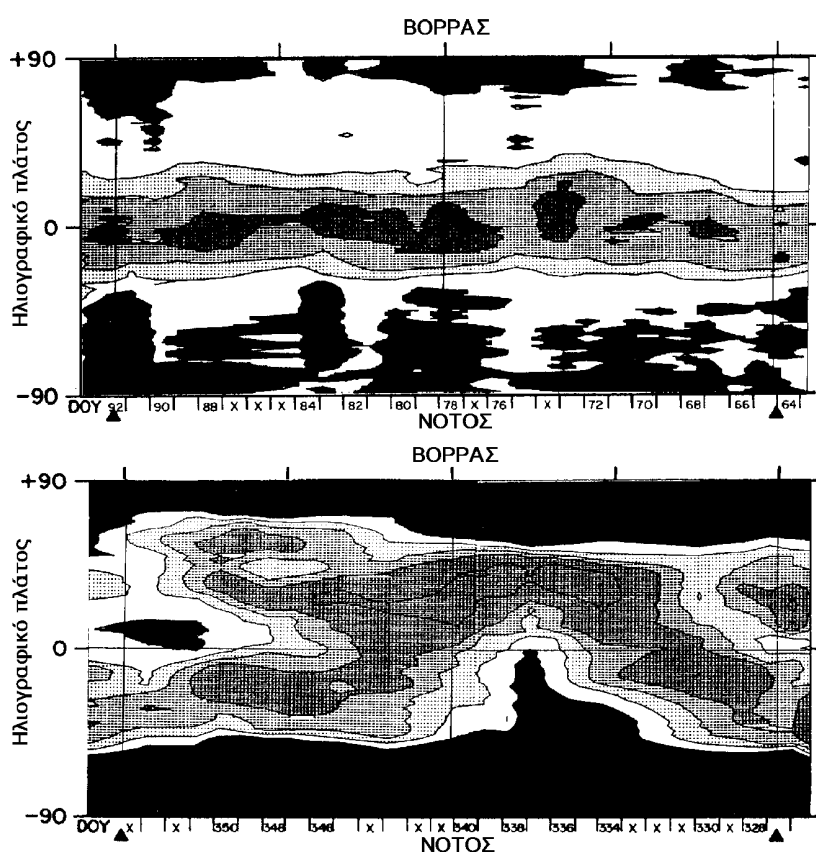
**Σχήμα 8.16:** Το ηλιακό στέμμα κοντά στο ελάχιστο (αριστερά) και το μέγιστο (δεξιά) της ηλιακής δραστηριότητας (από Loucif et al., 1989).

Στη διάρκεια του 11-ετούς κύκλου της ηλιακής δραστηριότητας (κεφάλαιο 10) η μορφολογία του στέμματος αλλάζει σημαντικά. Στο Σχήμα 8.16 παρουσιάζουμε δύο σχίτσα του στέμματος, από παρατηρήσεις εκλείψεων, κοντά στο ελάχιστο και κοντά στο μέγιστο της ηλιακής δραστηριότητας. Οι διαφορές είναι εμφανείς: Το στέμμα του ελαχίστου χαρακτηρίζεται από ανοιχτές περιοχές στους πόλους και εκτεταμένους streamers στον ισημερινό. Αντίθετα, η δομή του στέμματος κοντά στο μέγιστο γίνεται πολύ πιο πολύπλοκη, με streamers σε μεγάλα ηλιογραφικά πλάτη, όπως και στην περίπτωση του Σχήματος 8.14.



Οι μεταβολές αυτές κάνουν φανερή την αναδιάρθρωση του ηλιακού μαγνητικού πεδίου στη διάρκεια του κύκλου, θέμα που θα συζητήσουμε στο κεφάλαιο 10.

Η χρονική εξέλιξη του στέμματος μπορεί να μελετηθεί καλύτερα με τη βοήθεια συστηματικών παρατηρήσεων από στεματογράφους. Η διακριτική ικανότητα (χωρική και χρονική) δεν είναι μεγάλη, αλλά αρκετή για την παρακολούθηση της εξέλιξης των δομών μεγάλης κλίμακας που, όπως αναφέραμε και προηγούμενα, διαρκούν περισσότερο. Τέτοιες παρατηρήσεις απεικονίζονται συνήθως με τη μορφή συνοπτικών χαρτών (Σχήμα 8.17, βλ. και εδάφιο Α'.6.1), όπου οι παρατηρήσεις σε ένα ορισμένο ύψος από το φωτοσφαιρικό χείλος στη διάρκεια μιας ηλιακής περιστροφής παρουσιάζονται συναρτήσει του ηλιογραφικού μήκους και πλάτους.



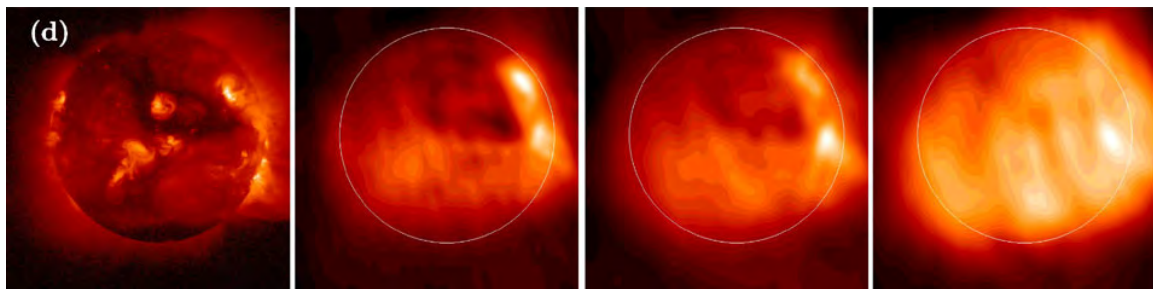
**Σχήμα 8.17:** Συνοπτικοί χάρτες του στέμματος σε ύψος  $1.7R_{\odot}$  κοντά στο ελάχιστο (επάνω) και το μέγιστο (κάτω) της ηλιακής δραστηριότητας (από το αστεροσκοπείο Sacramento Peak).

Στο σχήμα ξαναβρίσκουμε την αναδιάρθρωση του μαγνητικού πεδίου στη διάρκεια του ηλιακού κύκλου αλλά, επί πλέον, βλέπουμε ότι οι streamers (που αντιστοιχούν στα μέγιστα της έντασης στους συνοπτικούς χάρτες) διατάσσονται κατά μήκος μιας σχεδόν συνεχούς ζώνης που, στο ελάχιστο του κύκλου, ακολουθεί αρκετά καλά τον ηλιακό ισημερινό. Στο μέγιστο η ζώνη των streamers αποκλίνει σημαντικά πάνω και κάτω από τον ισημερινό και ταυτόχρονα οι τρύπες του στέμματος, που στο ελάχιστο περιορίζονται στις πολικές περιοχές, φτάνουν σε χαμηλά ηλιογραφικά πλάτη, μέχρι και τον ισημερινό.

Τέτοιας κλίμακας δομές περιμένουμε ότι θα επιδράσουν και στον μεσοπλανητικό χώρο. Πράγματι, το φύλλο ρεύματος που συνοδεύει τους streamers και διαχωρίζει τις περιοχές που οι δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου έχουν αντίθετη φορά, επεκτείνεται στο διάστημα ως μεσοπλανητικό φύλλο ρεύματος (βλ. εδάφιο 8.10.3).

Η ραδιοφωνική περιοχή του φάσματος, από τα δεκατομετρικά μέχρι τα δεκαμετρικά μήκη κύματος, είναι ιδανική για την παρατήρηση του στέμματος: είναι προσιτή από το έδαφος (μέχρι  $\sim 10$  m, όπου η ιονόσφαιρα

αρχίζει να γίνεται εμπόδιο), το στέμμα μπορεί να παρατηρηθεί μπροστά από τον ηλιακό δίσκο. Αντίθετα από αυτό που συμβαίνει σε όλες τις άλλες φασματικές περιοχές, το στέμμα στα μεγάλα μήκη κύματος είναι αδιαφανές, πράγμα που επιτρέπει την παρατήρηση σε διάφορα ύψη με κατάλληλη επιλογή της μήκους κύματος. Όμως τα φαινόμενα διάθλασης στο ίδιο το στέμμα (βλ. κεφάλαιο 3.6), που είναι πιο έντονα όσο μεγαλώνει το μήκος κύματος, δυσκολεύουν την ερμηνεία των παρατηρήσεων ενώ η διακριτική ικανότητα των σημερινών οργάνων περιορίζεται σε  $\sim 1'$ .



**Σχήμα 8.18:** Εικόνες του ηλιακού στέμματος στις ακτίνες X από τη διαστημική αποστολή *Yohkoh* (αριστερά) και στα μετρικά ραδιοκύματα (432, 327 και 410 MHz από τον ραδιοηλιολογίτη του *Nançay*). Ο λευκός κύκλος δείχνει το φωτοσφαιρικό χείλος.

Η σύγκριση της μορφολογίας του στέμματος στα μετρικά ραδιοκύματα και τις ακτίνες X (Σχήμα 8.18, βλ. και επάνω εικόνα του Σχήματος Α'.28) αποκαλύπτει πολλές ομοιότητες, ιδιαίτερα στις υψηλές συχνότητες, αλλά και διαφορές που οφείλονται στον διαφορετικό τρόπο επίδρασης των φυσικών συνθηκών στην εκπομπή της ακτινοβολίας και στα φαινόμενα διάθλασης. Στις χαμηλότερες συχνότητες οι διακυμάνσεις της λαμπρότητας είναι μικρότερες και οι τρύπες του στέμματος λιγότερο εμφανείς. Στις εικόνες του Σχήματος 8.18 είναι επίσης φανερή η αύξηση του μεγέθους του ήλιου στα μεγαλύτερα μήκη κύματος. Αυτό είναι αποτέλεσμα της αύξησης της αδιαφάνειας που, όπως αναφέραμε στην προηγούμενη παράγραφο, έχει ως συνέπεια να βλέπουμε ψηλότερα στο στέμμα όταν μεγαλώνει το μήκος κύματος της παρατήρησης.

## 8.9 Η δομή του ηλιακού ανέμου

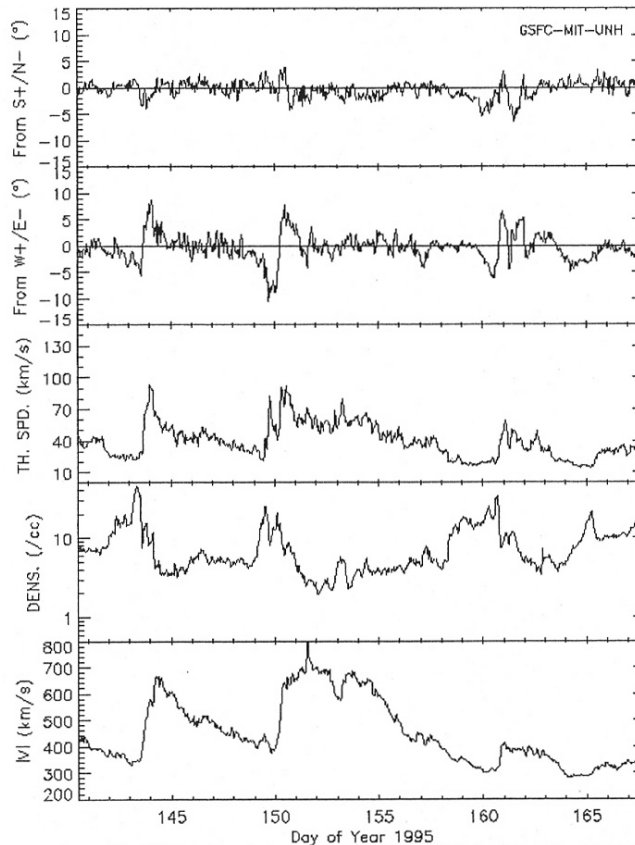
Ο ηλιακός άνεμος έχει τη δική του τριδιάστατη δομή η οποία, προφανώς, συνδέεται με τη γεωμετρία του μαγνητικού πεδίου στα κατώτερα στρώματα. Οι δυναμικές γραμμές του πεδίου εξακολουθούν να είναι παγωμένες στο πλάσμα αλλά, λόγω της υπερηχητικής ταχύτητας του ηλιακού ανέμου, είναι η κίνησή του που διαμορφώνει το μαγνητικό πεδίο, συμπαρασύροντας τους δυναμικές γραμμές.

### 8.9.1 Γρήγορος και αργός ηλιακός άνεμος

Στον ηλιακό άνεμο παρατηρούνται δύο διαφορετικοί τύποι ροής πλάσματος: ο γρήγορος και ο αργός ηλιακός άνεμος. Ο γρήγορος ηλιακός άνεμος προέρχεται από τις τρύπες του στέμματος (βλέπε εδάφιο 8.8), όπου οι δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου είναι ανοιχτές. Τα ρεύματα του γρήγορου ανέμου συνήθως δεν παρουσιάζουν σημαντικές μεταβολές για μεγάλο χρονικό διάστημα που φτάνει τις μερικές ηλιακές περιστροφές. Η ταχύτητα του γρήγορου ηλιακού ανέμου κυμαίνεται από 400 μέχρι 800 km/s και η μέση πυκνότητά του είναι χαμηλή, γύρω στα 3 ιόντα ανά  $\text{cm}^3$  σε απόσταση 1 AU. Περίπου το 4% των ιόντων του είναι ιόντα He. Το ποσοστό αυτό παραμένει σταθερό για πολλά ρεύματα γρήγορου ανέμου. Η μέση ροή σωματιδίων είναι  $2 \times 10^{12} \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , από όπου προκύπτει ότι η ολική απώλεια σωματιδίων από τον Ήλιο λόγω του γρήγορου ηλιακού ανέμου είναι περίπου  $1.3 \times 10^{31} \text{ s}^{-1}$ . Η θερμοκρασία του πλάσματος μετράται από τη διασπορά της συνάρτησης κατανομής της ταχύτητας των σωματιδίων:

$$T = \frac{m \langle v^2 \rangle}{k} \quad (8.1)$$

όπου  $k$  η σταθερά του Boltzmann. Για το γρήγορο άνεμο, η θερμοκρασία των πρωτονίων είναι περίπου  $2 \times 10^5$  K και των ηλεκτρονίων περίπου  $10^5$  K.



**Σχήμα 8.19:** Παράμετροι του ηλιακού ανέμου μετρημένοι κατά το ηλιακό ελάχιστο από όργανα του διαστημολοιού WIND (εικόνα από NASA, βλ. κείμενο για την επεξήγηση των διαγραμμμάτων).

Ο αργός ηλιακός άνεμος έχει χαμηλότερες ταχύτητες που κυμαίνονται μεταξύ 250 και 400 km/s. Η πυκνότητά του είναι περίπου 8 ιόντα ανά  $\text{cm}^3$  σε απόσταση 1 AU και η πυκνότητα ροής του περίπου δύο φορές μεγαλύτερη από αυτήν του γρήγορου. Κατά το ηλιακό ελάχιστο ο αργός ηλιακός άνεμος προέρχεται από περιοχές κοντά στον ηλιομαγνητικό ισημερινό. Το σχετικό ποσοστό του He μπορεί να μεταβάλλεται σημαντικά, η μέση τιμή του όμως είναι περίπου 2%. Κατά το ηλιακό μέγιστο ο αργός ηλιακός άνεμος προέρχεται πάνω από κέντρα δράσης στη ζώνη των streamers (βλ. εδάφιο 8.8) και τότε το σχετικό ποσοστό He μπορεί να φτάσει μέχρι και 4%. Σε σύγκριση με το γρήγορο ηλιακό άνεμο, ο αργός παρουσιάζει σημαντική μεταβλητότητα και τύρβη, και συχνά περιέχει μεγάλης κλίμακας δομές όπως *μαγνητικά σύννεφα* (βλ. εδάφιο 11.1.2 για πιο εκτενή συζήτηση) και κρουστικά κύματα. Η θερμοκρασία των πρωτονίων είναι περίπου  $3 \times 10^4$  K, όμως η θερμοκρασία των ιόντων είναι περίπου ίδια με αυτή που παρατηρείται στο γρήγορο ηλιακό άνεμο. Σημειώνουμε εδώ ότι και στον αργό και στο γρήγορο ηλιακό άνεμο, η θερμοκρασία είναι πάντα μεγαλύτερη παράλληλα παρά κάθετα στο μαγνητικό πεδίο. Κατά μέσο όρο ισχύει  $T_{\parallel} \approx 2T_{\perp}$ .

Παρά τις διαφορές τους, ο γρήγορος και ο αργός ηλιακός άνεμος έχουν και ομοιότητες. Για παράδειγμα η ροή ορμής  $M = n_p m_p v_p^2$  είναι κατά μέσο όρο ίδια. Το ίδιο ισχύει και για τη ροή της ολικής ενέργειας παρά το γεγονός ότι οι συνιστώσες της (κινητική, δυναμική, θερμική ενέργεια, ροή θερμότητας από πρωτόνια

και ηλεκτρόνια) έχουν διαφορετικές τιμές.

Το Σχήμα 8.19 δείχνει ωριαίες μέσες τιμές παραμέτρων του ηλιακού ανέμου σε συνθήκες ηλιακού ελαχίστου. Ο οριζόντιος άξονας μετρά το χρόνο σε ημέρες του έτους 1995 ενώ από πάνω προς τα κάτω έχουμε: τη γωνία ανάμεσα στο ρεύμα του ηλιακού ανέμου και την ευθεία που συνδέει τον Ήλιο με τη Γη στη διεύθυνση βορρά-νότου (πρώτο διάγραμμα από πάνω) και στη διεύθυνση ανατολής - δύσης (δεύτερο διάγραμμα από πάνω). Τα επόμενα διαγράμματα δείχνουν τη θερμική ταχύτητα (βλ. σχέση 2.67), την πυκνότητα και την ταχύτητα ροής του ηλιακού ανέμου. Στα διαγράμματα βλέπουμε δύο ρεύματα γρήγορου ηλιακού ανέμου να ξεκινούν τις ημέρες 143 και 150. Ένα τρίτο αργότερο ρεύμα ξεκινά την ημέρα 160. Και τα τρία εμφανίζονται ως σχετικά απότομες αυξήσεις στην ταχύτητα ροής και τη θερμική ταχύτητα. Η πυκνότητα είναι μεγαλύτερη πριν την άφιξη ενός γρήγορου ρεύματος και πέφτει απότομα καθώς το διαστημόπλοιο μπαίνει στην περιοχή που έχει φτάσει ο γρήγορος άνεμος.

Όταν διαδίδονται εκτοξεύσεις στεμματικού υλικού (coronal mass ejections, CMEs, βλ. κεφάλαιο 9 και εδάφιο 11.1) στο μεσοπλανητικό χώρο, οι μεταβολές του ηλιακού ανέμου μπορεί να είναι σημαντικές: οι CMEs διαδίδονται με ταχύτητες από 200 μέχρι 2000 km/s και η σύστασή του υλικού τους είναι σημαντικά διαφορετική: μέχρι 30% των ιόντων μπορεί να είναι σωμάτια  $\alpha$  ενώ ιόντα όπως  $\text{Fe}^{16+}$  και  $\text{He}^+$  μπορεί επίσης να ανιχνευτούν. Περισσότερα για το θέμα αυτό συζητούνται στο κεφάλαιο 11.

### 8.9.2 Το μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο

Λόγω της μεγάλης ταχύτητας, η πυκνότητα ενέργειας του πλάσματος του ηλιακού ανέμου είναι μεγαλύτερη από την πυκνότητα ενέργειας του μαγνητικού πεδίου. Άρα (βλέπε και εδάφιο 8.2) το μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο θα διαμορφώνεται από τη ροή του ηλιακού ανέμου. Όμως για να βρούμε το σχήμα των μεσοπλανητικών μαγνητικών γραμμών πρέπει να πάρουμε υπ' όψιν μας και την περιστροφή του Ήλιου γύρω από τον άξονά του. Ο συνδυασμός της ακτινικής προς τα έξω ροής του ηλιακού ανέμου με την ηλιακή περιστροφή δίνει στο μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο μορφολογία σπείρας του Αρχιμήδη.

Η προκύπτουσα μορφολογία μπορεί να κατανοηθεί αν παρομοιάσουμε τον Ήλιο με μια συσκευή τεχνητής βροχής που περιστρέφεται γύρω από τον εαυτό της και τον ηλιακό άνεμο με το νερό που εκτοξεύεται. Αν το μαγνητικό πεδίο σχηματίζει γωνία  $\psi$  ως προς την ακτινική διεύθυνση (Σχήμα 8.20), η συνιστώσα της ταχύτητας ροής του ηλιακού ανέμου κάθετα στο μαγνητικό πεδίο (δηλαδή  $V \sin \psi$ ) πρέπει να είναι ίση με την προβολή της ταχύτητας περιστροφής της δυναμικής γραμμής στην ίδια διεύθυνση. Αφού οι δυναμικές γραμμές είναι παγωμένες μέσα στο πλάσμα (βλέπε εδάφιο 6.2.1), περιστρέφονται με τη γωνιακή ταχύτητα της ηλιακής περιστροφής  $\Omega$ , έτσι που η γραμμική τους ταχύτητα είναι  $\Omega r$  και συνεπώς

$$V \sin \psi = \Omega r \cos \psi \quad (8.2)$$

δηλαδή,

$$\tan \psi = \frac{\Omega r}{V} \quad (8.3)$$

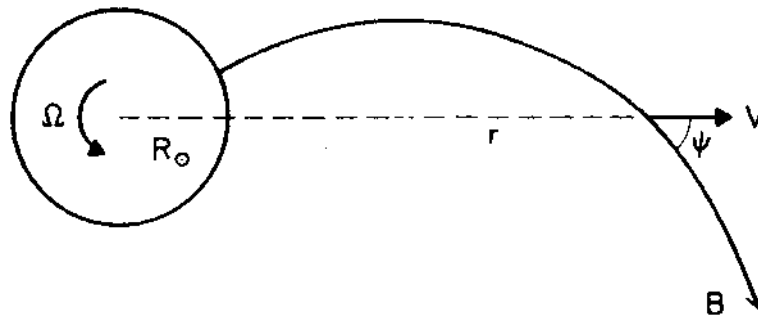
Στη Γη έχουμε

$$\Omega r \approx 400 \text{ km/s} \quad (8.4)$$

Συνεπώς οι δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου σχηματίζουν γωνία περίπου  $45^\circ$  αν η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου είναι επίσης 400 km/s.

Η διαφορική εξίσωση των δυναμικών γραμμών προκύπτει με την ίδια λογική και είναι

$$\frac{1}{r} \frac{dr}{d\phi} = -\frac{V}{\Omega r} \quad (8.5)$$



**Σχήμα 8.20:** Η σπειροειδής μορφή του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου, ως αποτέλεσμα του ηλιακού ανέμου και της ηλιακής περιστροφής.

Ολοκληρώνοντας παίρνουμε τη σχέση

$$\phi = \phi_0 - \frac{\Omega}{V}(r - r_0) \quad (8.6)$$

που περιγράφει μια σπείρα του Αρχιμήδη.

Το μήκος της σπείρας του Αρχιμήδη από τον Ήλιο μέχρι ένα σημείο όπου η γωνία του ανύσματος του μαγνητικού πεδίου με την ακτινική διεύθυνση είναι  $\psi$ , δίνεται από τη σχέση

$$s = \frac{1}{2} \frac{V}{\Omega} [\psi \sqrt{\psi^2 + 1} + \ln(\psi + \sqrt{\psi^2 + 1})] \quad (8.7)$$

Το μαγνητικό πεδίο στο ισημερινό επίπεδο μπορεί να εκφραστεί σε πολικές συντεταγμένες ως  $\mathbf{B} = (B_r, B_\phi)$ . Η έντασή του εξαρτάται μόνο από την ακτινική απόσταση  $r$ , δηλαδή  $|\mathbf{B}| = B(r)$ . Ο νόμος του Gauss σε σφαιρικές συντεταγμένες δίνει

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 B_r) = 0 \quad (8.8)$$

ή  $r^2 B_r = r_0^2 B_{r_0}$ . Έτσι η μαγνητική ροή που περνά μέσα από σφαιρικούς δακτυλίους με κέντρο το κέντρο του Ήλιου είναι σταθερή και η ακτινική συνιστώσα του πεδίου ελαττώνεται με την απόσταση σύμφωνα με τη σχέση

$$B_r = B_0 \left( \frac{r_0}{r} \right)^2 \quad (8.9)$$

Θεωρώντας το μαγνητικό πεδίο χρονικά αμετάβλητο, έχουμε  $\partial B / \partial t = 0$  και ο συνδυασμός του νόμου του Ohm με το νόμο του Faraday δίνει  $\nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) = 0$ , που σε σφαιρικές συντεταγμένες είναι

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r(V_\phi B_r - V_r B_\phi)] = 0 \quad (8.10)$$

Έτσι έχουμε  $r(V_\phi B_r - V_r B_\phi) = \text{σταθ}$ . Αν υποθέσουμε ότι η πηγή του ηλιακού ανέμου στο στέμμα είναι σε κάποια ακτινική απόσταση  $r_0$  από το κέντρο του Ήλιου και επειδή στο  $r_0$  το  $\mathbf{B}$  είναι ακτινικό παίρνουμε

$$rV_\phi B_r - rV_r B_\phi = r_0 V_{\phi_0} B_0 = r_0^2 \Omega B_0 \quad (8.11)$$

όπου η γωνιακή ταχύτητα  $\Omega$  χρησιμοποιήθηκε για τον προσδιορισμό της αζιμουθιακής συνιστώσας,  $V_{\phi_0}$ , στην πηγή. Από την (8.11) η αζιμουθιακή συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου είναι

$$B_\phi = \frac{rV_\phi B_r - r_0^2 \Omega B_0}{rV_r} = \frac{V_\phi - r\Omega}{V_r} B_r \quad (8.12)$$

Για μεγάλες αποστάσεις,  $r\Omega > V_\phi$ , η (8.12) γίνεται προσεγγιστικά  $B_\phi = -r\Omega B_r/V_r$ . Η αζιμουθιακή συνιστώσα επομένως μειώνεται με την απόσταση ανάλογα με το  $1/r$ , ενώ η ακτινική συνιστώσα μειώνεται ανάλογα με το  $1/r^2$ . Συνολικά, η ένταση του πεδίου μειώνεται με την απόσταση σύμφωνα με την

$$B(r) = \frac{B_0 r_0}{r^2} \sqrt{1 + \left(\frac{\Omega r}{V_r}\right)^2} \quad (8.13)$$

Οι μετρήσεις του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου κοντά στην τροχιά της Γης έχουν δείξει ότι η τιμή του είναι μεταξύ 2 και 10  $\gamma$  ( $1\gamma = 10^{-5}$  G). Η μέση του διεύθυνση σχηματίζει γωνία περίπου 45-50° σε συμφωνία με την πρόβλεψη των υπολογισμών.

### 8.9.3 Το μεσοπλανητικό φύλλο ρεύματος και η δομή των τομέων

Στο εδάφιο 8.10 ασχοληθήκαμε με το σχήμα των δυναμικών γραμμών του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου αλλά όχι και με τη φορά τους. Για την εξέταση αυτού του ζητήματος ξεκινάμε από τη μορφολογία των streamers (βλέπε εδάφιο 8.8) στο στέμμα, η οποία υποδηλώνει την ύπαρξη μαγνητικών γραμμών αντίθετης φοράς και συνεπώς φύλλου ρεύματος (βλέπε εδάφιο 6.2.3) που τους συνοδεύει. Αυτό το φύλλο ρεύματος επεκτείνεται στο διάστημα ως μεσοπλανητικό φύλλο ρεύματος. Επίσης ονομάζεται και ηλιοσφαιρικό φύλλο ρεύματος. Το ρεύμα του μεσοπλανητικού φύλλου σχετίζεται με το μαγνητικό πεδίο μέσω του νόμου του Ampère. Σε σφαιρικές συντεταγμένες η πυκνότητα ρεύματος στο επίπεδο της εκλειπτικής είναι

$$J_r = J_0 \frac{r_0}{r} \quad (8.14)$$

για την ακτινική συνιστώσα του και

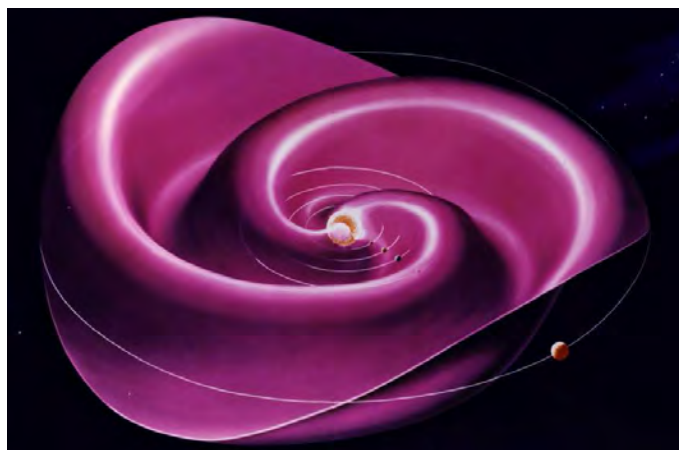
$$J_\phi = \frac{B_\phi}{B_r} J_r = J_0 \frac{B_\phi}{B_r} \frac{r_0}{r} \quad (8.15)$$

για την αζιμουθιακή συνιστώσα.

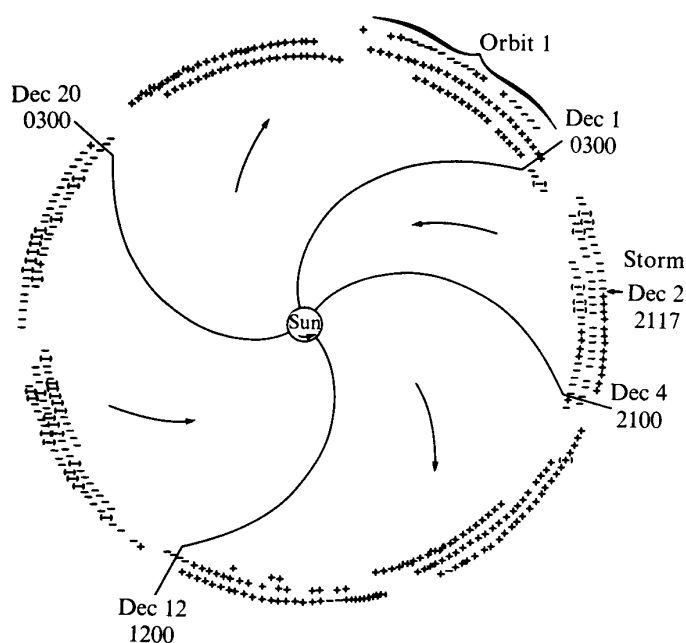
Στο Σχήμα 8.21 παρουσιάζεται ένα τριδιάστατο σχίτσο του μεσοπλανητικού φύλλου ρεύματος. Στο ηλιακό μέγιστο το μεσοπλανητικό φύλλο ρεύματος παρουσιάζει πιο σύνθετη και κυματοειδή μορφολογία, η οποία είναι αποτέλεσμα του ότι η ζώνη των streamers δεν ακολουθεί τον ηλιακό ισημερινό (βλ. Σχήμα 8.17). Για προφανείς λόγους το μοντέλο του μεσοπλανητικού φύλλου ρεύματος που εικονίζεται στο Σχήμα 8.21 ονομάζεται και *μοντέλο μπαλαρίνας*.

Όταν κανείς διασχίσει το ηλιοσφαιρικό φύλλο ρεύματος παρατηρεί αλλαγή της φοράς του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου, το οποίο έτσι χωρίζεται σε τομείς αντίθετης πολικότητας. Οι πρώτες μετρήσεις μεγάλης χρονικής διάρκειας (διήρκεσαν δύο ηλιακές περιστροφές) του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου έγιναν το 1963. Αυτές και επόμενες μετρήσεις έδειξαν ότι η φορά του μαγνητικού πεδίου είναι σταθερή για μεγάλες περιοχές, με απότομη αλλαγή ανάμεσα στις περιοχές αντίθετης πολικότητας. Το φαινόμενο αυτό παρουσιάζεται παραστατικά στο Σχήμα 8.22 που δείχνει την πολικότητα του πεδίου στη διάρκεια τριών ηλιακών περιστροφών. Στο σχήμα φαίνονται τρεις μονοπολικές περιοχές ίσης περίπου έκτασης και μια μικρότερη. Οι περιοχές αυτές ονομάζονται *τομείς* και είναι σταθερές για αρκετές ηλιακές περιστροφές.

Η προέλευση των τομέων του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου ερμηνεύτηκε όταν έγινε κατανοητό ότι η πολικότητά τους αντιστοιχεί στην πολικότητα μεγάλης κλίμακας ανοιχτών μαγνητικών περιοχών του στέμματος. Η απότομη εναλλαγή της πολικότητας συμβαίνει κατά τη διάβαση της Γης από το μεσοπλανητικό



Σχήμα 8.21: Σκίτσο του μεσοπλανητικού φύλλου ρεύματος (από NASA).

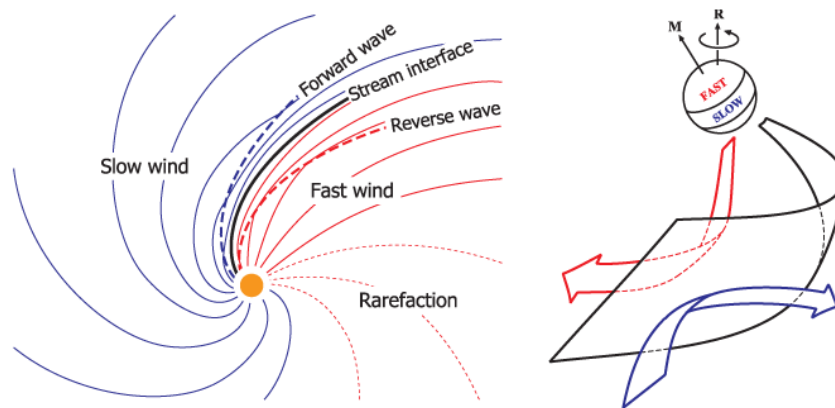


Σχήμα 8.22: Οι τομείς του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου (από Schardt et al., 1967).

φύλλο ρεύματος. Ο αριθμός των τομέων είναι συνήθως 2 ή 4, ανάλογα με το πόσο πολύπλοκη είναι η δομή του μεσοπλανητικού φύλλου ρεύματος και πόσες φορές το διασχίζει η Γη στη διάρκεια μιας ηλιακής περιστροφής. Πρέπει να σημειώσουμε εδώ ότι κατά το ηλιακό μέγιστο, η μορφολογία των τομέων γίνεται πιο σύνθετη λόγω του μεγάλου αριθμού παροδικών διαταραχών.

#### 8.9.4 Συμπεριστρεφόμενες περιοχές αλληλεπίδρασης

Γρήγορα και αργά ρεύματα ηλιακού ανέμου ξεκινούν από το στέμμα και καθώς διαδίδονται στο μεσοπλανητικό χώρο οι παγωμένες δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου λαμβάνουν τη μορφή σπείρας του Αρχιμήδη. Σε ένα αργό ρεύμα οι δυναμικές γραμμές παρουσιάζουν μεγαλύτερη καμπύλωση από ότι σε ένα γρήγορο. Από τη στιγμή που οι δυναμικές γραμμές δεν επιτρέπεται να τέμνονται θα αναπτυχθεί σε κάποια απόσταση από τον Ήλιο μια περιοχή αλληλεπίδρασης ανάμεσα στο γρήγορο και το αργό ρεύμα (βλέπε Σχήμα 8.23). Η αλληλεπίδραση ανάμεσα στο πλάσμα των δύο ρευμάτων θα οδηγήσει στο σχηματισμό



**Σχήμα 8.23:** Αλληλεπίδραση μεταξύ γρήγορου με τον περιβάλλοντα (ambient) αργό ηλιακό άνεμο. Φαίνεται η περιοχή συμπίεσης (compression) ενώ η εκτροπή του πλάσματος εκατέρωθεν της διαχωριστικής επιφάνειας παριστάνεται με τα μεγάλα βέλη (από Owens and Forsyth, 2013).

δύο κρουστικών κυμάτων και μιας εφραπτομενικής ασυνέχειας της ταχύτητας ανάμεσα τους. Επειδή η δομή αυτή συμπεριστρέφεται με τον Ήλιο, ονομάζεται *συμπεριστρεφόμενη περιοχή αλληλεπίδρασης (corotating interaction region, CIR)*. Συχνά οι περιοχές προέλευσης των αργών και γρήγορων ρευμάτων του ηλιακού ανέμου είναι σχετικά σταθερές με το χρόνο με αποτέλεσμα ένας παρατηρητής που βρίσκεται στο διάστημα και έχει δει την προκύπτουσα συμπεριστρεφόμενη περιοχή αλληλεπίδρασης να την ξαναδεί και σε επόμενες ηλιακές περιστροφές.

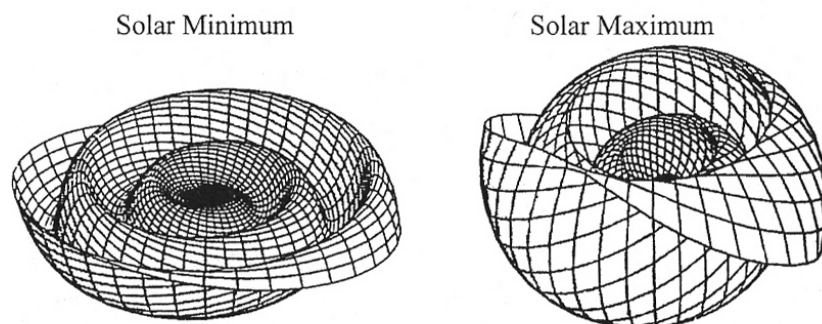
Ας δούμε απλουστευτικά την εξέλιξη μιας συμπεριστρεφόμενης περιοχής αλληλεπίδρασης. Έστω ότι στο στέμμα συμβαίνει μια απότομη μεταβολή της ταχύτητας εκροής ηλιακού ανέμου από γρήγορο σε αργό. Καθώς αυτά τα ρεύματα διαδίδονται προς τα έξω, στη διαχωριστική επιφάνεια που σχηματίζεται έχουμε συμπίεση της ροής και εκτροπή πλάσματος ηλιακού ανέμου εκατέρωθεν της διαχωριστικής επιφάνειας (βλέπε Σχήμα 8.23). Οι διαδικασίες αυτές τείνουν να εξομαλύνουν την ασυνέχεια με αποτέλεσμα συνολικά μια συνεχή αύξηση της ταχύτητας του πλάσματος. Η περιοχή του συμπιεσμένου πλάσματος στη μεταβατική περιοχή μεταξύ του γρήγορου και του αργού ρεύματος μπορεί να έχει στη 1 AU γωνιώδες εύρος πάνω από  $30^\circ$  ενώ το πλάσμα μπορεί να προέρχεται από περιοχή του στέμματος με γωνιώδες εύρος  $90^\circ$  ή και παραπάνω. Αυτό σημαίνει ότι τα όρια των τομέων (βλέπε εδάφιο 8.10.4) που μερικές φορές εμφανίζονται κοντά σε περιοχή συμπίεσης δεν σχετίζονται απαραίτητα πάντα με την περιοχή αλληλεπίδρασης αλλά μπορεί να προέρχονται από περιοχή του στέμματος που βρίσκεται μακριά από τη διαχωριστική επιφάνεια μεταξύ του αργού και του γρήγορου ρεύματος. Αυτό γίνεται φανερό και από παρατηρήσεις στην ηλιακή ατμόσφαιρα: μερικές φορές οι πολικές τρύπες του στέμματος μπορεί εκτείνονται μέχρι και το άλλο ημισφαίριο διασχίζοντας έτσι τον ηλιακό ισημερινό καθώς και το φύλλο ρεύματος.

Με την αύξηση της απόστασης από τον Ήλιο οι χαρακτηριστικές ταχύτητες διάδοσης, δηλαδή η ταχύτητα του ήχου και η ταχύτητα Alfvén, μειώνονται. Σε μια απόσταση μεταξύ 2 και 3 AU, η βαθμίδα της πυκνότητας εκατέρωθεν της περιοχής συμπίεσης γίνεται τόσο μεγάλη ώστε δημιουργείται ένα ζεύγος κρουστικών κυμάτων, καθένα από τα οποία απομακρύνεται από τη διαχωριστική επιφάνεια. Το κρουστικό κύμα που διαδίδεται στον αργό ηλιακό άνεμο ονομάζεται μπροστινό (forward shock) και αυτό που διαδίδεται στον γρήγορο άνεμο ονομάζεται ανάστροφο (reverse shock).

Οι συμπεριστρεφόμενες περιοχές αλληλεπίδρασης τείνουν να παραμορφώσουν ή και να καταστρέψουν όλες τις διακυμάνσεις και διαταραχές μικρής κλίμακας που διαδίδονται απομακρυνόμενες από τον Ήλιο. Στη μακρινή ηλιόσφαιρα, το μαγνητικό πεδίο και επομένως και τα μέτωπα των κρουστικών κυμάτων που αναπτύσσονται με τη διαδικασία που περιγράψαμε τείνουν να ευθυγραμμίζονται όλο και περισσότερο κατά την αζιμουθιακή διεύθυνση (μερικές φορές το γωνιώδες εύρος τους μπορεί να φτάνει και τις  $360^\circ$ ). Έτσι



λοιπόν από τη μορφολογία ακτινικών ρευμάτων ηλιακού ανέμου στο χαμηλό στέμμα φτάνουμε στη μορφολογία ενός “φλοιού” ομόκεντρων χρυστικών κυμάτων που διαδίδονται προς τα έξω όπως τα κύματα που σχηματίζονται άμα πετάξουμε μια πέτρα στο νερό.



**Σχήμα 8.24:** Η κυματοειδής μορφή του μεσοπλανητικού φύλλου ρεύματος κατά το ηλιακό ελάχιστο (αριστερά) και το ηλιακό μέγιστο (δεξιά).

### 8.9.5 Η ηλιόσφαιρα κατά τον ηλιακό κύκλο

Η πιο δραματική μεταβολή της δομής της ηλιόσφαιρας με τον ηλιακό κύκλο σχετίζεται με την αλλαγή της δομής του στέμματος (εδάφιο 8.8) και του μεσοπλανητικού φύλλου ρεύματος (Σχήμα 8.24). Όσο προσεγγίζουμε το ηλιακό μέγιστο τόσο πιο κυματοειδής γίνεται η μορφολογία του φύλλου ρεύματος: έτσι κατά το ηλιακό ελάχιστο το φύλλο ρεύματος είναι σχεδόν επίπεδο (βλέπε το αριστερό σχίτσο του Σχήματος 8.24) ενώ εκτείνεται σε μεγαλύτερα πλάτη κατά το ηλιακό μέγιστο (βλέπε το δεξιό σχίτσο του Σχήματος 8.24). Κατά το ηλιακό ελάχιστο οι συμπεριστροφόμενες περιοχές αλληλεπίδρασης περιορίζονται κοντά στο ισημερινό επίπεδο, ενώ κατά το ηλιακό μέγιστο αλληλεπιδράσεις ανάμεσα σε διαφορετικά ρεύματα ηλιακού ανέμου μπορούν να παρατηρηθούν και σε μεγαλύτερα πλάτη.

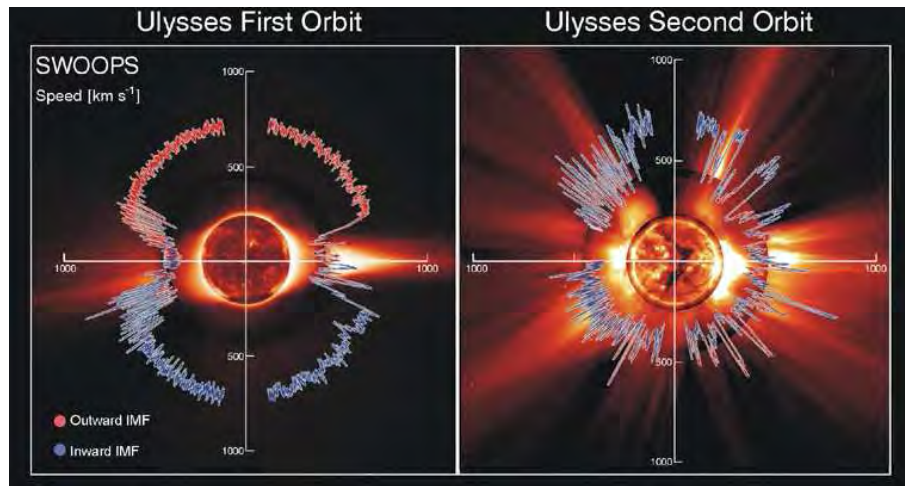
Οι μεταβολές των παραμέτρων του ηλιακού ανέμου με τον ηλιακό κύκλο δεν είναι τόσο θεαματικές. Γενικά οι μεταβολές μεγάλης χρονικής κλίμακας που εμφανίζονται στις μετρήσεις είναι μικρές σε σχέση με τις μικρής κλίμακας μεταβολές. Παρ’ όλα αυτά μπορούμε να κατανοήσουμε μερικές συσχετίσεις που βρίσκονται πάνω από τα όρια των συστηματικών σφαλμάτων που εισάγονται από τις μετρήσεις. Έτσι έχουμε:

1. Η μέση ταχύτητα του ηλιακού ανέμου είναι μεγαλύτερη κατά το ηλιακό ελάχιστο παρά κατά το ηλιακό μέγιστο. Αυτό οφείλεται στο ότι κατά το ηλιακό ελάχιστο εμφανίζονται πιο συχνά και για περισσότερο χρόνο ρεύματα γρήγορου ηλιακού ανέμου.
2. Η μέση πυκνότητα του ηλιακού ανέμου είναι κατά προσέγγιση σταθερή εκτός από περιόδους που παρατηρούνται αποκλειστικά ρεύματα αργού ηλιακού ανέμου.
3. Το συνολικό σχετικό ποσοστό του He παρουσιάζει ελάχιστο περίπου 2.8% κατά το ηλιακό ελάχιστο και μέγιστο περίπου 4% γύρω στο ηλιακό μέγιστο. Και αυτό το γεγονός αντανακλά το ότι κατά το ηλιακό ελάχιστο, παρατηρούνται πιο συχνά ρεύματα γρήγορου ηλιακού ανέμου.

### 8.9.6 Η ηλιόσφαιρα έξω από το επίπεδο της εκλειπτικής

Οι περισσότεροι δορυφόροι που πραγματοποιούν μετρήσεις των παραμέτρων του ηλιακού ανέμου βρίσκονται στο επίπεδο της εκλειπτικής (δηλ. της τροχιάς της Γης). Έτσι οι επιτόπιες μετρήσεις συνήθως εξερευνούν

μια μικρή περιοχή ηλιογραφικού πλάτους  $\pm 7.5^\circ$ , όση είναι δηλαδή η κλίση του επιπέδου του ισημερινού με το επίπεδο της εκλειπτικής. Η κατάσταση άλλαξε στις αρχές της δεκαετίας του 1990 με την εκτόξευση του διαστημοπλοίου “Οδυσσέας” (Ulysses). Η αποστολή αυτή σχεδιάστηκε με κύριο σκοπό να μελετήσει την τριδιάστατη δομή της ηλιόσφαιρας. Για να αποκτήσει ο “Οδυσσέας” τροχιά με μεγάλη κλίση ως προς το επίπεδο της εκλειπτικής κινήθηκε αρχικά προς το Δία και χρησιμοποίησε τη βαρύτητα του πλανήτη για να μπει σε τροχιά που τον έφερε κάτω από το νότιο πόλο του Ήλιου το φθινόπωρο του 1994 και πάνω από το βόρειο πόλο το καλοκαίρι του 1995 (και οι δύο προσεγγίσεις με τους ηλιακούς πόλους έγιναν σε συνθήκες ηλιακού ελαχίστου).



**Σχήμα 8.25:** Η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου ως συνάρτηση του ηλιογραφικού πλάτους από μετρήσεις της διαστημικής αποστολής Ulysses έξω από την εκλειπτική. Το αριστερό σχήμα καλύπτει την πρώτη περιστροφή του διαστημοπλοίου και το δεξιό τη δεύτερη. Τα διαφορετικά χρώματα της καμπύλης δείχνουν την πολικότητα του μαγνητικού πεδίου (από ESA/McComas). Στο κέντρο εικόνες του ήλιου στις ακτίνες X.

Οι μετρήσεις του πλάσματος και του μαγνητικού πεδίου που έκανε ο “Οδυσσέας” πρόσφεραν μερικές εκπλήξεις. Για παράδειγμα, η ακτινική συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου, η οποία σχετίζεται με το γενικό μαγνητικό πεδίο του Ήλιου, δεν έδειξε κάποια βαθμίδα με το ηλιογραφικό πλάτος παρ’ όλο που το γενικό μαγνητικό πεδίο του Ήλιου έχει, σε πρώτη προσέγγιση, διπολική μορφολογία. Αυτό ερμηνεύτηκε ως ένδειξη ότι μαγνητική ροή απομακρύνεται από τους πόλους προς τον ισημερινό. Αυτή η παρατήρηση έχει συνέπειες στα μοντέλα που εξετάζουν την επιτάχυνση του ηλιακού ανέμου γιατί σε αυτά η συγκεκριμένη διαδικασία δεν είχε ληφθεί υπ’ όψη. Επίσης η μαγνητική ροή στο βόρειο και το νότιο ημισφαίριο είναι διαφορετικές και αυτό υποδεικνύει ότι το ηλιακό μαγνητικό πεδίο δεν είναι συμμετρικό γύρω από τον ηλιογραφικό ισημερινό.

Οι μετρήσεις του πλάσματος έδειξαν σημαντική μεταβολή της ταχύτητας του ηλιακού ανέμου με το ηλιογραφικό πλάτος. Όπως φαίνεται στο Σχήμα 8.25 αριστερά, σε συνθήκες ηλιακού ελαχίστου, η ταχύτητα αυξάνει από περίπου 450 km/s στο επίπεδο του ισημερινού σε περίπου 750 km/s πάνω από τους πόλους. Αυτή η δομή αντιστοιχεί σε κλειστές μαγνητικές περιοχές κοντά στον ισημερινό και ανοιχτές κοντά στους πόλους, πράγμα που είναι σύμφωνο με την εικόνα του στέμματος που δείχνει μια απλή μορφολογία με streamers κοντά στον ισημερινό. Επί πλέον, η πολικότητα του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου ήταν θετική στο βόρειο ημισφαίριο και αρνητική στο νότιο. Μέχρι ένα πλάτος  $30^\circ\text{N}$  υπήρχε μια έντονη μεταβολή ανάμεσα σε γρήγορα και αργά ρεύματα με περίοδο γύρω στις 26 ημέρες. Σε πλάτη μεγαλύτερα από  $50^\circ\text{N}$ , παρατηρήθηκε μόνο γρήγορος ηλιακός άνεμος, σε συμφωνία με αυτό που αναμενόταν. Κατά τη διάρκεια της δεύτερης περιστροφής του διαστημοπλοίου η δομή του μαγνητικού πεδίου ήταν πιο πολύπλοκη λόγω της αυξημένης ηλιακής δραστηριότητας, με αποτέλεσμα εντονότερες διακυμάνσεις της ταχύτητας του ηλιακού ανέμου (Σχήμα 8.25 δεξιά).

Μετρήσεις της σύστασης του ηλιακού ανέμου έδειξαν ότι η σύσταση των γρήγορων ρευμάτων ήταν

διαφορετική από τη σύσταση των αργών ρευμάτων. Επίσης πρόσφεραν το ανέλπιστο αποτέλεσμα ότι οι αφθονίες δεν ήταν αυτές που αναμένονται για ιόντα που επιταχύνονται στο θερμό στέμμα. Αντίθετα ήταν πλησιέστερα σε αυτές που αναμένονται από ιόντα που σχηματίζονται σε χαμηλότερες θερμοκρασίας της χρωμόσφαιρας.

Επίσης η σύγκριση των διακυμάνσεων του πλάσματος με αυτές του μαγνητικού πεδίου μέσα σε μια τρύπα του στέμματος αποκάλυψε την ύπαρξη κυμάτων Alfvén με μεγάλο πλάτος και μεγάλη περίοδο. Αυτό μπορεί να σημαίνει ότι οι διακυμάνσεις που προέρχονται από τις περιοχές που επιταχύνεται ο ηλιακός άνεμος είναι λιγότερο πιθανό να αποσβένονται στον σχετικά ομογενή γρήγορο ηλιακό άνεμο από ότι σε ροές που παρουσιάζουν μεγαλύτερη ανομοιογένεια και παρατηρούνται στο επίπεδο της εκλειπτικής.

## 8.10 Τα ηλιακά κέντρα δράσης

Όπως συζητήσαμε ήδη στην αρχή του 5ου κεφαλαίου, συχνά εμφανίζονται στον ήλιο εκτεταμένες περιοχές με μεγάλη μαγνητική ροή και με διπολική μορφολογία, τα κέντρα δράσης (*active regions*, δεξιά εικόνα του Σχήματος 5.1). Η ονομασία δεν είναι τυχαία, αφού σε τέτοιες περιοχές συμβαίνουν φαινόμενα τα οποία εκλύουν μεγάλες ποσότητες ενέργειας (κεφάλαιο 9). Πάντως ο όρος κέντρα δράσης δεν θα πρέπει να μας οδηγήσει στο συμπέρασμα ότι μόνο σ' αυτά έχουμε έκλυση ενέργειας, αφού και σ' αυτό που ονομάζουμε «ήρεμο» ήλιο έχουμε ένα τεράστιο πλήθος από φαινόμενα που εκλύουν ενέργεια, μικρότερης κλίμακας από αυτά των κέντρων δράσης, αλλά με παρόμοιες φυσικές διαδικασίες.

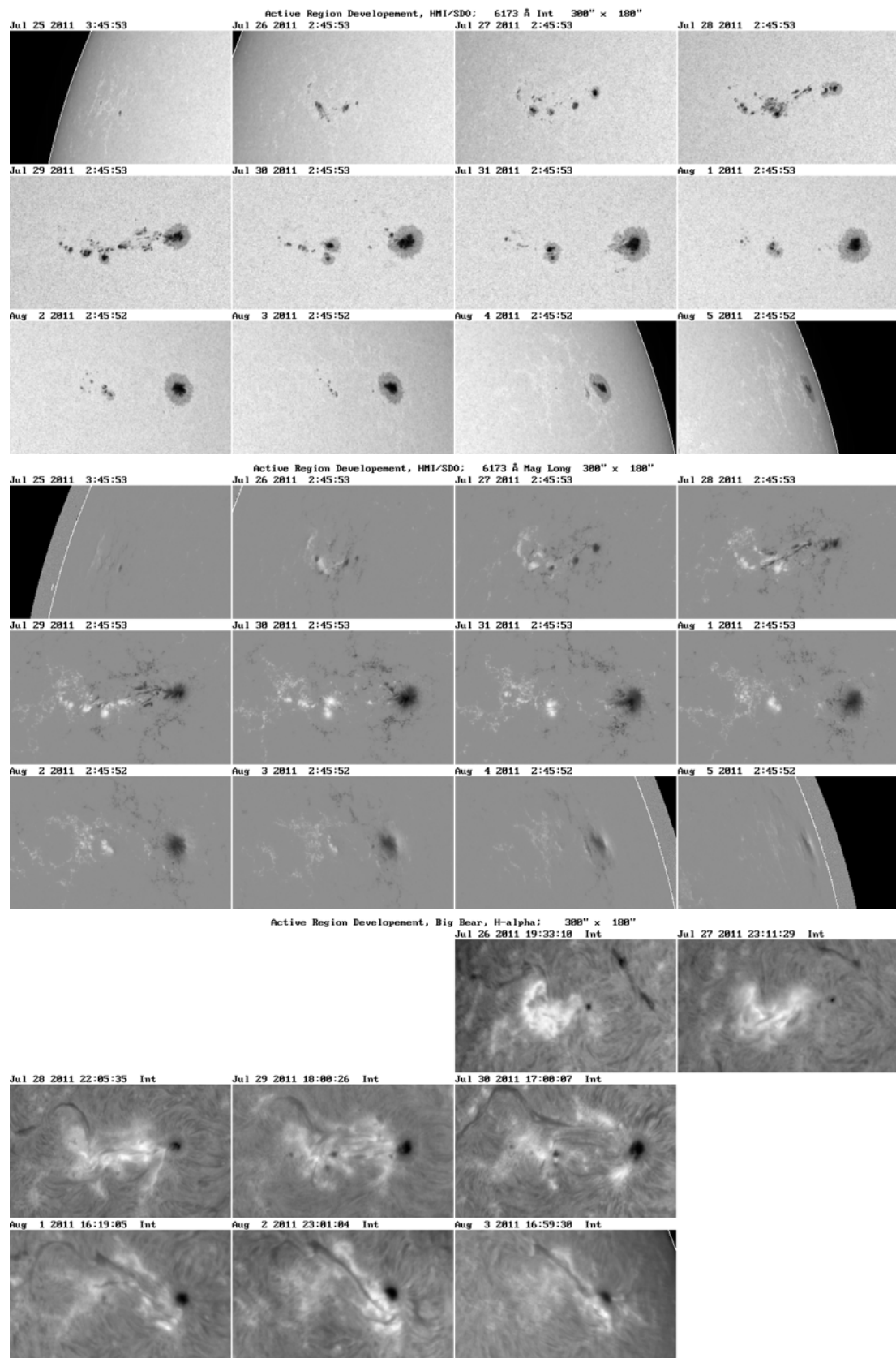
### 8.10.1 Ανάπτυξη και μορφολογία των κέντρων δράσης

Τα κέντρα δράσης παρατηρούνται σε μια ευρεία φασματική περιοχή, από τα εκατοστομετρικά ραδιοκύματα μέχρι τις ακτίνες X. Βεβαίως, σε κάθε φασματική περιοχή βλέπουμε τα κέντρα δράσης σε διαφορετικό ύψος και διαφορετική θερμοκρασία και μπορούμε έτσι να μελετήσουμε την τριδιάστατη δομή τους από τη φωτόσφαιρα μέχρι το στέμμα.

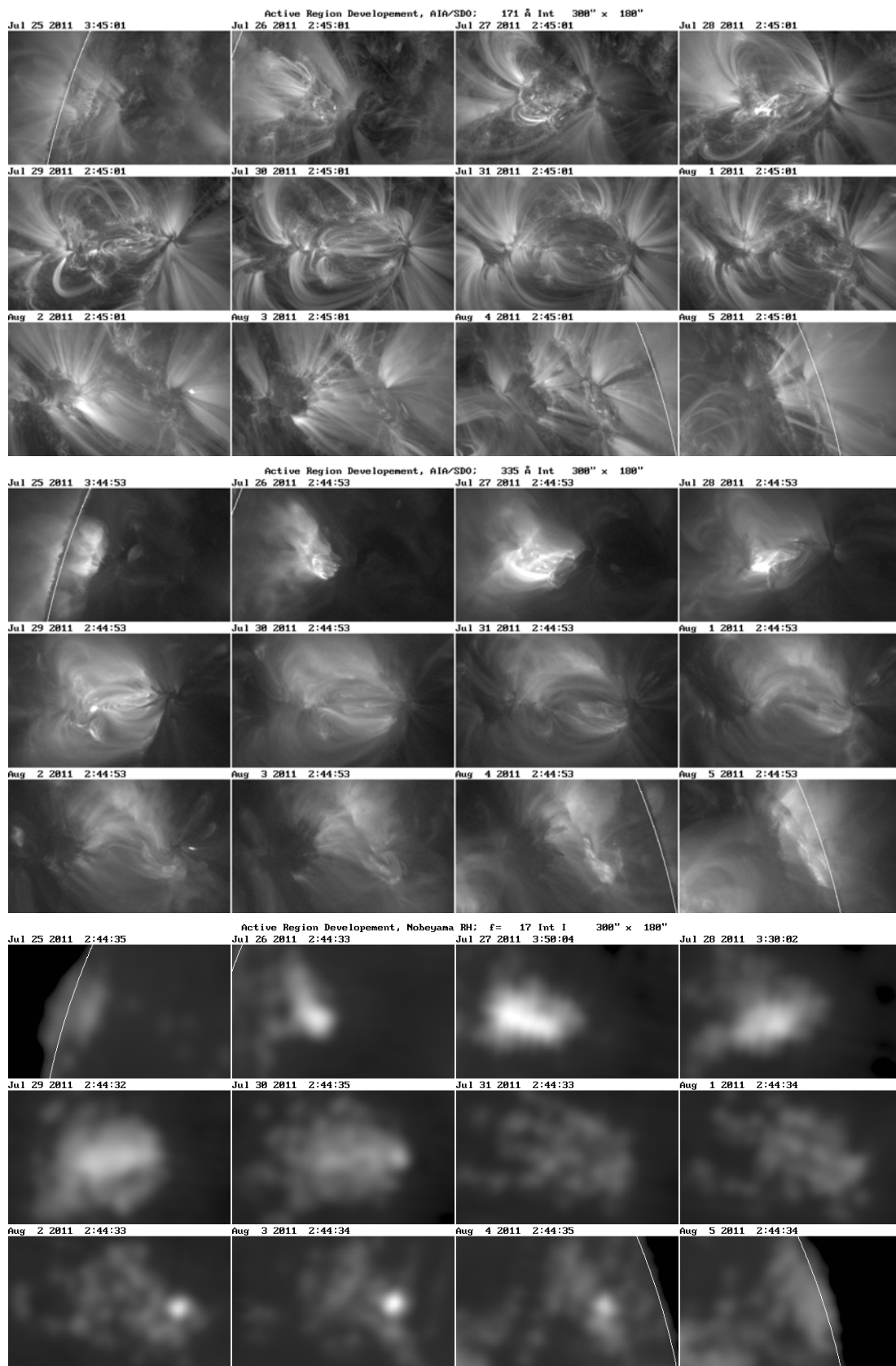
Στις φωτογραφίες των Σχημάτων 8.26 και 8.27 παρουσιάζεται η εμφάνιση και ανάπτυξη ενός κέντρου δράσης στο οπτικό, το υπεριώδες και τα εκατοστομετρικά ραδιοκύματα. Η ταινία 8.9 δείχνει την ανάπτυξη ενός κέντρου δράσης όπως αποτυπώθηκε στις οπτικές παρατηρήσεις και τα μαγνητογραφήματα του οργάνου MDI της διαστημικής αποστολής SOHO και η ταινία 8.10 παρόμοιες παρατηρήσεις από το όργανο HMI της διαστημικής αποστολής SDO. Η βασική εικόνα της εμφάνισης των κέντρων δράσης προκύπτει από το λευκό φως και το μαγνητικό πεδίο. Οι μικρές κηλίδες (πόροι), που εμφανίζονται στην αρχή και συγχωνεύονται στη συνέχεια σε μεγαλύτερες, ενώ διατάσσονται έτσι ώστε το μαγνητικό τους πεδίο συγκροτεί δίπολο προσανατολισμένο σχεδόν παράλληλα στον ισημερινό, παρέχουν μια εικόνα ανάδυσης σωλήνων μαγνητικής ροής από τα υποφωτοσφαιρικά στρώματα.

Η θεωρητική ερμηνεία που δίνουμε είναι ότι οι κινήσεις στην ζώνη μεταφοράς, σε συνδυασμό με τη διαφορική περιστροφή του ήλιου (βλ εδάφιο 10.3), έχουν ως αποτέλεσμα την τοπική συμπύκνωση των δυναμικών γραμμών και την συγκέντρωση μαγνητικής ροής (Σχήμα 8.28α και β). Στη συνέχεια ο σωλήνας μαγνητικής ροής αναδύεται στη φωτόσφαιρα με το μηχανισμό της *μαγνητικής άνωσης* (εδάφιο 10.3), όπου εμφανίζεται ως διπολική περιοχή (Σχήμα 8.28γ). Η ανάπτυξη υπολογιστικών μεθόδων που λύνουν τις ΜΥΔ εξισώσεις, μας έχει δώσει τη δυνατότητα να αναπαράξουμε τη διαδικασία της ανάδυσης, όπως φαίνεται στην ταινία 8.11, όπου παρουσιάζεται η χρονική εξέλιξη του φωτοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου και η κάθετη διατομή των σωλήνων ροής.

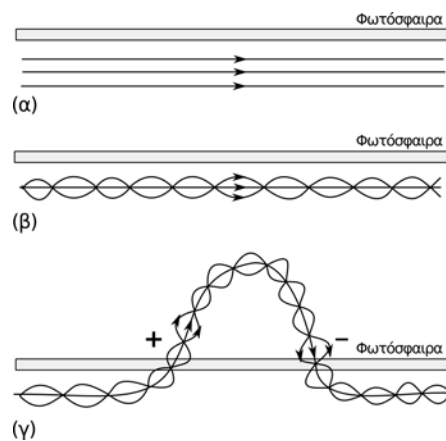
Οι περισσότερες διπολικές περιοχές είναι μικρές και δεν διαρκούν περισσότερο από μια μέρα, έχοντας έντονη εκπομπή στις μαλακές ακτίνες X (λαμπρά σημεία, βλ. εδάφιο 8.8 και Σχήμα 8.13). Όταν όμως υπάρχει μεγάλο απόθεμα μαγνητικής ροής η ανάδυση διαρκεί αρκετές ημέρες και η διπολική περιοχή εξελίσσεται σε κέντρο δράσης του οποίου η έκταση στη διεύθυνση Α-Δ, όπως φαίνεται και στο Σχήμα 8.26,



Σχήμα 8.26: Εμφάνιση και ανάπτυξη ηλιακού κέντρου δράσης, όπως φαίνεται στο λευκό φως, σε μαγνητογραφήματα και στη γραμμή Ηα. Εικόνες από τη διαστημική αποστολή SDO και το Αστεροσκοπείο Big Bear



Σχήμα 8.27: Το κέντρο δράσης της προηγούμενης εικόνας στο μακρινό υπεριώδες ( $171\text{\AA}$ , FeIX με  $\log T \sim 5.8$ ,  $335\text{\AA}$ , FeXVI με  $\log T \sim 6.4$ , SDO) και στα εκατοστομετρικά ραδιοκύματα ( $17\text{ GHz}$ , Nobeyama).



**Σχήμα 8.28:** Ανάπτυξη και ανάδυση σωλήνα μαγνητικής ροής.

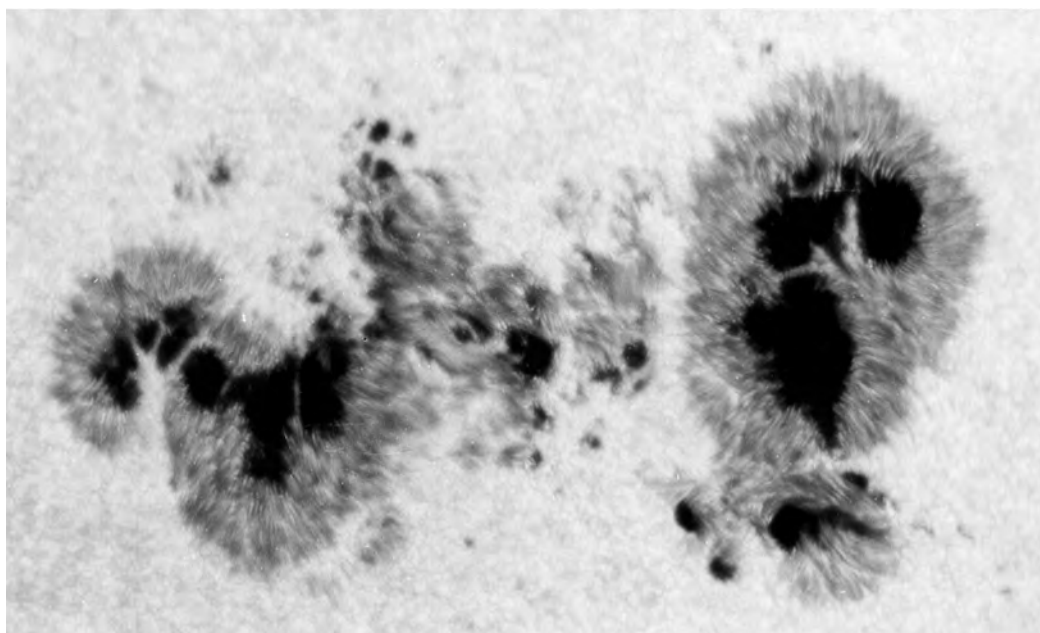
μπορεί να ξεπεράσει τις 200 000 km. Τέτοια μεγάλα κέντρα δράσης είναι ορατά και χωρίς τηλεσκόπιο και υπάρχουν σχετικές αναφορές σε αρχαία κινέζικα κείμενα.

Όταν σταματήσει η ανάδυση της υποφωτοσφαιρικής μαγνητικής ροής, το κέντρο δράσης παραμένει σχεδόν σταθερό για μεγάλο διάστημα που μπορεί να φτάσει τους τρεις μήνες. Η αποσύνθεσή του γίνεται βαθμιαία, ως αποτέλεσμα από τη μια μεριά των μεγάλης κλίμακας κινήσεων της φωτόσφαιρας που απομακρύνουν τη μαγνητική ροή και από την άλλη της εξάντληση της μαγνητικής ενέργειας και της μετατροπής της σε άλλες μορφές, κύρια μέσα από μηχανισμούς επανασύνδεσης δυναμικών γραμμών (βλ. συζήτηση για τις εκλάμψεις στο κεφάλαιο 9).

Η εμφάνιση ενός κέντρου δράσης εκδηλώνεται με διαταραχή της κοκκίασης, καθώς αναδύονται οι σωλήνες μαγνητικής ροής. Στο επίπεδο της χρωμόσφαιρας, η περιοχή που βρίσκεται στα πόδια των μαγνητικών βρόχων λαμπραίνει και αρχίζει ο σχηματισμός των *χρωμοσφαιρικών πυρσών* (plage, Σχήμα 8.26). Οι αντίστοιχοι *φωτοσφαιρικοί πυρσοί* (faculae) είναι ορατοί μόνο κοντά στο χείλος. Καθώς συνεχίζεται η ανάδυση της μαγνητικής ροής εμφανίζονται στη φωτόσφαιρα οι *πόροι*, που είναι μικρές σκοτεινές περιοχές με έντονο μαγνητικό πεδίο ( $\sim 1000$  G) και με μέγεθος  $\sim 2500$  km, λίγες φορές μεγαλύτερο από το μέγεθος των κόκκων. Από την ανάπτυξη ή και συνένωση πόρων δημιουργούνται οι *κηλίδες*, που είναι εκτεταμένες σκοτεινές περιοχές με μαγνητικό πεδίο που μπορεί να φτάσει στις 4000 G.

Στο μέγιστο της ανάπτυξής του το κέντρο δράσης εκδηλώνεται στη φωτόσφαιρα ως μια ομάδα κηλίδων που περιλαμβάνει και πολλούς πόρους (Σχήμα 8.29). Οι περισσότερες κηλίδες έχουν ενιαία μαγνητική πολικότητα, αν και υπάρχουν περιπτώσεις που μια κηλίδα περιέχει στο άκρο της μια μικρή περιοχή αντίθετης πολικότητας. Γειτονικές κηλίδες έχουν την ίδια πολικότητα, έτσι που συνολικά το κέντρο δράσης χωρίζεται σε δύο περιοχές, την *ηγούμενη* (σε σχέση με την ηλιακή περιστροφή) και την *επόμενη*, με αντίθετες πολικότητες. Οι δύο αυτές περιοχές χωρίζονται από την *ουδέτερη γραμμή* του μαγνητικού πεδίου. Στα φωτοσφαιρικά μαγνητογραφήματα και για κέντρα δράσης που βρίσκονται κοντά στο κέντρο του ηλιακού δίσκου, η ουδέτερη γραμμή εμφανίζεται με μηδενικό μαγνητικό πεδίο, αφού η κάθετη συνιστώσα του είναι μηδενική.

Η εμφάνιση των κέντρων δράσης στη χρωμόσφαιρα είναι πολύ πιο θεαματική από ότι στη φωτόσφαιρα. Στο Σχήμα 8.30 φαίνεται ένα νεαρό κέντρο δράσης στη γραμμή Ηα, λίγες ημέρες μετά την ανάδυσή του. Η μορφολογία του είναι εντελώς διαφορετική από εκείνη των ήρεμων περιοχών της χρωμόσφαιρας (Σχήμα 8.6), με κύριο χαρακτηριστικό, πέρα από τις κηλίδες και τις λαμπρές περιοχές των χρωμοσφαιρικών πυρσών, την ύπαρξη μιας πληθώρας από επιμήκεις νηματοειδείς σχηματισμούς. Το μεγάλο μήκος των τελευταίων συνδέεται ασφαλώς με την ύπαρξη μαγνητικού πεδίου σε κλίμακες μεγαλύτερες από τις ήρεμες περιοχές και με περισσότερο οργανωμένη μορφή



**Σχήμα 8.29:** Ηλιακό κέντρο δράσης στη φωτόσφαιρα, με κηλίδες και πόρους. (Φωτογραφία Κ.Α., Αστεροσκοπείο Pic du Midi).

Ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζουν τα αψιδωτά νήματα (*arch filaments*), που εμφανίζονται στην αριστερή μεριά του Σχήματος 8.30. Είναι σκοτεινά, έχουν σχεδόν παράλληλη διάταξη, με τα πόδια τους σε περιοχές αντίθετης μαγνητικής πολικότητας στις δύο πλευρές της ουδέτερης γραμμής του μαγνητικού πεδίου. Οι παρατηρήσεις δείχνουν ανοδικές κινήσεις υλικού στην κορυφή τους και καθοδικές στα πόδια τους. Αυτό υποδηλώνει ότι αντιπροσωπεύουν σωλήνες της αναδυόμενης μαγνητικής ροής που ανέρχονται, ενώ ταυτόχρονα το πλάσμα που περιέχουν διαφεύγει από τα άκρα τους.

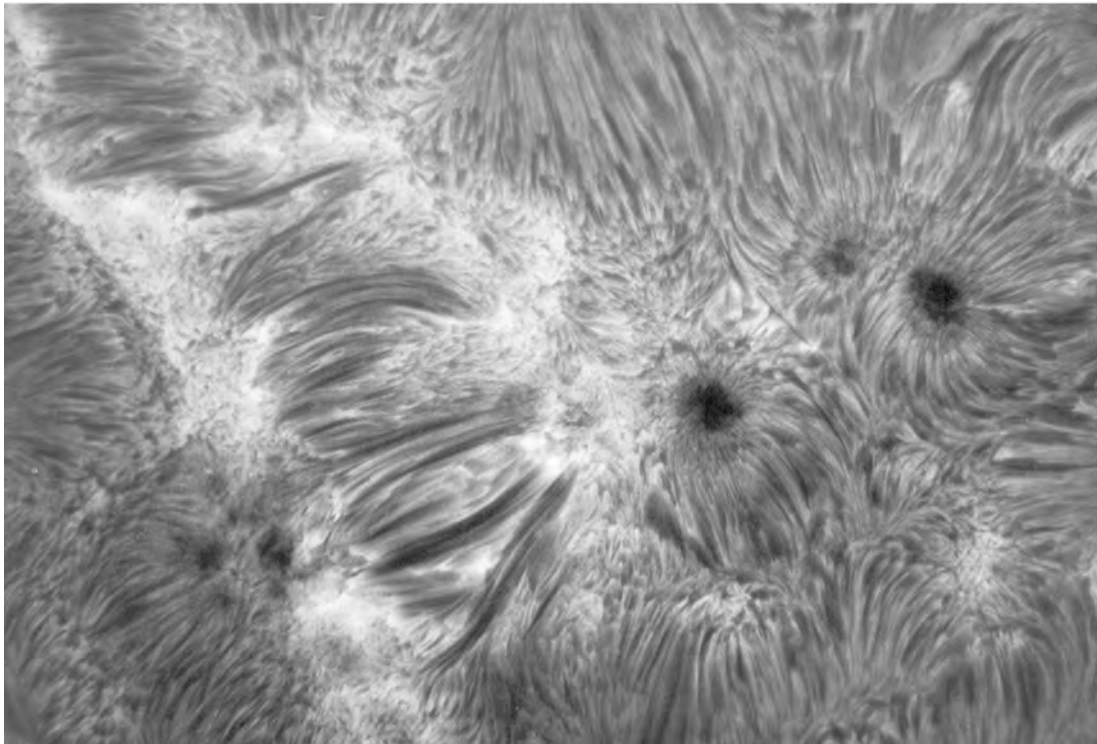
Τα ώριμα κέντρα δράσης (Σχήμα 8.31) παρουσιάζουν μια κάπως πιο οργανωμένη δομή. Τα αψιδωτά νήματα εξαφανίζονται όταν σταματήσει η ανάδυση του μαγνητικού πεδίου, δίνοντας τη θέση τους σε ένα σκοτεινό νήμα κέντρου δράσης που εκτείνεται παράλληλα στην ουδέτερη γραμμή.

Στο στέμμα, ειδικότερα στις ακτίνες X, το μαγνητικό πεδίο των κέντρων δράσης χαρτογραφείται από πολύ χαρακτηριστικούς βρόχους (Σχήματα 8.27 και 8.32). Οι βρόχοι αυτοί είναι πιο θερμοί και πιο πυκνοί από το περιβάλλον πλάσμα, εκτείνονται σε ύψος αρκετών δεκάδων χιλιάδων χιλιομέτρων. Θυμίζουν έντονα τις δυναμικές γραμμές μαγνητικού διπόλου, αφού συνδέουν περιοχές αντίθετης πολικότητας, μερικές φορές ακόμα και από ένα κέντρο δράσης σε άλλο.

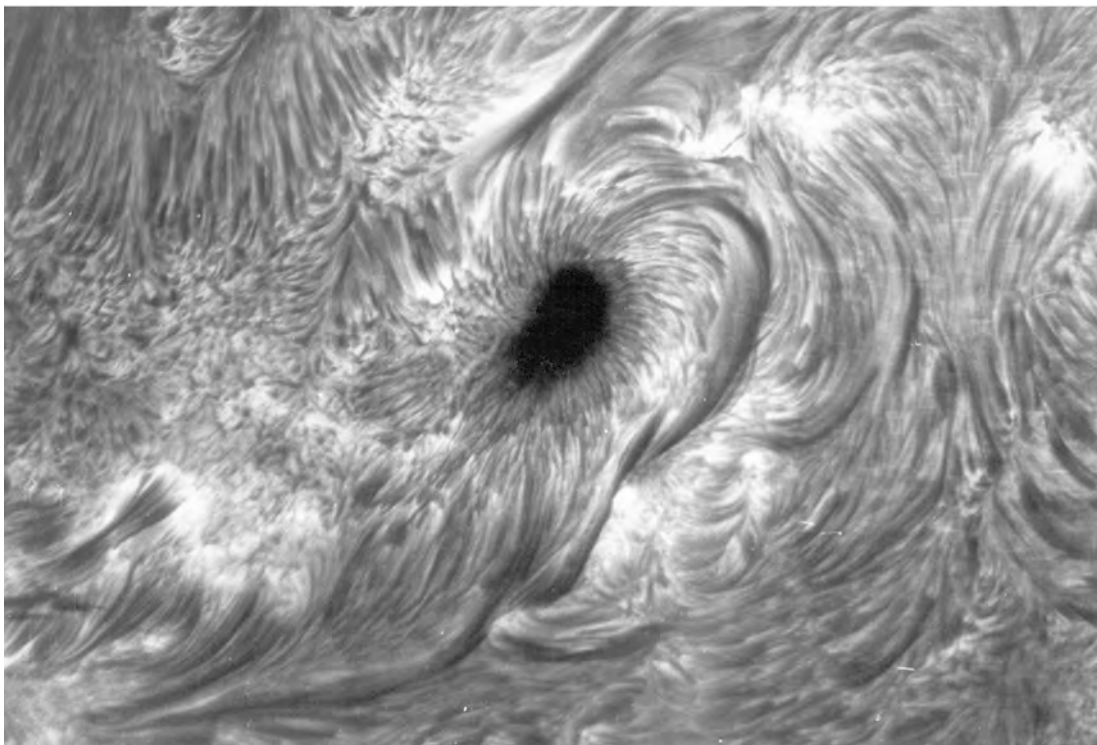
### 8.10.2 Χαρακτηριστικά των κηλίδων

Μορφολογικά οι κηλίδες αποτελούνται από δύο περιοχές. Η κεντρική περιοχή είναι πιο σκοτεινή και ονομάζεται σκιά (*umbra*) και μερικές φορές διασχίζεται από φωτεινές γέφυρες (π.χ. στη μεγάλη ηγούμενη κηλίδα του Σχήματος 8.29). Η σκιά περιβάλλεται από μια λιγότερο σκοτεινή περιοχή, την παρασκιά (*penumbra*). Πλήρη παρασκιά έχουν μόνο οι αναπτυγμένες κηλίδες, ενώ σε άλλες η παρασκιά περιβάλλει ένα μόνο μέρος της σκιάς και στους πόρους δεν υπάρχει καθόλου. Το μέγεθος της σκιάς μπορεί να φτάσει τα 20 000 km και της παρασκιάς τα 50 000 km. Η μετάβαση από την παρασκιά στη φωτοσφαιρική κοκχίαση είναι απότομη.

Η ένταση της σκιάς είναι περίπου το 25% της φωτοσφαιρικής έντασης. Το γεγονός ότι οι κηλίδες είναι σκοτεινές σημαίνει ότι η θερμοκρασία τους είναι χαμηλότερη από αυτή της ήρεμης φωτόσφαιρας. Έτσι στο επίπεδο της φωτόσφαιρας η ενεργός θερμοκρασία της σκιάς είναι ~3700 K. Η χαμηλή θερμοκρασία

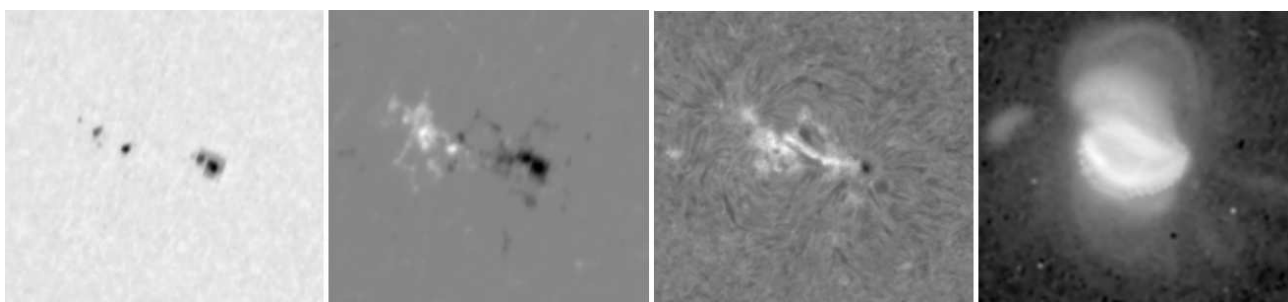


**Σχήμα 8.30:** Ηλιακό κέντρο δράσης στη χρωμοσφαιρική γραμμή Ηα. (Φωτογραφία Κ.Α., Αστεροσκοπείο *Ric du Midi*).



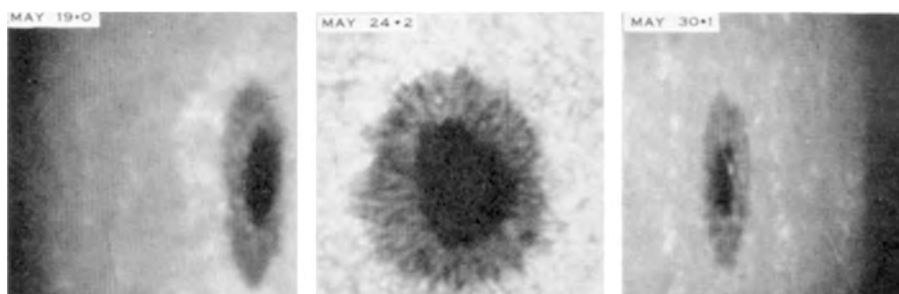
**Σχήμα 8.31:** Ώρμη κέντρο δράσης στη χρωμοσφαιρική γραμμή Ηα. (Φωτογραφία Κ.Α., Αστεροσκοπείο *Ric du Midi*).





**Σχήμα 8.32:** Ηλιακό κέντρο δράσης από τη φωτόσφαιρα μέχρι το στέμμα. Από αριστερά προς τα δεξιά: εικόνα των κηλίδων, μαγνητογράφημα, εικόνα στην Ηα και στις μαλακές ακτίνες X.

επιτρέπει, ανάμεσα σε άλλα, τον σχηματισμό απλών μορίων που εμφανίζονται στο φάσμα των κηλίδων με γραμμές και ζώνες απορρόφησης.



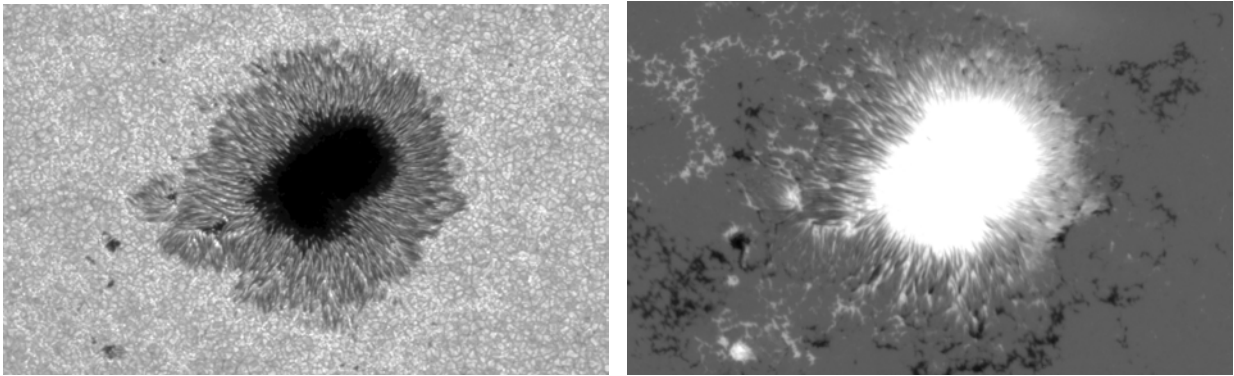
**Σχήμα 8.33:** Μορφολογία σκιάς-παρασκιάς (φαινόμενο Wilson) κοντά στο ανατολικό χείλος, το κέντρο του δίσκου και το δυτικό χείλος (από Loughhead et al., 1958).

Είναι αξιοσημείωτη η διαφορετική επίδραση που έχει το πεδίο στις κηλίδες και τους πυρσούς: οι κηλίδες, περιοχές με πολύ έντονο μαγνητικό πεδίο, είναι σκοτεινές ενώ οι πυρσοί, περιοχές με λιγότερο έντονο μαγνητικό πεδίο, είναι λαμπροί. Η πιο πιθανή ερμηνεία είναι ότι το πολύ έντονο και συγκεντρωμένο μαγνητικό πεδίο των κηλίδων παρεμποδίζει τα ρεύματα μεταφοράς, με αποτέλεσμα η θερμοκρασία να είναι χαμηλότερη από τη γειτονική φωτόσφαιρα. Αντίθετα, το λιγότερο συγκεντρωμένο μαγνητικό πεδίο των πυρσών διευκολύνει την έκλυση μαγνητικής ενέργειας, είτε από μαγνητοϋδροδυναμικά κύματα, είτε από απ' ευθείας μετατροπή μαγνητικής ενέργειας σε θερμότητα.

Παρατηρήσεις συμμετρικών κηλίδων κοντά στο χείλος δείχνουν ότι η έκταση της παρασκιάς είναι μικρότερη στη διεύθυνση του κέντρου του ηλιακού δίσκου παρά στην αντίθετη διεύθυνση (Σχήμα 8.33). Το φαινόμενο αυτό είναι γνωστό ως φαινόμενο Wilson και δείχνει ότι η φωτόσφαιρα είναι πιο διαφανής πάνω από τη σκιά παρά πάνω από την παρασκιά, έτσι που η επιφάνεια που βλέπουμε (δηλαδή η επιφάνεια όπου  $\tau = 1$ ) βρίσκεται πιο χαμηλά πάνω από τη σκιά (βλ. και Σχήμα 8.35).

Μέσα στη σκιά των κηλίδων έχουν παρατηρηθεί κόκκοι, παρόμοιοι με τους κόκκους της φωτόσφαιρας αλλά μεγαλύτερης διάρκειας ζωής. Η προέλευση των κόκκων της σκιάς δεν είναι σίγουρη: είναι ενδεχόμενο να αποτελούν ένδειξη ρευμάτων μεταφοράς, κατά πάσα πιθανότητα όμως αντιστοιχούν σε στοιχειώδεις σωλήνες μαγνητικής ροής. Η παρασκιά είναι και αυτή ανομοιογενής. Αποτελείται από επιμήχεις και ακτινικά διατεταγμένους φωτεινούς και σκοτεινούς σχηματισμούς, που ονομάζονται νήματα της παρασκιάς. Σε παρατηρήσεις με πολύ μεγάλη διακριτική ικανότητα (Σχήμα 8.34) τα φωτεινά νήματα αναλύονται σε μικροσκοπικούς κόκκους που κινούνται προς το εσωτερικό της παρασκιάς. Τέτοιες κινήσεις φαίνονται πολύ καθαρά στην ταινία 8.12, από παρατηρήσεις με το Dutch open telescope (DOT).

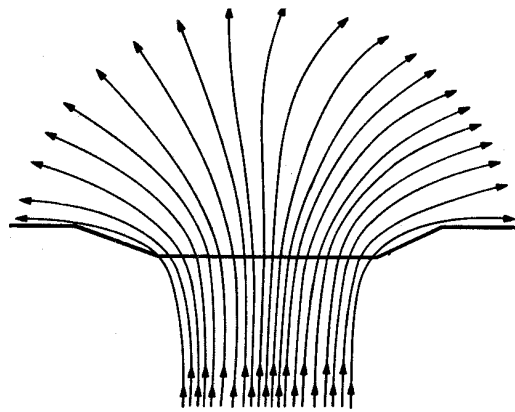
Στο επίπεδο της χρωμόσφαιρας οι μεγάλες κηλίδες συνοδεύονται από μια εντυπωσιακή δομή από ακτινικά σκοτεινά και φωτεινά νημάτια. Η δομή μοιάζει με τη φωτοσφαιρική παρασκιά αλλά εκτείνεται πολύ



**Σχήμα 8.34:** Παρατηρήσεις μεγάλης διακριτικής ικανότητας μιας κηλίδας από το *Solar Optical Telescope* της διαστημικής αποστολής *Hinode*. Το μαγνητικό πεδίο (δεξιά) έχει υποστεί κόρο στο εσωτερικό της κηλίδας.

περισσότερο και ονομάζεται *χρωμοσφαιρική υπερ-παρασκιά* (Σχήμα 8.31).

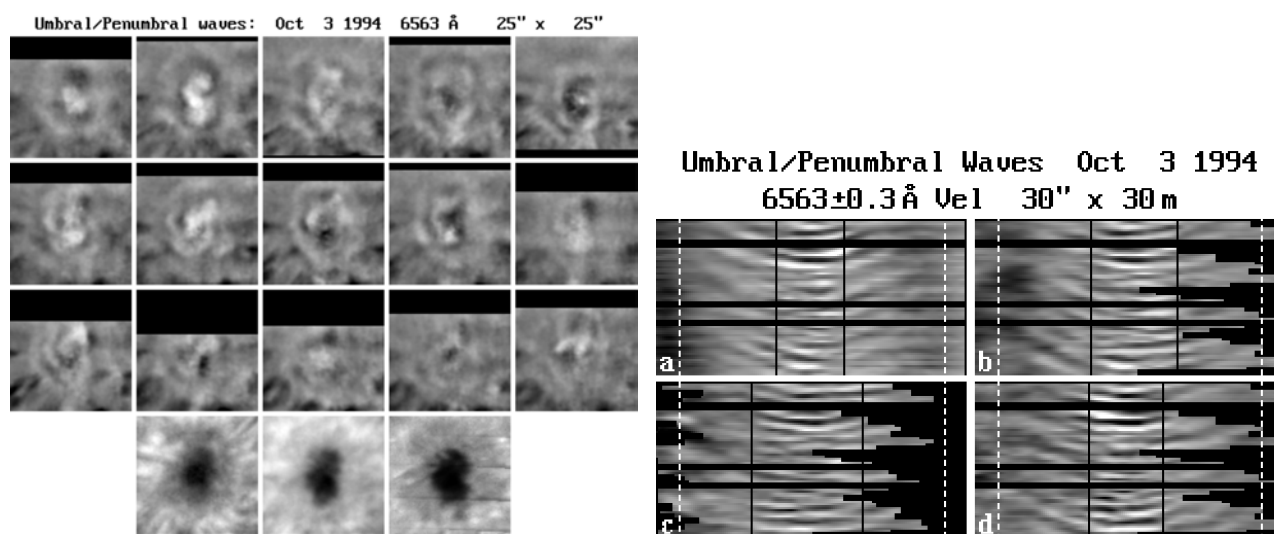
Το μαγνητικό πεδίο είναι μέγιστο στο κέντρο της κηλίδας, όπου η διεύθυνσή του είναι σχεδόν κατακόρυφη. Προς τα έξω η ένταση του μαγνητικού πεδίου ελαττώνεται και ταυτόχρονα μεγαλώνει η κλίση του, έτσι που πάνω από την παρασκιά η διεύθυνση του πεδίου είναι σχεδόν οριζόντια (Σχήμα 8.35). Η αλλαγή της έντασης αλλά κύρια της διεύθυνσης του πεδίου παίζει πρωταρχικό ρόλο στη δημιουργία της παρασκιάς. Πάνω από τη φωτόσφαιρα οι δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου αποκλίνουν, έτσι που συνολικά το μαγνητικό πεδίο ελαττώνεται με το ύψος. Ο ρυθμός της ελάττωσης είναι μικρότερος όσο η κηλίδα είναι μεγαλύτερη.



**Σχήμα 8.35:** Μορφολογία του μαγνητικού πεδίου σε κηλίδα. Η χοντρή γραμμή παριστάνει το επίπεδο  $\tau = 1$ , που βρίσκεται χαμηλότερα πάνω από τη σκιά.

Η αλληλεπίδραση του πλάσματος με το μαγνητικό πεδίο των κηλίδων έχει ως αποτέλεσμα μια σειρά από δυναμικά φαινόμενα, όπως ταλαντώσεις, κύματα και ροή υλικού. Στο Σχήμα 8.36 δίνονται παρατηρήσεις στη γραμμή Η $\alpha$  που δείχνουν τη διάδοση κυμάτων από την σκιά μιας κηλίδας προς τα έξω. Εικόνες της κηλίδας παρουσιάζονται στην κάτω σειρά. Στο δεξιό μέρος του σχήματος δίνεται η ταχύτητα συναρτήσεως της θέσης (οριζόντιος άξονας) και του χρόνου (κάθετος άξονας) για να φανεί καλύτερα η διάδοση των κυμάτων. Οι ταλαντώσεις φαίνονται πολύ καλά στην [ταινία 8.13](#), από το *New Solar Telescope* του Αστεροσκοπείου *Big Bear*.

Στο επίπεδο της φωτόσφαιρας παρατηρείται ροή υλικού από το εσωτερικό της κηλίδας προς τα έξω, που ονομάζεται *φαινόμενο Evershed* (Σχήμα 8.37). Η κίνηση του υλικού είναι σχεδόν οριζόντια, με ταχύτητα που παρουσιάζει μέγιστο πάνω από την παρασκιά. Όταν η κηλίδα δεν είναι ακριβώς στο κέντρο του ηλιακού



**Σχήμα 8.36:** Αριστερά: στιγμιότυπα κυμάτων που ξεκινούν από την σκιά μιας κηλίδας και διαδίδονται προς τα έξω. Δεξιά: τομές της ακτινικής ταχύτητας συναρτήσει του χρόνου που δείχνουν τη διάδοση των κυμάτων. Οι κάθετες μαύρες γραμμές σημειώνουν τα όρια της σκιάς και οι εστιασμένες λευκές της παρασκιάς (από παρατηρήσεις του VTT, επεξεργασία Κ.Α., Γ. Τσιροπούλα και P. Mein).

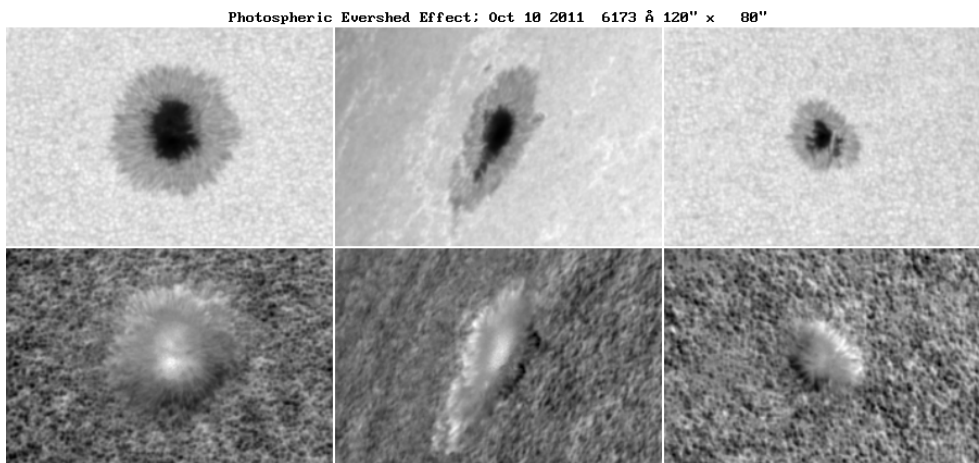
δίσκου, η κίνηση αυτή έχει μια συνιστώσα που απομακρύνεται από τον παρατηρητή στη μεριά του χείλους και μια συνιστώσα που θα πλησιάζει τον παρατηρητή στη μεριά του κέντρου του δίσκου, και αυτό προκαλεί τις φωτεινές και σκοτεινές περιοχές στους χάρτες ταχυτήτων του Σχήματος 8.37.

Παρόμοια ροή παρουσιάζεται στη χρωμόσφαιρα, όπου όμως η κίνηση είναι στην αντίθετη διεύθυνση, από τα έξω προς το εσωτερικό της κηλίδας, ενώ η ταχύτητα και η έκταση της ροής πέρα από την κηλίδα είναι μεγαλύτερες. Η ροή Evershed διατηρεί τα χρωμοσφαιρικά χαρακτηριστικά και στη μεταβατική περιοχή χρωμόσφαιρας-στέμματος, με ακόμα μεγαλύτερες ταχύτητες. Συνολικά πρόκειται για κίνηση πλάσματος κατά μήκος των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου, με χαρακτηριστικά υποηχητικής ροής σίφωνα που, από φυσικής πλευράς είναι παρόμοια με την ηλιακή αύρα που συζητήσαμε στο κεφάλαιο 3.

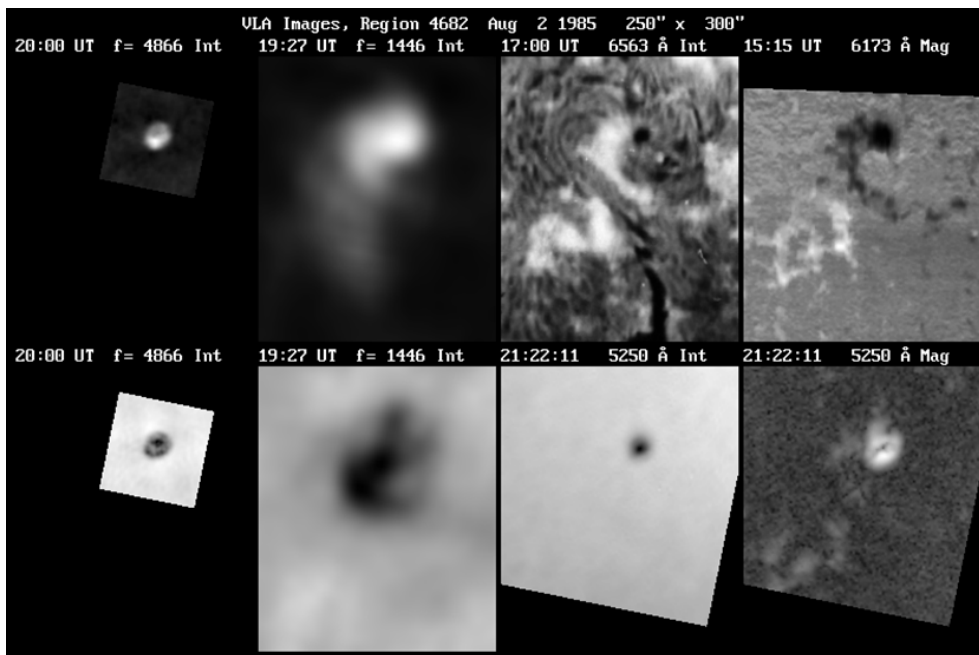
Οι κηλίδες κάνουν έντονη την παρουσία τους και στα εκατοστομετρικά ραδιοκύματα, όπου η ακτινοβολία τους προέρχεται από τη μεταβατική περιοχή χρωμόσφαιρας-στέμματος και το χαμηλό στέμμα (βλ. εικόνες στα 17 GHz, Σχήμα 8.27). Παρατηρήσεις μεγαλύτερης διακριτικής ικανότητας από το ραδιοτηλεσκόπιο σύνθεσης VLA σε μήκη κύματος 6.16 και 20.7 cm παρουσιάζονται στο Σχήμα 8.38, μαζί εικόνες στην Ηα και μαγνητογραφήματα.

Στην φασματική περιοχή που εξετάζουμε, ο μηχανισμός που δίνει έντονη ακτινοβολία είναι η γυρομαγνητική εκπομπή, που οφείλεται στην περιστροφική κίνηση των θερμικών ηλεκτρονίων γύρω από τις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου (εδάφιο 2.3.4). Η θερμοκρασία λαμπρότητας της ακτινοβολίας είναι πρακτικά ίση με την θερμοκρασία του πλάσματος στο ύψος όπου βρίσκεται η δεύτερη ή η τρίτη αρμονική της γυροσυχνότητας που είναι οπτικά πυκνές. Όσο πιο ισχυρό είναι το μαγνητικό πεδίο και όσο μεγαλύτερο το μήκος κύματος, τόσο μεγαλύτερο θα είναι το ύψος της αρμονικής και τόσο μεγαλύτερη η θερμοκρασία λαμπρότητας.

Έτσι, σε μικρά μήκη κύματος οι αρμονικές, ακόμα και πάνω από τις κηλίδες, βρίσκονται κάτω από τη μεταβατική περιοχή, με αποτέλεσμα η εκπομπή να είναι χαμηλή. Για μεγαλύτερα μήκη κύματος οι αρμονικές μπαίνουν μέσα στη μεταβατική περιοχή και έχουμε έντονη ακτινοβολία πάνω από τις κηλίδες (Σχήμα 8.38), που μεγιστοποιείται κοντά στα 6-10 cm. Σε μεγαλύτερα μήκη κύματος (~20 cm) οι αρμονικές ανεβαίνουν στη μεταβατική περιοχή και σε περιοχές με μαγνητικό πεδίο μικρότερο των κηλίδων και, κατά συνέπεια, αυξάνει η εκπομπή από το υπόλοιπο κέντρο δράσης και οι κηλίδες είναι λιγότερο εμφανείς (Σχήμα 8.38). Στα



**Σχήμα 8.37:** Το φαινόμενο Evershed στη φωτόσφαιρα τριών κηλίδων που παρουσιάζονται στην επάνω σειρά εικόνων. Η κάτω σειρά είναι οι αντίστοιχοι χάρτες ταχυτήτων. Στις φωτεινές περιοχές το υλικό κινείται αντίθετα προς τη διεύθυνση παρατήρησης (εικόνα K.A., από δεδομένα SDO/HMI).



**Σχήμα 8.38:** Επάνω: Εικόνα κέντρου δράσης στα 6.16 cm, στα 20.7 cm, στην H $\alpha$  και μαγνητογράφημα. Κάτω: Κυκλική πόλωση στα 6.16 cm, στα 20.7 cm, εικόνα στο λευκό φως και εγκάρσιο μαγνητικό πεδίο (εικόνα K.A. από δεδομένα των Alissandrakis et al., 1991).

μετρικά μήκη κύματος (Σχήμα 8.18) η αύξηση της αδιαφάνειας και τα φαινόμενα διάθλασης της ακτινοβολίας εμποδίζουν την παρατήρηση των χαμηλών περιοχών του στέμματος, όπου η πυκνότητα του πλάσματος είναι τόσο μεγάλη που δεν επιτρέπει τη διάδοση της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας (εδάφιο 7.5) και έτσι τα κέντρα δράσης δεν είναι ιδιαίτερα εμφανή.

Στην άλλη πλευρά του φάσματος, δηλαδή στο μακρινό υπεριώδες και τις μαλακές ακτίνες X, οι περιοχές πάνω από τις κηλίδες έχουν μειωμένη εκπομπή σε σχέση με το υπόλοιπο κέντρο δράσης, στην εκπομπή του οποίου επικρατούν οι βρόχοι του στέμματος (βλ. εικόνες στα 171 και 335Å, Σχήμα 8.27 και δεξιά εικόνα του Σχήματος 8.32). Η χαμηλή εκπομπή πάνω από τις κηλίδες είναι αποτέλεσμα του ότι η πίεση του

πλάσματος (και κατά συνέπεια και η πυκνότητα) είναι μικρότερη, προφανώς λόγω της υψηλής μαγνητικής πίεσης.

### 8.11 Η θέρμανση της χρωμόσφαιρας και του στέμματος

Η μείωση της θερμοκρασίας με το ύψος από το εσωτερικό του ήλιου μέχρι τη φωτόσφαιρα οφείλεται στο ότι η πηγή ενέργειας βρίσκεται στον πυρήνα του ήλιου. Έτσι η αύξηση της θερμοκρασίας στη χρωμόσφαιρα και το στέμμα προκαλεί ερωτήματα, δεδομένου ότι δεν μπορεί να γίνεται με κάποιο μηχανισμό μεταφοράς θερμότητας, αφού είναι αδύνατον να μεταφερθεί ενέργεια από ένα ψυχρότερο σώμα (φωτόσφαιρα) σε ένα θερμότερο (χρωμόσφαιρα, στέμμα). Κατά συνέπεια, για να εξηγήσουμε την θέρμανση της χρωμόσφαιρας και του στέμματος πρέπει να αναζητήσουμε μηχανισμούς που μεταφέρουν μηχανική ενέργεια και, στη συνέχεια, την μετατρέπουν σε θερμική.

Αν λάβουμε υπόψιν όλους τους τρόπους απώλειας ενέργειας από το στέμμα, όπως ακτινοβολία, ροή ενέργειας προς τη χρωμόσφαιρα με αγωγιμότητα, καθώς και κινητική ενέργεια και ενθαλπία που μεταφέρει ο ηλιακός άνεμος, βρίσκουμε ότι η συνολική τους ροή παίρνει τιμές περίπου  $3 \times 10^5$ ,  $8 \times 10^5$  και  $10^7$  erg/cm<sup>2</sup>/s για τον ήρεμο ήλιο, τις τρύπες του στέμματος και τα κέντρα δράσης αντίστοιχα. Οι τιμές αυτές είναι αμελητέες σε σύγκριση με την ενέργεια που ακτινοβολεί ο ήλιος ( $2.52 \times 10^{12}$  erg/cm<sup>2</sup>/s), όμως το πρόβλημα δεν είναι ποσοτικό, είναι ποιοτικό: πρέπει να αναζητήσουμε μηχανισμούς που αποθέτουν την απαιτούμενη ενέργεια στις συγκεκριμένες περιοχές και μάλιστα κατά τρόπο συνεχή ή σχεδόν συνεχή. Στη χρωμόσφαιρα, π.χ., χρειαζόμαστε μηχανισμούς που αποθέτουν ενέργεια στους σχηματισμούς του δικτύου, ενώ στο στέμμα χρειαζόμαστε μηχανισμούς που θερμαίνουν τους βρόχους.

Ένας μηχανισμός θέρμανσης, που προτάθηκε ήδη από το 1948 από τον Schwarzschild και τον Schatzmann είναι η θέρμανση από κρουστικά κύματα που σχηματίζονται καθώς ακουστικά κύματα που παράγονται στη ζώνη μεταφοράς διαδίδονται προς τα επάνω σε περιοχές μικρότερης πυκνότητας (Σχήμα 7.4). Η ανακάλυψη των ταλαντώσεων των 5 λεπτών (εδάφιο 4.7) έδωσε ώθηση σ' αυτή την ιδέα, όμως εμφανίστηκαν και άλλες πιο ενδιαφέρουσες ιδέες που εμπλέκουν και το μαγνητικό πεδίο.

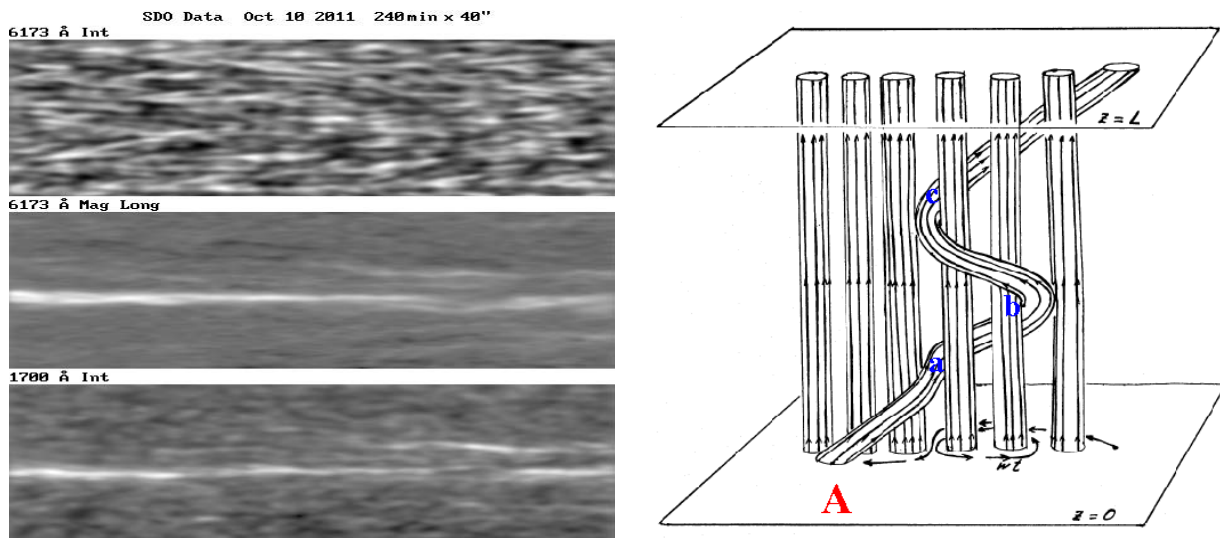
Στο επίπεδο της φωτόσφαιρας, οι μαγνητικοί σωλήνες ροής είναι σε συνεχή κίνηση, ως αποτέλεσμα των ρευμάτων μεταφοράς. Αυτό φαίνεται καλά στην μεσαία εικόνα του Σχήματος 8.39 αριστερά, όπου παρουσιάζεται η ένταση του φωτόσφαιρικού μαγνητικού πεδίου συναρτήσει της θέσης (κάθετος άξονας) και του χρόνου (οριζόντιος άξονας) σε μια τομή που διασχίζει ένα μαγνητικό στοιχείο. Αντίστοιχες τομές δίνονται για την ένταση της φωτόσφαιρας (επάνω αριστερά εικόνα) που δείχνει τις οριζόντιες κινήσεις του υλικού που σχετίζονται με την κοκκίαση και της έντασης της ακτινοβολίας στα 1700 Å που είναι ένα μέτρο της έκλυσης ενέργειας. Τέτοιες κινήσεις μπορεί να διεγείρουν κύματα, αλλά το πιο σημαντικό είναι ότι παραμορφώνουν το μαγνητικό πεδίο και αυξάνουν την ενέργειά του (βλ. και εδάφιο 5.8.2) και έτσι μπορούν να συσσωρευτεί η απαραίτητη για την θέρμανση ενέργεια.

Το μέτρο της ροής της ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας (άνυσμα Poynting) που σχετίζεται με τέτοιες κινήσεις είναι κατά προσέγγιση:

$$|F_P| \simeq \frac{1}{4\pi} B_z B_t w, \quad (8.16)$$

όπου  $B_z$  και  $B_t$  η κάθετη και η παράλληλη προς την φωτόσφαιρα συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου αντίστοιχα και  $w$  η παράλληλη ως προς την φωτόσφαιρα συνιστώσα της ταχύτητας. Αν θεωρήσουμε επίσης ότι  $B_z \simeq B_t$ , τότε για τυπικές τιμές του  $B_z$ , 10 G για τον ήρεμο ήλιο και 100 G για τα κέντρα δράσης, και  $w = 0.5$  km/s βρίσκουμε  $|F_P| \approx 4 \times 10^5 - 4 \times 10^7$  erg cm<sup>-2</sup> s<sup>-1</sup>, που καλύπτει τις ενεργειακές ανάγκες στο στέμμα όπως περιγράφηκαν στην προηγούμενη παράγραφο.

Η συσσώρευση μαγνητικής ενέργειας δεν μπορεί να συνεχιστεί χωρίς όριο και τελικά θα μετατραπεί σε θερμότητα, όπως συμβαίνει σε μεγαλύτερη κλίμακα στις εκλάμψεις (βλ. εδάφια 9.5.1 και 9.5.2). Ένα από τα πιο δημοφιλή μοντέλα για το πώς συμβαίνει αυτό είναι οι *ναυοεκλάμψεις* του Parker. Ας υποθέσουμε



**Σχήμα 8.39:** Αριστερά: Τομές θέσης (κάθετος άξονας) – χρόνου (οριζόντιος άξονας) που διασχίζουν ένα μαγνητικό στοιχείο το οποίο βρίσκεται στη μέση της τομής. Η επάνω εικόνα δείχνει την κοκκίαση, η μεσαία το μαγνητικό πεδίο και η κάτω την ένταση της ακτινοβολίας στα 1700Å. Το μήκος της τομής είναι 40'' και η χρονική διάρκεια 240 m (από δεδομένα του SDO). Δεξιά: Σκαρίφημα με κυλινδρικούς σωλήνες ροής μήκους  $L$  των οποίων τα φωτοσφαιρικά πόδια ( $z = 0$  και  $z = L$ ) υφίστανται τυχαίες κινήσεις (τροποποιημένο από Parker et al., 1983).

ότι έχουμε κυλινδρικούς μαγνητικούς σωλήνες ροής μήκους  $L$  με την κάθετη ως προς την φωτόσφαιρα συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου ίση με  $B$  (Σχήμα 8.39). Τυχαίες κινήσεις πλάσματος στα φωτοσφαιρικά πόδια των μαγνητικών σωλήνων ροής ( $z = 0$  και  $z = L$ ) με ταχύτητα  $w$  τα μετατοπίζουν σε χρονικό διάστημα  $t$  κατά μια μέση απόσταση  $wt$ . Συνεπώς δημιουργείται ένας κεκλιμένος μαγνητικός σωλήνας ροής (A) με μήκος  $\sim \sqrt{L^2 + (wt)^2}$  και με συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου παράλληλη προς την φωτόσφαιρα  $B_t$ :

$$B_t = \frac{Bwt}{L}. \quad (8.17)$$

Η γωνία ανάμεσα στο  $B$  και  $B_t$  είναι:

$$\tan \theta(t) \approx \frac{wt}{L}. \quad (8.18)$$

Από τις εξισώσεις (8.17) και (8.18) προκύπτει ότι το  $B_t$  και  $\theta$  αυξάνουν με τον χρόνο. Ο ρυθμός με τον οποίο οι φωτοσφαιρικές κινήσεις αυξάνουν την ενέργεια του μαγνητικού πεδίου του κεκλιμένου μαγνητικού σωλήνα ροής είναι

$$P = \frac{B_t B w}{4\pi} = \frac{B^2 w^2 t}{4\pi L} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}. \quad (8.19)$$

Για να φθάσουμε στην παραπάνω εξίσωση θεωρήσαμε ότι το έργο που εκτελούν στο μαγνητικό πεδίο στο στέμμα οι φωτοσφαιρικές κινήσεις αυξάνει την πυκνότητα της μαγνητικής ενέργειας στο στέμμα κατά  $\frac{B_t B}{4\pi}$  και κάναμε επίσης χρήση της εξίσωσης (8.17).

Αν θεωρήσουμε τώρα ότι μαγνητική ενέργεια συσσωρεύεται σε ένα μαγνητικό σωλήνα ροής μήκους  $L = 10^5 \text{ km}$  με τον παραπάνω τρόπο για  $t = 24$  ώρες, και για  $B = 100 \text{ G}$  και  $w = 0.5 \text{ km/s}$ , βρίσκουμε από την εξίσωση (8.19) ότι  $P \simeq 1.7 \times 10^7 \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ . Συνεπώς υπό την δράση των φωτοσφαιρικών κινήσεων συσσωρεύεται μαγνητική ενέργεια στο στέμμα που να ικανοποιεί τις ενεργειακές του απαιτήσεις εντός χρονικού διαστήματος μιας μέρας. Αυτή η συσσωρευμένη μαγνητική ενέργεια μπορεί κατόπιν να

απελευθερωθεί και να μετατραπεί σε θερμική ενέργεια κατά την διάρκεια βραχύβιων συμβάντων μαγνητικής επανασύνδεσης που λαμβάνουν χώρα σε φύλλα ρεύματος που αναπτύσσονται ανάμεσα στον κεκλιμένο μαγνητικό σωλήνα ροής και τους γείτονές του (π.χ., σημεία  $a, b, c$  στο σχήμα 8.39). Όπως προκύπτει από την εξίσωση 8.18 για  $t = 24$  ώρες,  $w = 0.5$  km/s και  $L = 10^5$  km η «κρίσιμη» τιμή της γωνίας  $\theta$  θα είναι  $\approx 14^\circ$ . Η ενέργεια που εκλύεται κατά την διάρκεια των παραπάνω συμβάντων είναι  $\approx 10^{24}$  erg, ή το  $\approx 10^{-9}$  της τυπικής ενέργειας μιας έκλαμψης. Για αυτό τον λόγο τα παραπάνω συμβάντα ονομάζονται και *νανοεκλάμψεις*. Τονίζεται εδώ, ότι σύμφωνα με το πρότυπο των νανοεκλάμψεων, στο εσωτερικό ενός στεμματικού βρόχου όπως παρατηρείται με τα τηλεσκόπια που προσφέρουν την καλύτερη χωρική διακριτική ικανότητα ( $\approx 0.5$  δευτερόλεπτα τόξου) πρέπει να λαμβάνουν χώρα μερικές δεκάδες μέχρι μερικές εκατοντάδες νανοεκλάμψεις για να διατηρηθεί μια τέτοια μακροσκοπική δομή.

Όπως είδαμε στο έκτο κεφάλαιο, για να έχουμε γρήγορη ρυθμό απελευθέρωσης της μαγνητικής ενέργειας, τα φύλλα ρεύματος πρέπει να είναι λεπτά. Αυτό μπορεί να επιτευχθεί με την ανάπτυξη ΜΥΔ κινήσεων μικρής κλίμακας (ΜΥΔ τύρβη, αντίστοιχη με το μικροστροβιλισμό που είδαμε στο εδάφιο 2.4.4) σε στεμματικούς βρόχους των οποίων τα φωτοσφαιρικά πόδια υφίστανται τυχαίες κινήσεις. Με την ΜΥΔ τύρβη έχουμε μεταφορά, χωρίς μετατροπή σε θερμότητα, της μαγνητικής ενέργειας από τις μεγάλες χωρικές κλίμακες (κοκκίαση,  $\approx 1000$  km) όπου αρχικά εκχέεται, σε αρκούντως μικρές κλίμακες (λεπτά φύλλα ρεύματος) όπου εκεί λαμβάνει χώρα η μετατροπή της σε θερμότητα με την μορφή μικροσκοπικών γεγονότων μαγνητικής επανασύνδεσης (νανοεκλάμψεις).

Το παραπάνω σενάριο είναι ενδιαφέρον και έχει ευρεία αποδοχή, όμως του λείπει η παρατηρησιακή επιβεβαίωση: αυτό αποδίδεται στις δυσκολίες άμεσης παρατήρησης, με τα υπάρχοντα όργανα, φαινομένων κλίμακας λίγων χιλιομέτρων που εμπλέκονται στις νανοεκλάμψεις.

## 8.12 Ασκήσεις

- Υπολογίστε την παράμετρο  $\beta$  του πλάσματος (δηλαδή το λόγο της πυκνότητας ενέργειας του πλάσματος προς την πυκνότητα ενέργειας του μαγνητικού πεδίου, εδάφιο 5.5) στη φωτόσφαιρα, στο στέμμα και στον ηλιακό άνεμο. Για την περίπτωση της φωτόσφαιρας, κάντε τον υπολογισμό τόσο για τον ήρεμο Ήλιο όσο και για τις κηλίδες. Για τους υπολογισμούς σας χρησιμοποιήστε τις τυπικές τιμές των παραμέτρων του πλάσματος και του μαγνητικού πεδίου οι οποίες καταγράφονται στα αντίστοιχα εδάφια του βιβλίου. Συζητήστε το αποτέλεσμα.
- Πόση είναι η διαφορά θερμοκρασίας ανάμεσα στους φωτοσφαιρικούς κόκκους και τα μεταξύ τους σκοτεινά διαστήματα αν ο λόγος των εντάσεών τους είναι 1.2 στα 5 000 Å;
- Αν η θερμοκρασία στη σκιά μιας κηλίδας είναι το 4 500 K, πόση θα είναι η ένταση της ακτινοβολίας της σε σχέση με την ένταση της φωτόσφαιρας στα 5 000 Å;
- Ποιο είναι το μέγιστο μαγνητικό πεδίο που μπορεί να βρίσκεται σε ισορροπία με το πλάσμα της φωτόσφαιρας αν η πίεση του αερίου είναι  $10^5$  dyn cm $^{-2}$ ; Πώς εξηγήτε το ότι υπάρχουν κηλίδες με μεγαλύτερο μαγνητικό πεδίο;
- (α) Υποθέστε ότι η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου είναι 400 km s $^{-1}$  και υπολογίστε την ακτινική και την αζιμουθιακή συνιστώσα του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου καθώς και τη γωνία ανάμεσα στο μαγνητικό πεδίο και την ακτινική διεύθυνση για αποστάσεις  $r = 0.5, 1.0$  και  $2.0$  AU. Θεωρείστε ότι η περιστροφή του Ήλιου γίνεται με γωνιακή ταχύτητα  $\Omega = 2.7 \times 10^{-6}$  rad s $^{-1}$ . Υποθέστε επίσης ότι η απόσταση στην οποία το ηλιακό μαγνητικό πεδίο γίνεται ακτινικό είναι  $3R_\odot$  και ότι στην απόσταση αυτή το μαγνητικό πεδίο είναι 1 G.  
(β) Σχεδιάστε τη ροή του ηλιακού ανέμου και τις δυναμικές γραμμές του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου ξεκινώντας από  $r = 3R_\odot$  και φτάνοντας σε  $r = 2$  AU.

6. (α) Προσομοιώστε το μαγνητικό πεδίο μιας κηλίδας με ένα δίπολο κάθετο στη φωτόσφαιρα, σε βάθος  $d$  και με μαγνητική ροπή τέτοια ώστε η μέγιστη ένταση του πεδίου να είναι ίση με  $B$  και το πεδίο να γίνεται οριζόντιο σε απόσταση  $a$  από το κέντρο της κηλίδας.
- (β) Για  $B = 2500$  G και  $a = 15'$  υπολογίστε στο επίπεδο της φωτόσφαιρας και σχεδιάστε συναρτήσει της απόστασης από το κέντρο της κηλίδας: (i) την ένταση του πεδίου, (ii) τις δυναμικές γραμμές και (iii) την κλίση τους ως προς τη φωτόσφαιρα.
7. Ποσοτικοποιήστε το μοντέλο κηλίδας της προηγούμενης άσκησης με  $B = 3000$  G και  $d = 15000$  km και υπολογίστε τη θερμοκρασία λαμπρότητας συναρτήσει του μήκους κύματος για γυρομαγνητική εκπομπή από τη δεύτερη και την τρίτη αρμονική στη φασματική περιοχή  $3\text{cm} < \lambda < 10\text{cm}$ . Υποθέστε ότι και οι δύο αρμονικές είναι οπτικά πυκνές. Ως μοντέλο της θερμοκρασίας συναρτήσει του ύψους χρησιμοποιήστε το αποτέλεσμα της άσκησης 3.1 για τη μεταβατική περιοχή.

### 8.13 Βιβλιογραφία

Τα αντίστοιχα κεφάλαια στα συγγράμματα:

**Zirin, H.:** 1966, *The Solar Atmosphere*, Waltham, Mass.: Blaisdell

**Durrant, C. J.:** 1988, *The atmosphere of the sun*, Bristol: Hilger, 1988

**Zirin, H.:** 1998, *The Astrophysics of the Sun*, Cambridge University Press

**Stix, M.:** 2002, *The Sun: An Introduction*, Springer-Verlag, ISBN: 978-3-642-62477-3

**Landi Degl' Innocenti, E.:** 2008, *Fisica solare*, Springer-Verlag, ISBN: 978-88-470-0677-5

**Balogh, A., Lanzerotti, L. J. & Suess, S. T.:** 2008, *The Heliosphere through the Solar Activity Cycle*, Springer, ISBN: 978-3-540-74301-9

**Πρέκα-Παπαδήμα, Π., Δανέζης Μ., Θεοδοσίου Σ. & Καργιολάκη, Δ.:** 2009, *Στα μονοπάτια του ήλιου*, Δίαυλος, Αθήνα, ISBN: 978-960-532-243-5

**Koskinen, H. & Vainio, R.:** 2011, *Lectures on Solar Physics: From the core to the heliopause*

**Foukal, P. V** 2013, *Solar Astrophysics* (3rd Edition), Wiley-VCH, Berlin, ISBN: 978-3-527-41103-0

Επίσης κεφάλαια από τα συγγράμματα:

**Bray, R. J., & Loughhead, R. E.:** 1974, *The Solar Chromosphere*, London: Chapman and Hall

**Athay, R. G.:** 1975, *The Solar Chromosphere and Corona: Quiet Sun*, D. Reidel Publishing Company, ISBN: 978-94-010-1717-6

**Bray, R. J., & Loughhead, R. E.:** 1979, *Sunspots* (2nd edition), Dover Publications

**Guillermier, P. & Koutchmy, S.:** 1999, *Total Eclipses: Science, Observations, Myths and Legends*, Springer, ISBN: 978-1-85233-160-3

**Aschwanden, M. J.:** 2005, *Physics of the Solar Corona*, Springer-Verlag, ISBN: 3-540-30765-6

**Bray, R. J., Cram, L. E., Durrant, C., & Loughhead, R. E.:** 2006, *Plasma Loops in the Solar Corona* (2nd edition), Cambridge University Press

**Bray, R. J., Loughhead, R. E., & Durrant, C. J.:** 2009, *The Solar Granulation* (3rd edition), Cambridge University Press

**Golub, L. & Pasachoff, J. M.:** 2009, *The Solar Corona*, Cambridge University Press, ISBN: 978-0-521-88201-9

**Thomas, J. H. & Weiss, N. O.:** 2012, *Sunspots and Starspots*, Cambridge University Press, ISBN: 978-1-107-41055-8

**Vial, J.-C. & Engvold, O.:** 2015, *Solar Prominences*, Springer, ISBN: 978-3-319-10415-7

**Meyer-Vernet, N.:** 2007, *Basics of the Solar Wind*, Cambridge University Press, ISBN: 978-0-521-81420-1

**Kivelson, M. G. & Russel, C. T. (eds):** 1995, *Introduction to Space Physics*, Cambridge Atmo-



spheric & Space Science, ISBN: 978-0521457149

**Kallenrode, M.-B.:** 2004, *An Introduction to Plasmas and Particles in the Heliosphere and Magnetospheres*, Springer, ISBN: 978-3540206170

Αναφορές που γίνονται στο κείμενο:

Alissandrakis, C. E., Tsiropoula, G., & Mein, P. 1999, *Magnetic Fields and Solar Processes*, 448, 217  
Alissandrakis, C. E., Tsiropoula, G., & Mein, P. 1998, in "Three-Dimensional Structure of Solar Active Regions", ASP Conf. Ser. Vol. 155, 49

Alissandrakis, C. E., Kundu, M. R., & Shevgaonkar, K. R. 1991, *Astron. Astrophys.*, 251, 276

Amari, T., Luciani, J. F., Aly, J. J., Mikic, Z., & Linker, J. 2003, *Astrophys. J.*, 595, 1231

Dudík, J., Aulanier, G., Schmieder, B., Bommier, V., & Roudier, T. 2008, *Solar Phys.*, 248, 29

Kallenrode, M.-B. 1998, *An Introduction to Plasmas and Particles in the Heliosphere and Magnetospheres*, XIII, 357 pp. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York, 170

Loucif, M. L., & Koutchmy, S. 1989, *Astron. Astrophys. Suppl.*, 77, 45

Loughhead, R. E., & Bray, R. J. 1958, *Australian Journal of Physics*, 11, 177

McComas, D. J., Elliott, H. A., Schwadron, N. A., et al. 2003, *Geophys. Res. Lett.*, 30, 1517

Mathew J. Owens and Robert J. Forsyth, "The Heliospheric Magnetic Field", *Living Rev. Solar Phys.*, 10 (2013), 5, doi:10.12942/lrsp-2013-5,

Parker, E. N. 1983, *Astrophys. J.*, 264, 642

Schardt, A. W., & Albert G. Opp in *Significant Achievements in Space Science, 1965*, NASA SP-136 (1967), p.42.

Shibasaki, K., Alissandrakis, C. E., & Pohjolainen, S. 2011, *Solar Phys.*, 273, 309

Jackiewicz, J., Gizon, L., & Birch, A. C. 2008, *Solar Phys.*, 251, 381



## Κεφάλαιο 9

# Εκρηκτικά φαινόμενα στην ηλιακή ατμόσφαιρα

### 9.1 Εισαγωγή

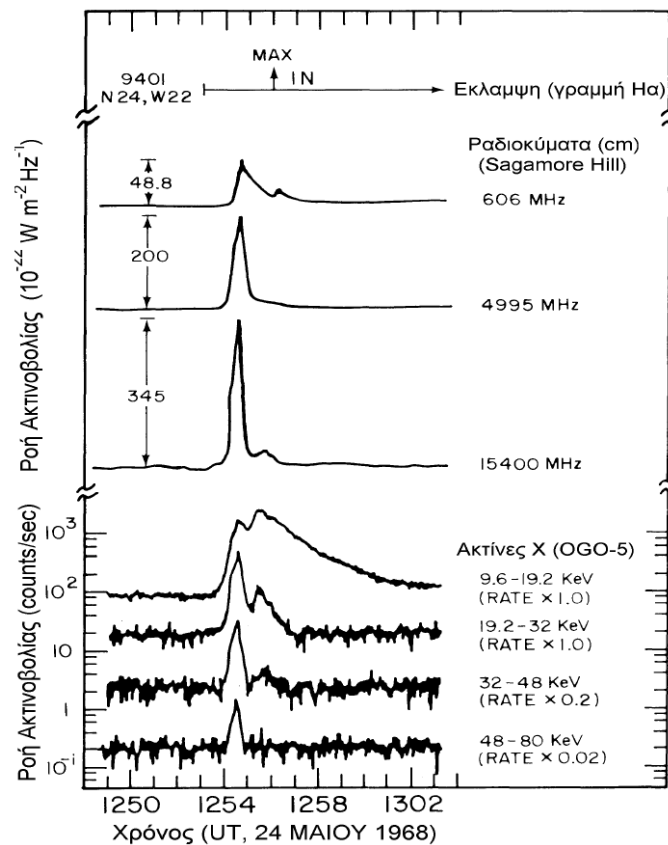
Στην ηλιακή ατμόσφαιρα συμβαίνουν κατά καιρούς παροδικά φαινόμενα κατά τα οποία απελευθερώνονται μεγάλα ποσά ενέργειας σε χρονικά διαστήματα πολύ μικρότερα από τις χρονικές κλίμακες των φαινομένων που εξετάσαμε στα κεφάλαια 3 και 8. Τα σπουδαιότερα από τα φαινόμενα αυτά ως προς το ενεργειακό τους περιεχόμενο είναι οι εκλάμψεις και οι εκτοξεύσεις στεμματικού υλικού (coronal mass ejections). Πρόκειται για φαινόμενα κατά τα οποία μέσα σε χρονικό διάστημα από λίγα λεπτά μέχρι μερικές ώρες απελευθερώνονται ποσά ενέργειας που μπορεί να φτάσουν τα  $10^{32}$  erg.

Η ενέργεια που απελευθερώνεται εμφανίζεται με διάφορες μορφές: στις εκλάμψεις γίνεται αντιληπτή κυρίως από την απότομη αύξηση της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας ενώ στις CMEs κυρίως από την οργανωμένη κίνηση υλικού προς το μεσοπλανητικό χώρο. Τόσο κατά τις εκλάμψεις όσο και κατά τις CMEs είναι δυνατό να αναπτυχθούν χρουστικά κύματα και να επιταχυνθούν φορτισμένα σωματίδια.

Οι επιπτώσεις των μεγάλων ηλιακών εκρηκτικών φαινομένων δεν περιορίζονται στην ηλιακή ατμόσφαιρα. Η κίνηση υλικού με μεγάλη ταχύτητα στο μεσοπλανητικό χώρο είναι δυνατό να διαταράξει τα χαρακτηριστικά της ροής του ηλιακού ανέμου και του μαγνητικού πεδίου που αυτός μεταφέρει (βλέπε κεφάλαιο 11), κάτι που υπό προϋποθέσεις (όπως θα δούμε στο κεφάλαιο 12) μπορεί να έχει σημαντικές επιπτώσεις στη γήινη μαγνητόσφαιρα. Σημαντικές επιπτώσεις στη μαγνητόσφαιρα αλλά και στα ανώτερα στρώματα της γήινης ατμόσφαιρας μπορούν να υπάρξουν λόγω των σωματιδίων που επιταχύνονται στις εκλάμψεις και τις CMEs καθώς και λόγω του ότι στις εκλάμψεις εκπέμπεται σημαντική ακτινοβολία στο υπεριώδες και τις ακτίνες X.

Γίνεται επομένως φανερό ότι η μελέτη των εκλάμψεων και των CMEs αφενός γεφυρώνει την ηλιακή με τη διαστημική φυσική και αφετέρου εισχωρεί στην πρόγνωση του “καιρού” του διαστημικού χώρου. Τις τελευταίες δεκαετίες χρησιμοποιείται ευρύτατα ο όρος *διαστημικός καιρός* (space weather) για να δηλωθεί η επίδραση που ασκούν τα φαινόμενα που συμβαίνουν στον Ήλιο τόσο στο μεσοπλανητικό χώρο όσο και στην ίδια τη Γη και τη γειτονιά της.

Στο κεφάλαιο αυτό θα μελετήσουμε πρώτα τις παρατηρησιακές εκδηλώσεις των εκλάμψεων και των CMEs. Κατόπιν θα εξετάσουμε την προέλευσή τους δίνοντας έμφαση στο ρόλο του μαγνητικού πεδίου και θα τονίσουμε ότι τα δύο φαινόμενα σχετίζονται στενά μεταξύ τους χωρίς να προκαλεί το ένα το άλλο.



**Σχήμα 9.1:** Εκπομπή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας από ηλιακή έκλαμψη σε διάφορες περιοχές του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος. Το επάνω διάγραμμα δείχνει σχηματικά τη διάρκεια και το μέγιστο της έκλαμψης από παρατηρήσεις στη γραμμή H $\alpha$ , ενώ τα άλλα δείχνουν τη ροή της ακτινοβολίας συναρτήσει του χρόνου στα εκατοστομετρικά ραδιοκύματα και τις ακτίνες X.

## 9.2 Οι εκλάμψεις και οι παρατηρησιακές εκδηλώσεις τους

Με τον όρο *ηλιακή έκλαμψη* (flare) εννοούμε την καταστροφική έκλυση ενέργειας η οποία γίνεται σε μικρές χρονικές κλίμακες. Οι κύριες εκδηλώσεις των εκλάμψεων παρουσιάζονται στη χρωμόσφαιρα και τα ψηλότερα στρώματα της ηλιακής ατμόσφαιρας. Η ενέργεια που εκλύεται εμφανίζεται με διάφορες μορφές: αύξηση της θερμοκρασίας του πλάσματος, επιτάχυνση ηλεκτρονίων και ιόντων, κρουστικά κύματα και εκτόξευση υλικού (η χωρική κλίμακα της εκτόξευσης υλικού είναι πολύ μικρότερη από την αντίστοιχη των CMEs, βλ. εδάφιο 9.3). Ένα μέρος της ενέργειας που εκλύεται προκαλεί απότομη αύξηση της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας. Η ακτινοβολία αυτή εκτείνεται σε όλο σχεδόν το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα, από τα ραδιοκύματα μέχρι τις ακτίνες  $\gamma$  (βλέπε Σχήμα 9.1).

Η ενέργεια που απελευθερώνεται σε μια τυπική έκλαμψη είναι της τάξης των  $10^{29} - 10^{32}$  erg. Η διάρκεια της είναι από λίγα λεπτά μέχρι μερικές ώρες και ο ρυθμός έκλυσης ενέργειας περίπου  $10^{29}$  erg/s. Ο ρυθμός αυτός είναι ένα μικρό κλάσμα της συνολικής ενέργειας που εκπέμπει ο Ήλιος ( $3.9 \times 10^{33}$  erg/sec), όμως το γεγονός ότι ένα μέρος της είναι στο υπεριώδες και τις ακτίνες X και ένα άλλο μέρος επιταχύνει σωματίδια έχει σημαντικές επιπτώσεις στη μαγνητόσφαιρα και την ανώτερη ατμόσφαιρα της Γης.

Η ταξινόμηση των εκλάμψεων γίνεται συνήθως με βάση τη ροή τους στις ακτίνες X (1-8 Å), όπως αυτή μετράται από τους δορυφόρους GOES (Geostationary Orbiting Environmental Satellites). Έτσι οι εκλάμψεις χαρακτηρίζονται ως τάξης X, M, C, B και A, με την τάξη X να αντιστοιχεί σε μέτρηση ροής από το GOES από  $10^{-4}$  W m $^{-2}$  και πάνω και τις επόμενες τάξεις να αντιστοιχούν σε ροή δέκα φορές

**Πίνακας 9.1:** Ταξινόμηση εκλάμψεων σύμφωνα με τη ροή στις ακτίνες X και την επιφάνειά τους στην Ηα

|     | Τάξη GOES Ροή (1-8 Å) | Τάξη Ηα | Επιφάνεια εκπομπής Ηα<br>(τετραγωνικές μοίρες) |
|-----|-----------------------|---------|--|
|     | $W m^{-2}$            |         |  |
| X10 | $10^{-3}$             | 4       | 24.7   |
| X   | $10^{-4}$             | 3       | 12.4   |
| M   | $10^{-5}$             | 2       | 5.1  |
| C   | $10^{-6}$             | 1       | 2.0  |
| B   | $10^{-7}$             | S       | < 2.0  |
| A   | < $10^{-7}$           | S       | < 2.0  |

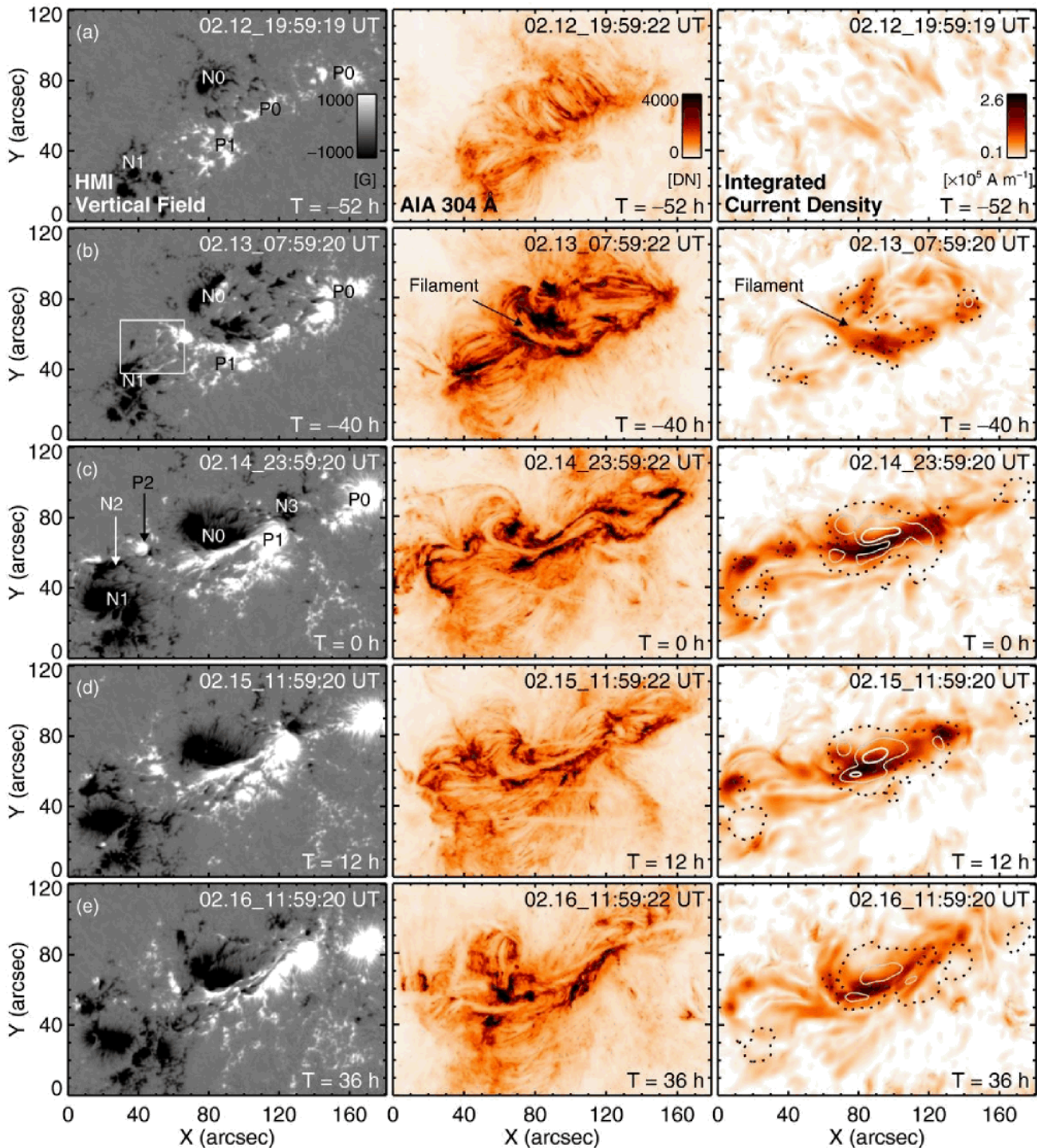
μικρότερη κάθε φορά (βλέπε πίνακα 9.1). Επίσης χρησιμοποιείται ακόμα και η παλαιότερη ταξινόμηση η οποία στηρίζεται στην επιφάνεια της έκλαμψης σε εικόνες στη χρωμοσφαιρική γραμμή Ηα (βλέπε πίνακα 9.1)

### 9.2.1 Περιοχές εμφάνισης των εκλάμψεων

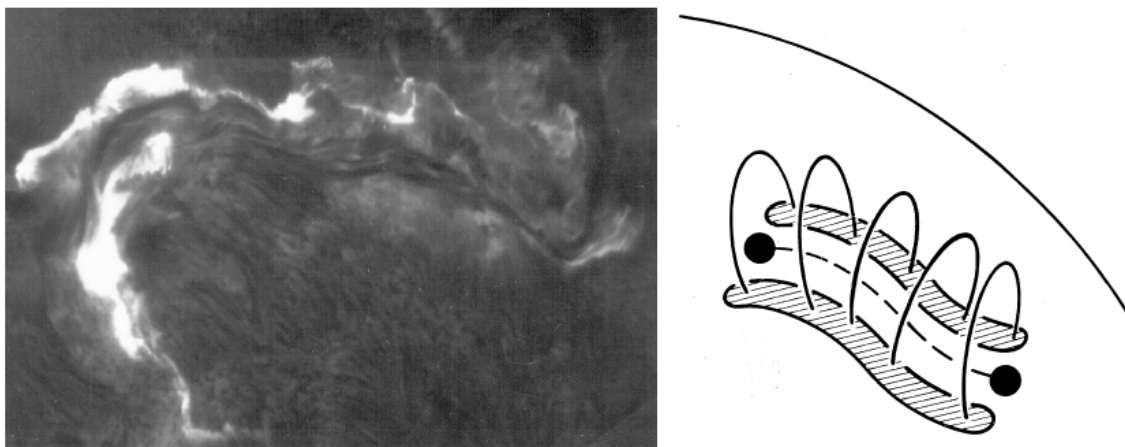
Οι κύριες παρατηρησιακές εκδηλώσεις των εκλάμψεων εμφανίζονται στο στέμμα και τη χρωμόσφαιρα. Μόνο πολύ μεγάλες εκλάμψεις μπορούν να παρατηρηθούν στο φωτοσφαιρικό λευκό φως.

Οι εκλάμψεις εμφανίζονται συνήθως, αλλά όχι αποκλειστικά, στα κέντρα δράσης κοντά σε περιοχές όπου η βαθμίδα του φωτοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου είναι μεγάλη. Τέτοιες περιοχές σε ένα κέντρο δράσης είναι, για παράδειγμα, αυτές όπου αναστρέφεται η πολικότητα της κάθετης συνιστώσας του φωτοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου (ουδέτερες γραμμές). Όσο μεγαλύτερη είναι η πολυπλοκότητα του φωτοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου ενός κέντρου δράσης, τόσο πιο πιθανό είναι να συμβεί έκλαμψη. Έτσι, οι μεγάλες εκλάμψεις εμφανίζονται κοντά σε κηλίδες οι οποίες έχουν δύο σκιάς αντίθετης πολικότητας μέσα σε μία παρασπία. Ο ρυθμός εμφάνισης εκλάμψεων σε ένα κέντρο δράσης γενικά ακολουθεί την εξέλιξη του κέντρου δράσης. Για παράδειγμα, όταν στο κέντρο δράσης αναδύεται νέα μαγνητική ροή, η πιθανότητα να συμβεί έκλαμψη μεγαλώνει, ειδικά όταν η πολικότητα της αναδύομενης ροής είναι αντίθετη με την πολικότητα του προϋπάρχοντος μαγνητικού πεδίου. Από την άλλη μεριά, όταν το κέντρο δράσης βρίσκεται στη φάση της διάλυσης η πιθανότητα να συμβούν εκλάμψεις μικραίνει.

Ένα παράδειγμα κέντρου δράσης το οποίο παρουσίασε έντονη εκρηκτική δραστηριότητα φαίνεται στο Σχήμα 9.2. Τα μαγνητογραφήματα της διαμήκους συνιστώσας του φωτοσφαιρικού πεδίου (αριστερή στήλη του σχήματος) αναδεικνύουν την ανάδυση μαγνητικής ροής καθώς και την πολυπλοκότητα του μαγνητικού πεδίου. Η βαθμίδα του μαγνητικού πεδίου εμφανίζεται μεγάλη σε διάφορες περιοχές του κέντρου δράσης όπου περιοχές με θετική μαγνητική πολικότητα (δομές με άσπρο χρώμα) βρίσκονται κοντά σε περιοχές με αρνητική μαγνητική πολικότητα (δομές με μαύρο χρώμα). Αξιοσημείωτη είναι επίσης και η εμφάνιση των βρόχων (μεσαία στήλη του σχήματος). Στην αρχή οι περισσότεροι βρόχοι έχουν σχήμα που είναι σχεδόν κάθετο στις ουδέτερες γραμμές, κάτι που σταδιακά αλλάζει. Αυτό δείχνει παραμόρφωση των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου λόγω ηλεκτρικών ρευμάτων που είναι παράλληλα στις δυναμικές γραμμές (βλ. και Σχήμα 5.11 δεξιά). Σε ένα μαγνητικό βρόχο όταν δεν υπάρχουν ρεύματα οι δυναμικές γραμμές είναι σχεδόν παράλληλες με τον άξονα του βρόχου. Η ύπαρξη όμως ρευμάτων εισάγει στο μαγνητικό πεδίο μια αζιμουθιακή συνιστώσα που προκαλεί στροφή των δυναμικών γραμμών. Η δεξιά στήλη του σχήματος 9.2 η οποία παρουσιάζει την ολοκληρωμένη πυκνότητα ροής του ηλεκτρικού ρεύματος από τη φωτόσφαιρα μέχρι ύψος 10 Mm επιβεβαιώνει αυτή την ερμηνεία.



**Σχήμα 9.2:** Στιγμιότυπα της εξέλιξης ενός κέντρου δράσης. Παρουσιάζονται φωτοσφαιρικά μαγνητογραφήματα της διαμήκουσ συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου (αριστερή στήλη) και οι αντίστοιχες, σχεδόν ταυτόχρονες, εικόνες στα 304 Å (γραμμή του He II). Η δεξιά στήλη δίνει τον υπολογισμό της ολοκληρωμένης πυκνότητας ηλεκτρικού ρεύματος από τη φωτόσφαιρα μέχρι ύψος 10 Mm, όπως προέκυψε από υπολογισμούς του μαγνητικού πεδίου υπό την υπόθεση της μη γραμμικής λύσης χωρίς δυνάμεις (από Hoeksema et al., 2015).



**Σχήμα 9.3:** Αριστερά: έκλαμψη με δύο φωτεινές ταινίες όπως καταγράφηκε στη χρωμοσφαιρική γραμμή Ηα (φωτογραφία KA, αστεροσκοπείο Pic du Midi). Δεξιά: σχηματική αναπαράσταση έκλαμψης με την ουδέτερη γραμμή και τις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου.

## 9.2.2 Ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία των εκλάμψεων

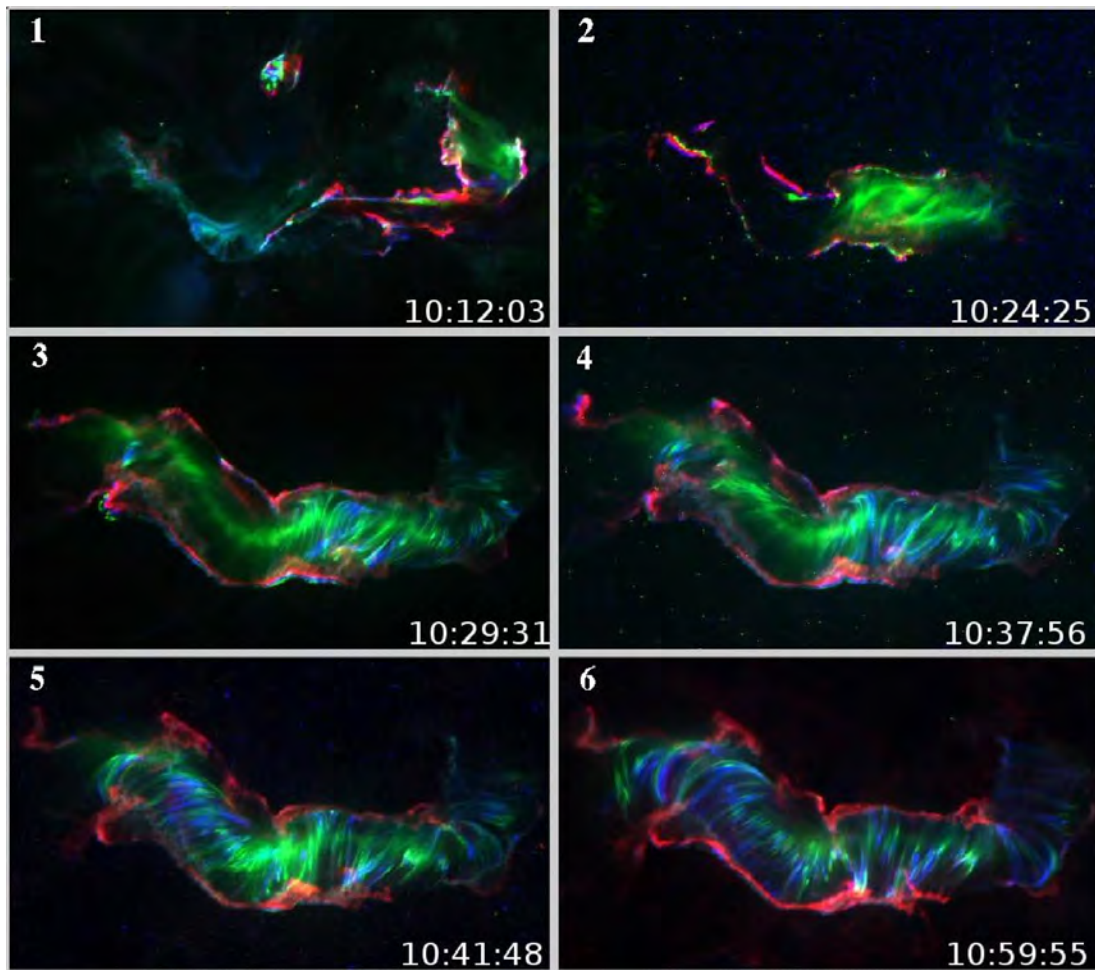
Η φαινομενολογία των εκλάμψεων είναι πολύ πλούσια με ιδιαίτερα χαρακτηριστικά σε κάθε περιοχή του φάσματος και ιδιομορφίες σε κάθε έκλαμψη. Θα περιοριστούμε εδώ σε περιγραφή των κυριότερων φαινομένων που παρατηρούνται σχετικά κοντά στην περιοχή που ελευθερώνεται η ενέργεια. Εκπομπή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας μπορούμε να έχουμε από πλάσμα που έχει θερμανθεί στη διάρκεια της έκλαμψης (θερμική εκπομπή) ή από σώματα που έχουν επιταχυνθεί λόγω της έκλαμψης (μη θερμική εκπομπή). Τα δύο αυτά είδη εκπομπής έχουν διαφορετικά παρατηρησιακά χαρακτηριστικά, όπως θα δούμε στη συνέχεια.

### 9.2.2.1 Θερμικές εκπομπές

Η κλασική μορφή της έκλαμψης στη χρωμόσφαιρα είναι εκείνη των δύο λαμπρών ταινιών (two ribbon flare) στη γραμμή Ηα, όπως φαίνεται στο Σχήμα 9.3 αριστερά. Στην [ταινία 9.1](#) παρουσιάζεται η εξέλιξη μιας τέτοιας έκλαμψης από παρατηρήσεις του Αστεροσκοπείου της Λάρισας, ενώ στην [ταινία 9.2](#) παρουσιάζεται η εξέλιξη μιας άλλης έκλαμψης από παρατηρήσεις στη γραμμή Η του Ca II με το όργανο SOT της διαστημικής αποστολής Hinode. Λαμπρές ταινίες, εκτός από τη χρωμόσφαιρα, μπορούν να εμφανιστούν και σε εκπομπές σε άλλα μήκη κύματος, π.χ. στο υπεριώδες και τις μαλακές ακτίνες X (Σχήμα 9.4 και [ταινία 9.3](#)). Οι δύο λαμπρές ταινίες βρίσκονται πάντοτε σε περιοχές που έχουν αντίθετη μαγνητική πολικότητα, δηλαδή βρίσκονται εκατέρωθεν της ουδέτερης γραμμής του μαγνητικού πεδίου (Σχήμα 9.3 δεξιά). Κατά τη διάρκεια της έκλαμψης, οι ταινίες απομακρύνονται η μία από την άλλη όπως φαίνεται και στο Σχήμα 9.4.

Στο ύψος της μεταβατικής περιοχής και του στέμματος οι παρατηρήσεις στο μακρινό υπεριώδες και στις μαλακές ακτίνες X δείχνουν την ύπαρξη βρόχων μεγάλης πυκνότητας και θερμοκρασίας που ιχνογραφούν τις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου και συνδέουν τις λαμπρές ταινίες (Σχήμα 9.4 και [ταινία 9.3](#)). Τέτοιοι βρόχοι εμφανίζονται και σε παρατηρήσεις σε χρωμοσφαιρικές γραμμές ([ταινία 9.1](#)), δεν είναι όμως τόσο ευδιάκριτοι όσο στις ακτίνες X παρά μόνον κοντά στο χείλος και όταν προβάλλονται πέρα από τα όρια του ηλιακού δίσκου, οπότε ονομάζονται βροχοειδείς προεξοχές (loop prominences).

Η εκπομπή στις χρωμοσφαιρικές φασματικές γραμμές, στο υπεριώδες και τις μαλακές ακτίνες ( $\lambda < 1 \text{ \AA}$ ) είναι αποτέλεσμα της θέρμανσης του πλάσματος σε θερμοκρασίες που ξεπερνούν τους  $10^7 \text{ K}$ . Η μεταβολή του μορφολογίας των βρόχων στο Σχήμα 9.4 είναι αξιοσημείωτη. Στην αρχή οι βρόχοι σχηματίζουν σχετικά μικρή γωνία με τις λαμπρές ταινίες (επομένως και με την ουδέτερη γραμμή) κάτι που αλλάζει με την πάροδο



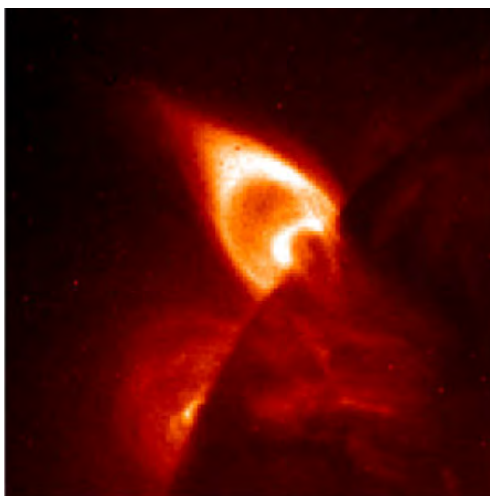
**Σχήμα 9.4:** Παρατηρήσεις έκλαμψης τάξης X5.7 από το διαστημικό τηλεσκόπιο TRACE. Τα στιγμιότυπα που παρουσιάζονται αποτελούν συνθετική αναπαράσταση της εκπομπής της έκλαμψης στα  $1600 \text{ \AA}$  (κόκκινο χρώμα), στα  $171 \text{ \AA}$  (μπλε) και στα  $195 \text{ \AA}$  (πράσινο). Οι αναγραφόμενοι χρόνοι αντιστοιχούν στις παρατηρήσεις στα  $171 \text{ \AA}$ . Η ίδια έκλαμψη παρουσιάζεται στη ταινία 9.3, στα  $171 \text{ \AA}$  (εικόνες από το αρχείο του TRACE).

του χρόνου αφού στα τελευταία στάδια του φαινομένου οι βρόχοι εμφανίζονται ως τόξα με διεύθυνση περίπου κάθετη στις λαμπρές ταινίες (επομένως και στην ουδέτερη γραμμή, βλέπε και το δεξιό σχίτσο του σχήματος 9.3). Έτσι οι δυναμικές γραμμές του πεδίου ξεκινούν από μία ταινία και καταλήγουν στην άλλη, με διεύθυνση κάθετη προς τη διεύθυνση της ουδέτερης γραμμής αν δεν υπάρχουν ηλεκτρικά ρεύματα ή με διεύθυνση όχι κάθετη αν υπάρχουν ρεύματα. Η μεταβολή αυτή, σύμφωνα με την προηγούμενη συζήτηση, υποδηλώνει ότι στα μεταγενέστερα στάδια του φαινομένου τα ηλεκτρικά ρεύματα έχουν μειωθεί.

Σε εικόνες εκλάμψεων μακράς διάρκειας στις μαλακές ακτίνες X είναι συχνή η εμφάνιση μορφολογίας αιχμής (cusp) στην κορυφή των βρόχων μετά το μέγιστο της έκλαμψης. Ένα παράδειγμα δίνεται στο Σχήμα 9.5. Έχει παρατηρηθεί ότι το ύψος τέτοιων σχηματισμών αυξάνει σταδιακά με το χρόνο σε γενική αντιστοιχία με την απομάκρυνση της μιας λαμπρής ταινίας από την άλλη. Οι παρατηρήσεις αυτές είναι συμβατές με γεωμετρία ουδέτερου σημείου X στο οποίο γίνεται μαγνητική επανασύνδεση και το ύψος του αυξάνει με το χρόνο (βλ. εδάφιο 9.5.3). Από την άλλη μεριά σημειώνουμε ότι ταυτόχρονα, άλλοι βρόχοι πιο χαμηλοί ψύχονται και συρρικνώνονται.

Πέρα από τις εκλάμψεις με δύο ταινίες που περιγράψαμε, στον ήλιο συμβαίνουν πολυάριθμα επεισόδια έκλυσης ενέργειας μικρότερης κλίμακας. Δύο παραδείγματα παρουσιάζονται στις ταινίες 9.4 και 9.5, όπου





**Σχήμα 9.5:** Μεγάλος σχηματισμός βρόχων με μορφολογία ακίδας στην κορυφή τους παρατηρημένος στις μαλακές ακτίνες X μετά το μέγιστο μιας έκλαμψης μακράς διάρκειας (παρατήρηση από τη διαστημική αποστολή *Yohkoh*).

παρουσιάζονται παρατηρήσεις από το όργανο AIA/SDO που δείχνουν την εμπλοκή μεμονωμένων βρόχων που θερμαίνονται σε υψηλές θερμοκρασίες και στη συνέχεια ψύχονται. Τέτοια φαινόμενα συχνά αναφέρονται ως *μικροεκλάμψεις* (*microflares*) και δεν θα πρέπει να συγχέονται με τις *νανοεκλάμψεις* που συζητήσαμε στο εδάφιο 8.11, οι οποίες είναι πολύ μικρότερης κλίμακας.

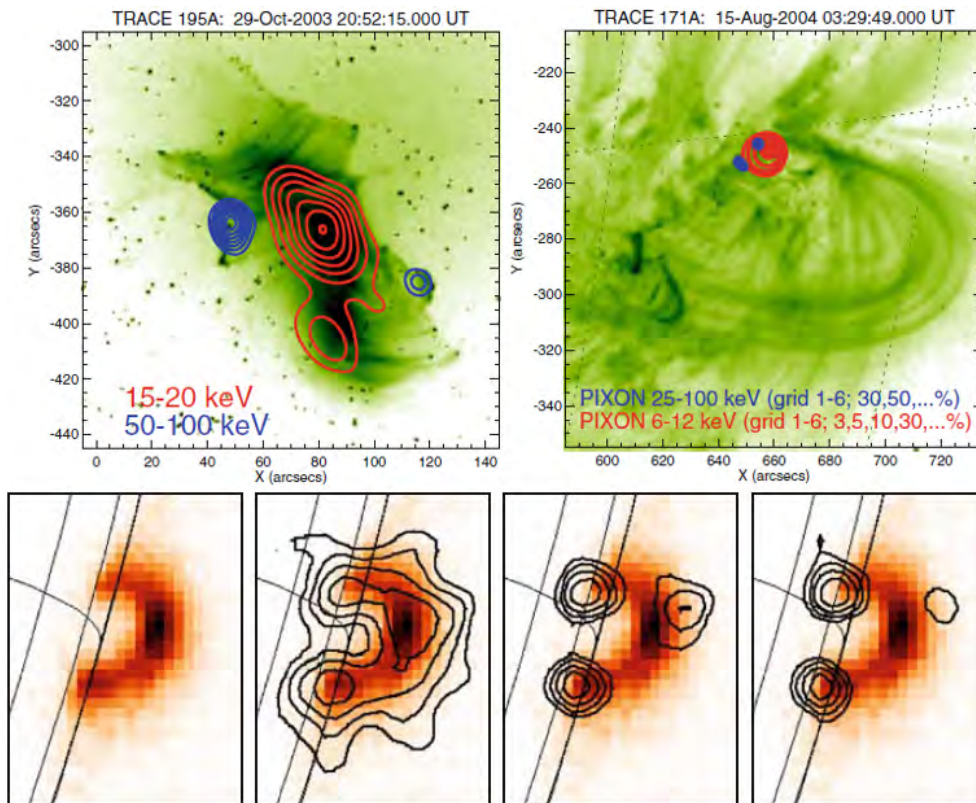
### 9.2.2.2 Μη θερμικές εκπομπές

Πέρα από τα θερμικά φαινόμενα έχουμε και μη θερμικά. Οι αστάθειες του πλάσματος που προκαλούν τις εκλάμψεις επιταχύνουν ηλεκτρόνια σε ενέργειες μεγαλύτερες από 100 keV (περίπου 0.3 της ταχύτητας του φωτός). Τα ηλεκτρόνια που κινούνται υπό μικρή γωνία ως προς τις δυναμικές γραμμές διαφεύγουν από την παγίδα του βρόχου (βλέπε τη συζήτηση στο εδάφιο 5.3.3) προς τη χρωμόσφαιρα. Εκεί επιβραδύνονται από συγκρούσεις με το ψυχρό, πυκνό υλικό. Το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειάς τους θερμαίνει το χρωμοσφαιρικό πλάσμα, όμως ένα ποσοστό εκπέμπεται στην περιοχή των σκληρών ακτίνων X ( $E > 10$  keV) μέσω του μηχανισμού πέδης (ελεύθερες-ελεύθερες μεταπτώσεις, βλ. εδάφιο 2.3.2). Κατά συνέπεια, η μη θερμική εκπομπή στις σκληρές ακτίνες X εμφανίζεται κυρίως πάνω στις λαμπρές ταινίες της έκλαμψης, στα πόδια των βρόχων (βλέπε Σχήμα 9.6, πάνω).

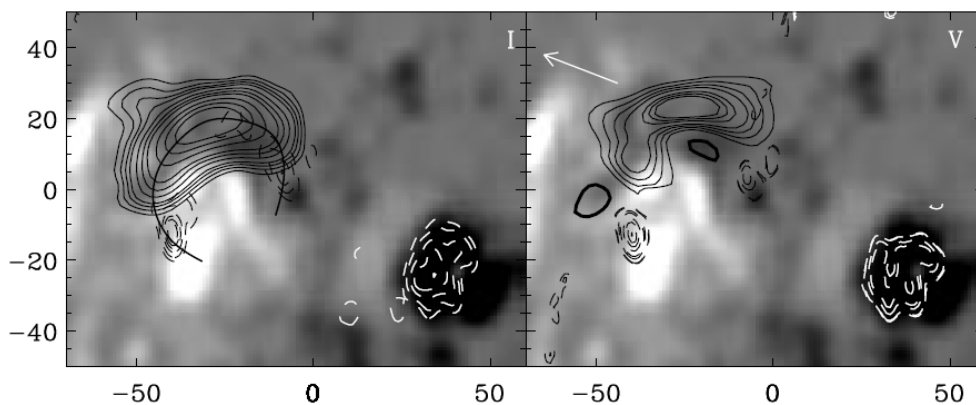
Εδώ πρέπει να σημειωθεί ότι έχει παρατηρηθεί ένας μικρός αριθμός εκλάμψεων όπου υπάρχει μη θερμική εκπομπή στις σκληρές ακτίνες X και *πάνω* από τους βρόχους έκλαμψης όπως αυτοί ιχνογραφούνται στις μαλακές ακτίνες X (βλέπε Σχήμα 9.6, κάτω). Η πιο δημοφιλής ερμηνεία αυτού του φαινομένου είναι ότι η επιτάχυνση των ηλεκτρονίων λαμβάνει χώρα όχι μέσα στο βρόχο έκλαμψης αλλά πάνω από αυτόν σε συμφωνία με το τυπικό μοντέλο εκλάμψεων-CMEs (βλ. εδάφιο 9.5.3). Επισημαίνουμε πάντως ότι λίγα τέτοια φαινόμενα έχουν παρατηρηθεί.

Στις πολύ ισχυρές εκλάμψεις επιταχύνονται επίσης ιόντα σε ταχύτητες 0.8-0.9 της ταχύτητας του φωτός (ενέργειες πάνω από 1 MeV) τα οποία διεισδύουν μέχρι τη φωτόσφαιρα και παράγουν ακτίνες γάμμα. Επίσης θερμαίνουν τη φωτόσφαιρα, με αποτέλεσμα την εκπομπή ακτινοβολίας και στο λευκό φως.

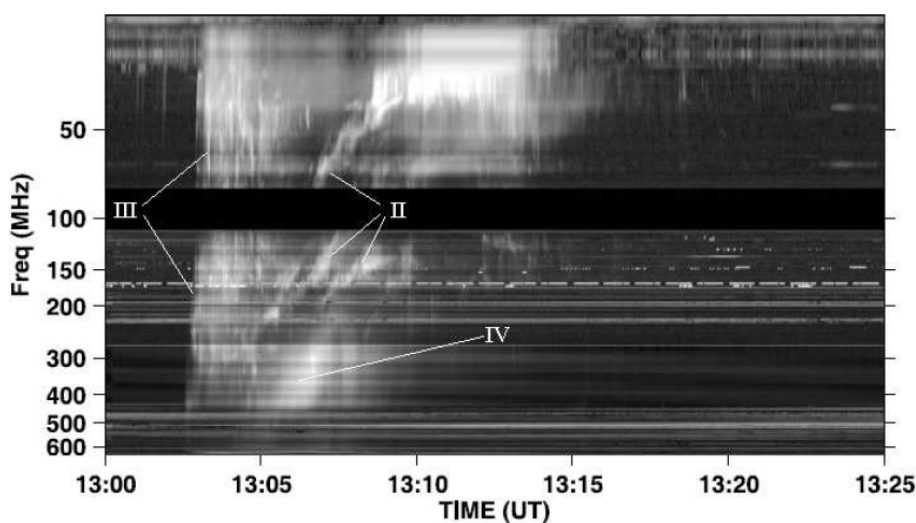
Τα ηλεκτρόνια με μεγαλύτερες γωνίες ανάμεσα στην ταχύτητά τους και το μαγνητικό πεδίο παγιδεύονται στο μαγνητικό βρόχο (βλέπε τη συζήτηση στο εδάφιο 5.3.3) και, καθώς στροβιλίζονται γύρω από τις δυναμικές γραμμές, εκπέμπουν ακτινοβολία στα εκατοστομετρικά ραδιοκύματα μέσω του μηχανισμού γυροσύγχροτρον (εδάφιο 2.3.4). Στο Σχήμα 9.7 παρουσιάζονται παρατηρήσεις μιας τέτοιας *ραδιοέξαρσης*



**Σχήμα 9.6:** Επάνω σειρά: δύο παραδείγματα εκπομπής εκλάμψεων στις σκληρές ακτίνες X (από το διαστημικό όργανο RHESSI). Η θερμική εκπομπή παρουσιάζεται με κόκκινες ισόφωτες και η μη θερμική εκπομπή με μπλε. Οι πράσινες εικόνες δίνουν την εκπομπή στο μακρινό υπεριώδες (από τη διαστημική αποστολή TRACE). Κάτω σειρά: εικόνες στις σκληρές και μαλακές ακτίνες X μιας έκλαμψης (από τη διαστημική αποστολή Yohkoh). Η αριστερή εικόνα δείχνει την εκπομπή στις μαλακές ακτίνες X, ενώ οι άλλες δείχνουν την εικόνα των μαλακών ακτίνων X μαζί με ισόφωτες της εκπομπής στις σκληρές ακτίνες X (14-23, 23-33 και 33-53 keV).



**Σχήμα 9.7:** Ισόφωτες έκλαμψης στα 5 και τα 15 GHz (παρατηρήσεις από το VLA) σχεδιασμένες πάνω σε μαγνητογράφημα, σε ολική ένταση (αριστερά) και κυκλική πόλωση (δεξιά). Οι συνεχείς γραμμές δείχνουν την εκπομπή στα 5 GHz και οι διακεκομμένες στα 15 GHz. Οι χοντρές καμπύλες αντιστοιχούν σε θετικές θερμοκρασίες λαμπρότητας. Οι άσπρες διακεκομμένες καμπύλες αντιστοιχούν στη γυρομαγνητική εκπομπή από την κηλίδα στα 15 GHz η οποία δεν έχει σχέση με την έκλαμψη. Το βέλος δείχνει τη διεύθυνση του χείλους (από Nindos et al., 2000).



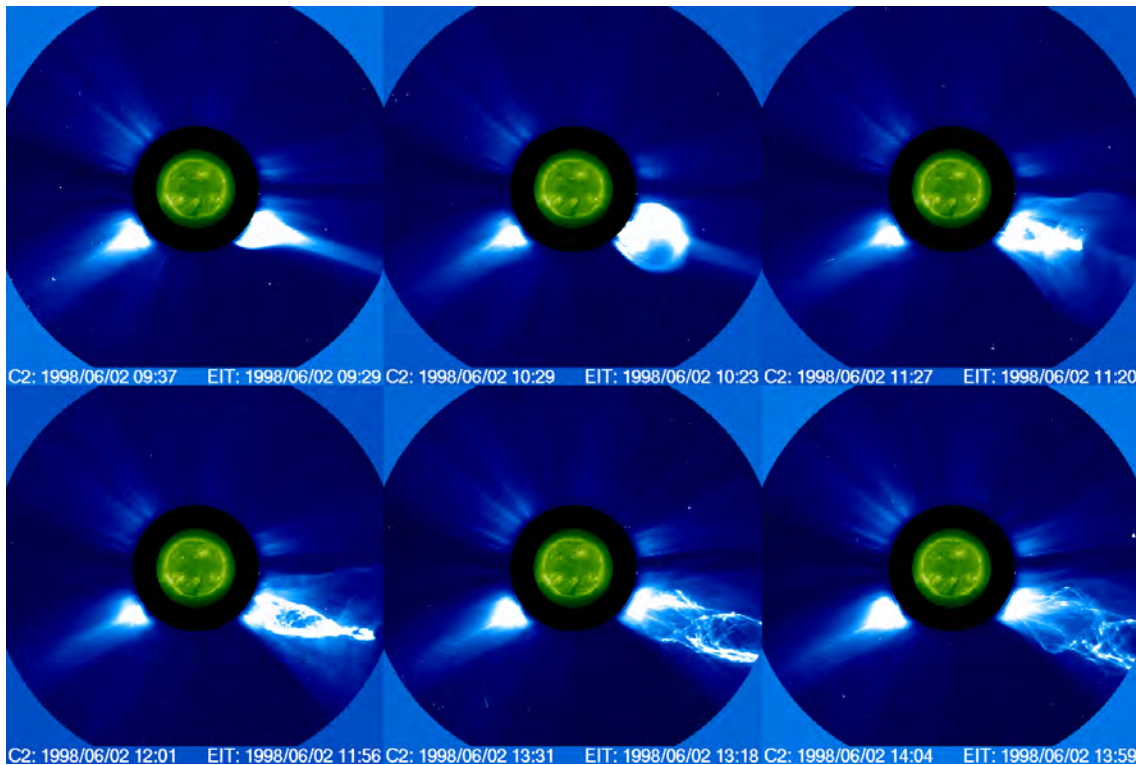
**Σχήμα 9.8:** Ροή της ακτινοβολίας συναρτήσει του χρόνου και της συχνότητας (δυναμικό φάσμα) για το φαινόμενο της 23ης Απριλίου 2003. Παρατηρήσεις από το ραδιοτηλεσκόπιο ARTEMIS-IV που βρίσκεται στις Θερμοπύλες.

(radio burst). Τελικά μέσω συγκρούσεων Coulomb ή αλληλεπιδράσεων με κύματα τα ηλεκτρόνια αυτά θα οδηγηθούν στον κώνο απώλειας (βλ. εδάφιο 5.3.3), παράγοντας πρόσθετη εκπομπή στις σκληρές ακτίνες X.

Υπάρχουν επίσης και ηλεκτρόνια που επιταχύνονται έξω από τους κλειστούς βρόχους σε ανοιχτές δυναμικές γραμμές. Αυτά σχηματίζουν δέσμες και κατευθύνονται σε μεγάλα ύψη μέσα στο στέμμα και τον ηλιακό άνεμο μέχρι την απόσταση της Γης και ακόμα πιο πέρα. Οι δέσμες αυτές διεγείρουν κύματα πλάσματος τα οποία παράγουν ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία τύπου III στα μετρικά και δεκαμετρικά ραδιοκύματα (βλ. εδάφιο 2.3.5). Ένα παράδειγμα εκπομπής τύπου III φαίνεται στο δυναμικό φάσμα του Σχήματος 9.8. Στο ίδιο σχήμα φαίνονται επίσης εκπομπές στενού φασματικού εύρους με λιγότερο απότομη κλίση από τις εκπομπές τύπου III. Αυτές οι εκπομπές ονομάζονται τύπου II και αποτυπώνουν γρήγορα μαγνητοϋδροδυναμικά κρουστικά κύματα (βλ. εδάφιο 7.4.7). Οι περισσότερες (όχι όλες όμως) εξάρσεις τύπου II που εμφανίζονται στο στέμμα προέρχονται από κρουστικά κύματα που δεν παράγονται από την εκρηκτική έκλυση ενέργειας των εκλάμψεων αλλά από το κρουστικό κύμα που αναπτύσσεται μπροστά από CMEs όταν αυτές κινούνται με ταχύτητα μεγαλύτερη από την τοπική ταχύτητα Alfvén. Στο Σχήμα 9.8 φαίνεται ακόμα ένα είδος εκπομπής της οποίας το φασματικό εύρος είναι σημαντικά ευρύτερο από τις εκπομπές τύπου III και II. Η εκπομπή αυτή ονομάζεται τύπου IV, εμφανίζεται μετά το μέγιστο της έκλαμψης και πιστεύεται ότι προέρχεται από ηλεκτρόνια που επιταχύνονται από τη μαγνητική επανασύνδεση που συμβαίνει πίσω από τη CME (βλ. εδάφιο 9.5.3). Τα ηλεκτρόνια αυτά πιστεύεται ότι εκπέμπουν μέσω του μηχανισμού της ακτινοβολίας από κύματα πλάσματος.

### 9.2.3 Χρονικές κλίμακες

Η χρονική εξέλιξη των εκλάμψεων χαρακτηρίζεται από διαφορετικές κλίμακες. Σε γενικές γραμμές η χρονική διάρκεια των μη θερμικών εκπομπών είναι πολύ μικρότερη από εκείνη των θερμικών (π.χ. Ηα, μαλακές ακτίνες X). Αυτό οφείλεται στο ότι τα ηλεκτρόνια που επιταχύνονται σε μεγάλες ενέργειες χάνουν γρήγορα την ενέργειά τους με ακτινοβολία και με συγκρούσεις ενώ το πλάσμα που έχει θερμανθεί ψύχεται με πιο αργό ρυθμό. Σημειώνουμε επίσης ότι η έκλυση της ενέργειας γίνεται κυρίως στα πρώτα στάδια της έκλαμψης και, για το λόγο αυτό, οι μη θερμικές εκπομπές προηγούνται των θερμικών. Από ενεργειακή άποψη μια έκλαμψη μπορεί να χωριστεί σε τρία στάδια:



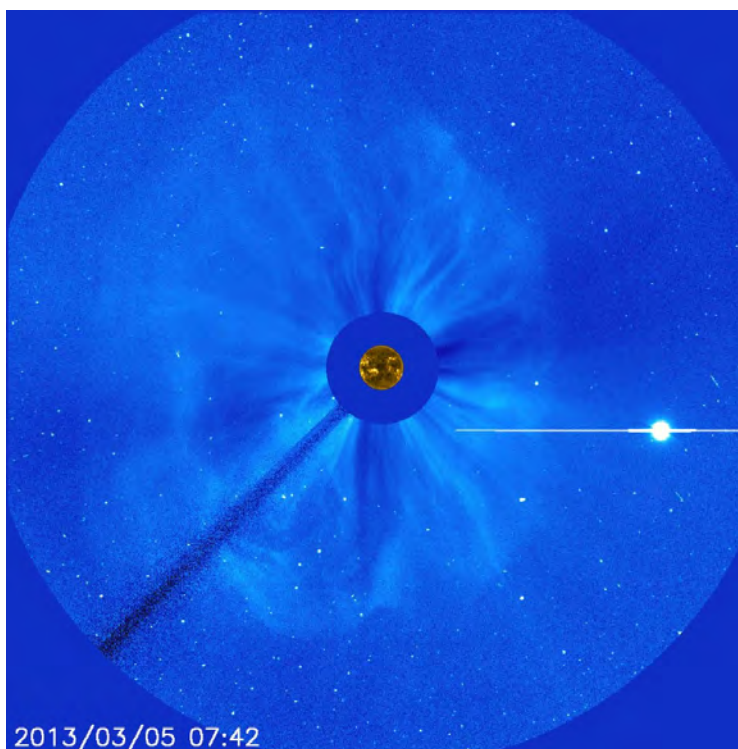
**Σχήμα 9.9:** Μια εντυπωσιακή CME καταγραμμένη από το στεμματογράφο LASCO.

1. Το στάδιο πριν από την απότομη απελευθέρωση ενέργειας της ενέργειας, όπου στην περιοχή που τελικά θα ενεργοποιηθεί συσσωρεύεται ενέργεια. Η συσσώρευση ενέργειας έχει ως αποτέλεσμα τη βαθμιαία αύξηση της θερμοκρασίας η οποία εκδηλώνεται στις μαλακές ακτίνες X και την αύξηση του μαγνητικού πεδίου η οποία εκδηλώνεται στα εκατοστομετρικά ραδιοκύματα.
2. Το στάδιο της απότομης απελευθέρωσης της συσσωρευμένης ενέργειας (εκρηκτική φάση) που ακολουθεί χρονικά το προηγούμενο, διαρκεί περίπου 1 λεπτό και ενεργοποιεί όλα τα στρώματα της ηλιακής ατμόσφαιρας. Το στάδιο αυτό εμφανίζεται σε όλες τις φασματικές περιοχές.
3. Τελευταίο έρχεται το στάδιο της αποκατάστασης της ηλιακής ατμόσφαιρας σε νέα κατάσταση ισορροπίας. Το στάδιο αυτό διαρκεί 20-30 λεπτά ή και αρκετά παραπάνω και καταγράφεται με τη σταδιακή μείωση της θερμοκρασίας χαμηλών βρόχων, την μείωση της έντασης και της επιφάνειας των λαμπρών ταινιών στη χρωμοσφαιρική γραμμή Ηα καθώς και τη βαθμιαία μείωση της ροής της ακτινοβολίας στις μαλακές ακτίνες X. Επίσης στο στάδιο αυτό οι βρόχοι είτε αναπτύσσουν μορφολογία ακίδας (οι ψηλότεροι από αυτούς στα μεγάλα φαινόμενα) είτε αποκτούν μορφολογία που προσιδιάζει σε διπολικό πεδίο.

## 9.3 Εκτοξεύσεις στεμματικού υλικού (CMEs)

### 9.3.1 Μορφολογία των CMEs

Εκτόξευση στεμματικού υλικού (coronal mass ejection, CME) είναι η αποβολή σημαντικής ποσότητας στεμματικού πλάσματος το οποίο μαζί με το μαγνητικό πεδίο που μεταφέρει απομακρύνεται από τον Ήλιο κινούμενο στο μεσοπλανητικό χώρο. Οι μάζες των τυπικών CMEs είναι γύρω στα  $10^{14} - 10^{16}$  g και οι ταχύτητες τους γύρω στα  $\sim 200 - 2000$  km/s. Η συχνότητα εμφάνισης των CMEs μεταβάλλεται με τον

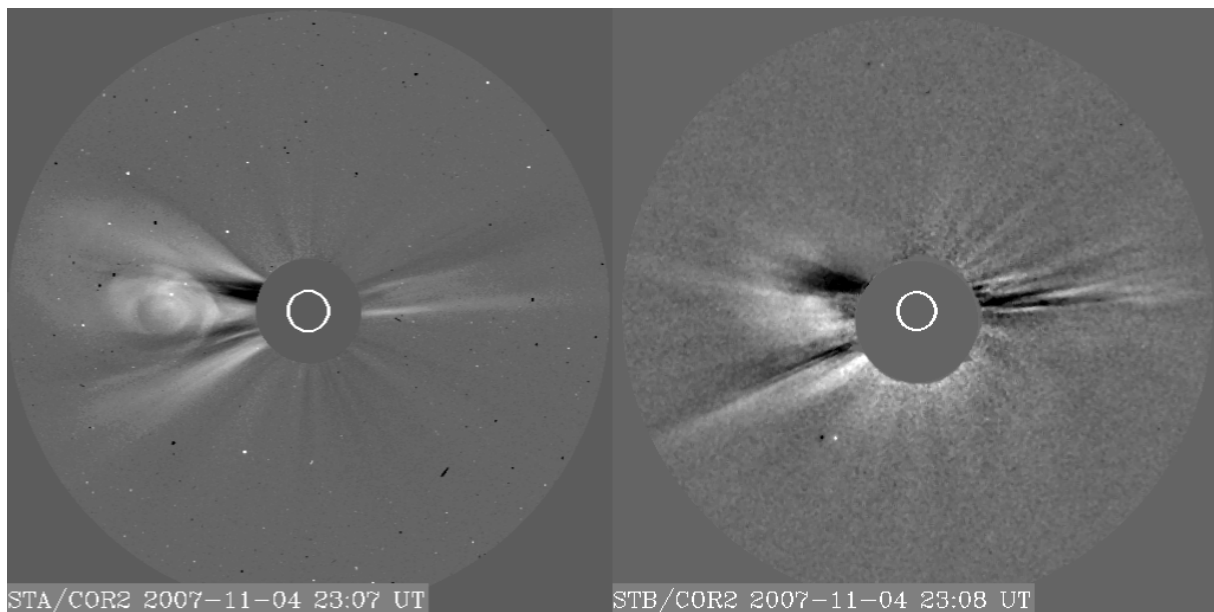


**Σχήμα 9.10:** Μια CME τύπου άλφα καταγραμμένη από το στεμματογράφο LASCO. Το λαμπρό αντικείμενο στα δεξιά της εικόνας είναι η Αφροδίτη.

ηλιακό κύκλο. Κατά το ηλιακό ελάχιστο συμβαίνουν περίπου 2 CMEs τη βδομάδα ενώ κατά το μέγιστο μπορούμε να έχουμε μέχρι και δέκα CMEs την ημέρα. Κατά μέσο όρο στη διάρκεια ενός ηλιακού κύκλου έχουμε 2-3 CMEs ανά ημέρα. Η συχνότητα εμφάνισης CMEs είναι μικρότερη από τη συχνότητα εμφάνισης των εκλάμψεων (κατά μέσο όρο στη διάρκεια του ηλιακού κύκλου έχουμε 5-6 εκλάμψεις ανά ημέρα).

Οι CMEs ανιχνεύονται με στεμματογράφο στο λευκό φως λόγω της σκέδασης Thomson του φωτοσφαιρικού φωτός από τα στεμματικά ηλεκτρόνια της εκτοξευόμενης μάζας (βλ. εδάφιο 3.6.1). Στιγμιότυπα της εξέλιξης μιας CME παρουσιάζονται στο Σχήμα 9.9. Στην [ταινία 9.6](#) παρουσιάζονται παρατηρήσεις του στέμματος διάρκειας δύο ημερών από τους στεμματογράφους C2 (κόκκινο χρώμα) και C3 (μπλε χρώμα) της διαστημική αποστολής SOHO, όπου εμφανίζεται μία CME. Παρόμοιες παρατηρήσεις, διάρκειας επτά ημερών, δείχνει και η [ταινία 9.7](#) όπου, πέραν των CMEs, φαίνεται και η διάβαση του κομήτη ISON από το περιήλιο. Σημειώστε ότι η λαμπρότητα του μακρινού στέμματος είναι μικρότερη από τη λαμπρότητα πολλών αστεριών, τα οποία στις ταινίες φαίνονται να κινούνται, λόγω της κίνησης της Γης γύρω από τον ήλιο.

Η CME του σχήματος 9.9 είναι ένα παράδειγμα CME που παρουσιάζει τη λεγόμενη “μορφολογία τριών μερών”. Πρόκειται για CMEs που συμβαίνουν σχετικά κοντά στο χείλος και στις οποίες μπροστά υπάρχει ένα λαμπρό μέτωπο με τοξοειδές σχήμα και από κάτω του μια σκοτεινή κοιλότητα και ένας ένθετος λαμπρός πυρήνας μέσα σε αυτήν. Η CME του σχήματος 9.9 προέρχεται από την περιοχή που υπήρχε ένας streamer και το λαμπρό μέτωπο σχετίζεται με τον streamer. Πιστεύεται ότι η κοιλότητα αντιστοιχεί σε σχοινί μαγνητικής ροής (έτσι ονομάζεται μια δομή από δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου οι οποίες περιελίσσονται γύρω από μια κεντρική αξονική δυναμική γραμμή) το οποίο βλέπουμε προφίλ ενώ ο ένθετος λαμπρός πυρήνας είναι πλάσμα προεξοχής (βλέπε κεφάλαιο 8) το οποίο παγιδεύεται στις κάτω περιοχές των ελικοειδών μαγνητικών γραμμών και σύρεται προς τα έξω κατά τη διάρκεια της έκρηξης. Το βασικό επιχείρημα για την ταύτιση της κοιλότητας με σχοινί μαγνητικής ροής είναι η ύπαρξη αμυδρών λεπτών σχηματισμών οι οποίοι ξεκινούν από τον ένθετο πυρήνα, έχουν τα κοίλα προς τα έξω και φαίνεται να σχηματίζουν μεγάλες χωρικές κλίμακες μέσα στην κοιλότητα.



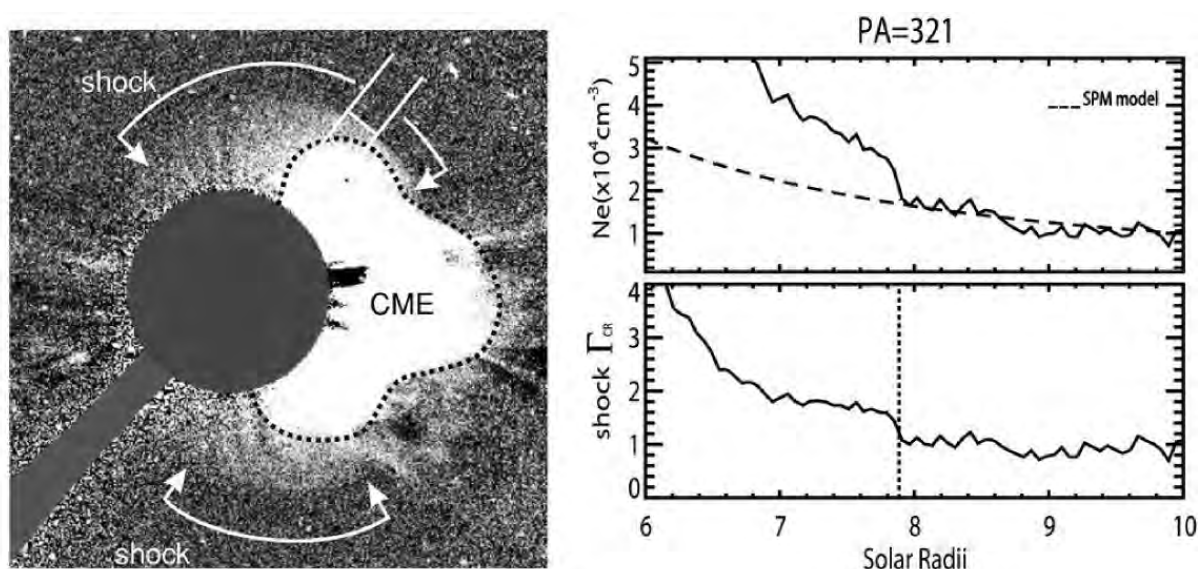
**Σχήμα 9.11:** Ταυτόχρονες παρατηρήσεις της ίδιας CME από τους στεμματογράφους των δίδυμων διαστημοπλοίων της αποστολής SECCHI/STEREO. Αριστερά, παρουσιάζουμε εικόνα της CME από το στεμματογράφο COR2-A. Η δεξιά εικόνα έχει προκύψει από τη διαφορά δύο διαδοχικών εικόνων παρμένων από το στεμματογράφο COR2-B. Παρουσιάζουμε την διαφορά εικόνων γιατί στον COR2-B η CME ήταν αμυδρή.

Σε πιο σπάνιες περιπτώσεις (βλέπε Σχήμα 9.11 αριστερά) η κοιλότητα φαίνεται να είναι γεμάτη με πλάσμα το οποίο ιχνογραφεί όλη την περιοχή και τη δομή του μαγνητικού σχοινοειδούς ροής. Πάντως περιπτώσεις σαν αυτή του σχήματος 9.11 είναι σπάνιες γιατί αφενός το σχοινί μαγνητικής ροής πρέπει να έχει μεγάλο μέγεθος κατά μήκος της διεύθυνσης παρατήρησης και αφετέρου για να δώσει λαμπρή εκπομπή σε όλη την κοιλότητα πρέπει να είναι σχεδόν κάθετο στο επίπεδο του ουρανού.

Πρόσφατες μελέτες έχουν δείξει ότι συχνά το μπροστινό λαμπρό μέτωπο που εμφανίζουν αρκετές CMEs προκύπτει από τη συσσώρευση υλικού στην εξωτερική επιφάνεια ενός σχοινοειδούς μαγνητικής ροής το οποίο έχει εκραγεί και απομακρύνεται από τον Ήλιο. Έτσι προσδιορίστηκε ότι τουλάχιστον το 40% των CMEs περιέχει μαγνητικό σχοινί ροής.

Μια άλλη ενδιαφέρουσα μορφολογία προκύπτει όταν η CME κατευθύνεται προς τη Γη με μικρή γωνία ως προς τη διεύθυνση παρατήρησης. Τότε μπορεί να έχουμε τις λεγόμενες CMEs τύπου άλω (halo CMEs) που ονομάζονται έτσι γιατί το εκτοξευόμενο υλικό περιβάλλει τον αδιαφανή δίσκο του στεμματογράφου με μορφή μιας αμυδρής άλω. Ένα παράδειγμα εμφανίζεται στο Σχήμα 9.10.

Η σύγκριση των CMEs των σχημάτων 9.9 και 9.10 δείχνει ότι οι μορφολογίες που παρατηρούνται ποικίλουν σημαντικά από φαινόμενο σε φαινόμενο. Κάτι τέτοιο μπορεί να οφείλεται τόσο στις διαφορετικές τοπολογίες της περιοχής που αποσταθεροποιείται όσο και στη διαφορετική θέση της ως προς τη διεύθυνση παρατήρησης αφού είναι γνωστό ότι η εκπομπή που προέρχεται από σκέδαση Thomson ευνοείται σε διευθύνσεις κάθετα παρά παράλληλα στη διεύθυνση παρατήρησης (βλ. εδάφιο 3.6.1). Η επίδραση της διεύθυνσης παρατήρησης στην παρατηρούμενη μορφολογία φαίνεται στο Σχήμα 9.11 όπου παρουσιάζουμε δύο σχεδόν ταυτόχρονες παρατηρήσεις της ίδιας CME από τους στεμματογράφους COR2-A και COR2-B οι οποίοι βρίσκονται στα δίδυμα διαστημόπλοια της αποστολής STEREO (Solar TERrestrial RELations Observatory) (το STEREO-A προπορεύεται και το STEREO-B έπεται της τροχιάς της Γης σε αποστάσεις ελαφρά μικρότερες και μεγαλύτερες, αντίστοιχα, της 1 AU). Στο Σχήμα 9.11 είναι εμφανής η διαφορά της μορφολογίας της CME στις δύο παρατηρήσεις. Αντίστοιχα, στη [ταινία 9.8](#) παρουσιάζεται η εξέλιξη ενός φαινομένου το οποίο παρατηρήθηκε κοντά στο κέντρο του ηλιακού δίσκου από το STEREO-A και κοντά



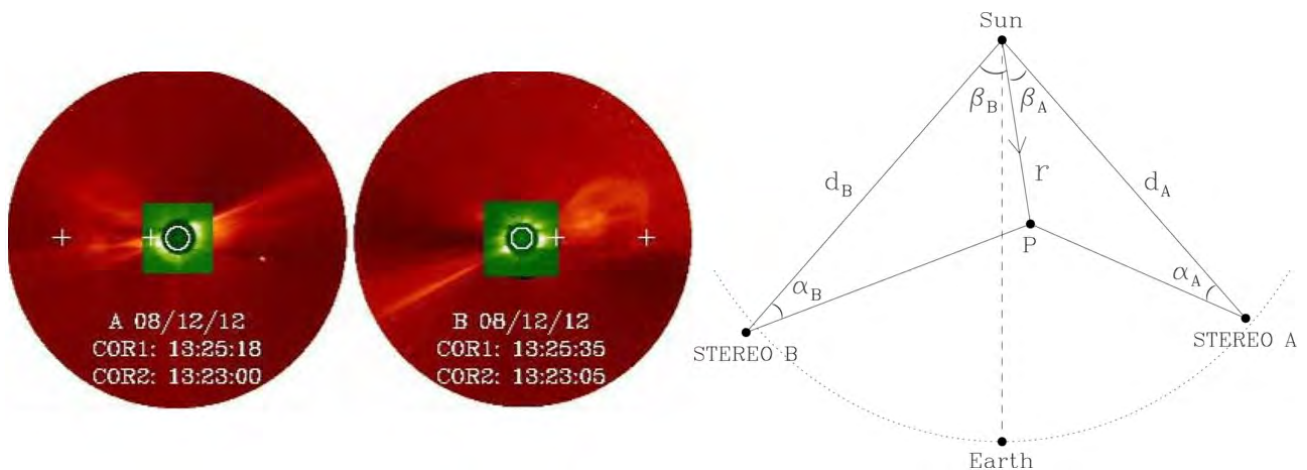
**Σχήμα 9.12:** Αριστερά: CME που συνοδεύεται από κρουστικό κύμα μπροστά από τις πτέρυγες της (εικόνα από το στεμματογράφο LASCO). Δεξιά: Στο επάνω διάγραμμα η πλήρης γραμμή δείχνει την ακτινική μεταβολή της πυκνότητας του υλικού μπροστά και πίσω από το κρουστικό κύμα στη διεύθυνση που ορίζουν οι πλάγιες άσπρες γραμμές της αριστερής εικόνας. Η διακεκομμένη γραμμή δίνει το προφίλ πυκνότητας σύμφωνα με το μοντέλο Saito (εδάφιο 3.6.2). Η κάτω γραφική παράσταση δίνει την ακτινική μεταβολή του λόγου συμπίεσης ο οποίος ορίζεται ως  $1 + \rho/\rho_0$ :  $\rho$  είναι η αύξηση της πυκνότητας λόγω του κρουστικού κύματος και  $\rho_0$  η πυκνότητα μπροστά από αυτό όπως προκύπτει από το μοντέλο Saito (από Ontiveros et al., 2009).

στο χείλος από το STEREO-B.

Το πραγματικό σχήμα των CMEs σε τρεις διαστάσεις δεν είναι εύκολο να ανακτηθεί ακόμα και με παρατηρήσεις σε δύο διαφορετικές διευθύνσεις γιατί η εκπομπή είναι οπτικά λεπτά και το φαινόμενο εξαιρετικά δυναμικό. Ο πιο δημοφιλής τρόπος για την ανάκτηση της τριδιάστατης πληροφορίας περιλαμβάνει μοντέλο για τη γεωμετρία της CME σε τρεις διαστάσεις καθώς και υποθέσεις για τον τρόπο διάδοσης της. Οι ελεύθερες παράμετροι του μοντέλου μεταβάλλονται με τέτοιο τρόπο ώστε οι προκύπτουσες διδιάστατες εικόνες να ταιριάζουν όσο καλύτερα γίνεται με τις παρατηρήσεις.

Όταν μια CME διαδίδεται με ταχύτητα μεγαλύτερη από την τοπική ταχύτητα Alfvén διεγείρει κρουστικό κύμα. Στο στεμματογράφο το κρουστικό κύμα θα εκδηλώνεται ως το παρατηρησιακό αποτέλεσμα της οδεύουσας συμπίεσης της πυκνότητας του υλικού μπροστά από τη CME. Έχει προταθεί ότι η εμφάνιση αμυδρής λάμπρυνσης με καλά καθορισμένα όρια μπροστά από μια CME όταν συνοδεύεται από εκτροπή γειτονικού streamer αποτελεί ένδειξη για την ανάπτυξη κρουστικού κύματος λόγω της διάδοσης της CME. Ένα παράδειγμα παρουσιάζεται στο Σχήμα 9.12 όπου το κρουστικό κύμα εμφανίζεται μπροστά από τις πτέρυγες της CME. Στο ίδιο σχήμα εμφανίζονται ως συνάρτηση της ακτινικής απόστασης η πυκνότητα του υλικού και ο λόγος συμπίεσης του κρουστικού κύματος στην διεύθυνση που ορίζουν οι πλάγιες άσπρες γραμμές της αριστερής εικόνας. Το άλμα στις ποσότητες αυτές συμβαίνει σε απόσταση  $7.9R_{\odot}$  για την αζιμουθιακή διεύθυνση στην οποία έγιναν οι υπολογισμοί σε συμφωνία με τη θέση της CME.

Πρέπει να σημειώσουμε πάντως ότι η ανίχνευση κρουστικών κυμάτων μπροστά από CME σε εικόνες στεμματογράφου δεν είναι πάντα εύκολη λόγω της χαμηλής έντασης των σχετικών λαμπρύνσεων καθώς και της ύπαρξης άλλων δομών που πιθανό να υπάρχουν κατά μήκος της διεύθυνσης παρατήρησης. Έτσι οι ραδιοεξάρσεις τύπου Π (βλ. εδάφιο 9.2.2.2) εξακολουθούν να παρέχουν το πιο άμεσο διαγνωστικό για την ύπαρξη κρουστικού κύματος μπροστά από μια CME. Από την άλλη μεριά, οι παρατηρήσεις εκπομπών τύπου Π από ραδιοφασματογράφους δεν παρέχουν διδιάστατη πληροφορία και επομένως με αυτές δεν μπορούμε να απαντήσουμε στο ερώτημα της προέλευσης του κρουστικού κύματος.



**Σχήμα 9.13:** Παράδειγμα επιλογής κοινών σημείων (λευκοί σταυροί) της ίδιας CME σε ταυτόχρονες εικόνες από το STEREO A και STEREO B (αριστερό πλαίσιο). Γεωμετρία του προβλήματος (δεξιό πλαίσιο). Εικόνες από Liu et al., 2010.

### 9.3.2 Κινηματική των CMEs

Παρατηρήσεις CMEs από ένα σημείο (π.χ. από την περιοχή της Γης) παρέχουν μόνο την προβολή της θέσης τους πάνω στο επίπεδο του ουρανού. Συνεπώς η μετρούμενη απόσταση αποτελεί ένα κατώτερο όριο της πραγματικής της τιμής. Παρατηρήσεις, όμως, από δύο διαφορετικά σημεία, π.χ. από τα τηλεσκόπια και τους στεμματογράφους των δίδυμων διαστημοπλοίων STEREO επιτρέπουν τον καθορισμό της πραγματικής απόστασης όπως και της διεύθυνσης των CMEs.

Μια μέθοδος για να καθοριστεί η πραγματική απόσταση και διεύθυνση μιας CME από παρατηρήσεις του STEREO βασίζεται στον τριγωνισμό, όπου γίνεται χρήση ταυτόχρονων εικόνων της ίδιας CME από τα STEREO A και STEREO B και επιλογή κοινού (κοινών) σημείων της CME στις αντίστοιχες εικόνες (αριστερό πλαίσιο σχήματος 9.13). Έστω τώρα ένα σημείο  $P$  μιας CME σε ηλιοκεντρική απόσταση  $r$  (δεξιό πλαίσιο σχήματος 9.13). Το διάνυσμα θέσης του  $P$  με αρχή το κέντρο του Ήλιου σχηματίζει γωνίες  $\beta_A$  και  $\beta_B$  με τα διανύσματα που συνδέουν το κέντρο του Ήλιου με τις θέσεις των διαστημοπλοίων STEREO A και STEREO B αντίστοιχα. Εφαρμόζοντας τον νόμο των ημιτόνων στο τρίγωνο με κορυφές τον Ήλιο, το  $P$  και το STEREO A και στο τρίγωνο με κορυφές τον Ήλιο, το  $P$  και το STEREO B παίρνουμε:

$$\frac{r \sin(\alpha_A + \beta_A)}{\sin(\alpha_A)} = d_A \quad (9.1)$$

και

$$\frac{r \sin(\alpha_B + \beta_B)}{\sin(\alpha_B)} = d_B \quad (9.2)$$

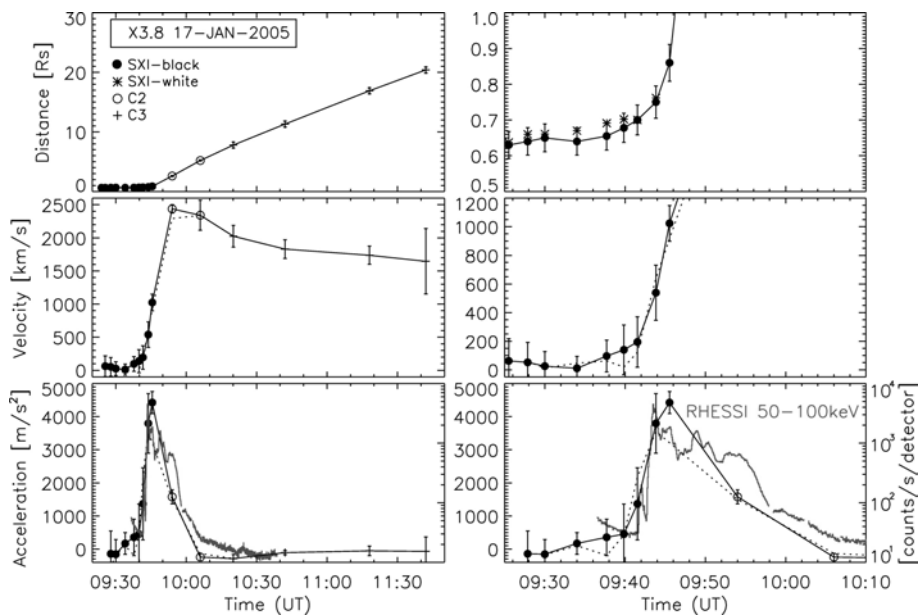
αντίστοιχα. Επίσης έχουμε:

$$\beta_A + \beta_B = \gamma \quad (9.3)$$

Οι εξισώσεις 9.1, 9.2, 9.3 έχουν γνωστές ποσότητες τις γωνίες  $\alpha_A$  και  $\alpha_B$  όπως προκύπτουν από τον εντοπισμό του κοινού σημείου της CME στις εικόνες και τη γωνία  $\gamma$  που είναι ίση με την γνωστή γωνιακή απόσταση ανάμεσα στα STEREO A και STEREO B την στιγμή που έγιναν οι αντίστοιχες παρατηρήσεις. Έτσι μπορούν να υπολογιστούν η απόσταση  $r$  και οι γωνίες  $\alpha_A$  και  $\alpha_B$ .

Πάντως, οι περισσότερες μελέτες της κινηματικής των CMEs έχουν γίνει χρησιμοποιώντας μία διεύθυνση παρατήρησης. Τα αποτελέσματα θεωρούνται ανεκτά όταν οι CMEs προέρχονται από περιοχές κοντά στο χείλος. Με βάση τέτοιες μελέτες οι CMEs, παραδοσιακά, ταξινομούνται σε δύο κατηγορίες:





**Σχήμα 9.14:** Χρονική μεταβολή της απόστασης, της ταχύτητας και της επιτάχυνσης (από πάνω προς τα κάτω) μιας CME η οποία παρατηρήθηκε με διάφορα όργανα (βλέπε το ένθετο πλαίσιο στην πάνω αριστερή εικόνα). Στην αριστερή στήλη φαίνονται οι μετρήσεις μέχρι τις  $30R_{\odot}$  ενώ στη δεξιά στήλη παρουσιάζονται, με διαφορετική κλίμακα, οι μετρήσεις μέχρι τη  $1R_{\odot}$ . Στις εικόνες της κάτω σειράς οι κόκκινες καμπύλες δίνουν τη χρονική μεταβολή της ροής της σχετιζόμενης έκλαμψης στις σκληρές ακτίνες X (50-100 keV) όπως καταγράφηκε από το διαστημικό τηλεσκόπιο RHESSI (από Temmer et al., 2008).

- Σταδιακές CMEs. Σχετίζονται με εκρήξεις προεξοχών χωρίς συνοδεία εκλάμψεων, έχουν ταχύτητα  $\sim 400 - 600 \text{ km s}^{-1}$  και παρουσιάζουν επιτάχυνση στο οπτικό πεδίο του στεμματογράφου.
- Εκρηκτικές CMEs. Σχετίζονται με εκλάμψεις, έχουν ταχύτητα πάνω από  $750 \text{ km s}^{-1}$  και επιβραδύνονται στο οπτικό πεδίο του στεμματογράφου.

Η εξέλιξη της ταχύτητας των εκρηκτικών CMEs συνήθως παρουσιάζει τρία στάδια:

1. Το αρχικό στάδιο το οποίο ξεκινά πριν την έναρξη της έκλαμψης και χαρακτηρίζεται από την αργή άνοδο της CME για μερικές δεκάδες λεπτά.
2. Το εκρηκτικό στάδιο κατά το οποίο η CME παρουσιάζει απότομη επιτάχυνση. Το στάδιο αυτό κρατά το πολύ 10 λεπτά και συμπίπτει χρονικά με το διάστημα κατά το οποίο αυξάνει η ροή της σχετιζόμενης έκλαμψης.
3. Το στάδιο της διάδοσης, όπου η CME κινείται με ταχύτητα που είναι σχεδόν σταθερή ή μειώνεται λίγο.

Ένα παράδειγμα εμφανίζεται στο Σχήμα 9.14. Ο καλός συγχρονισμός ανάμεσα στην επιτάχυνση αυτών των CMEs και στην χρονική μεταβολή της ροής της σχετιζόμενης έκλαμψης έχει ερμηνευτεί στο πλαίσιο θεωρητικού μοντέλου (βλ. εδάφιο 9.5.3) κατά το οποίο μαγνητική επανασύνδεση λαμβάνει χώρα σε φύλλο ρεύματος πίσω από τη CME. Η μαγνητική επανασύνδεση μπορεί να προσθέσει νέα δακτυλιοειδή μαγνητική ροή στη CME και συνεπώς να την επιταχύνει. Άρα όσο μεγαλύτερος είναι ο ρυθμός μαγνητικής επανασύνδεσης στο φύλλο ρεύματος τόσο μεγαλύτερη θα είναι η επιτάχυνση της CME όπως επίσης και η έκλυση ενέργειας υπό την μορφή έκλαμψης πιο χαμηλά.

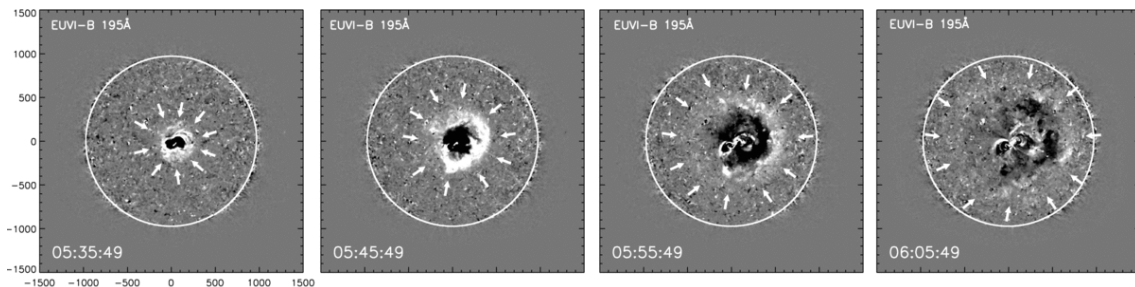
### 9.3.3 Οι περιοχές προέλευσης των CMEs

Οι στεμματογράφοι που ανιχνεύουν τις CMEs εκ κατασκευής καλύπτουν τον ηλιακό δίσκο και ένα τμήμα του χαμηλού στέμματος. Κατά συνέπεια ο προσδιορισμός της περιοχής προέλευσης των CMEs καθώς και η μελέτη των αρχικών σταδίων ανάπτυξής τους απαιτούν το συνδυασμό ταυτόχρονων παρατηρήσεων του στέμματος με άλλα όργανα. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιούνται διαστημικά τηλεσκόπια που παρατηρούν το στέμμα στο μακρινό υπεριώδες και τις μαλακές ακτίνες X, καθώς και επίγεια τηλεσκόπια (τηλεσκόπια που παρατηρούν στη χρωμοσφαιρική γραμμή Ηα καθώς και ραδιοτηλεσκόπια που μπορούν να παρέχουν διδιάστατες εικόνες της ραδιοφωνικής εκπομπής). Ο συνδυασμός όλων αυτών των δεδομένων έδωσε πολλές πληροφορίες που τις πιο σημαντικές συνοψίζουμε παρακάτω.

Σε αντίθεση με τις εκλάμψεις που συμβαίνουν σχεδόν αποκλειστικά σε κέντρα δράσης οι CMEs μπορούν να συμβούν τόσο σε κέντρα δράσης όσο και έξω από αυτά. Επομένως οι CMEs μπορεί να σχετίζονται ή να μην σχετίζονται με εκλάμψεις. Πάντως, όσο πιο ισχυρή είναι μια έκλαμψη τόσο πιο πιθανό είναι να σχετίζεται με CME. Έτσι, οι εκλάμψεις τάξης X σχεδόν πάντα εκδηλώνονται μαζί με CMEs. Επίσης οι εκλάμψεις στις οποίες το στάδιο αποκατάστασης διαρκεί πολλές ώρες σχεδόν πάντα σχετίζονται με CMEs.

Περισσότερες από τις μισές CMEs σχετίζονται με την έκρηξη προεξοχών/νημάτων. Μεγάλες ήρεμες προεξοχές (ήρεμα νήματα) μπορούν να υπάρξουν έξω από κέντρα δράσης (βλέπε π.χ. τις εικόνες στο Σχήμα 8.10) και όταν εκρήγνυνται σχεδόν πάντα δημιουργούν CME.

Εκρήξεις προεξοχών έξω από κέντρα δράσης παρουσιάζουν μια σειρά από φαινόμενα που είναι παρόμοια με αυτά των εκλάμψεων. Για παράδειγμα, σχηματίζονται ταινίες και βρόχοι. Οι ταινίες συνήθως είναι αρκετά αμυδρές για να φανούν σε εικόνες στην Ηα, όμως μερικές φορές φαίνονται σε παρατηρήσεις στη γραμμή He 10830 Å η οποία είναι πιο ευαίσθητος δείκτης της χρωμοσφαιρικής διέγερσης. Επίσης οι εκρήξεις προεξοχών έξω από κέντρα δράσης δεν παράγουν εκπομπή στις σκληρές ακτίνες X γιατί συμβαίνουν σε περιοχή με σχετικά ασθενές μαγνητικό πεδίο ( $< 10$  G).

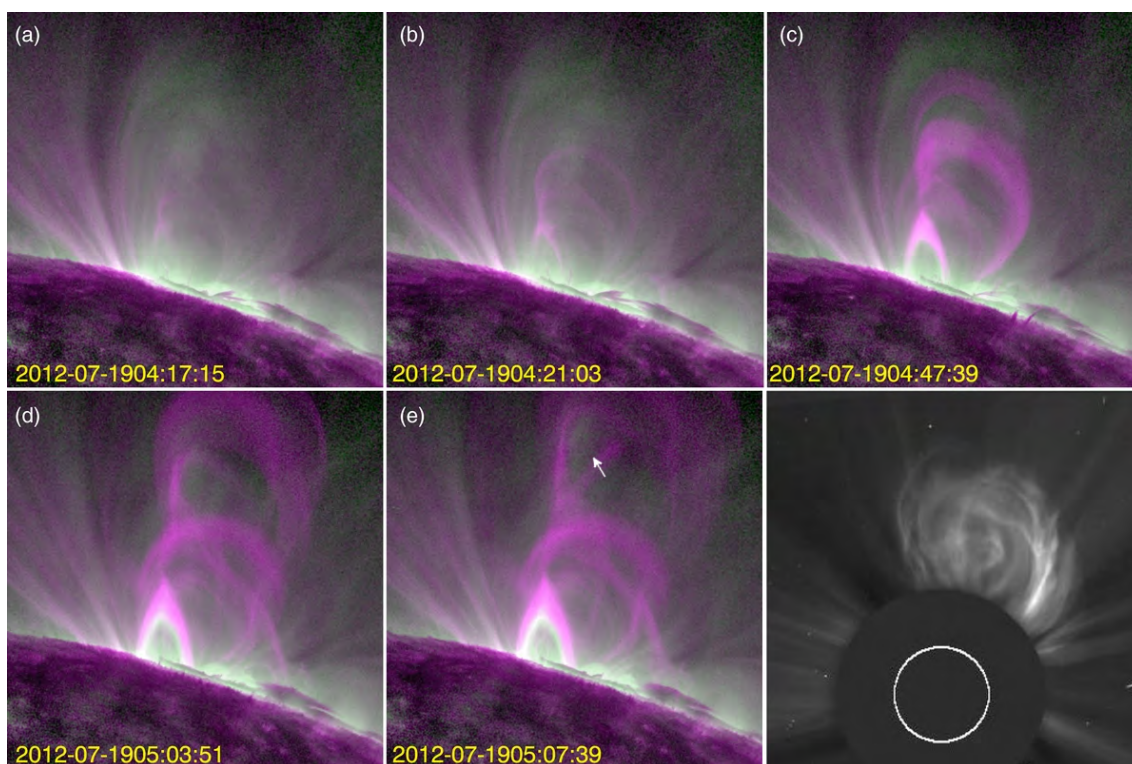


**Σχήμα 9.15:** Εικόνες διαφοράς από παρατηρήσεις στα 195 Å με το όργανο EUVI-B της διαστημικής αποστολής SECCHI/STEREO. Τα βέλη σκιαγραφούν το περίγραμμα του κύματος (από Kienreich et al., 2009).

Συνήθως αν παρατηρήσουμε στο μακρινό υπεριώδες την περιοχή από όπου εκτοξεύτηκε η μάζα μπορούμε να ανιχνεύσουμε μια σκοτεινή περιοχή που οφείλεται στο έλλειμμα πυκνότητας που προκύπτει ως συνέπεια της μάζας που εκτοξεύτηκε. Ένα παράδειγμα φαίνεται στο Σχήμα 9.15. Οι αμαυρώσεις αυτές αρκετά συχνά συνοδεύονται και από κυματικά φαινόμενα, κάτι που επίσης φαίνεται στο Σχήμα 9.15 και στην [ταινία 9.8](#).

Στις περιοχές προέλευσης των CMEs το μαγνητικό πεδίο είναι κλειστό πριν την έκρηξη. Για παράδειγμα, οι περισσότερες γρήγορες CMEs προέρχονται από κέντρα δράσης όπου οι περισσότερες δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου είναι κλειστές. Επίσης ένας σημαντικός αριθμός CMEs οι οποίες συμβαίνουν έξω από κέντρα δράσης σχετίζεται με streamers. Η μαγνητική δομή των streamers είναι επίσης κλειστή. Ως αποτέλεσμα των CMEs οι κλειστές δυναμικές γραμμές ανοίγουν (τουλάχιστον εν μέρει). Ένα παράδειγμα φαίνεται στο Σχήμα 9.9.

Οι CMEs προέρχονται πάντα από περιοχές που το μαγνητικό πεδίο είναι συστραμμένο. Το συμπέρασμα αυτό προκύπτει άμεσα από την παραπάνω συζήτηση για τη σχέση των CMEs με τις εκλάμψεις και τις



**Σχήμα 9.16:** Οι εικόνες από (a) μέχρι (e) αποτελούν συνθετική αναπαράσταση της εκπομπής μιας έκλαμψης, όπως καταγράφηκε από το διαστημικό τηλεσκόπιο AIA στα  $131 \text{ \AA}$  (κόκκινο χρώμα) και στα  $335 \text{ \AA}$  (πράσινο χρώμα). Το βέλος δείχνει το σχοινί μαγνητικής ροής. Στην κάτω δεξιά εικόνα παρουσιάζεται η σχετιζόμενη CME όπως παρατηρήθηκε από το στεμματογράφο LASCO στις 05:48 UT (από Patsourakos et al., 2013).

εκρηκτικές προεξοχές. Οι εκλάμψεις συμβαίνουν κοντά στην ουδέτερη γραμμή του μαγνητικού πεδίου, πάνω από την οποία συγκεντρώνεται το βασικό μέρος των ηλεκτρικών ρευμάτων (βλέπε και Σχήμα 9.2). Στα νήματα ο προσανατολισμός μικρών σχηματισμών κατά μήκος του άξονά τους επίσης υποδεικνύει ότι το μαγνητικό πεδίο είναι συστραμμένο.

Οι μορφολογίες του μαγνητικού πεδίου των περιοχών προέλευσης των CMEs μπορούν να ταξινομηθούν σε δύο κατηγορίες: (α) σχοινιά μαγνητικής ροής (βλέπε το εδάφιο 9.3.1 για τον ορισμό) και (β) συστοιχία παραμορφωμένων βρόχων, δηλαδή βρόχων που το επίπεδό τους αποκλίνει σημαντικά από την τοπική κάθετο στην ουδέτερη γραμμή (βλ. και εδάφιο 9.2.1). Ένα παράδειγμα CME που προήλθε από έκρηξη σχοινοειδούς μαγνητικής ροής φαίνεται στο Σχήμα 9.16, όπου στις εικόνες από (a) μέχρι (e) φαίνεται η εξέλιξη του φαινομένου στο μακρινό υπεριώδες. Η κάτω δεξιά εικόνα του σχήματος παρουσιάζει τη CME που προέκυψε, στην οποία φαίνεται το σχοινί μαγνητικής ροής που εξερράγη περίπου 40 λεπτά πιο πριν.

## 9.4 Ενεργειακό ισοζύγιο

Το γεγονός ότι οι κύριες παρατηρησιακές εκδηλώσεις τόσο των εκλάμψεων όσο και των CMEs εκδηλώνονται σε στρώματα της ηλιακής ατμόσφαιρας όπου η πυκνότητα ενέργειας του μαγνητικού πεδίου είναι πολύ μεγαλύτερη από την πυκνότητα ενέργειας του πλάσματος, μας κάνει να αναζητήσουμε στην ενέργεια που περικλείει το μαγνητικό πεδίο την προέλευση της ενέργειας που απελευθερώνεται στις διαδικασίες αυτές. Το μαγνητικό πεδίο βρίσκεται σε κατάσταση ελάχιστης ενέργειας όταν δεν υπάρχουν ηλεκτρικά ρεύματα (βλέπε και τη συζήτηση στο εδάφιο 5.8). Η ενέργεια ενός τέτοιου μαγνητικού πεδίου δεν μπορεί να εξαχθεί και να μετατραπεί σε άλλες μορφές. Αυτό μπορεί να γίνει μόνο όταν το πεδίο αποκλίνει από την κατάσταση

ελάχιστης ενέργειας, δηλαδή όταν υπάρχουν ρεύματα. Επομένως η ελεύθερη μαγνητική ενέργεια,  $E_f$ , που είναι διαθέσιμη υπολογίζεται από τη σχέση

$$E_f = \frac{1}{8\pi} \left( \int_V \mathbf{B}^2 dV - \int_V \mathbf{B}_p^2 dV \right) \quad (9.4)$$

όπου  $V$  είναι ο όγκος της περιοχής,  $\mathbf{B}$  είναι το μαγνητικό πεδίο και  $\mathbf{B}_p$  το αντίστοιχο πεδίο χωρίς ρεύματα (δηλαδή αυτό που προκύπτει από την  $\nabla \times \mathbf{B} = 0$ , βλέπε και εδάφιο 5.8). Στην πράξη η  $E_f$  στην εξίσωση 9.4 προκύπτει αφού υπολογιστούν τα  $\mathbf{B}$  και  $\mathbf{B}_p$  πάνω από τη φωτόσφαιρα χρησιμοποιώντας τεχνικές που συζητήθηκαν στο εδάφιο 5.8.

Η ενέργεια των ηλεκτρονίων που επιταχύνεται στις εκλάμψεις συνήθως βρίσκεται με αναστροφή του ενεργειακού φάσματος των φωτονίων που εκπέμπουν στις σκληρές ακτίνες X ώστε να πάρουμε το ενεργειακό φάσμα των ηλεκτρονίων το οποίο κατόπιν ολοκληρώνουμε πάνω από κατάλληλη ενέργεια αποκοπής. Στις εκλάμψεις που συμβαίνει και επιτάχυνση ιόντων πρέπει να υπολογιστεί και το ενεργειακό περιεχόμενο που αντιστοιχεί σε αυτά.

Η θερμική ενέργεια των εκλάμψεων, στην πιο απλή μορφή, προκύπτει αφού πρώτα προσαρμόσουμε ισόθερμο μοντέλο θερμοκρασίας,  $T_0$ , στο θερμικό μέρος του φάσματος των ακτίνων X, λαμβάνοντας έτσι μια εκτίμηση της θερμοκρασίας και του μέτρου εκπομπής,  $EM \sim n_e^2 V$ , όπου  $n_e$  είναι η αριθμητική πυκνότητα των ηλεκτρονίων και  $V$  ο όγκος που καταλαμβάνει το θερμικό πλάσμα που εκπέμπει. Τότε η θερμική ενέργεια του πλάσματος είναι

$$E_{th} = 3n_e k T_0 f V_{ap} \approx 3k T_0 \sqrt{(EM) \times f V_{ap}} \quad (9.5)$$

όπου  $f$  είναι ο παράγων πλήρωσης, δηλαδή το πηλίκο του όγκου που εκπέμπει προς το φαινόμενο όγκο  $V_{ap}$  που προκύπτει από τη διδιάστατη εικόνα που καταγράφει το τηλεσκόπιο (συνήθως υποθέτουμε  $V_{ap} = A^{3/2}$ , όπου  $A$  η επιφάνεια που καταλαμβάνει η θερμική εκπομπή). Συνήθως για λόγους απλότητας, επιλέγουμε  $f = 1$  και έτσι λαμβάνουμε ένα άνω όριο της θερμικής ενέργειας. Ο υπολογισμός μέσω της εξίσωσης (9.5) δεν συμπεριλαμβάνει απώλειες λόγω ακτινοβολίας και αγωγιμότητας.

Για τον υπολογισμό της δυναμικής και της κινητικής ενέργειας της CME απαιτείται να γνωρίζουμε τη μάζα της. Μπορούμε να την υπολογίσουμε από την παρατηρούμενη ένταση της ακτινοβολίας,  $I_{obs}$ , της CME (αφού αφαιρέσουμε τη συνεισφορά των σχεδόν σταθερών δομών) και την ένταση της ακτινοβολίας,  $I_e(\theta)$ , μεμονωμένου ηλεκτρονίου σε γωνία  $\theta$  από το επίπεδο του ουρανού, σύμφωνα με τη σχέση

$$m_{CME} = \frac{I}{I_e(\theta)} \mu m_p \quad (9.6)$$

όπου  $\mu$  το μέσο μοριακό βάρος του υλικού και  $m_p$  η μάζα του πρωτονίου. Η  $I_e(\theta)$  υπολογίζεται από τις εξισώσεις που δίνουν την εκπομπή από τη σκέδαση Thomson. Μετά τον προσδιορισμό της μάζας, ο υπολογισμός της δυναμικής και της κινητικής ενέργειας της CME γίνεται εύκολα με την προϋπόθεση ότι γνωρίζουμε την απόστασή της από τον Ήλιο και την ταχύτητά της.

Επιπροσθέτως των παραπάνω πρέπει να υπολογιστεί το ενεργειακό περιεχόμενο των σωματιδίων που επιταχύνονται από την έκλαμψη ή/και τη CME τα οποία φτάνουν στην 1 AU (βλέπε κεφάλαιο 11). Από τις μετρήσεις των δορυφόρων προσδιορίζουμε το διαφορικό ενεργειακό φάσμα των σωματιδίων για το χρόνο που μας ενδιαφέρει (δηλαδή, σωματίδια στη μονάδα της επιφάνειας, της στερεάς γωνίας και της ενέργειας ανά νουκλεόνιο) και ολοκληρώνουμε πάνω στην ενέργεια, τη στερεά γωνία και την επιφάνεια από την οποία διέφυγαν τα σωματίδια.

Σε μεγάλα φαινόμενα που περιλαμβάνουν τόσο έκλαμψη όσο και CME, τα αποτελέσματα που έχουν προκύψει από υπολογισμούς όπως αυτούς που περιγράψαμε πιο πριν μπορούν να συνοψιστούν ως εξής:

- Η ελεύθερη μαγνητική ενέργεια του κέντρου δράσης είναι υπεραρκετή για να τροφοδοτήσει ενεργειακά και την έκλαμψη και τη CME (δηλαδή, τη θέρμανση του πλάσματος σε υψηλές θερμοκρασίες, την επιτάχυνση ηλεκτρονίων και ιόντων σε υψηλές ενέργειες, τη μηχανική ενέργεια της CME και την επιτάχυνση των σωματιδίων που ανιχνεύονται στη 1 AU προερχόμενα από την έκλαμψη ή/και από τη CME.
- Η ενέργεια που απελευθερώνεται κατά τις εκλάμψεις είναι της ίδιας τάξης μεγέθους με τη μηχανική ενέργεια των CMEs.
- Στις εκλάμψεις η θερμική και η μη θερμική ενέργεια είναι συχνά της ίδιας τάξης μεγέθους. Το αποτέλεσμα αυτό είναι σε συμφωνία με το γεγονός ότι η απελευθέρωση ενέργειας στις εκλάμψεις πρώτα επιταχύνει ηλεκτρόνια τα οποία κατόπιν χάνουν την ενέργειά τους μέσω συγκρούσεων θερμαίνοντας το χρωμοσφαιρικό πλάσμα.

## 9.5 Μοντέλα εκλάμψεων και CMEs

Από τη συζήτηση για τις παρατηρησιακές εκδηλώσεις των εκλάμψεων και των CMEs (βλ. εδάφια 9.2 και 9.3) καθώς και για το ενεργειακό ισοζύγιο τους (βλ. εδάφιο 9.4) προκύπτει ότι η ενέργεια που απελευθερώνεται έχει προέλευση μαγνητική. Επομένως, η λεπτομερής κατανόηση των μηχανισμών που οδηγούν σε εκλάμψεις ή/και CMEs προϋποθέτει την απάντηση στα εξής ερωτήματα:

1. Πώς γίνεται η συσσώρευση της μαγνητικής ενέργειας.
2. Πώς η ενέργεια αυτή μπορεί να απελευθερωθεί.
3. Στην περίπτωση που υπάρχει CME χρειάζεται επίσης να εξετάσουμε πώς θα “ανοίξει” το μαγνητικό πεδίο ώστε να διαφύγει το υλικό.

### 9.5.1 Συσσώρευση μαγνητικής ενέργειας

Οι παρατηρήσεις τις περισσότερες φορές δεν δείχνουν σημαντικές μεταβολές της κάθετης συνιστώσας του φωτοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου στη διάρκεια των εκλάμψεων και των CMEs. Για το λόγο αυτό, τα περισσότερα μοντέλα εξετάζουν τη δυνατότητα συσσώρευσης ενέργειας ως αποτέλεσμα της παραμόρφωσης των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου. Μια τέτοια παραμόρφωση συμβαίνει όταν υπάρχουν ηλεκτρικά ρεύματα παράλληλα προς τις δυναμικές γραμμές. Όπως είδαμε στο εδάφιο 5.8 και 9.2, η ύπαρξη ρευμάτων δημιουργεί μια αζιμουθιακή συνιστώσα του πεδίου που προκαλεί στροφή των δυναμικών γραμμών. Με τον τρόπο αυτό επιτυγχάνονται δύο πράγματα: πρώτον, συσσωρεύεται μαγνητική ενέργεια χωρίς να έχουμε παρατηρήσιμο αποτέλεσμα στην κάθετη συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου και δεύτερον, είναι διαθέσιμη ελεύθερη μαγνητική ενέργεια (βλ. εδάφιο 9.4) η οποία δυνητικά μπορεί να μετατραπεί σε άλλες μορφές.

Η εμφάνιση των ηλεκτρικών ρευμάτων ή ισοδύναμα η συστροφή των δυναμικών γραμμών μπορεί να προκύψει με δύο μηχανισμούς:

1. Είδαμε στο κεφάλαιο 5 ότι οι μαγνητικές γραμμές είναι παγωμένες μέσα στο πλάσμα. Στη φωτόσφαιρα επειδή η πίεση του πλάσματος είναι μεγαλύτερη από την πίεση του μαγνητικού πεδίου, οι δυναμικές γραμμές ακολουθούν την κίνηση του πλάσματος. Τέτοιες κινήσεις του πλάσματος μπορούν να προκαλέσουν την παραμόρφωση των δυναμικών γραμμών που χρειάζεται για τη συσσώρευση της ενέργειας. Συνήθως οι κινήσεις αυτές περιλαμβάνουν την αντιπαράλληλη μετατόπιση δύο μαγνητικών πολικιοτήτων (οι σχετικές ταχύτητες είναι της τάξης του  $\sim 1 \text{ km s}^{-1}$ ) ως προς την ουδέτερη γραμμή του μαγνητικού πεδίου (αποσχιστικές κινήσεις).

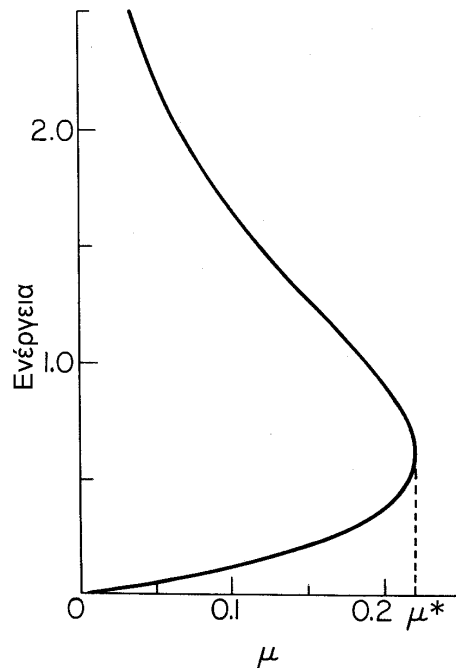
2. Το μαγνητικό πεδίο να αναδύεται συστραμμένο από τα υποφωτοσφαιρικά στρώματα.

Μερικές φορές είναι δύσκολο να ξεχωρίσουμε τις δύο διαδικασίες γιατί μια παρατηρούμενη φωτοσφαιρική κίνηση μπορεί να οφείλεται στη διαδικασία ανάδυσης μαγνητικής ροής. Σε κάθε περίπτωση, οι διαδικασίες αυτές μέσα σε περίοδο μερικών ημερών μπορούν να αποθηκεύσουν ενέργεια της τάξης των  $10^{32}$  erg που χρειάζεται για μια μεγάλη έκλαμψη/CME. Συνεπώς, η συσσώρευση μαγνητικής ενέργειας είναι μια αργή διαδικασία σε αντίθεση με την έκλυση της ενέργειας όπου εμπλέκονται διαδικασίες εξαιρετικά γρήγορες.

## 9.5.2 Η έκλυση της ενέργειας

### 9.5.2.1 Η αναγκαιότητα για μαγνητική επανασύνδεση

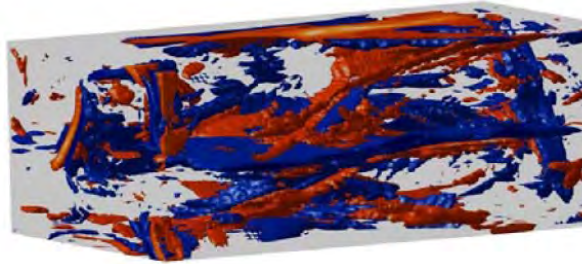
Το ζήτημα της απελευθέρωσης της ενέργειας είναι πιο πολύπλοκο. Ο τρόπος αντιμετώπισής του είναι να λύσει κανείς τις αναγκαίες εξισώσεις και να υπολογίσει το μαγνητικό πεδίο για διάφορες τιμές μιας χαρακτηριστικής παραμέτρου,  $\mu$ , που συνδέεται με την ένταση των ρευμάτων. Για κάθε τιμή του  $\mu$  υπολογίζεται η ενέργεια του πεδίου και, όπως φαίνεται στο Σχήμα 9.17, υπάρχουν λύσεις μόνο όταν το  $\mu$  είναι μικρότερο από κάποια οριακή τιμή,  $\mu^*$ . Αν οι φωτοσφαιρικές κινήσεις είναι τέτοιες ώστε να αναγκάσουν το πεδίο να πάρει τιμές που αντιστοιχούν σε  $\mu > \mu^*$ , θα πρέπει να συμβεί μια δυναμική ανακατάταξη ή και εξαφάνιση μιας ποσότητας μαγνητικού πεδίου. Αυτή η απότομη αλλαγή πιθανόν να είναι η έκλαμψη που παρατηρούμε.



**Σχήμα 9.17:** Η πυκνότητα μαγνητικής ενέργειας συναρτήσει της παραμόρφωσης των δυναμικών γραμμών

Στους παραπάνω υπολογισμούς αναζητεί κανείς λύσεις ισορροπίας του μαγνητικού πεδίου και υποθέτει ότι η ειδική αντίσταση του πλάσματος είναι αμελητέα. Αποτέλεσμα αυτής της απλοστευσης είναι το ότι δεν μπορούμε να περιγράψουμε την μετατροπή της μαγνητικής ενέργειας σε ενέργεια του πλάσματος. Χρειάζεται λοιπόν να καταφύγουμε στο μηχανισμό της διάχυσης του μαγνητικού πεδίου (βλ. εδάφιο 6.2.2) και να αναζητήσουμε διαδικασίες που μπορούν να δημιουργήσουν φύλλα ρεύματος και επανασύνδεση των μαγνητικών δυναμικών γραμμών.

Όπως είδαμε στο εδάφιο 6.4, το πρόβλημα με το κλασικό μοντέλο μαγνητικής επανασύνδεσης Sweet-Parker είναι ότι ο ρυθμός απελευθέρωσης ενέργειας είναι πολύ πιο χαμηλός από τον παρατηρούμενο. Η



**Σχήμα 9.18:** Στιγμιότυπο από το ηλεκτρικό πεδίο στο στέμμα για το μοντέλο με τα κατακερματισμένα φύλλα ρεύματος. Οι μπλε και κόκκινες περιοχές αναπαριστούν ηλεκτρικά πεδία με φορά προς το αριστερό και το δεξιό πόδι του βρόχου, αντίστοιχα (από Turkmani et al., 2006).

διέξοδος είναι να αναζητήσει κανείς τρόπους αύξησης της ειδικής αντίστασης του πλάσματος στην περιοχή διάχυσης (το φαινόμενο ονομάζεται ανώμαλη αντίσταση και μπορεί να συμβεί όταν στο πλάσμα υπάρχουν ιοντο-ακουστικά κύματα), ή ελάττωσης του χαρακτηριστικού μήκους της, ή να επικαλεστεί την επενέργεια ασταθειών του πλάσματος που θα επιταχύνουν τη διαδικασία. Στο εδάφιο 6.5.2 είδαμε ότι η κατάσταση βελτιώνεται με το μηχανισμό της ασταθούς μαγνητικής επανασύνδεσης όπου ένα φύλλο ρεύματος υφίσταται επαναληπτικά την αστάθεια διάλυσης και την αστάθεια συνένωσης.

#### 9.5.2.2 Μοντέλα εκλάμψεων χωρίς CME

Σε μια κατηγορία μοντέλων εξετάζεται η έκλυση ενέργειας σε κλειστές μαγνητικές τοπολογίες. Πρόκειται για μοντέλα με τα οποία επιχειρείται η μελέτη εκλάμψεων που δεν συνοδεύονται από CMEs. Στην πιο απλή περίπτωση η τοπολογία του μοντέλου είναι ένας μαγνητικός βρόχος ο οποίος παραμορφώνεται από τυχαίες κινήσεις πλάσματος στη φωτόσφαιρα. Έτσι, η αρχικά ευσταθής μαγνητική μορφολογία οδηγείται σε αστάθεια, αποτέλεσμα της οποίας είναι η ανάπτυξη πολλών κατακερματισμένων φύλλων ρεύματος κατά μήκος του βρόχου (η τύρβη μπορεί επίσης να δημιουργήσει παρόμοιο κατακερματισμό ενός φύλλου ρεύματος). Η τριδιάστατη δομή του ηλεκτρικού πεδίου υπολογίζεται με το νόμο του Ohm (βλέπε Σχήμα 9.18). Τα διάσπαρτα ηλεκτρικά πεδία επιταχύνουν ηλεκτρόνια και ιόντα μέσα σε πολύ μικρούς χρόνους ( $\leq 0.1$  s) και έχουν ενεργειακές κατανομές που παρουσιάζουν ομοιότητες με αυτές που προκύπτουν από τις παρατηρήσεις.

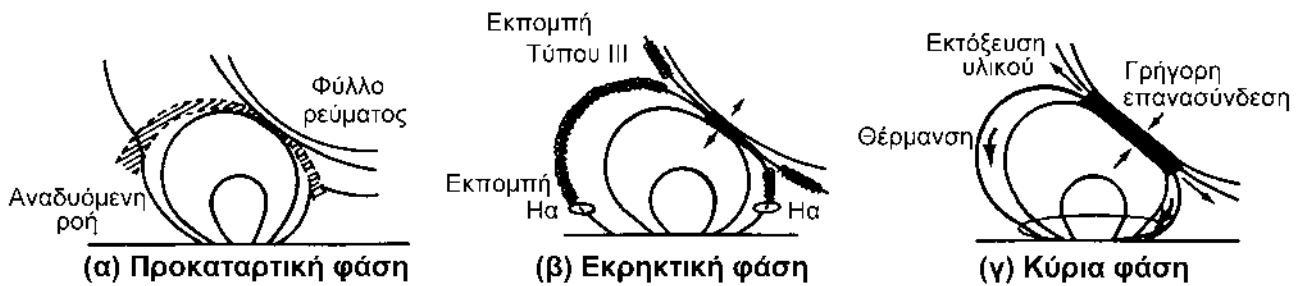
Έχουν επίσης αναπτυχθεί μοντέλα με πιο ρεαλιστική μαγνητική τοπολογία. Σε ένα από αυτά, έχουμε εμφάνιση καινούργιας μαγνητικής ροής, που είναι αποτέλεσμα ανάδυσης της από τα υποφωτοσφαιρικά στρώματα. Καθώς αναδύεται ο σωλήνας ροής, συμπιέζει τους προϋπάρχοντες, με αποτέλεσμα την εμφάνιση φύλλου ρεύματος στο σημείο επαφής του παλιού με το νέο μαγνητικό πεδίο (μοντέλο Heyvaerts, Priest, & Rust, Σχήμα 9.19). Στο σημείο αυτό η διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου αντιστρέφεται σε μικρή απόσταση,  $\delta$ . Τα τοπικά ρεύματα μετατρέπουν μαγνητική ενέργεια σε θερμότητα,  $Q$ , μέσω απωλειών Joule:

$$Q \sim \eta J^2 \sim \eta B^2 / \delta^2 \quad (9.7)$$

με αποτέλεσμα να παρατηρούμε απότομη αύξηση της θερμοκρασίας στην περιοχή που εφάπτονται οι παλιές με τις νέες δυναμικές γραμμές.

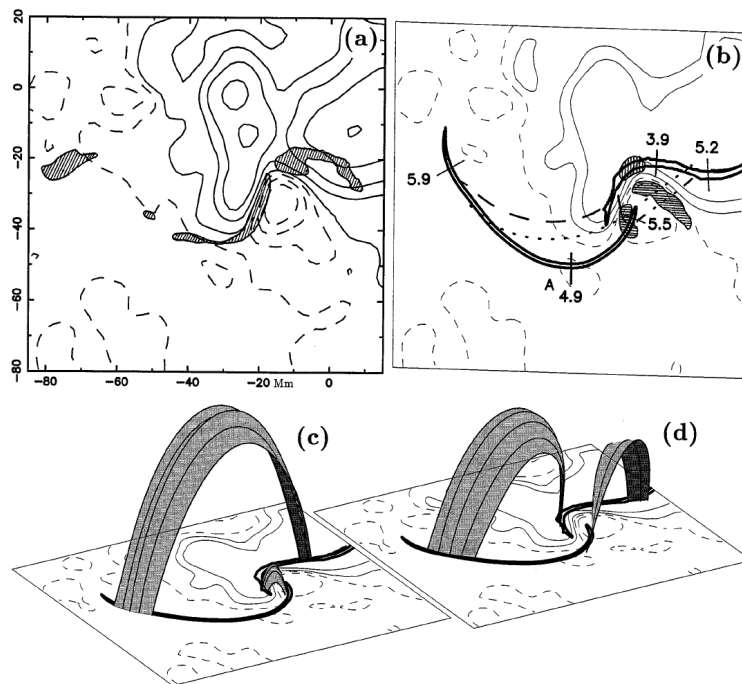
Το πρόβλημα με αυτό το μοντέλο είναι ότι ο ρυθμός απελευθέρωσης ενέργειας είναι πολύ πιο χαμηλός από τον παρατηρούμενο, λόγω της χαμηλής τιμής του συντελεστή ειδικής αντίστασης. Η κατάσταση θα μπορούσε να βελτιωθεί με κάποιον από τους τρόπους που αναφέρονται στο εδάφιο 9.5.2.1.

Σε άλλα μοντέλα η μαγνητική τοπολογία περιλαμβάνει συλλογή δυναμικών γραμμών που στη μια μεριά τους τα άκρα τους δεν βρίσκονται κοντά το ένα στο άλλο (όπως π.χ. στο Σχήμα 9.20 c και d). Αυτές οι δυναμικές γραμμές ορίζουν επιφάνειες οι οποίες ονομάζονται ημι-διαχωριστικές επιφάνειες (quasi-separatrix



**Σχήμα 9.19:** Δημιουργία φύλλου ρεύματος με επακόλουθη έκλυση ενέργειας, ως αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης αναδύομενης μαγνητικής ροής με το προϋπάρχον μαγνητικό πεδίο (από Heyvaerts et al., 1977).

layers, QSLs, εδάφιο 6.6). Είναι φανερό ότι η τοπολογία στην οποία δύο δυναμικές γραμμές ξεκινούν η μία κοντά στην άλλη και καταλήγουν σε πολύ διαφορετικές θέσεις (δηλαδή αυτό που συμβαίνει στις QSLs) ευνοεί την ανάπτυξη ρευμάτων. Αν η απόκλιση των δυναμικών γραμμών είναι πολύ μεγάλη, τότε τα ρεύματα που αναπτύσσονται είναι σημαντικά και μπορεί να προκύψει μαγνητική επανασύνδεση. Η τοπολογία αυτή έχει χρησιμοποιηθεί σε μοντέλα εκλάμψεων χωρίς CME (βλέπε Σχήμα 9.20 για ένα παράδειγμα) όσο και σε μοντέλα εκλάμψεων που συνοδεύονται από CMEs.



**Σχήμα 9.20:** (a): Οι γκρίζες επιφάνειες δείχνουν τις λαμπρές ταινίες στη γραμμή Ηα κατά τη διάρκεια μιας έκλαμψης χωρίς CME. Οι ισόφωτες απεικονίζουν την κάθετη συνιστώσα του φωτοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου. (b): Τομή των QSLs με τη φωτόσφαιρα, από υπολογισμό του μαγνητικού πεδίου στο στέμμα υπό την προσέγγιση της γραμμικής λύσης χωρίς δυνάμεις. (c) και (d): Τριδιάστατη απεικόνιση δυναμικών γραμμών από τις δύο μεριές των QSLs (από Demoulin et al., 1997).

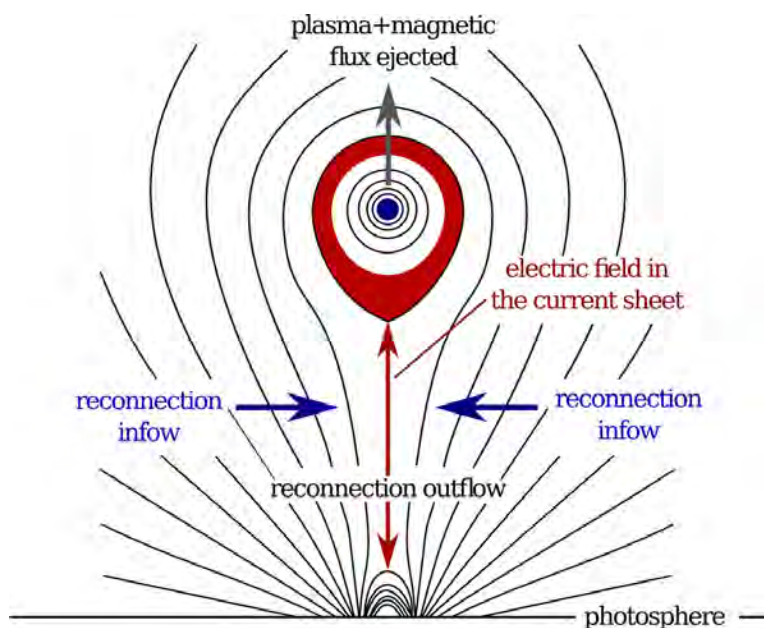
### 9.5.3 Το τυπικό μοντέλο εκλάμψεων-CMEs

Το λεγόμενο τυπικό μοντέλο εκλάμψεων-CMEs αναπτύχθηκε αρχικά στις δεκαετίες 1960-1970 από τους Carmichael, Sturrock, Hirayama, Kopp και Pnevman για να ερμηνεύσει μεγάλες εκλάμψεις στις οποίες



εμφανίζονται λαμπρές ταινίες στη γραμμή Ηα. Το μοντέλο εκσυγχρονίστηκε τη δεκαετία του 1990 με έναυσμα την απόπειρα ερμηνείας αφενός των CMEs και αφετέρου παρατηρήσεων από τον ιαπωνικό δορυφόρο Yohkoh. Το μοντέλο στην τρέχουσα μορφή του προσπαθεί να ερμηνεύσει μεγάλες εκλάμψεις που συνοδεύονται από CMEs.

Τα χαρακτηριστικά του μοντέλου είναι συνοπτικά τα εξής. Η γεωμετρία του περιλαμβάνει κάποια σχηματισμό με συστραμμένο μαγνητικό πεδίο (για παράδειγμα ένα σχοινί μαγνητικής ροής) ο οποίος περιβάλλεται από αψιδωτό σύστημα μαγνητικών βρόχων (Σχήμα 9.21). Για κάποιο λόγο (π.χ. αναδιάρθρωση του μαγνητικού πεδίου, απώλεια ισορροπίας ή ανάπτυξη αστάθειας) το σχοινί μαγνητικής ροής αρχίζει να ανέρχεται με συνέπεια κάποιες από τις δυναμικές γραμμές που το περιβάλλουν να τεντωθούν τόσο ώστε να γίνουν αντιπαράλληλες. Καθώς το σχοινί ροής συνεχίζει να ανέρχεται, οι αντιπαράλληλες δυναμικές γραμμές κάτω από το σχοινί ροής πλησιάζουν τόσο κοντά η μια στην άλλη ώστε σχηματίζεται φύλλο ρεύματος. Εξαιτίας ασταθειών που αναπτύσσονται μέσα στο φύλλο ρεύματος ξεκινάει μαγνητική επανασύνδεση η οποία αποφέρει έκλαμψη κάτω από το σημείο όπου έγινε η επανασύνδεση. Από την άλλη μεριά, η επανασύνδεση “κόβει” τις δυναμικές γραμμές που αρχικά περιέβαλλαν το σχοινί ροής με αποτέλεσμα να διευκολύνεται η διαφυγή του τελευταίου. Στην κύρια φάση της έκλαμψης η μαγνητική επανασύνδεση συνεχίζεται και δημιουργεί θερμούς βρόχους που εκπέμπουν στις μαλακές ακτίνες X και λαμπρές ταινίες Ηα στα πόδια τους. Η αύξηση του ύψους της περιοχής επανασύνδεσης έχει ως συνέπεια οι θερμοί βρόχοι που δημιουργήθηκαν να παρουσιάζουν μια φαινομενική ανοδική κίνηση και ταυτόχρονα οι λαμπρές χρωμοσφαιρικές ταινίες να απομακρύνονται η μια από την άλλη.



**Σχήμα 9.21:** Το τυπικό μοντέλο εκλάμψεων-CMEs από τους *Lin et al., 2000* (βλέπε κείμενο για λεπτομέρειες).

Το μοντέλο κατάφερε να ερμηνεύσει ποιοτικά παρατηρήσεις εκλάμψεων με μεγάλο χρόνο αποκατάστασης που παρουσιάζουν λαμπρές ταινίες στην Ηα οι οποίες απομακρύνονται η μία από την άλλη καθώς και βρόχους με μορφολογία ακίδας στις μαλακές ακτίνες X. Ακόμα, ερμηνεύει ικανοποιητικά τον καλό συγχρονισμό ανάμεσα στην επιτάχυνση μερικών CMEs και τη χρονική μεταβολή της ροής των εκλάμψεων οι οποίες τις συνοδεύουν (βλ. εδάφιο 9.3.2). Επίσης φαίνεται να είναι ποιοτικά συμβατό με την παρατήρηση εκλάμψεων όπου η εκπομπή στις σκληρές ακτίνες X προέρχεται από περιοχή που βρίσκεται πάνω από τους θερμούς βρόχους που εκπέμπουν στις μαλακές ακτίνες X (βλ. εδάφιο 9.2.2.2).

Η κριτική που έχει γίνει στο συγκεκριμένο μοντέλο είναι ότι τα φαινόμενα που ερμηνεύει δεν συμβαίνουν σε όλα τα εκρηκτικά φαινόμενα. Το μοντέλο είναι διδιάστατο, αν και τελευταία έχουν γίνει απόπειρες για

την επέκτασή του στις τρεις διαστάσεις. Η μαγνητική τοπολογία του είναι διπολική, όμως είναι γνωστό ότι οι μεγαλύτερες εκλάμψεις συμβαίνουν σε περιοχές με πιο πολύπλοκη μαγνητική τοπολογία.

Ένα άλλο πρόβλημα του τυπικού μοντέλου είναι το μέγεθος του φύλλου ρεύματος. Σε μια μεγάλη εκλάμψη επιταχύνονται περίπου  $10^{37}$  σωματίδια ανά δευτερόλεπτο, με αποτέλεσμα μέσα σε 100 s να έχουν επιταχυνθεί περίπου  $10^{39}$  σωματίδια. Αν λάβουμε υπόψη μας ότι η μέση πυκνότητα του στέμματος είναι περίπου  $10^8 - 10^9 \text{ cm}^{-3}$  συμπεραίνουμε ότι το φύλλο ρεύματος και η εκροή της μαγνητικής επανασύνδεσης καταλαμβάνουν όγκο γύρω στα  $10^{28} \text{ cm}^{-3}$ . Αν υποθέσουμε ότι το πάχος του φύλλου ρεύματος είναι μερικές δεκάδες km, συμπεραίνουμε ότι οι άλλες διαστάσεις του πρέπει να είναι τεράστιες ( $\sim 10^{11} \times 10^{11} \text{ cm}$ ) και ταυτόχρονα πρέπει να ευσταθές για μερικές εκατοντάδες δευτερόλεπτα. Είναι δύσκολο να αποδειχτεί ότι ένας τόσο τεράστιος σχηματισμός θα παραμείνει ευσταθής για τόσο πολύ μέσα σε μια ασταθή μαγνητική τοπολογία: ο κατακερματισμός του φύλλου ρεύματος μοιάζει να είναι το πιο πιθανό ενδεχόμενο.

Η μαγνητική ελικότητα (βλ. εδάφιο 6.7) είναι μία παράμετρος του μαγνητικού πεδίου η οποία παίζει σημαντικό ρόλο στη θεωρητική μελέτη των CMEs. Οι λόγοι είναι ο εξής: Στατιστικές μελέτες έχουν δείξει ότι το μαγνητικό πεδίο των κέντρων δράσης έχει μια ελαφρά τάση να παρουσιάζει αρνητική ελικότητα στο βόρειο ημισφαίριο του Ήλιου και θετική στο νότιο (με άλλα λόγια ο παράγοντας  $\alpha$  της εξίσωσης 5.62 έχει την τάση να είναι αρνητικός στο βόρειο ημισφαίριο και θετικός στο νότιο). Αυτό σημαίνει ότι θα είχαμε συνεχή συσσώρευση μαγνητικής ελικότητας στην ηλιακή ατμόσφαιρα, κάτι που δεν παρατηρείται. Οι CMEs φαίνεται ότι είναι ο πιο αποτελεσματικός μηχανισμός με τον οποίο αποβάλλεται μαγνητική ελικότητα από τον Ήλιο.

Επίσης επισημαίνουμε ότι η μαγνητική επανασύνδεση απελευθερώνει μαγνητική ενέργεια αλλάζοντας την τοπολογία του πεδίου, όμως δεν μπορεί να απελευθερωθεί όλη η ελεύθερη μαγνητική ενέργεια που περικλείει ένας σχηματισμός λόγω της διατήρησης της μαγνητικής ελικότητας (βλ. εδάφιο 6.7). Η απομάκρυνση της παγιδευμένης ελικότητας και μαγνητικής ενέργειας επιτυγχάνεται με την αποβολή του σχηματισμού από το στέμμα, δηλαδή με τη CME.

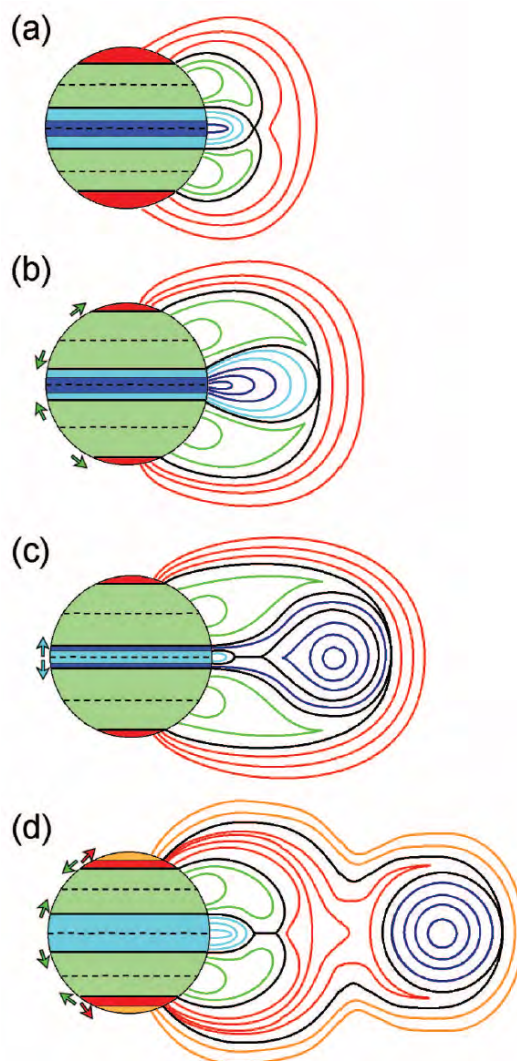
Τα μοντέλα των CMEs μπορούν να ταξινομηθούν σε δύο κατηγορίες, ανάλογα με τη μορφολογία του στεμματικού μαγνητικού πεδίου πριν την έναρξη του φαινομένου:

- Στα μοντέλα της πρώτης κατηγορίας έχει σχηματιστεί σχοινί μαγνητικής ροής πριν από την έκρηξη.
- Στα μοντέλα της δεύτερης κατηγορίας έχουμε μια συστοιχία παραμορφωμένων βρόχων.

Παρόλο που το θέμα της μορφολογίας του μαγνητικού πεδίου πριν την έκρηξη είναι ανοιχτό, όλα τα μοντέλα και οι προσομοιώσεις (βλ., π.χ., τις προσομοιώσεις στις ταινίες 9.9, 9.10 και 9.11) συμφωνούν ότι η δομή που εκρήγνυται είναι σχοινί μαγνητικής ροής. Οι προσομοιώσεις δείχνουν ότι δεν υπάρχει φυσικός μηχανισμός ο οποίος να προκαλεί μεγάλης χωρικής κλίμακας έκρηξη στο στέμμα χωρίς την αποβολή σχοινοειδούς μαγνητικής ροής. Επομένως στην πρώτη κατηγορία μοντέλων το σχοινί μαγνητικής ροής είναι ένα ουσιώδες συστατικό της αρχικής μαγνητικής μορφολογίας, ενώ στη δεύτερη κατηγορία μοντέλων το σχοινί μαγνητικής ροής σχηματίζεται όταν η CME είναι σε εξέλιξη.

Στα μοντέλα της πρώτης κατηγορίας, όταν το σύστημα που περιλαμβάνει το σχοινί μαγνητικής ροής φέρεται σε ένα κρίσιμο σημείο όπου δεν υπάρχει ευσταθής ισορροπία, έχουμε την ανάπτυξη μαγνητοϋδροδυναμικών διαταραχών οι οποίες οδηγούν το σύστημα είτε σε κάποια ιδανική αστάθεια είτε σε απώλεια ισορροπίας και την ανάπτυξη κατακόρυφου φύλλου ρεύματος. Το μαγνητικό πεδίο που περιβάλλει το σχηματισμό, στην πρώτη περίπτωση τελικά επιβραδύνει τις διαταραχές ενώ στη δεύτερη περίπτωση το ρεύμα που σχετίζεται με αυτό είναι ομόρροπο με το ρεύμα του φύλλου. Η απομάκρυνση του υπερκείμενου μαγνητικού πεδίου γίνεται με μαγνητική επανασύνδεση. Επομένως στην κατηγορία μοντέλων που προϋπάρχει σχοινί μαγνητικής ροής, η μαγνητική επανασύνδεση δεν πυροδοτεί την έκρηξη αλλά απλά την υποβοηθά με την απομάκρυνση του υπερκείμενου πεδίου.

Στα μοντέλα που η βασική μαγνητική μορφολογία είναι μια συστοιχία παραμορφωμένων βρόχων η



**Σχήμα 9.22:** Μοντέλο δημιουργίας CME (από Lynch et al. (2008), βλέπε κείμενο για λεπτομέρειες).

απότομη απώλεια ισορροπίας γίνεται μέσω μαγνητικής επανασύνδεσης όπως και η έκρηξη. Σε αντίθεση με τα μοντέλα της πρώτης κατηγορίας, εδώ η μαγνητική επανασύνδεση δεν παίζει υποβοηθητικό ρόλο στη διαδικασία της έκρηξης αλλά αποτελεί το βασικό πυροκροτητή της.

Ένα μοντέλο δημιουργίας CME εμφανίζεται στο Σχήμα 9.22 (βλ. και [ταβ. 9.11](#)). Λόγω αποσχιστικών κινήσεων που λαμβάνουν χώρα στη διεύθυνση ανατολής - δύσης κοντά στον ηλιακό ισημερινό, η μαγνητική πίεση των κεντρικών δυναμικών γραμμών του σχήματος αυξάνει με αποτέλεσμα να “φουσκώνουν”, δηλαδή να σπρώχνονται προς τα πάνω έχοντας τα πόδια τους στην ηλιακή επιφάνεια. Τελικά θα συμβεί μαγνητική επανασύνδεση ανάμεσα σε αυτές και στα γειτονικά τους συστήματα δυναμικών γραμμών. Η μαγνητική επανασύνδεση θα απομακρύνει τις υπερκείμενες δυναμικές γραμμές επιτρέποντας στο κεντρικό σύστημα δυναμικών γραμμών να φουσκώσει παραπέρα και τελικά να προκύψει έκρηξη. Θα πρέπει να τονιστεί πάντως ότι το μοντέλο του σχήματος 9.22 δεν μπορεί να θεωρηθεί ως ερμηνευτικό για όλες τις CMEs.

Μια σειρά από εναλλακτικά μοντέλα παραγωγής CMEs έχουν αναπτυχθεί, όμως η περιγραφή τους δεν θα γίνει εδώ. Θα αρκестούμε να πούμε ότι όλα τα μοντέλα παραγωγής CMEs έχουν τρία κοινά στοιχεία:

1. Στο μαγνητικό πεδίο πρέπει να έχει αποθηκευτεί αρκετή μαγνητική ενέργεια που τελικά θα μετατραπεί σε ενέργεια της CME. Η απαιτούμενη μαγνητική ενέργεια συσσωρεύεται με τις διαδικασίες που

συζητήθηκαν στο εδάφιο 9.4.

2. Η διαδικασία της μαγνητικής επανασύνδεσης εμπλέκεται με τον ένα ή τον άλλο τρόπο (είτε πρωταγωνιστικά είτε υποβοηθητικά) στο μηχανισμό παραγωγής της CME.
3. Η έκρηξη αποβάλλει σχοινί μαγνητικής ροής το οποίο είτε προϋπάρχει του φαινομένου είτε σχηματίζεται κατά τη διάρκειά του.

## 9.6 Ασκήσεις

1. Σε ένα μεγάλο εκρηκτικό φαινόμενο έχουμε έκλαμψη, CME και ενεργητικά σωμάτια τα οποία ανιχνεύονται στη γειτονιά της Γης.
  - (α) Υπολογίστε σε πόσο χρόνο θα φτάσουν στη γειτονιά της Γης φωτόνια ενέργειας 10 keV.
  - (β) Υπολογίστε σε πόσο χρόνο θα φτάσουν στη γειτονιά της Γης ηλεκτρόνια ενέργειας 10 keV και πρωτόνια ενέργειας 10 MeV.
  - (γ) Αν η CME έχει ταχύτητα  $1000 \text{ km s}^{-1}$ , σε πόσο χρόνο θα φτάσει στη γειτονιά της Γης;
2. (α) Γιατί όταν η μικροκυματική εκπομπή από εκλάμψεις είναι οπτικά λεπτή και παρατηρείται σε σχετικά υψηλές συχνότητες ( $\sim 17 \text{ GHz}$ ), παρουσιάζει συχνά εκπομπή η οποία περιορίζεται πάνω από τα πόδια του βρόχου;
  - (β) Συχνά όταν οι παρατηρήσεις για τις οποίες έγινε λόγος στο ερώτημα (α) συνοδεύονται από παρατηρήσεις του φωτοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου καθώς και από παρατηρήσεις στις σκληρές ακτίνες X, βλέπουμε ότι η εκπομπή στις σκληρές ακτίνες X είναι μεγαλύτερη πάνω από το πόδι του βρόχου το οποίο αντιστοιχεί στο ασθενέστερο φωτοσφαιρικό μαγνητικό πεδίο, ενώ η μικροκυματική εκπομπή είναι μεγαλύτερη πάνω από το πόδι του βρόχου το οποίο αντιστοιχεί στο ισχυρότερο μαγνητικό πεδίο. Πώς μπορούμε να ερμηνεύσουμε αυτά τα αποτελέσματα;
3. (α) Ένας πληθυσμός ηλεκτρονίων επιταχύνεται σε υποσχετικιστικές ταχύτητες πάνω από την κορυφή συμμετρικού βρόχου κατά τη διάρκεια έκλαμψης. Η μικρότερη ταχύτητα του πληθυσμού είναι  $v_1$  και η μεγαλύτερη είναι  $v_2$ . Μετά την επιτάχυνση τους τα ηλεκτρόνια κινούνται μέσα στο βρόχο. Δείξτε ότι το χρονικό διάστημα που μεσολαβεί ανάμεσα στην άφιξη του γρηγορότερου και του αργότερου ηλεκτρονίου στο ένα άκρο του βρόχου είναι

$$\Delta t = \frac{l}{2c} \left( \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma_1^2}} - \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma_2^2}} \right)$$

όπου  $l$  το μήκος του βρόχου και  $\gamma_1$  και  $\gamma_2$  οι παράγοντες Lorentz που αντιστοιχούν στις ταχύτητες  $v_1$  και  $v_2$ , αντίστοιχα.

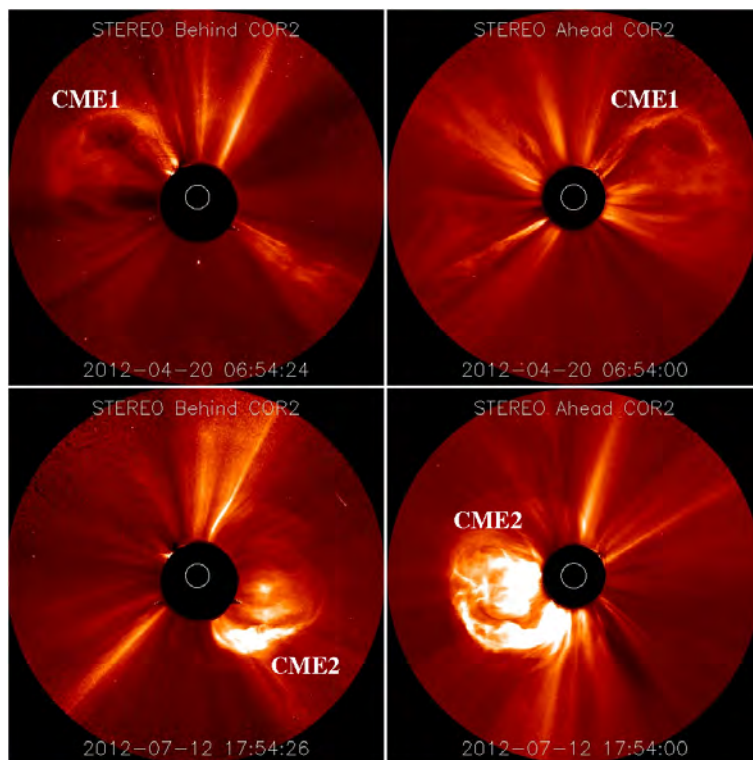
- (β) Γενικεύστε την απάντησή σας στο ερώτημα (α) αν οι γωνίες κλίσης του πληθυσμού ηλεκτρονίων κυμαίνονται από  $\alpha_1$  μέχρι  $\alpha_2$ .
4. (α) Αποδείξτε ότι η ταχύτητα,  $v$ , μιας ραδιοέξαρσης τύπου II ή τύπου III συνδέεται με την ολίσθηση της ραδιοέξαρσης σε ένα δυναμικό φάσμα (π.χ. βλέπε σχήμα 9.8) μέσω της εξίσωσης

$$v = -2H \frac{d \ln f}{dt}$$

όπου  $f$  είναι η συχνότητα παρατήρησης,  $t$  ο χρόνος και  $H$  η κλίμακα ύψους (υποθέσαμε ότι η πυκνότητα ελαττώνεται εκθετικά με το ύψος).

- (β) Σε ποιες περιπτώσεις η προκύπτουσα ταχύτητα μπορεί να αποκλίσει αρκετά από την πραγματική;

5. Έστω CME η οποία απομακρύνεται ακτινικά από το στέμμα με σταθερή ταχύτητα.
- (α) Πόσες ώρες μετά την έναρξη της CME θα γίνει η μέση αριθμητική της πυκνότητα  $n_e = 10^7$ ,  $10^5$  και  $10^3 \text{ cm}^{-3}$ , αν η ταχύτητά της είναι  $1000 \text{ km s}^{-1}$  και η αρχική αριθμητική της πυκνότητα ήταν  $10^9 \text{ cm}^{-3}$ ;
- (β) Ποιες είναι οι αντίστοιχες αποστάσεις από το κέντρο του Ήλιου;
6. (α) Μια CME μάζας  $10^{14} \text{ g}$  εκτοξεύεται κατακόρυφα προς τα πάνω από περιοχή η οποία βρίσκεται κοντά στον ισημερινό. Το εύρος της προβολής της περιοχής αυτής στον ηλιακό δίσκο είναι περίπου  $45^\circ$  τόσο κατά ηλιογραφικό μήκος όσο και κατά ηλιογραφικό πλάτος. Η περιοχή είναι ισόθερμη με θερμοκρασία  $1 \text{ MK}$  ενώ η αριθμητική πυκνότητα στη βάση της είναι  $10^9 \text{ cm}^{-3}$ . Ποιο είναι το ποσοστό της μάζας της περιοχής το οποίο απομακρύνθηκε με τη CME;
- (β) Επαναλάβετε το ερώτημα (α) αν η μάζα της CME είναι  $10^{16} \text{ g}$ .
7. Με χρήση των εξισώσεων 9.1, 9.2 και 9.3 να μελετηθεί γραφικά η μεταβολή των  $\alpha_A$  και  $\alpha_B$  συναρτήσει του  $r$  όταν  $r \in [10, 200]R_\odot$  και  $\beta_A = 40^\circ$ . Η διερεύνηση να γίνει με  $\gamma$  ίσο με  $45^\circ$  και  $120^\circ$ .



**Σχήμα 9.23:** Στιγμιότυπα δύο CMEs όπως παρατηρήθηκαν από τα δύο διαστημόπλοια STEREO.

8. Το σχήμα 9.23 δίνει στιγμιότυπα δύο CMEs, CME1 στην πάνω σειρά και CME2 στην κάτω σειρά, που παρατηρήθηκαν από τα διαστημόπλοια STEREO A και STEREO B σε δύο διαφορετικές ημέρες οι οποίες αναγράφονται στις εικόνες. Να βρεθεί ποια από τις δύο CMEs μπορεί να είχε κατεύθυνση προς την Γη κάνοντας χρήση πληροφοριών για την διάταξη των διαστημοπλοίων από την ιστοσελίδα [http://stereo-ssc.nascom.nasa.gov/cgi-bin/make\\_where.gif](http://stereo-ssc.nascom.nasa.gov/cgi-bin/make_where.gif).

## 9.7 Βιβλιογραφία

Τα αντίστοιχα κεφάλαια στα συγγράμματα:

- Svestka, Z.:** 1976, *Solar Flares*, D. Reidel Publishing Company, ISBN: 978-90-277-0663-8
- Tandberg-Hanssen, E. & Emslie, A.G.:** 2009, *The Physics of Solar Flares*, Cambridge University Press, ISBN: 978-0-521-11552-0
- Priest, E.:** 2014, *Magnetohydrodynamics of the Sun*, Cambridge University Press, ISBN: 978-0-521-85471-9
- Zirin, H.:** 1998, *The Astrophysics of the Sun*, Cambridge University Press
- Hanslmeier, A.:** 2007, *The Sun and Space Weather*, Springer, ISBN: 978-1-4020-5603-1
- Balogh, A., Lanzerotti, L. J. & Suess, S. T.:** 2008, *The Heliosphere through the Solar Activity Cycle*, Springer, ISBN: 978-3-540-74301-9
- Πρέκα-Παπαδήμα, Π., Δανέζης Μ., Θεοδοσίου Σ. & Καργιολάκη, Δ.:** 2009, *Στα μονοπάτια του ήλιου*, Διάυλος, Αθήνα, ISBN: 978-960-532-243-5
- Howard, T.:** 2011, *Coronal Mass Ejections: An Introduction*, Springer, ISBN: 978-1-4419-8788-4
- Koskinen, H. & Vainio, R.:** 2011, *Lectures on Solar Physics: From the core to the heliopause*
- Foukal, P. V** 2013, *Solar Astrophysics* (3rd Edition), Wiley-VCH, Berlin, ISBN: 978-3-527-41103-0

Αναφορές που γίνονται στο κείμενο:

- Demoulin, P., Bagala, L. G., Mandrini, C. H., Henoux, J. C., & Rovira, M. G. 1997, *Astron. Astrophys.*, 325, 305
- Heyvaerts, J., Priest, E. R., & Rust, D. M. 1977, *Astrophys. J.*, 216, 123
- Hoeksma, J. T., Bobra, M., Couvidat, S., & Sun, X. 2015, IAU General Assembly, 22, 2258040
- Kienreich, I. W., Temmer, M., & Veronig, A. M. 2009, *Astrophys. J. Lett.*, 703, L118
- Lin, J., & Forbes, T. G. 2000, *J. Geophys. Res.*, 105, 2375
- Liu, Y., Davies, J. A., Luhmann, J. G., et al. 2010, *Astrophys. J. Lett.*, 710, L82
- Lynch, B. J., Antiochos, S. K., DeVore, C. R., Luhmann, J. G., & Zurbuchen, T. H. 2008, *Astrophys. J.*, 683, 1192
- Nindos, A., White, S. M., Kundu, M. R., & Gary, D. E. 2000, *Astrophys. J.*, 533, 1053
- Ontiveros, V., & Vourlidas, A. 2009, *Astrophys. J.*, 693, 267
- Patsourakos, S., Vourlidas, A., & Stenborg, G. 2013, *Astrophys. J.*, 764, 125
- Temmer, M., Veronig, A. M., Vršnak, B., et al. 2008, *Astrophys. J. Lett.*, 673, L95
- Turkmani, R., Cargill, P. J., Galsgaard, K., Vlahos, L., & Isliker, H. 2006, *Astron. Astrophys.*, 449, 749
- Vlahos, L., Krucker, S., & Cargill, P. 2009, *Turbulence in Space Plasmas*, 778, 157
- Vourlidas, A., Lynch, B. J., Howard, R. A., & Li, Y. 2013, *Solar Phys.*, 284, 179

## Κεφάλαιο 10

# Ο κύκλος της ηλιακής δραστηριότητας

### 10.1 Εισαγωγή

Ήδη από τον 19ο αιώνα είχε παρατηρηθεί ότι το πλήθος των ηλιακών κηλίδων δεν είναι το ίδιο σε κάθε χρονική περίοδο. Σήμερα ξέρουμε ότι όχι μόνο οι κηλίδες αλλά και όλα τα φαινόμενα της ηλιακής δραστηριότητας παρουσιάζουν μια περιοδικότητα. Στο κεφάλαιο αυτό θα δούμε τα βασικά χαρακτηριστικά της και θα προσπαθήσουμε να ερμηνεύσουμε την προέλευσή της.

### 10.2 Δείκτες της ηλιακής δραστηριότητας

Οι πρώτες συστηματικές παρατηρήσεις κηλίδων έγιναν από τον Schwabe στην περίοδο 1826-1843. Από τις παρατηρήσεις αυτές διαπιστώθηκε η περιοδικότητα στην εμφάνισή τους. Στη συνέχεια ο Wolf όρισε το 1849 τον δείκτη των κηλίδων που φέρει το όνομά του (*αριθμός Wolf*):

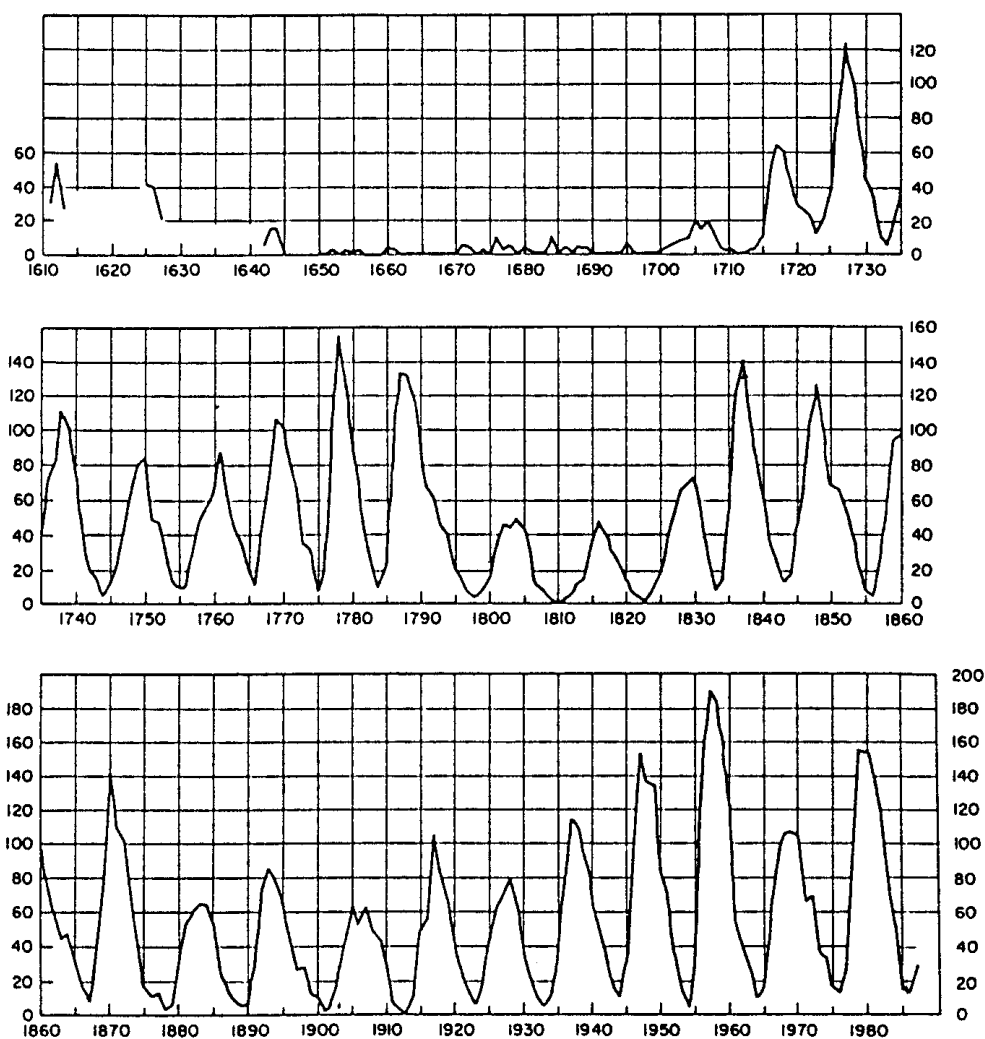
$$R = k(10g + f) \quad (10.1)$$

όπου  $g$  είναι ο αριθμός των ομάδων που υπάρχουν στον ηλιακό δίσκο,  $f$  ο αριθμός των κηλίδων και  $k$  ένας διορθωτικός παράγοντας που σκοπό έχει να κάνει συμβατές μετρήσεις από διάφορους παρατηρητές και διάφορα τηλεσκόπια. Συνήθως χρησιμοποιείται ο μηνιαίος ή ο ετήσιος μέσος όρος του αριθμού Wolf, έτσι που να εξομαλύνεται ενδεχόμενη μη τυχαία κατανομή των κηλίδων στην ηλιακή ατμόσφαιρα.

Πριν από το 1820 οι παρατηρήσεις των κηλίδων ήταν σποραδικές, έτσι που εκ των υστέρων υπολογισμοί του αριθμού Wolf γι αυτή την περίοδο να έχουν μια αβεβαιότητα κατά ένα παράγοντα 2. Η αβεβαιότητα είναι ακόμα μεγαλύτερη πριν το 1750, εν τούτοις η συγκέντρωση στοιχείων που φτάνουν μέχρι τις παρατηρήσεις του Γαλιλαίου, μας έχει δώσει τη δυνατότητα να έχουμε κάποια εικόνα της ηλιακής δραστηριότητας από τις αρχές του 17ου αιώνα (Σχήμα 10.1).

Όπως φαίνεται στο σχήμα, η τιμή το μεγίστου διαφέρει από κύκλο σε κύκλο, όπως διαφέρει και η διάρκεια των κύκλων. Η τελευταία κυμαίνεται από 9 έως 13 χρόνια, με μέση τιμή περίπου 11.1 χρόνια. Σε όλους τους κύκλους ο χρόνος ανόδου από το ελάχιστο στο μέγιστο είναι μικρότερος από το χρόνο καθόδου από το μέγιστο στο ελάχιστο. Κατά μέσο όρο ο χρόνος ανόδου είναι 4 έτη και ο χρόνος καθόδου 7 έτη. Πέρα από τη βασική περίοδο των 11.1 ετών, είναι ενδεχόμενο να υπάρχουν και μεγαλύτερες, της τάξης των 80-100 ετών. Κάποιες τέτοιες ενδείξεις δίνονται από το Σχήμα 10.1, όμως η διάρκεια της χρονοσειράς των μετρήσεων είναι πολύ μικρή για να πιστοποιηθούν με βεβαιότητα.

Είναι αξιοσημείωτο ότι στην περίοδο από το 1640 έως το 1700 η ηλιακή δραστηριότητα ήταν πολύ χαμηλή. Αυτή η περίοδος με σχεδόν πλήρη απουσία κηλίδων είναι γνωστή ως *ελάχιστο του Maunder*, από το όνομα του αστρονόμου που την διερεύνησε στα τέλη του 19ου αιώνα. Είναι επίσης ενδιαφέρον ότι το



Σχήμα 10.1: Ο αριθμός Wolf συναρτήσει του χρόνου, από το 1610 μέχρι το τέλος του 20ου αιώνα (από αρχείο της NASA).

ελάχιστο του Maunder συμπίπτει χρονικά με μια αρκετά ψυχρή περίοδο στη Δυτική Ευρώπη και τη Βόρειο Αμερική, γνωστή ως *μικρή εποχή των πάγων*, πράγμα που οδηγεί σε σχέψεις για ενδεχόμενη σχέση του κλίματος της Γης με το επίπεδο της ηλιακής δραστηριότητας.

Όπως αναφέραμε στην αρχή, όλα τα ενεργά φαινόμενα του Ήλιου ακολουθούν τον ηλιακό κύκλο και, από την άποψη αυτή, οποιοδήποτε από αυτά θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί ως δείκτης της ηλιακής δραστηριότητας. Από την πλευρά της στατιστικής ένας δείκτης είναι καλός όταν:

- Μπορεί να μετρηθεί με ακρίβεια, και
- Υπάρχουν μετρήσεις για μεγάλο χρονικό διάστημα

Από αυτή την άποψη ο αριθμός Wolf είναι προτιμητέος. Υπάρχουν όμως και άλλοι δείκτες, όπως το εμβαδόν των κηλίδων, το εμβαδόν των χρωμοσφαιρικών πυρσών (plage) και η ροή της ηλιακής ακτινοβολίας στα εκατοστομετρικά μήκη κύματος, που από φυσική πλευρά είναι πιο κοντά στο γενεσιουργό αίτιο της ηλιακής δραστηριότητας, δηλαδή το μαγνητικό πεδίο, αλλά οι σχετικές μετρήσεις δεν πηγαίνουν τόσο πίσω χρονικά όσο του αριθμού Wolf. Η ροή της ηλιακής ακτινοβολίας στα 2800 MHz (10.7 cm), π.χ., μπορεί να μετρηθεί εύκολα και με ακρίβεια, εκφράζει την εκπομπή από κηλίδες και plage που έχει άμεση σχέση με

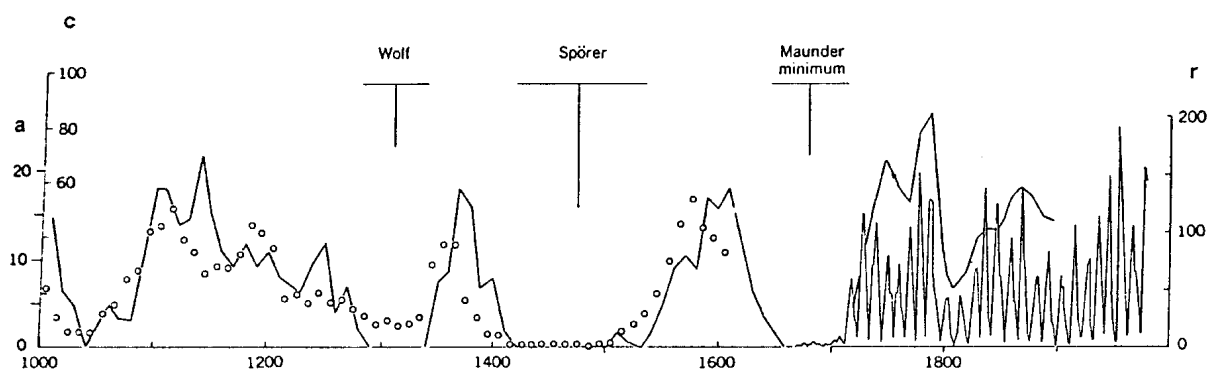


το μαγνητικό πεδίο (βλ. εδάφιο 8.8.2), όμως μετρήσεις υπάρχουν μόνο από το 1946.

Στην προσπάθεια να μελετηθεί η ηλιακή δραστηριότητα για μεγάλο χρονικό διάστημα, έχουν αναζητηθεί έμμεσες ενδείξεις της. Παλαιές ιστορικές αναφορές στην εμφάνιση κηλίδων που ήταν ορατές με γυμνό μάτι έχουμε από τον τέταρτο π.Χ. αιώνα. Αναφορές στην εμφάνιση πολικού σέλαως σε μέσα και χαμηλά γεωγραφικά πλάτη μας δίνουν κάποια εικόνα για την ηλιακή δραστηριότητα μέχρι τον έκτο αιώνα π.Χ. Ενδείξεις ακόμα πιο απομακρυσμένες στο χρόνο παίρνουμε από τη μέτρηση του λόγου των ισοτόπων του άνθρακα  $C^{14}/C^{12}$  στους δακτυλίους των κορμών δένδρων γνωστής ηλικίας. Ο  $C^{14}$  σχηματίζεται στα ανώτερα στρώματα της ατμόσφαιρας, από νετρόνια που δημιουργούνται από πρόσκρουση κοσμικής ακτινοβολίας:



Σε περίοδο υψηλής ηλιακής δραστηριότητας το μαγνητικό πεδίο της ηλιόσφαιρας θωρακίζει πιο αποτελεσματικά από την κοσμική ακτινοβολία, με αποτέλεσμα η περιεκτικότητα σε  $C^{14}$  να είναι μικρότερη. Η μέθοδος αυτή μπορεί να μας πάει μέχρι περίπου 10 000 χρόνια πριν.



**Σχήμα 10.2:** Η ηλιακή δραστηριότητα από το έτος 1000 μέχρι τέλος του 20ου αιώνα, σύμφωνα με τον αριθμό Wolf,  $r$ , (συνεχής γραμμή με γρήγορες διακυμάνσεις), ένα δείκτη,  $c$ , που υπολογίζεται με τη μέθοδο του  $C^{14}$  (συνεχής γραμμή με αργές διακυμάνσεις) και τις εμφανίσεις του πολικού σέλαως,  $a$ , (μικροί κύκλοι).

Από τα στοιχεία αυτά δεν μπορούμε να έχουμε τη μορφή κάθε κύκλου, αλλά μπορούμε να διαπιστώσουμε την ύπαρξη περιόδων μεγάλης και μικρής δραστηριότητας. Στο Σχήμα 10.2 παρουσιάζεται η ηλιακή δραστηριότητα από το έτος 1000, με βάση τον αριθμό Wolf, τις εμφανίσεις του πολικού σέλαως και τη μέθοδο του  $C^{14}$ . Πέρα από το ελάχιστο του Maunder, εμφανίζονται άλλες δύο χρονικές περιόδους πολύ χαμηλής δραστηριότητας: μία στη διάρκεια του 15ου και τις αρχές του 16ου αιώνα (ελάχιστο του Spörer) και μία στο πρώτο μισό του 14ου αιώνα (ελάχιστο του Wolf). Υπάρχει επίσης μια εκτεταμένη περίοδος υψηλής δραστηριότητας από το 1050 μέχρι το 1300. Το κύριο συμπέρασμα είναι ότι η ηλιακή δραστηριότητα είναι πολύ πιο πολύπλοκη από όσο δείχνει ένας κύκλος της και ότι εκτεταμένες περιόδους πολύ χαμηλής δραστηριότητας δεν είναι ασυνήθιστες.

Το ενδεχόμενο κλιματολογικών επιδράσεων ενισχύεται από το ότι και στο ελάχιστο του Spörer είχαν καταγραφεί χαμηλές θερμοκρασίες, ενώ η περίοδος υψηλής δραστηριότητας του 12ου αιώνα ήταν θερμή. Όμως αυτές οι συμπτώσεις είναι πολύ λίγες για να μας πείσουν για ενδεχόμενη επίδραση. Εξ άλλου τα κλιματολογικά στοιχεία από τις εποχές εκείνες είναι ακόμα πιο αβέβαια και δυσερμήνευτα από τα στοιχεία για την ηλιακή δραστηριότητα.

Στη διάρκεια πρόσφατων ηλιακών κύκλων έγιναν πολύ ακριβείς μετρήσεις της λαμπρότητας του Ήλιου, η οποία βρέθηκε κατά 0.2% μεγαλύτερη στο μέγιστο του έτους 1980 από ότι στο ελάχιστο του έτους 1986. Όμως η ατμόσφαιρα της Γης είναι ένα ιδιαίτερα πολύπλοκο σύστημα και κατά συνέπεια είναι πολύ δύσκολο να διαχωρίσουμε επιδράσεις από διάφορους παράγοντες. Επί πλέον πρέπει να είμαστε προσεκτικοί στο ενδεχόμενο επηρεασμό του κλίματος από φαινόμενα μη ηλιακής προέλευσης, όπως π.χ. μεγάλες εκρήξεις

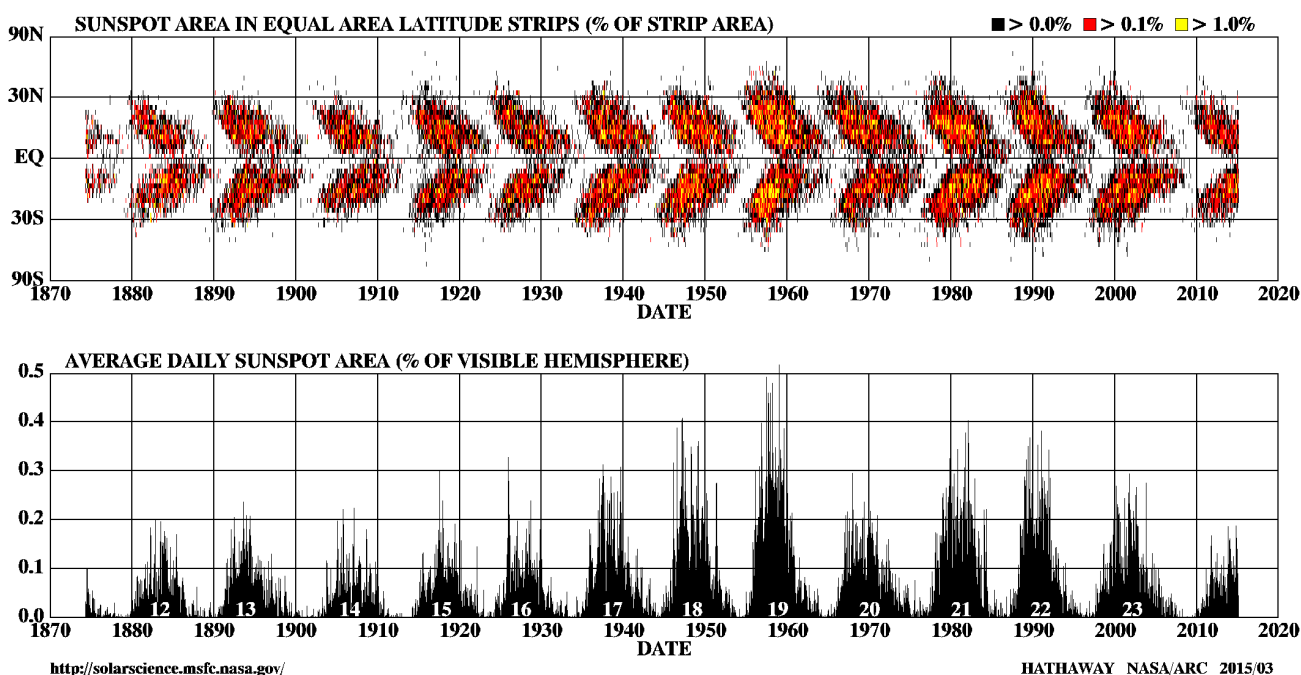
ηφαιστειών αλλά και από φαινόμενα που σχετίζονται με μικρές μεταβολές της τροχιάς της Γης. Οι δυσκολίες όμως δεν κάνουν το θέμα λιγότερο ενδιαφέρον.

### 10.3 Άλλα χαρακτηριστικά του ηλιακού κύκλου

Πέρα από την αυξομείωση του αριθμού των κηλίδων, ο κύκλος της ηλιακής δραστηριότητας παρουσιάζει και κάποια άλλα χαρακτηριστικά που είναι ουσιώδη και που κάθε προσπάθεια ερμηνείας πρέπει να πάρει υπόψη της. Αφορούν το ηλιογραφικό πλάτος των κέντρων δράσης και τα χαρακτηριστικά του μαγνητικού πεδίου.

#### 10.3.1 Μεταβολή του πλάτους των κηλίδων

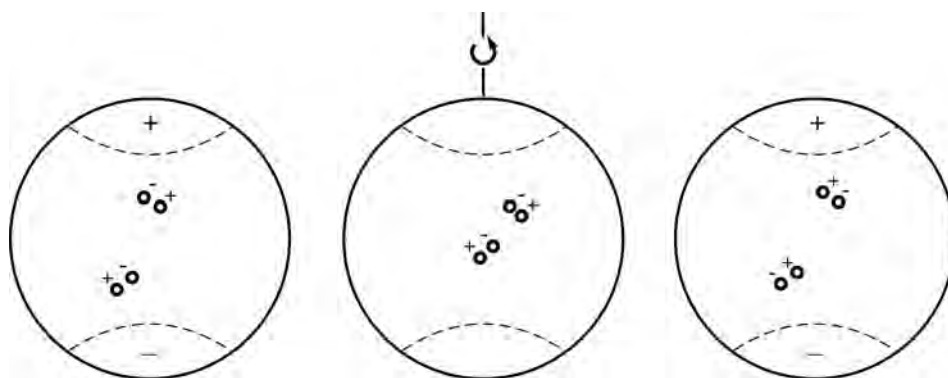
Σε μια οποιαδήποτε εικόνα του ηλιακού δίσκου φαίνεται ότι τα κέντρα δράσης δεν κατανέμονται τυχαία, αλλά σε δύο ζώνες παράλληλες στον ισημερινό, μια στο βόρειο και μια στο νότιο ημισφαίριο. Συστηματικές παρατηρήσεις στη διάρκεια πολλών ηλιακών κύκλων έχουν δείξει ότι το μέσο ηλιογραφικό πλάτος των κηλίδων δεν είναι σταθερό, όπως φαίνεται στο διάγραμμα του Σχήματος 10.3, που για προφανείς λόγους ονομάζεται *διάγραμμα πεταλούδας*. Στο κάτω διάγραμμα του σχήματος παρουσιάζεται η χρονική μεταβολή του εμβαδού των κηλίδων, ως δείκτης της ηλιακής δραστηριότητας· στο ίδιο διάγραμμα σημειώνεται η αρίθμηση των κύκλων.



**Σχήμα 10.3:** Το ηλιογραφικό πλάτος των κηλίδων συναρτήσει του χρόνου (διάγραμμα πεταλούδας, επάνω) και το εμβαδόν των κηλίδων (κάτω) από το 1870 μέχρι τις μέρες μας (από NASA/Marshall Space Flight Center).

Οι πρώτες κηλίδες του κύκλου εμφανίζονται σε ηλιογραφικό πλάτος περίπου  $\pm 50^\circ$ . Αν και η ζώνη που καταλαμβάνουν έχει αρκετό εύρος, περίπου  $15\text{--}20^\circ$ , το διάγραμμα δείχνει καθαρά τη μετανάστευσή τους προς χαμηλά ηλιογραφικά πλάτη, έτσι που οι τελευταίες κηλίδες του κύκλου βρίσκονται πολύ κοντά στον ισημερινό. Η συμπεριφορά αυτή είναι γνωστή ως *νόμος του Spörer*, ενώ το διάγραμμα πεταλούδας ονομάζεται και *διάγραμμα του Maunder*.

Είναι αξιοσημείωτο ότι, κοντά στο ελάχιστο, συνυπάρχουν κέντρα δράσης του νέου κύκλου σε υψηλά



**Σχήμα 10.4:** Η πολικότητα των κηλίδων και των πολικών περιοχών του Ήλιου στην αρχή του κύκλου (αριστερά), κοντά στο μέγιστο (κέντρο) και στην αρχή του επόμενου κύκλου (δεξιά).

πλάτη με κέντρα δράσης του νέου κύκλου σε χαμηλά πλάτη. Έτσι οι διαδοχικοί κύκλοι δεν είναι τελείως ξεχωριστοί, αλλά διεισδύει ο ένας μέσα στον άλλο.

### 10.3.2 Η πολικότητα των κηλίδων

Από την εποχή ήδη των πρώτων μετρήσεων του μαγνητικού πεδίου των κηλίδων, είχε διαπιστωθεί ότι ο προσανατολισμός του διπολικού μαγνητικού πεδίου είναι ο ίδιος για όλα τα κέντρα δράσης του ίδιου ημισφαιρίου. Ο προσανατολισμός αναστρέφεται στο άλλο ημισφαίριο αλλά και στον επόμενο κύκλο. Έτσι στη διάρκεια κάποιου κύκλου όλες οι ηγούμενες κηλίδες του βόρειου ημισφαιρίου θα έχουν θετική πολικότητα και όλες οι επόμενες θα έχουν αρνητική πολικότητα. Στον ίδιο κύκλο η πολικότητα των ηγούμενων κηλίδων του νότιου ημισφαιρίου θα είναι αρνητική και των επομένων θετική, ενώ στον επόμενο κύκλο η πολικότητες θα αναστραφούν (Σχήμα 10.4).

Το φαινόμενο αυτό είναι γνωστό ως *νόμος της πολικότητας του Hale*. Παίρνοντας υπ' όψη την αναστροφή των πολικότητων, η πραγματική διάρκεια του ηλιακού κύκλου είναι 22 χρόνια, περιλαμβάνει δηλαδή δύο ενδεκαετείς κύκλους.

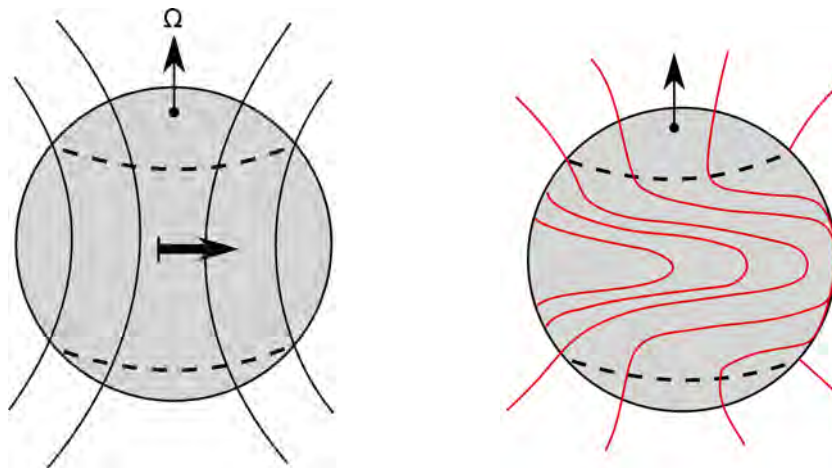
### 10.3.3 Η πολικότητα του γενικού μαγνητικού πεδίου

Όταν υπάρχουν πολλά κέντρα δράσης στον Ήλιο, η κατανομή του μαγνητικού πεδίου είναι πολύ πολύπλοκη για να φανεί η διπολική συνιστώσα του γενικού πεδίου του ήλιου. Όμως σε περιόδους χαμηλής δραστηριότητας φαίνεται ότι στον ένα πόλο συγκεντρώνονται μαγνητικές περιοχές βόρειας πολικότητας και στον άλλο πόλο νότιας. Αυτό το *γενικό μαγνητικό πεδίο* αναστρέφεται από τον ένα κύκλο στον άλλο (Σχήμα 10.4). Η αναστροφή συμβαίνει κοντά στο μέγιστο του κύκλου και όχι αναγκαστικά ταυτόχρονα στους δύο πόλους.

## 10.4 Το μοντέλο Babcock

Η πρώτη ολοκληρωμένη ερμηνεία, από ποιοτική τουλάχιστον άποψη, για τα βασικά χαρακτηριστικά του κύκλου της ηλιακής δραστηριότητας παρουσιάστηκε από τον H. Babcock το 1961 και συμπληρώθηκε αργότερα από τον Leighton και άλλους ερευνητές.

Το μοντέλο του Babcock διακρίνει πέντε στάδια στη διάρκεια του κύκλου. Στο πρώτο στάδιο, περίπου τρία χρόνια πριν από την έναρξη του κύκλου, το μαγνητικό πεδίο του ήλιου θεωρείται ότι έχει μια απλή, σχεδόν διπολική μορφή (Σχήμα 10.5). Οι δυναμικές γραμμές βγαίνουν σε μεγάλα ηλιογραφικά πλάτη,



**Σχήμα 10.5:** Τα αρχικά στάδια του ηλιακού μαγνητικού πεδίου σύμφωνα με το μοντέλο του Babcock (1961).

ενώ στο εσωτερικό του ήλιου θεωρείται ότι περιορίζονται σε μια περιοχή  $0.1 R_{\odot}$  αμέσως κάτω από τη φωτόσφαιρα και μέσα στη ζώνη μεταφοράς (εδάφιο 4.5).

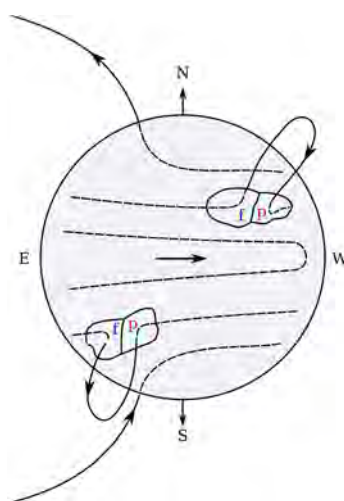
Στο δεύτερο στάδιο, οι παγωμένες δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου παραμορφώνονται από τη διαφορική περιστροφή, αφού οι ισημερινές περιοχές περιστρέφονται πιο γρήγορα από τις πολικές. Μετά από κάποιες περιστροφές, μια δυναμική γραμμή θα τυλιχθεί αρκετές φορές γύρω από τον Ήλιο. Αυτό έχει δύο συνέπειες: Το μαγνητικό πεδίο αποκτά μια συνιστώσα παράλληλη προς τον ισημερινό, με αντίθετη διεύθυνση στα δύο ημισφαίρια. Ταυτόχρονα η έντασή του πεδίου αυξάνει, αφού μεγαλώνει η πυκνότητα των δυναμικών γραμμών. Στην ουσία ενέργεια από τη διαφορική περιστροφή μετατρέπεται σε μαγνητική ενέργεια και το πεδίο ενισχύεται από την αρχική τιμή του  $\sim 1 \text{ G}$  σε μερικές εκατοντάδες G μέσα σε τρία περίπου χρόνια.

Παραπέρα ενίσχυση του μαγνητικού πεδίου προκαλείται από τα ρεύματα στην υποφωτοσφαιρική ζώνη μεταφοράς. Τα ρεύματα στρίβουν τις δυναμικές γραμμές του πεδίου, περιπλέκοντάς τις έτσι που να παίρνουν τη μορφή σχοινιού (βλ. Σχήμα 8.13). Αυτό συμβαίνει σε τυχαίες περιοχές κατά μήκος της αρχικής μας δυναμικής γραμμής. Εκεί που το μαγνητικό πεδίο έχει ενισχυθεί σε πολύ υψηλές τιμές, έχουμε έντονα την δράση ενός φαινομένου που λέγεται *μαγνητική άνωση*. Μέσα στο σωλήνα μαγνητικής ροής που σχηματίζεται από τη δράση της διαφορικής περιστροφής και των ρευμάτων μεταφοράς, η πίεση του πλάσματος είναι μικρή επειδή η μαγνητική πίεση είναι μεγάλη. Η ύπαρξη αραιού πλάσματος κάτω από το πυκνότερο πλάσμα της φωτόσφαιρας προκαλεί την ανάπτυξη μιας αστάθειας (που ονομάζεται αστάθεια Reyleigh-Taylor) που έχει ως αποτέλεσμα το αραιό πλάσμα να ανέλθει στην επιφάνεια μαζί με το μαγνητικό πεδίο.

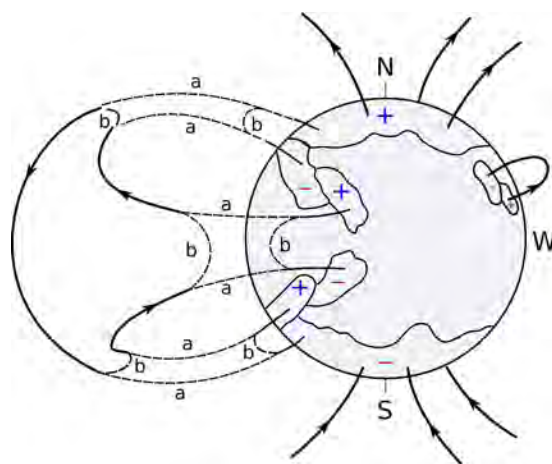
Η ανάδυση των υποφωτοσφαιρικών σωλήνων μαγνητικής ροής προκαλεί την εμφάνιση των κέντρων δράσης, στο τρίτο στάδιο του μοντέλου Babcock (Σχήμα 10.6). Ο νόμος της πολικότητας του Hale ερμηνεύεται φυσιολογικά αφού, όπως είπαμε παραπάνω, η διεύθυνση της παράλληλης προς τον ισημερινό συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου είναι αντίθετη στα δύο ημισφαίρια.

Η εξάρτηση που έχει η διαφορική περιστροφή από το ηλιογραφικό πλάτος, έχει ως αποτέλεσμα η ενίσχυση του μαγνητικού πεδίου να είναι μεγαλύτερη για μεγάλα ηλιογραφικά πλάτη (γύρω στις  $\pm 30^\circ$ ), κατά συνέπεια εκεί θα εμφανιστούν τα πρώτα κέντρα δράσης. Καθώς ο ηλιακός κύκλος προχωράει, το μαγνητικό πεδίο αποκτά μεγάλες τιμές και σε χαμηλότερα ηλιογραφικά πλάτη με αποτέλεσμα τη μετανάστευση των κέντρων δράσης προς τον ισημερινό. Έτσι, πέρα από το νόμο του Hale, ερμηνεύεται και ο νόμος του Spörer.

Το τέταρτο στάδιο περιγράφει τη διάλυση των κέντρων δράσης και την αναστροφή του μαγνητικού πεδίου στους πόλους. Οι παρατηρήσεις δείχνουν ότι στο στάδιο της διάλυσης των κέντρων δράσης οι δύο



**Σχήμα 10.6:** Η εμφάνιση κέντρων δράσης στο βόρειο και το νότιο ημισφαίριο του Ήλιου (τροποποιημένο από Babcock, 1961).

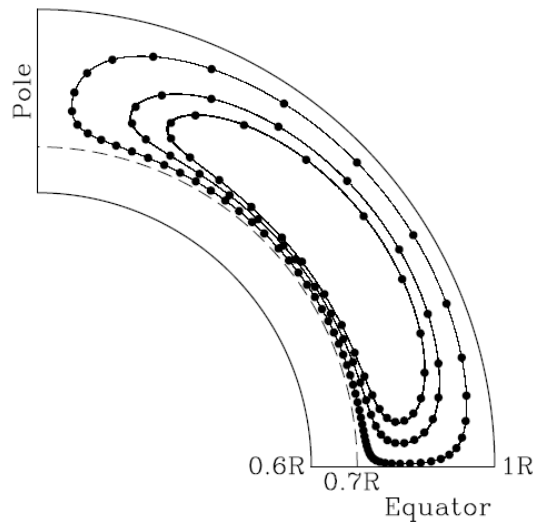


**Σχήμα 10.7:** Διάλυση των κέντρων δράσης και αναστροφή της πολικότητας του μαγνητικού πεδίου (τροποποιημένο από Babcock, 1961).

πολικότητες (ηγούμενη και επόμενη) απομακρύνονται η μια από την άλλη. Η επόμενη πολικότητα κινείται αργά προς τους πόλους, ενώ η ηγούμενη προς τον ισημερινό. Οι περιοχές που κινούνται προς τους πόλους συναντούν τα πολικά μαγνητικά πεδία που έχουν αντίθετη πολικότητα, με αποτέλεσμα την εξουδετέρωση του πεδίου μέσα από επανασύνδεση των δυναμικών γραμμών (Σχήμα 10.7). Με την ίδια διαδικασία εξουδετερώνονται τα μαγνητικά πεδία των ηγουμένων περιοχών που κινούνται προς τον ισημερινό. Επειδή το μαγνητικό πεδίο των κέντρων δράσης έχει συνολικά μεγαλύτερη ροή από το μαγνητικό πεδίο των πολικών περιοχών, η διαδικασία αυτή οδηγεί σταδιακά στην αναστροφή της πολικότητας του γενικού μαγνητικού πεδίου του ήλιου στο τελευταίο στάδιο του μοντέλου Babcock.

## 10.5 Νεότερα μοντέλα ηλιακού δυναμό

Τα μοντέλα ηλιακού δυναμό γνώρισαν μεγάλη εξέλιξη ακολουθώντας το μοντέλο του Babcock. Η πρόοδος οφείλεται κατά κύριο λόγο στην αύξηση της πληροφώρας για τις ιδιότητες του εσωτερικού του ήλιου από την ανάπτυξη της ηλιοσεισμολογίας όπως επίσης και στην αύξηση της υπολογιστικής ισχύος. Ως αποτέ-



**Σχήμα 10.8:** Σχηματικό διάγραμμα των ρευμάτων της μεσημβρινής κυκλοφορίας στο επίπεδο  $r - \theta$ . Η φορά διαγραφής των γραμμών ροής είναι κατά φορά αντίθετη των δεικτών του ρολογιού και η απόσταση μεταξύ των σημείων αντιστοιχεί σε χρονικό διάστημα ενός έτους (από Dikpati et al., 2004).

λεσμα, έχουν αναπτυχθεί τις τελευταίες δεκαετίες διάφορα μοντέλα ηλιακού δυναμό τα οποία επιτρέπουν την μοντελοποίηση πολλών ηλιακών κύκλων. Σε αυτή την ενότητα παρουσιάζουμε αναλυτικά μια βασική κατηγορία μοντέλων ηλιακού δυναμό και παραθέτουμε σύντομα διάφορες μεθόδους πρόβλεψης του ηλιακού κύκλου.

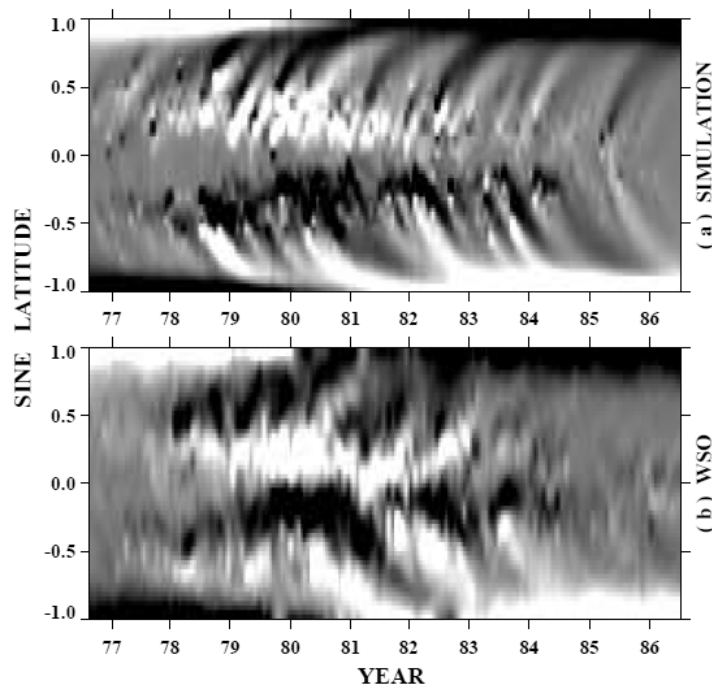
### 10.5.1 Κινηματικά μοντέλα ηλιακού δυναμό

Η πιο διαδεδομένη κατηγορία μοντέλων ηλιακού δυναμό είναι αυτή των *κινηματικών δυναμό*. Τέτοια μοντέλα επιλύουν αριθμητικά την εξίσωση της χρονικής μεταβολής του μαγνητικού πεδίου (εξίσωση 6.1) με κατάλληλες οριακές και αρχικές συνθήκες. Υιοθετούνται πεδία ταχυτήτων σε αναλυτική συνήθως μορφή. Τα πεδία προκύπτουν είτε από παρατηρήσεις της ηλιοσεισμολογίας, είτε από μοντέλα μεταφοράς στο εσωτερικό του ήλιου. Τα εφαρμοσμένα πεδία ταχυτήτων αντιστοιχούν στην διαφορική περιστροφή όπως επίσης και στα μεσημβρινά συστήματα κυκλοφορίας. Τα παραπάνω ρεύματα συνίστανται σε κινήσεις πλάσματος με ταχύτητες 10-30 m/s από τον ισημερινό προς τους πόλους στην φωτόσφαιρα και στη ζώνη μεταφοράς μέχρι ένα βάθος τουλάχιστον  $0.85 R_{\odot}$ , και προφανώς τα ρεύματα αυτά κλείνουν στο εσωτερικό σε μεγαλύτερα βάθη (αλλιώς θα είχαμε διαρκή συσσώρευση μάζας στους πόλους). Υπό την προϋπόθεση της αξονικής συμμετρίας οι κινήσεις αυτές εξαρτώνται από την ακτινική απόσταση  $r$  από το κέντρο του ήλιου και την πολική γωνία  $\theta$ . Στο Σχήμα 10.8 απεικονίζονται ενδεικτικές γραμμές ροής της μεσημβρινής κυκλοφορίας. Στην εξίσωση της χρονικής μεταβολής του μαγνητικού πεδίου λαμβάνεται επίσης υπόψιν και η διάχυση του μαγνητικού πεδίου. Ο συντελεστής της διάχυσης προκύπτει από παρατηρήσεις ή θεωρητικούς υπολογισμούς.

Τα μοντέλα των κινηματικών δυναμό συνήθως περιλαμβάνουν την ζώνη μεταφοράς και την φωτόσφαιρα, ενώ μια ειδική τους κατηγορία, τα λεγόμενα επιφανειακά κινηματικά δυναμό, περιγράφουν την μεταφορά και την διάχυση του μαγνητικού πεδίου μόνο στην φωτόσφαιρα. Για ένα τέτοιο μοντέλο η εξίσωση της χρονικής μεταβολής της ακτινικής συνιστώσας του φωτοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου,  $B_r(R_{\odot}, L, \phi, t)$ , με  $L$  και  $\phi$  το ηλιογραφικό πλάτος και μήκος αντίστοιχα έχει τη μορφή:

$$\frac{\partial B_r}{\partial t} = -\omega(L) \frac{\partial B_r}{\partial \phi} + \kappa \nabla_{\perp}^2 B_r - \frac{1}{R_{\odot} \cos L} \frac{\partial}{\partial L} [v(L) B_r \cos L] + S(L, \phi, t). \quad (10.3)$$

Στην παραπάνω εξίσωση  $\omega(L)$  είναι η γωνιακή ταχύτητα της συνοδικής διαφορικής περιστροφής της φωτόσφαιρας,  $\nabla_{\perp}^2$  είναι η συνιστώσα της λαπλασιανής κατά  $L$  και  $\phi$ ,  $\kappa$  είναι ο συντελεστής διάχυσης του μαγνητικού πεδίου στην φωτόσφαιρα που σχετίζεται με την υπερκοχλίαση,  $v(L)$  είναι η ταχύτητα των ρευμάτων της μεσημβρινής κυκλοφορίας και τέλος  $S(L, \phi, t)$  είναι ένας όρος πηγής που περιγράφει την ανάδυση νέων μαγνητικών διπόλων. Ο όρος  $S(L, \phi, t)$  προσδιορίζεται εμπειρικά από παρατηρήσεις της μαγνητικής ροής και της γωνίας κλίσης μαγνητικών διπόλων όταν αυτά αναδύονται στην φωτόσφαιρα για τις χρονικές περιόδους που μελετώνται. Προφανώς έχουμε ότι ο πρώτος όρος του δεξιού μέλους της εξίσωσης (10.3) αντιστοιχεί στην διαφορική περιστροφή, ο δεύτερος στην διάχυση, ο τρίτος στην μεσημβρινή κυκλοφορία και ο τέταρτος στην ανάδυση μαγνητικής ροής.

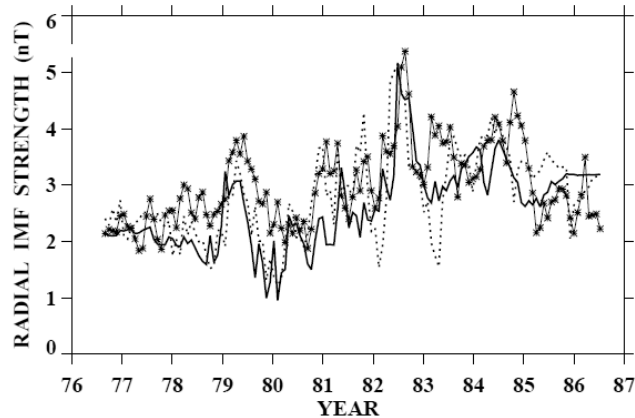


**Σχήμα 10.9:** Διάγραμμα πεταλούδας της ακτινικής συνιστώσας του φωτοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου για έναν ηλιακό κύκλο όπως προκύπτει από ένα μοντέλο επιφανειακού κινηματικού δυναμό (πάνω πλαίσιο) και από τις αντίστοιχες παρατηρήσεις (κάτω πλαίσιο). Ο οριζόντιος άξονας αντιστοιχεί στον χρόνο και ο κατακόρυφος στο ημίτονο του ηλιογραφικού πλάτους (από Wang et al., 2002).

Στο Σχήμα 10.9 δίδεται ένα παράδειγμα προσομοίωσης ενός ηλιακού κύκλου από ένα μοντέλο επιφανειακού κινηματικού δυναμό. Το διάγραμμα πεταλούδας της ακτινικής συνιστώσας του φωτοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου όπως προκύπτει από το μοντέλο (πάνω πλαίσιο) παρουσιάζει σημαντικές ομοιότητες, τόσο ποιοτικές όσο και ποσοτικές, με τις παρατηρήσεις. Ένας άλλος τρόπος να συγκριθεί ένα τέτοιο μοντέλο με τις παρατηρήσεις είναι μέσω της «ανοιχτής» μαγνητική ροής που προβλέπει. Πιο συγκεκριμένα, κάνοντας χρήση του  $B_r$  που προκύπτει από το μοντέλο, υπολογίζεται το συνολικό μαγνητικό πεδίο στο στέμμα όπως περιγράφεται στο εδάφιο 5.8.1. Υπολογίζοντας κατόπιν την «ανοιχτή» μαγνητική ροή  $\Phi_E$  που αντιστοιχεί στην ροή του μαγνητικού πεδίου σε μια απόσταση  $\approx 2.5R_{\odot}$ , από όπου θεωρείται ότι το μαγνητικό πεδίο είναι «ανοιχτό», υπολογίζουμε το μαγνητικό πεδίο στην μια αστρονομική μονάδα  $B_E$ :

$$B_E \simeq \frac{\Phi_{open}}{4\pi r_E^2}, \quad (10.4)$$

με  $r_E$  να αντιστοιχεί στην απόσταση ηλίου-Γης. Γράφοντας την παραπάνω εξίσωση έγινε χρήση των αποτελεσμάτων του Ulysses που δείχνουν ότι το ηλιοσφαιρικό μαγνητικό πεδίο δεν εξαρτάται από το ηλιογραφικό πλάτος.



**Σχήμα 10.10:** Μεταβολή με τον χρόνο του μαγνητικού πεδίου σε απόσταση μιας αστρονομικής μονάδας από τον ήλιο. Η συνεχής γραμμή απεικονίζει τα αποτελέσματα από μοντέλο επιφανειακού κινηματικού δυναμό ενώ οι αστερίσκοι αντιστοιχούν στις αντίστοιχες επιτόπιες μετρήσεις (από Wang et al., 2002).

Τα αποτελέσματα της σύγκρισης του προβλεπόμενου από την εξίσωση (10.4) μαγνητικού πεδίου στην μια αστρονομική μονάδα με τις αντίστοιχες επιτόπιες παρατηρήσεις δείχνει μια αρκετά καλή συμφωνία (Σχήμα 10.10). Ένα άλλο σημαντικό αποτέλεσμα τέτοιων μοντέλων είναι ότι μεγαλύτερες (μικρότερες) τιμές της ταχύτητας των μεσημβρινών ρευμάτων οδηγούν σε ασθενέστερους (ισχυρότερους) ηλιακούς κύκλους. Παρά την σχετική επιτυχία των κινηματικών μοντέλων δυναμό στο να αναπαράγουν σημαντικά παρατηρησιακά δεδομένα τονίζεται ότι οι ιδιότητες των πεδίων ταχυτήτων που υιοθετούνται (π.χ., μεσημβρινά ρεύματα) αντιμετωπίζονται, ελλείψει εν μέρει λεπτομερών παρατηρήσεων και εν μέρει πλήρως ανεπτυγμένης θεωρίας, ως ελεύθεροι παράμετροι. Συνεπώς τέτοιες προσεγγίσεις δεν είναι πλήρως αυτοσυνεπείς. Για παράδειγμα τα αποτελέσματα των Σχημάτων 10.9 και 10.10 προκύπτουν για τιμές της  $v(L)$  στο διάστημα 20-25 m/s και της  $\kappa \sim 500\text{km}^2\text{s}^{-1}$ .

### 10.5.2 Μέθοδοι πρόβλεψης του ηλιακού κύκλου

Κλείνοντας να σημειώσουμε ότι μοντέλα δυναμό όπως αυτά που περιγράφηκαν παραπάνω αποτελούν μια μόνο από τις μεθόδους πρόβλεψης του επόμενου/επόμενων ηλιακών κύκλων. Αναφέρουμε ενδεικτικά: (α) στατιστικές μέθοδοι, (β) μοντέλα αφομοίωσης παρατηρήσεων data assimilation βασισμένα σε μεθόδους κλιματολογίας, (δ) νευρωνικά δίκτυα, (ε) ηλιακοί και γεωμαγνητικοί προάγγελιοι (precursors), (ζ) κινηματικά ή ΜΥΔ μοντέλα δυναμό. Σε μια πρόσφατη συγκριτική μελέτη που έλαβε χώρα το 2012 συγκρίθηκαν 75 διαφορετικές προβλέψεις του μεγίστου του τωρινού κύκλου 24, και πιο συγκεκριμένα του ετησίου μέσου όρου του δείκτη κηλίδων  $R_{24}^{max}$  για το μέγιστο του κύκλου. Το σύνολο των προβλέψεων αντιστοιχεί σε τιμές του  $R_{24}^{max}$  στο διάστημα [40, 185], ενώ η μέση τιμή τους είναι 113. Οι αντίστοιχες παρατηρήσεις, π.χ. <http://www.sidc.be/silso/yearlyssnplot>, δίνουν  $R_{24}^{max} \approx 120$ , που αντιστοιχεί σε περίπου το 70% του μεγίστου του προηγούμενου ηλιακού κύκλου. Μέθοδοι πρόβλεψης βασισμένοι σε μοντέλα δυναμό ή σε προάγγελους φαίνεται να έχουν καλύτερη επιτυχία στην πρόβλεψη του  $R_{24}^{max}$  αν και οι τιμές που παρέχουν παρουσιάζουν σημαντική διασπορά.

## 10.6 Ασκήσεις

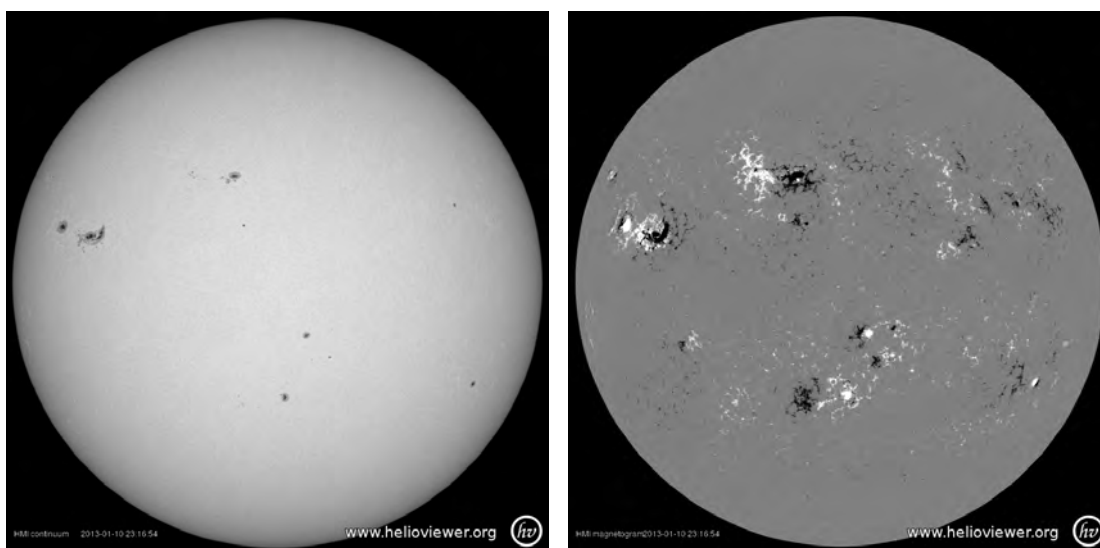
1. Στον Πίνακα 10.1 δίνονται ημερήσιες τιμές του αριθμού Wolf,  $R$ , και της ροή του ήλιου στα 2800 MHz,  $S_{2800}$ , για το Νοέμβρη και το Δεκέμβρη του 2014.



- (α) Σχεδιάστε διαγράμματα των δύο ποσοτήτων συναρτήσει του χρόνου για το συνολικό χρονικό διάστημα. Πώς εξηγείτε τα μέγιστα γύρω στις 16 Νοέμβρη και 17 Δεκέμβρη;
- (β) Σχεδιάστε επίσης το διάγραμμα της ροής  $S_{2800}$  συναρτήσει του αριθμού Wolf. Πώς εξηγείται τη συσχέτιση;
- (γ) Δικαιολογήστε το η ροή στα 2800 MHz χρησιμοποιείται ως δείκτης της ηλιακής δραστηριότητας. Σε τι πλεονεχτεί και σε τι μειονεχτεί απέναντι στον αριθμό Wolf;

Πίνακας 10.1: Δείκτες ηλιακής δραστηριότητας

| Ημέρα Νοε 2014 | Δεχ 2014   | Ημέρα Νοε 2014 | Δεχ 2014               |
|----------------|------------|----------------|------------------------|
| $R$            | $S_{2800}$ | $R$            | $S_{2800}$             |
| 1              | 112 118.1  | 150 163.4      | 17 105 163.8 121 192.3 |
| 2              | 95 122.4   | 108 163.0      | 18 96 163.6 140 206.4  |
| 3              | 103 123.2  | 78 149.8       | 19 81 165.7 126 208.9  |
| 4              | 99 127.3   | 73 153.0       | 20 74 164.1 108 196.7  |
| 5              | 142.7      | 44 132.8       | 21 70 158.6 141 199.2  |
| 6              | 70 133.1   | 42 125.0       | 22 82 162.6 99 173.4   |
| 7              | 71 142.9   | 39 127.9       | 23 98 168.8 89 160.5   |
| 8              | 79 129.6   | 48 128.7       | 24 116 140.7 72 146.5  |
| 9              | 93 129.2   | 47 135.5       | 25 124 165.0 66 140.6  |
| 10             | 133.4      | 61 145.3       | 26 100 166.5 72 132.5  |
| 11             | 77 139.5   | 75 143.0       | 27 193 174.1 77 129.7  |
| 12             | 149.8      | 106 149.4      | 28 118 176.6 68 128.2  |
| 13             | 78 150.3   | 115 154.9      | 29 101 172.5 69 127.1  |
| 14             | 66 157.6   | 119 161.2      | 30 137 172.4 66 126.0  |
| 15             | 77 157.1   | 115 164.0      | 31 86 129.2            |
| 16             | 96 167.7   | 119 178.8      |                        |



Σχήμα 10.11: Εικόνα της φωτόσφαιρας και το αντίστοιχο μαγνητογράφημα (από τη διαστημική αποστολή SDO)

2. Από τις εικόνες του Σχήματος 10.11:

- (α) Εκτιμήστε τον αριθμό του Wolf.  
 (β) Επιβεβαιώστε το νόμο της πολικότητας του Hale.

3. Υποθέστε μαγνητικό πεδίο  $\mathbf{B} = \mathbf{B}_y = B_0 \hat{y}$  την χρονική στιγμή  $t = 0$ . Θεωρούμε χρονικά σταθερό πεδίο ταχυτήτων  $\mathbf{V}_0 = V_0 e^{-(y/y_0)^2} \hat{x}$  για  $t > 0$ . Δημιουργεί η δράση του παραπάνω πεδίου ταχυτήτων μαγνητικό πεδίο κατά τον άξονα των  $x$  και αν ναι πως περιγράφεται; Η παραπάνω διάταξη περιγράφει προσεγγιστικά την ενίσχυση μαγνητικού πεδίου λόγω διαφορικής περιστροφής. Να υποτεθεί ότι η ειδική αντίσταση του πλάσματος είναι μηδενική.
4. Γιατί στο Σχήμα 10.8 οι τελείες είναι πυκνότερες σε μεγαλύτερα βάθη;

## 10.7 Βιβλιογραφία

Τα αντίστοιχα κεφάλαια στα συγγράμματα:

**Durrant, C. J.:** 1988, *The atmosphere of the sun*, Bristol: Hilger, 1988

**Zirin, H.:** 1998, *The Astrophysics of the Sun*, Cambridge University Press

**Stix, M.:** 2002, *The Sun: An Introduction*, Springer-Verlag, ISBN: 978-3-642-62477-3

**Πρέκα-Παπαδήμα, Π., Δανέζης Μ., Θεοδοσίου Σ. & Καργιολάκη, Δ.:** 2009, *Στα μονοπάτια του ήλιου*, Διάυλος, Αθήνα, ISBN: 978-960-532-243-5

**Koskinen, H. & Vainio, R.:** 2011, *Lectures on Solar Physics: From the core to the heliopause*

**Foukal, P. V** 2013, *Solar Astrophysics* (3rd Edition), Wiley-VCH, Berlin, ISBN: 978-3-527-41103-0

**Priest, E.:** 2014, *Magnetohydrodynamics of the Sun*, Cambridge University Press, ISBN: 978-0-521-85471-9

Αναφορές που γίνονται στο κείμενο:

Babcock, H. W. 1961, *Astrophys. J.*, 133, 572

Dikpati, M., de Toma, G., Gilman, P. A., Arge, C. N., & White, O. R. 2004, *Astrophys. J.*, 601, 1136

Wang, Y.-M., Sheeley, N. R., Jr., & Lean, J. 2002, *Astrophys. J.*, 580, 1188

## Κεφάλαιο 11

# Εκτοξεύσεις στεμματικού υλικού και ενεργητικά σωμάτια στο μεσοπλανητικό χώρο

### 11.1 Εισαγωγή

Στο κεφάλαιο αυτό θα εξετάσουμε τους παράγοντες οι οποίοι διαταράσσουν τη ροή πλάσματος του ηλιακού ανέμου καθώς και το μαγνητικό πεδίο που αυτός μεταφέρει στο μεσοπλανητικό χώρο. Οι διαταραχές προέρχονται κυρίως από CMEs, καθώς αυτές απομακρύνονται από τον Ήλιο. Για την καλύτερη κατανόηση των διαδικασιών που εμπλέκονται, θα ξεκινήσουμε με την εξέταση των δυνάμεων οι οποίες δρουν στις CMEs. Κατόπιν θα μελετήσουμε τις ιδιότητες των CMEs στο μεσοπλανητικό χώρο κάνοντας αναφορά και στα χρουστικά κύματα που αυτές μπορεί να διεγείρουν. Θα κλείσουμε το κεφάλαιο με την εξέταση των πληθυσμών σωματιδίων τα οποία διαδίδονται στην ηλιόσφαιρα έχοντας υψηλές ενέργειες λόγω της επιτάχυνσης που υφίστανται. Έμφαση θα δοθεί στα ηλιακά ενεργητικά σωμάτια τα οποία επιταχύνονται από εκλάμψεις και χρουστικά κύματα σχετιζόμενα με τη διάδοση CMEs.

### 11.2 Δυναμική των εκτοξεύσεων στεμματικού υλικού

Ο υπολογισμός των δυνάμεων που ασκούνται σε μια CME και εξαρτώνται από το μαγνητικό πεδίο μπορεί να γίνει μόνο με χρήση μοντέλων γιατί οι μετρήσεις του μαγνητικού πεδίου στο στέμμα και το μεσοπλανητικό χώρο είναι δύσκολες και σπάνιες. Εδώ θα εξετάσουμε τις δυνάμεις που ασκούνται σε μια CME η οποία έχει μορφολογία σχοινίου μαγνητικής ροής. Η επιλογή του συγκεκριμένου μοντέλου γίνεται αφενός γιατί ένα σημαντικό ποσοστό CMEs έχει μορφολογία σχοινίου μαγνητικής ροής (βλ. εδάφιο 9.3.1) και αφετέρου γιατί ο χειρισμός του προβλήματος μπορεί να γίνει αναλυτικά και να προκύψουν απλές εξισώσεις.

Θεωρούμε σχοινί μαγνητικής ροής το οποίο έχει σχήμα μισής σαμπρέλας (σχήμα 11.2) με μεγάλο άξονα  $R$ , μικρό άξονα  $a$  και μέγιστο ύψος του μεγάλου άξονά  $Z$ . Τα μαγνητικά και τα ηλεκτρικά πεδία που υπάρχουν σε μια τέτοια δομή παρουσιάζονται στο σχήμα 9.1. Η βασική δύναμη προς τα έξω που ασκείται στο σχοινί μαγνητικής ροής είναι η δύναμη “στεφανιού” ( $f_h$ , hoop force) η οποία προκύπτει από την βαθμίδα της μαγνητικής πίεσης της δακτυλιοειδούς συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου.

Για την πληρέστερη κατανόηση της προέλευσης της δύναμης στεφανιού παραπέμπουμε στο σχήμα 11.2 (α) όπου έχει σχεδιαστεί ένας κυλινδρικός ρευματοφόρος αγωγός καθώς και η αξιμουθιακή ( $B_t$ ) και η δακτυλιοειδής συνιστώσα ( $B_p$ ) του μαγνητικού πεδίου. Αν κάμψουμε τον κύλινδρο σε σχήμα μισής σαμπρέλας (σχήμα 11.2β) θα έχουμε μεγαλύτερη συγκέντρωση των δυναμικών γραμμών του  $B_p$  στο κάτω



**Σχήμα 11.1:** Αναπαράσταση σχοινοῦ μαγνητικής ροῆς με σχήμα μισῆς συμπρέλας. Το σχοινί μαγνητικής ροῆς ἔχει μεγάλο ἄξονα  $R$ , μικρό ἄξονα  $a$  και μέγιστο ὕψος του μεγάλου ἄξονά του  $Z$ . Σημειώνονται ἐπίσης τα αξιμουθιακά και δακτυλιοειδή ρεύματα και μαγνητικά πεδία με δείκτες  $t$  και  $p$  ἀντίστοιχα (τροποποιημένο ἀπό Chen *et al.*, 1989).

μέρος του και συνεπῶς ἐκεῖ το  $B_p$  θα παίρνει μεγαλύτερες τιμές ἀπὸ αὐτές που παίρνει στο πάνω μέρος της διάταξης. Ἡ βαθμίδα της πίεσης που σχετίζεται με αὐτή την ἀνομοιογένεια του δακτυλιοειδούς μαγνητικού πεδίου οδηγεί στην ἐμφάνιση δυνάμεως με φορά προς τα ἔξω ἡ ὁποία εἶναι ἡ δύναμη στεφανιοῦ,  $f_h$ .

Για τον υπολογισμό της  $f_h$  θεωρούμε ἕναν ἀγωγό (βλέπε σχήμα 11.2) του ὁποῦ το μισό εἶναι ἴδιο με το σχοινί μαγνητικής ροῆς του σχήματος 11.1. Ὁ συντελεστὴς αὐτεπαγωγῆς  $L$  του ἀγωγού εἶναι κατὰ προσέγγιση:

$$L \simeq 4\pi R \left[ \ln \left( \frac{8R}{a} \right) - 1 \right]. \quad (11.1)$$

Λαμβάνοντας ὑπόψιν ὅτι ἡ ἐνέργεια του μαγνητικού πεδίου εἶναι  $E_m = \frac{1}{2} L I_t^2$ , προκύπτει ὅτι ἡ δύναμη στεφανιοῦ εἶναι

$$f_h = \frac{\pi I_t^2}{c^2} \left[ \ln \left( \frac{8R}{a} \right) - 1 \right], \quad (11.2)$$

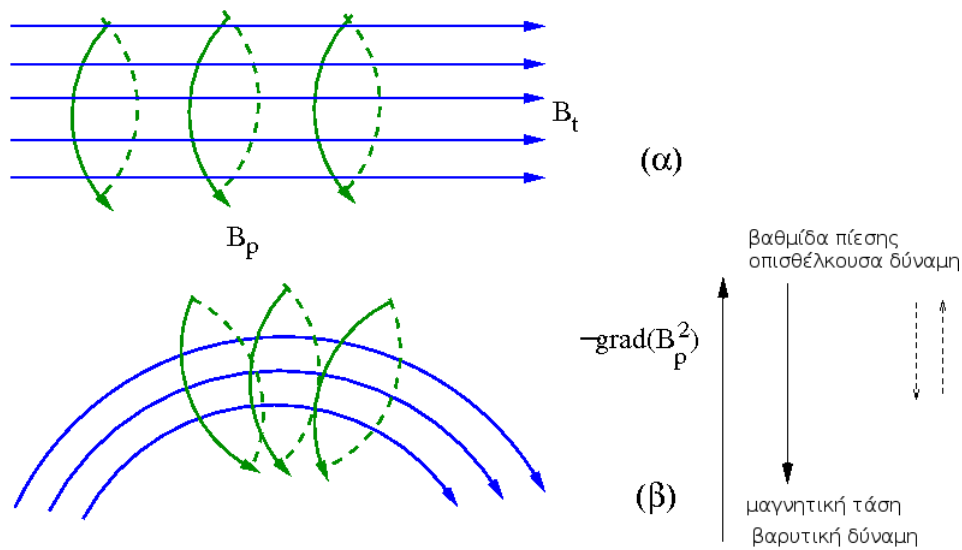
ὅπου  $I_t$  εἶναι το ρεύμα κατὰ την αξιμουθιακή διεύθυνση. Για την μαγνητική ροή  $\Phi$  του σχοινοῦ θα ἰσχύει:

$$\Phi = L I. \quad (11.3)$$

Θεωρώντας ὅτι το κινούμενο προς τα ἔξω σχοινί μαγνητικής ροῆς ἐξελίσσεται αὐτο-ὅμοια (δηλαδή το πηλίκιο  $R/a$  δεν μεταβάλλεται με το χρόνο) και ὅτι ἡ  $\Phi$  ἐπίσης δεν μεταβάλλεται με το χρόνο, θα ἔχουμε ἀπὸ τις ἐξισώσεις 11.1 και 11.3 ὅτι το ρεύμα θα μειώνεται με την ἀπόσταση, με ἀποτέλεσμα το ἴδιο να συμβαίνει τόσο για την  $f_h$  ὅσο και για την  $E_m = \frac{\Phi^2}{2L} \propto \frac{1}{R}$ . Ἡ προκύπτουσα μείωση της μαγνητικής ἐνέργειας του σχοινοῦ μαγνητικής ροῆς μετατρέπεται σε μηχανική ἐνέργεια.

Για να ἔχουμε αὐξηση της δυνάμεως στεφανιοῦ, πρέπει το  $I_t$  και συνεπῶς και ἡ  $\Phi$  να αὐξάνονται. Μαγνητική ἐπανασύνδεση στο φύλλο ρεύματος που σχηματίζεται πίσω ἀπὸ την CME μπορεί να προσθέσει δακτυλιοειδή μαγνητική ροή στο σχοινί μαγνητικής ροῆς και συνεπῶς να το επιταχύνει. Ἄρα ὅσο μεγαλύτερος εἶναι ὁ ρυθμὸς μαγνητικής ἐπανασύνδεσης στο φύλλο ρεύματος τόσο μεγαλύτερη θα εἶναι ἡ επιτάχυνση του σχοινοῦ μαγνητικής ροῆς ὅπως ἐπίσης και ἡ ἐκλύση ἐνέργειας ὑπὸ την μορφή ἐκλάμψης πιο χαμηλά. Ἡ παραπάνω θετική ἀνάδραση ἀνάμεσα στην επιτάχυνση και τη θέρμανση μπορεί να ἐξηγήσει ποιοτικά τον συγχρονισμό, ὁ ὁποῖος παρατηρεῖται σε μερικά φαινόμενα, ἀνάμεσα στην επιτάχυνση της CME) και τη χρονική μεταβολή της ροῆς της ἐκλάμψης ακτίνες X (βλ. και ἐδάφιο 9.3.2).

Τελικά, ἡ βαθμίδα της συνολικής πίεσης (μαγνητικής και αερίου) μπορεί να ἔχει φορά προς τα ἔξω ἢ προς τα μέσα (βέλη με παύλες στο σχήμα 11.2β) ἀνάλογα με την κατανομή της πίεσης ἐντὸς και ἐκτὸς του



**Σχήμα 11.2:** Κύλινδρος με αξιμουθιακό (μπλε) και δακτυλιοειδές (πράσινο) μαγνητικό πεδίο (α). Κάμπτοντας τον κύλινδρο (β) οι δυναμικές γραμμές αποκτούν μορφολογία παρόμοια με αυτή του σχήματος 11.2. Τότε η αρνητική βαθμίδα του  $B_p$  (δύναμη στεφανιού) έχει φορά προς τα έξω. Η μαγνητικής τάση και η βαρυντική δύναμη έχουν φορά προς τα μέσα ενώ η δύναμη από τη βαθμίδα της συνολικής πίεσης και η οπισθέλκουσα δύναμη ανάλογα με τις συνθήκες (δες κείμενο) μπορεί να έχουν φορά είτε προς το μέσα είτε προς τα έξω.

σχοινιού μαγνητικής ροής.

Οι δυνάμεις που αντιτίθενται στην κίνηση της CME είναι η βαρύτητα και η μαγνητική τάση. Η τελευταία προέρχεται τόσο από το αξιμουθιακό μαγνητικό πεδίο του σχοινιού μαγνητικής ροής όσο και από το μαγνητικό πεδίο,  $B_{ex}$ , το οποίο περιβάλλει το σχοινί μαγνητικής ροής. Αν το  $B_{ex}$  εξαρτάται από κάποια δύναμη της απόστασης,  $B_{ex} \propto r^{-n}$ , τότε οι υπολογισμοί δείχνουν ότι όταν  $n > 2$  η μαγνητική τάση του περιβάλλοντος υπερκείμενου μαγνητικού πεδίου δεν μπορεί να συγκρατήσει το σχοινί μαγνητικής ροής.

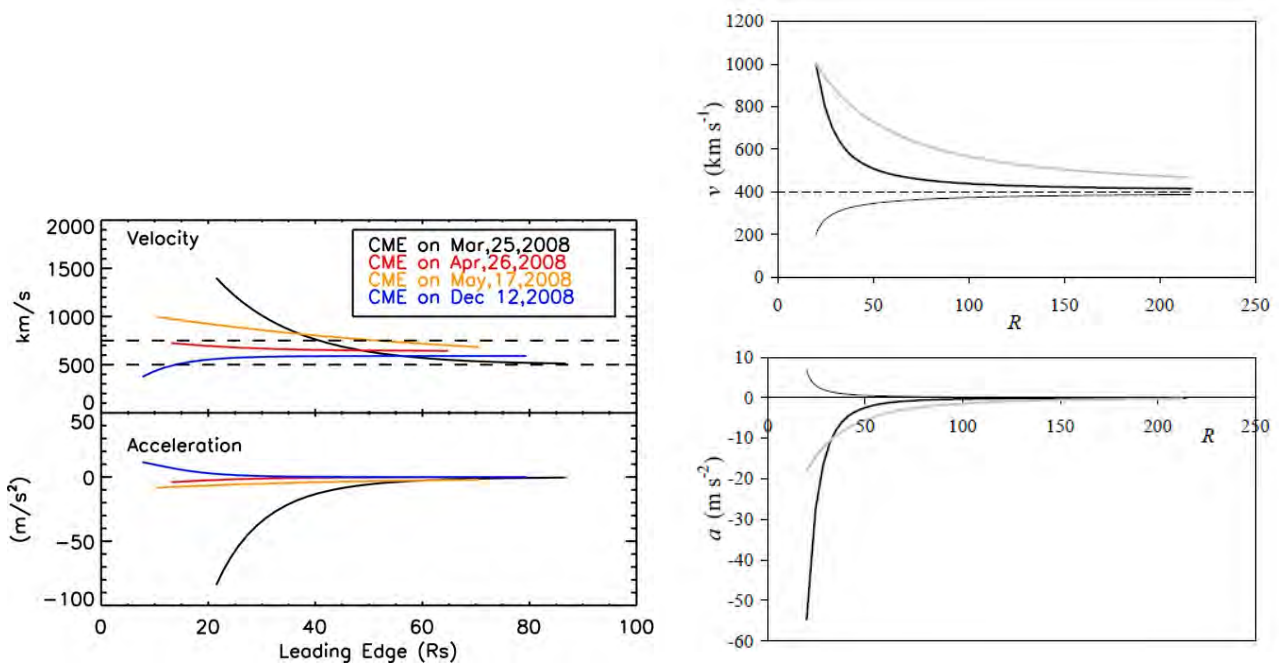
Επίσης στις CMEs ασκείται και η αεροδυναμική οπισθέλκουσα δύναμη,  $f_d$  (aerodynamic drag force). Είναι μια δύναμη που προκύπτει όταν έχουμε κίνηση ενός αντικειμένου μέσα σε κινούμενο ρευστό (στην παρούσα περίπτωση, κίνηση της CME μέσα στον ηλιακό άνεμο). Η  $f_d$  σχετίζεται με την ανταλλαγή ορμής ανάμεσα στο αντικείμενο και στο ρευστό και στην περίπτωση του σχοινιού μαγνητικής ροής γράφεται ως:

$$f_d = -c_d \rho_c A (V_{CME} - V_w) |V_{CME} - V_w|. \quad (11.4)$$

όπου  $\rho_c$  είναι η πυκνότητα μάζας του ηλιακού ανέμου,  $A$  η διατομή του σχοινιού μαγνητικής ροής σε διεύθυνση κάθετη ως προς την (ακτινική) ροή του ηλιακού ανέμου,  $V_{CME}$  και  $V_w$  η ταχύτητα της CME και του ηλιακού ανέμου αντίστοιχα. Η παράμετρος  $c_d$  είναι αδιάστατη και εξαρτάται από το σχήμα της διατομής της CME. Συνήθως η  $c_d$  θεωρείται σταθερή με την απόσταση με τιμή ίση με την μονάδα.

Από την εξίσωση 11.4 είναι προφανές ότι οι γρήγορες (σε σχέση με τον ηλιακό άνεμο) CMEs θα επιβραδυνθούν και οι αργές θα επιταχυνθούν, ώστε η ταχύτητά τους (τόσο των γρήγορων όσο και των αργών) να εξισωθεί τελικά με αυτή του ηλιακού ανέμου. Στο αριστερό πλαίσιο του σχήματος 11.3 παρουσιάζονται παρατηρήσεις της ακτινικής μεταβολής της ταχύτητας και της επιτάχυνσης τεσσάρων CMEs όταν βρίσκονται σε αποστάσεις  $\approx 10-80 R_\odot$ . Από το διάγραμμα αυτό φαίνεται ότι ενώ κοντά στον Ήλιο υπάρχουν σημαντικές διαφορές στις ταχύτητές τους, λόγω της δράσης της αεροδυναμικής οπισθέλκουσας δύναμης αυτές αμβλύνονται μακριά από τον Ήλιο καθώς οι CMEs τείνουν να αποκτήσουν ταχύτητες συγκρίσιμες με την ταχύτητα του αργού ηλιακού ανέμου.

Οι μεταβολές της πυκνότητας και της ταχύτητας του ηλιακού ανέμου ( $\rho_c$  και  $V_w$ , αντίστοιχα, στην



**Σχήμα 11.3:** Αριστερό πλαίσιο: ακτινικά προφίλ της ταχύτητας (πάνω) και της επιτάχυνσης (κάτω) τεσσάρων CMEs από παρατηρήσεις του STEREO (από Poomvises et al., 2010). Δεξιό πλαίσιο: ακτινικά προφίλ της ταχύτητας (πάνω) και της επιτάχυνσης (κάτω) προσομοιωμένων CMEs υπό την επίδραση της αεροδυναμικής οπισθέλκουσας δύναμης (από Vršnak et al., 2010).

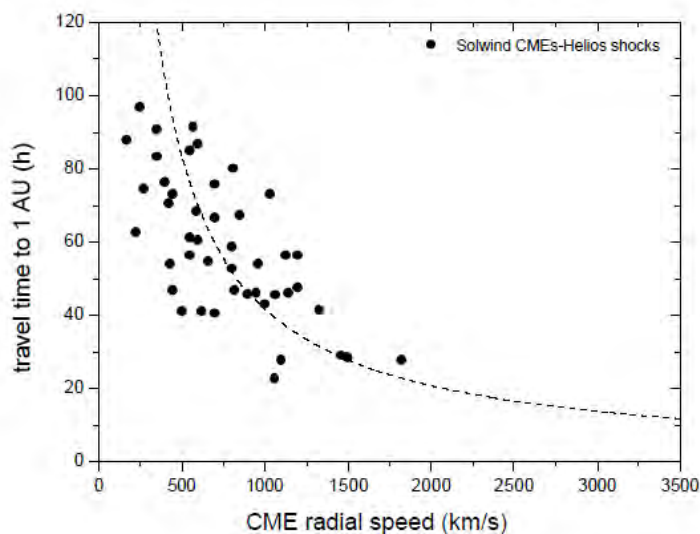
εξίσωση 11.4) προσδιορίζονται είτε από θεωρητικά μοντέλα του ηλιακού ανέμου, είτε κάνοντας χρήση παρατηρήσεων. Στη δεύτερη περίπτωση, ο υπολογισμός της πυκνότητας γίνεται με ανάλυση παρατηρήσεων ραδιοεξάρσεων τύπου III. Τα αποτελέσματα συνδυάζονται με επιτόπιες μετρήσεις της ροής μάζας του ηλιακού ανέμου στη 1 AU, οπότε με χρήση και της εξίσωσης συνέχειας (βλέπε εξίσωση 5.14) προσδιορίζεται η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου.

Για την παράμετρο  $A$  της εξίσωσης 11.4 γίνεται συνήθως η υπόθεση ότι έχει κυκλικό σχήμα, με την μεταβολή της ακτίνας του κύκλου με την απόσταση να προκύπτει από την υπόθεση ότι η γωνία που σχηματίζει η CME με το κέντρο του Ήλιου είναι σταθερή.

Η εξίσωση 11.4 μπορεί να ολοκληρωθεί αριθμητικά με τις κατάλληλες οριακές συνθήκες και να δώσει τη μεταβολή της ταχύτητας ή της θέσης μιας CME με τον χρόνο. Στο δεξιό πλαίσιο του σχήματος 11.3 δίνουμε ένα παράδειγμα ενός τέτοιου υπολογισμού για CMEs με διαφορετικές αρχικές ταχύτητες. Η ακτινική μεταβολή της ταχύτητας των προσομοιωμένων CMEs βρίσκεται σε ποιοτική συμφωνία με τις παρατηρήσεις που παρουσιάζονται στο αριστερό πλαίσιο του σχήματος 11.3. Για μια ρεαλιστικότερη μελέτη των αλληλεπιδράσεων CMEs-ηλιακού ανέμου απαιτείται η χρήση περιγραφών που λαμβάνουν υπόψιν το μαγνητικό πεδίο.

Τυπικά η δύναμη στεφανιού καθορίζει την δυναμική των CMEs σχετικά κοντά στον Ήλιο, σε αποστάσεις μερικών ηλιακών ακτίνων, κατά τα αρχικά τους στάδια όταν ο ρυθμός μαγνητικής επανασύνδεσης είναι σχετικά υψηλός, ενώ για μεγαλύτερες αποστάσεις ( $> 10-30 R_{\odot}$ ) επικρατεί η οπισθέλκουσα δύναμη.

Η μελέτη των δυνάμεων καθώς και η χρήση μεθόδων τριγωνισμού (βλ. εδάφιο 9.3.2) σε μια σειρά από CMEs δείχνουν ότι ο χρόνος και η ταχύτητα άφιξής τους στην 1 AU, όπως προκύπτει από τις επιτόπιες μετρήσεις των αντιστοίχων μεσοπλανητικών CMEs, μπορούν να προβλεφθούν με ακρίβεια  $\pm 6$  ωρών και  $\pm 140$  km/s, αντίστοιχα. Γενικά ο χρόνος που απαιτείται για να φτάσουν οι CMEs στη Γη κυμαίνεται από περίπου 20 μέχρι περίπου 80 ώρες και είναι μια φθίνουσα συνάρτηση της ταχύτητάς τους κοντά στον Ήλιο



**Σχήμα 11.4:** Ο χρόνος που απαιτείται για να φτάσουν CMEs στη 1 AU συναρτήσει της ταχύτητας κοντά στον Ήλιο (από Schwenn et al., 2005 με παρατηρήσεις από τους δορυφόρους Solwind και Helios).

(σχήμα 11.4).

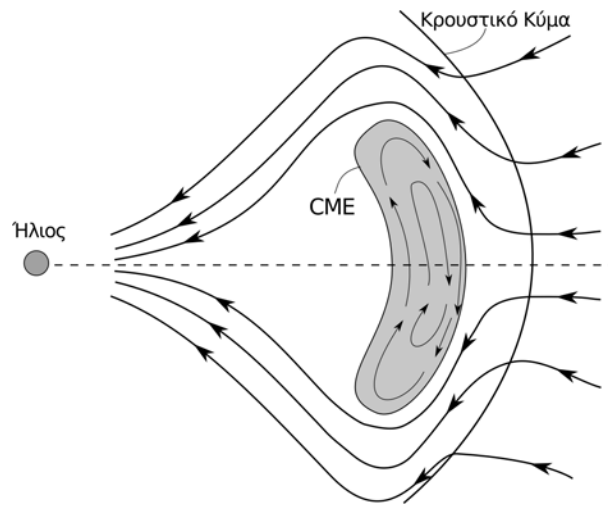
### 11.3 Εκτοξεύσεις στεμματικού υλικού στο μεσοπλανητικό χώρο

Οι CMEs (βλ. εδάφιο 9.2) διαταράσσουν το μεσοπλανητικό χώρο, καθώς διαδίδονται από τον Ήλιο. Η [ταινία 11.1](#) παρουσιάζει παρατηρήσεις από τα όργανα COR2, HI1 & HI2 της διαστημικής αποστολής STEREO-A, που δείχνουν τη διάδοση μιας CME η οποία έφτασε πέρα από την τροχιά του Δία, ενώ η [ταινία 11.2](#) δείχνει, πάλι από το HI1 του STEREO, την αποκοπή της ουράς του κομήτη Encke από μια ισχυρή CME και τον εκ νέου σχηματισμό της.

Η διάδοση μιας CME στο μεσοπλανητικό χώρο (μερικές φορές χρησιμοποιείται και ο ισοδύναμος όρος *μεσοπλανητική CME, interplanetary CME*) εμφανίζεται σχηματικά στο σχήμα 11.5. Οι διαταραχές αντανακλώνται τόσο στις παραμέτρους του πλάσματος του ηλιακού ανέμου όσο και στις παραμέτρους του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου που καταγράφονται από διαστημόπλοια. Στα αποτελέσματα των μετρήσεων αποτυπώνονται: (α) οι φυσικές συνθήκες της περιοχής του στέμματος όπου δημιουργήθηκε η CME, (β) η επακόλουθη εξέλιξή της καθώς διαδίδεται στο μεσοπλανητικό χώρο και (γ) η θέση του διαστημοπλοίου ως προς τη διεύθυνση διάδοσης της διαταραχής.

Όταν η ταχύτητα διάδοσης της CME είναι μεγαλύτερη από την τοπική ταχύτητα Alfvén αναπτύσσεται κρουστικό κύμα μπροστά από τη CME όπως φαίνεται παραστατικά στο Σχήμα 11.5. Επίσης ως προς τον αδιατάρακτο ηλιακό άνεμο και μεσοπλανητικό πεδίο η διάδοση CME στο μεσοπλανητικό χώρο μπορεί να προκαλέσει:

- Αυξημένη ένταση του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου.
- Μείωση της κινητικής θερμοκρασίας των πρωτονίων.
- Ροές ηλεκτρονίων με ενέργειες  $E \approx 10 - 100$  keV σε αντιπαράλληλες διευθύνσεις. Συνήθως τέτοιες ροές θεωρούνται ότι οφείλονται στο ότι η γεωμετρία του σχετιζόμενου με τη διαδιδόμενη CME



**Σχήμα 11.5:** Σχηματική αναπαράσταση της διάδοσης CME στο μεσοπλανητικό χώρο. Η τοξοειδής καμπύλη μπροστά από τη CME αναπαριστά το κρουστικό κύμα που έχει αναπτυχθεί. Οι γραμμές με τα βέλη δείχνουν το μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο (από *Kenneth R. Lang*).

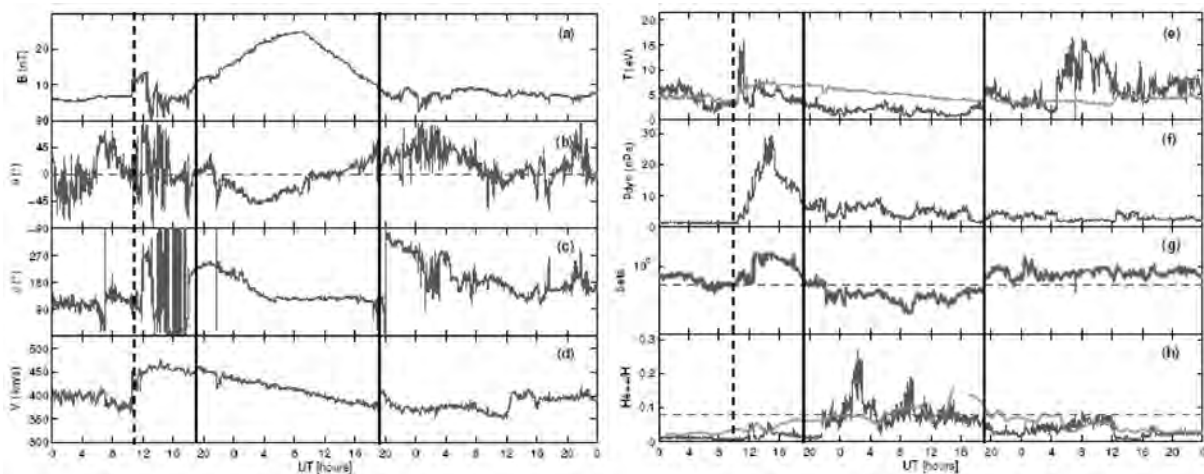
μαγνητικού πεδίου είναι κλειστή. Πάντως δεν έχει ξεκαθαριστεί ακόμα κατά πόσο σε τέτοιες περιπτώσεις η μαγνητική δομή έχει αποκοπεί πλήρως από την ηλιακή επιφάνεια ή αν ακόμα κάποιο (ή και τα δύο) από τα άκρα της είναι συνδεδεμένο με αυτή.

- Μεταβολή στη σύσταση του πλάσματος του ηλιακού ανέμου καθώς και στο βαθμό ιονισμού των διαφόρων ιόντων του. Σημειώστε ότι τυπικά η σύσταση και ο βαθμός ιονισμού των δομικών λίθων του πλάσματος του ηλιακού ανέμου αντανακλά τις συνθήκες της περιοχής προέλευσής του στην ηλιακή ατμόσφαιρα. Συνήθως έχουμε αυξημένες αφθονίες  $\text{Fe}^{+16}$  και  $\text{O}^{+7-8}$  που αντιστοιχούν σε στεμματικές περιοχές προέλευσης σχετικά θερμές ( $> 2 \times 10^6$  K). Από την άλλη μεριά, ορισμένες φορές μπορεί να είναι αυξημένο το ποσοστό του He σε σχέση με τα πρωτόνια, κάτι που αντανακλά προέλευση από περιοχή χαμηλότερης θερμοκρασίας, πιθανότατα σχετιζόμενη με νήμα (βλ. εδάφιο 8.7) το οποίο εξερράγη στην ηλιακή ατμόσφαιρα και δημιούργησε CME.
- Μείωση στην παράμετρο  $\beta$  του πλάσματος η οποία δηλώνει το λόγο ανάμεσα στην πίεση του πλάσματος προς τη μαγνητική πίεση (δηλαδή  $\beta = 8\pi P/B^2$ ).
- Μείωση στις γαλαξιακές κοσμικές ακτίνες (βλ. εδάφιο 11.4, παρακάτω).

Στο σχήμα 11.6 παρουσιάζουμε ένα παράδειγμα του τι δίνουν οι μετρήσεις. Και στο αριστερό και στο δεξιό πλαίσιο οι δύο συνεχείς κατακόρυφες γραμμές περικλείουν το χρόνο κατά τον οποίο το διαστημόπλοιο πέρασε μέσα από μεσοπλανητική CME. Στο σχήμα εμφανίζονται αρκετές από τις παρατηρησιακές εκδηλώσεις που αναφέραμε παραπάνω: αυξημένο μαγνητικό πεδίο (με μέγιστο που φτάνει τα 25 nT), ελαττωμένη θερμοκρασία πρωτονίων και  $\beta$  του πλάσματος. Ο λόγος  $\text{O}^{+7}/\text{O}^{+6}$  είναι μόνο λίγο αυξημένος σε σχέση με την αδιατάρακτη τιμή του, όμως ο λόγος του ποσοστού He προς το ποσοστό πρωτονίων είναι καθ' όλη τη διάρκεια του φαινομένου μεγαλύτερος από τον αναμενόμενο για αδιατάρακτο ηλιακό άνεμο.

Ένα παράδειγμα ΜΥΔ θεωρητικών υπολογισμών της διάδοσης CME από το στέμμα (20 ηλιακές ακτίνες) στον μεσοπλανητικό χώρο παρουσιάζεται στην [ταινία 11.3](#). Στο αριστερό πλαίσιο της ταινίας απεικονίζεται με χρωματικό κώδικα το μέτρο της ακτινικής ταχύτητας του ηλιακού ανέμου πάνω στο επίπεδο της εκλειπτικής (ο ήλιος βρίσκεται στο κέντρο της εικόνας). Το μέτρο της ακτινικής ταχύτητας του ηλιακού ανέμου απεικονίζεται στο μεσαίο και δεξιό πλαίσιο σε μεσημβρινό επίπεδο κατά την διεύθυνση ήλιου-γης και σε συνοπτικό χάρτη στην 1 αστρονομική μονάδα αντίστοιχα. Με κύκλους και τετράγωνα απεικονίζονται





**Σχήμα 11.6:** Το πλάσμα του ηλιακού ανέμου και το αντίστοιχο μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο όπως καταγράφηκαν στις 16-18 Απριλίου 1999 από το δορυφόρο ACE (από *Emilia Huttunen*). Συναρτήσεις του χρόνου τα διαγράμματα δείχνουν: (a) ένταση του μαγνητικού πεδίου, (b) γωνία ύψους του ανύσματος του μαγνητικού πεδίου ( $\theta = 90^\circ$  αντιστοιχεί στη διεύθυνση προς το Βορρά). (c) αζιμουθίο του ανύσματος του μαγνητικού πεδίου ( $\phi = 0^\circ$  αντιστοιχεί στη διεύθυνση προς τον Ήλιο και  $\phi = 90^\circ$  στη διεύθυνση προς τη Δύση). (d) Ταχύτητα του ηλιακού ανέμου. (e) Θερμοκρασία πρωτονίων ενώ η αχνή γραμμή δείχνει την αναμενόμενη θερμοκρασία για συνθήκες αδιατάρακτου ηλιακού ανέμου. (f) Πίεση. (g) Το  $\beta$  του πλάσματος σε λογαριθμική κλίμακα. (h) Ο λόγος της αριθμητικής πυκνότητας σωματιών  $\alpha$  προς αυτή των πρωτονίων. Η αχνή γραμμή δείχνει το λόγο  $O^{+7}/O^{+6}$  διαιρεμένο διά 10.

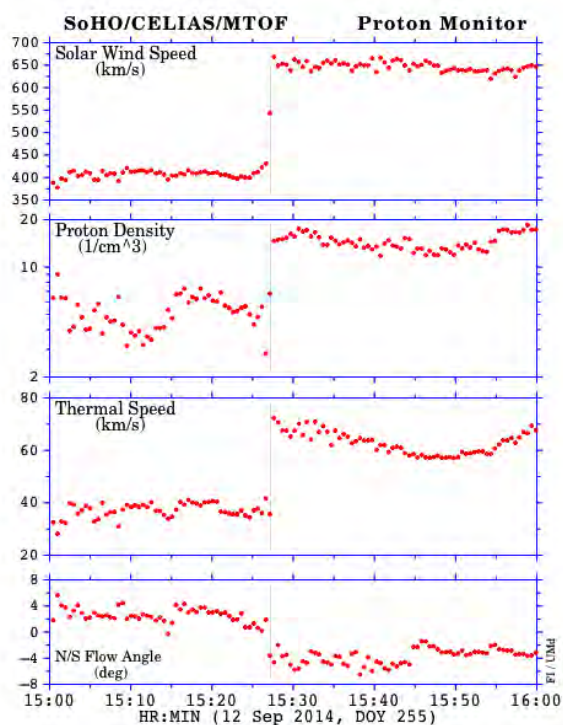
οι θέσεις διαφόρων πλανητών και διαστημοπλοίων αντίστοιχα, και με κόκκινο και μπλε απεικονίζεται η πολικότητα του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου.

### 11.3.1 Κρουστικά κύματα

Σύμφωνα με όσα είπαμε στο εδάφιο 7.4, για να αναπτυχθεί κρουστικό κύμα στο ηλιακό στέμμα ή στο μεσοπλανητικό χώρο, πρέπει η διαταραχή να διαδίδεται με ταχύτητα μεγαλύτερη από την τοπική ταχύτητα Alfven. Προφανώς οι συνθήκες για να δημιουργηθεί κρουστικό κύμα εξαιτίας δοσμένης διαταραχής είναι πιο ευνοϊκές στις περιοχές που η ταχύτητα Alfven έχει σχετικά μικρές τιμές. Υπενθυμίζουμε ότι η ταχύτητα Alfven δίνεται από τη σχέση 7.31. Αν συνδυάσουμε τη σχέση αυτή με μοντέλα μεταβολής της πυκνότητας και του μαγνητικού πεδίου με την απόσταση από τον Ήλιο και λάβουμε υπ' όψιν μας τις τυπικές ταχύτητες των CMEs παίρνουμε ότι στο ήρεμο στέμμα, κρουστικό κύμα λόγω διάδοσης CME μπορεί να εμφανιστεί σε αποστάσεις  $r < \sim 2R_\odot$  και  $r > \sim 6R_\odot$ , όπου  $R_\odot$  η ακτίνα του Ήλιου. Επίσης ευνοϊκές είναι οι συνθήκες μέσα στους streamers (λόγω της αυξημένης πυκνότητας του υλικού) και σε φύλλα ρεύματος (επειδή εκεί τυπικά αναμένουμε χαμηλό μαγνητικό πεδίο).

Εδώ μας ενδιαφέρουν τα κρουστικά κύματα που συμβαίνουν στο μεσοπλανητικό χώρο. Πρέπει να σημειώσουμε πως μόνο το 1/3 των CMEs έχει ταχύτητα τέτοια ώστε να διεγείρει κρουστικό κύμα. Όμως όλα τα κρουστικά κύματα που εμφανίζονται στο μεσοπλανητικό χώρο οφείλονται σε CMEs, με αξιοσημείωτη εξαίρεση αυτά που σχετίζονται με συμπεριστροφόμενες περιοχές αλληλεπίδρασης (βλ. εδάφιο 8.9.4). Όπως αναμένεται, τα περισσότερα κρουστικά κύματα στο μεσοπλανητικό χώρο εμφανίζονται κατά το ηλιακό μέγιστο.

Στο Σχήμα 11.7 δίνουμε τις παρατηρησιακές εκδηλώσεις μεσοπλανητικού κρουστικού κύματος (επίσης στο Σχήμα 11.6, το χρονικό διάστημα ανάμεσα στη διακεκομμένη και την αριστερή κατακόρυφη συνεχή γραμμή αντιστοιχεί στο χρόνο που το διαστημόπλοιο ήταν μέσα σε κρουστικό κύμα). Γενικά αναγνωρίζονται από χαρακτηριστικές μεταβολές των παραμέτρων του πλάσματος και του μαγνητικού πεδίου. Συνήθως

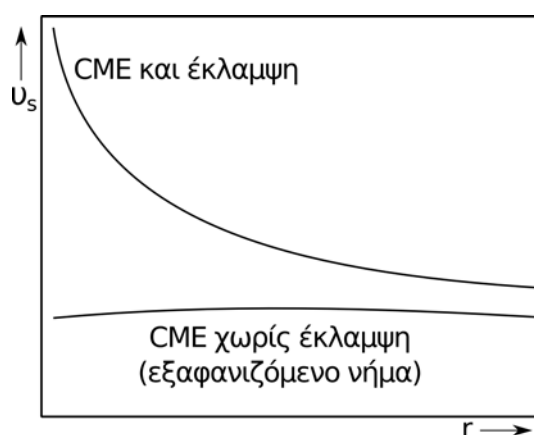


**Σχήμα 11.7:** Παρατηρησιακές εκδηλώσεις κρουστικού κύματος στο μεσοπλανητικό χώρο. Συναρτήσε του χρόνου εμφανίζονται (από πάνω προς τα κάτω): η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου, η πυκνότητα πρωτονίων, η θερμική ταχύτητα και η γωνία ανάμεσα στη διεύθυνση ροής του πλάσματος με τη διεύθυνση βορρά-νότου (από *SOHO/CELIAS/MTOF*).

έχουμε ξαφνική αύξηση της πυκνότητας, ταχύτητας και θερμοκρασίας του πλάσματος (Σχήμα 11.7) και πήδημα στην ένταση του μαγνητικού πεδίου (βλ. Σχήμα 11.6-a).

Οι ιδιότητες των μεσοπλανητικών κρουστικών κυμάτων ποικίλουν σημαντικά. Προφανώς σχετίζονται και με τις ιδιότητες των CMEs που τα διεγείρουν (π.χ. την ταχύτητα, το γωνιακό εύρος και την ολική ενέργεια που εκλύεται). Σε αποστάσεις 0.3-1 AU από τον Ήλιο τα πιο βασικά τους χαρακτηριστικά είναι:

- Ανήκουν στην κατηγορία των γρήγορων μαγνητοϋδροδυναμικών κρουστικών κυμάτων (βλ. εδάφιο 7.4.7). Έχουν ως αποτέλεσμα τη συμπίεση του μαγνητικού πεδίου, την ενίσχυση της *τύρβης* και την επιτάχυνση σωματίων.
- Ο *λόγος συμπίεσης*, δηλαδή το πηλίκο της πυκνότητας του πλάσματος στη μπροστινή μεριά του κρουστικού κύματος προς την πυκνότητα του πλάσματος στην πίσω μεριά του, κυμαίνεται από 1 ως 8 με μέση τιμή γύρω στο 2.
- Ο *μαγνητικός λόγος συμπίεσης*, δηλαδή το πηλίκο της έντασης του μαγνητικού πεδίου μπροστά και πίσω από το κρουστικό κύμα, κυμαίνεται από 1 ως 7 με μέση τιμή γύρω στο 1.9
- Οι ταχύτητες διάδοσης των κρουστικών κυμάτων είναι από 300 ως 700 km/s με μέση τιμή περίπου 600 km/s. Πάντως έχουν καταγραφεί και ταχύτητες μέχρι 2000 km/s. Προφανώς κρουστικά κύματα με ταχύτητες λίγο μεγαλύτερες από 300 km/s μπορούν να παρατηρηθούν μόνο σε ρεύματα πολύ αργού ηλιακού ανέμου.
- Τη μορφή του κρουστικού κύματος μπορούμε να τη φανταστούμε τοξοειδή, όπως στο Σχήμα 11.5.



**Σχήμα 11.8:** Ταχύτητα διάδοσης κρουστικού κύματος με την απόσταση  $r$  από τον Ήλιο (για τιμές  $r$  μέχρι 1 AU). Διακρίνονται δύο περιπτώσεις: κρουστικό κύμα που σχετίζεται με CME συνοδευόμενη από έκλαμψη (επάνω καμπύλη) και κρουστικό κύμα από CME χωρίς έκλαμψη (κάτω καμπύλη).

Το γωνιακό εύρος του μπορεί να είναι από μερικές δεκάδες μοίρες μέχρι 180°. Το εύρος του είναι πάντα μεγαλύτερο από το εύρος της CME που το διεγείρει.

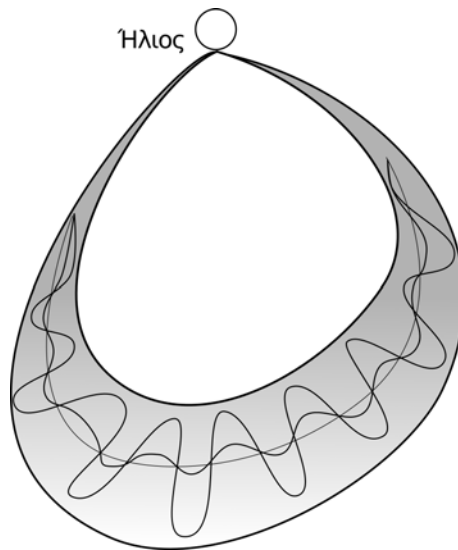
- Ο αλφβενικός αριθμός Mach (βλ. εδάφιο 3.7.2 και 7.4.3) είναι μεταξύ 1 και 13 με μέση τιμή γύρω στο 1.7.

Επίσης ενδιαφέρον παρουσιάζει η μεταβολή των διαφόρων παραμέτρων των κρουστικών κυμάτων με την απόσταση από τον Ήλιο. Σαν παράδειγμα στο Σχήμα 11.8 δίνουμε την ακτινική μεταβολή της ταχύτητας διάδοσης των κρουστικών κυμάτων απεικονίζοντας δύο ακραίες περιπτώσεις. Αν το κρουστικό κύμα είναι πολύ γρήγορο κοντά στον Ήλιο (με την ταχύτητα της CME να είναι πάνω από 1000 km/s), στο μεσοπλανητικό χώρο επιβραδύνεται. Αντίθετα, κρουστικά κύματα που είναι μάλλον αργά κοντά στον Ήλιο, δεν επιβραδύνονται αλλά διαδίδονται με ταχύτητα σχετικά σταθερή. Στην πρώτη κατηγορία συνήθως το κρουστικό κύμα προέρχεται από CME που συνοδεύεται από έκλαμψη ενώ στη δεύτερη προέρχεται από CME χωρίς έκλαμψη (συνήθως αυτά προκύπτουν από εκρήξεις νημάτων/προεξοχών, βλ. εδάφιο 9.3.3). Η πιθανή ερμηνεία για αυτές τις διαφορετικές συμπεριφορές πρέπει να αναζητηθεί στο μηχανισμό έκλυσης ενέργειας που συνήθως είναι πιο εκρηκτικός στις γρήγορες CMEs και τα προκύπτοντα κρουστικά κύματα, ενώ στα αργότερα είναι πιο σταδιακός και πιο συνεχής. Γενικά πάντως τα γρήγορα κρουστικά κύματα τείνουν να είναι πιο αποτελεσματικοί επιταχυντές σωματιδίων.

### 11.3.2 Μαγνητικά σύννεφα

Μια ιδιαίτερη κατηγορία μεσοπλανητικών CMEs είναι τα μαγνητικά σύννεφα (magnetic clouds) που τα εξετάζουμε ξεχωριστά λόγω της ιδιαιτερότητας της μαγνητικής τους δομής. Ένα μαγνητικό σύννεφο είναι μια δομή μέσα στο μεσοπλανητικό χώρο με τις εξής ιδιότητες:

1. Το μαγνητικό πεδίο μέσα στο σύννεφο είναι αυξημένο σε σχέση με αυτό του περιβάλλοντος χώρου.
2. Το μαγνητικό πεδίο είναι συστραμμένο.
3. Το άνυσμα του μαγνητικού πεδίου περιστρέφεται ομαλά κατά μία μεγάλη γωνία.
4. Η θερμοκρασία των πρωτονίων είναι σχετικά χαμηλότερη από αυτή του περιβάλλοντος πλάσματος.



**Σχήμα 11.9:** Σκίτσο μαγνητικού σύννεφου και μερικών δυναμικών γραμμών του μαγνητικού του πεδίου.

Το σκίτσο του Σχήματος 11.9 αναπαριστά τη μορφολογία του μαγνητικού σύννεφου και των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού του πεδίου. Στην πραγματικότητα η μεσοπλανητική CME του Σχήματος 11.6 (το κομμάτι των διαγραμμάτων ανάμεσα στις δύο κατακόρυφες συνεχείς γραμμές) είναι μαγνητικό σύννεφο: η περιστροφή του ανύσματος του μαγνητικού πεδίου συνάγεται από τη χρονική μεταβολή του γωνίας ύψους και του αζιμουθίου του (βλ. Σχήμα 11.6-b και 11.6-c, αντίστοιχα). Επίσης στο Σχήμα 11.6-a βλέπουμε την αύξηση του μαγνητικού πεδίου και στο 11.6-e τη μειωμένη θερμοκρασία πρωτονίων.

Το μαγνητικό πεδίο των μαγνητικών σύννεφων μπορεί να μοντελοποιηθεί, θεωρώντας ότι τα ρεύματα που προκαλούν τη συστροφή των δυναμικών γραμμών ρέουν παράλληλα προς το μαγνητικό πεδίο (βλ. εδάφιο 5.8.2), οπότε η δύναμη Lorentz,  $\mathbf{J} \times \mathbf{B}/c$ , μηδενίζεται και έχουμε μαγνητικό πεδίο *ελεύθερο δυνάμεων*. Η συνθήκη παραλληλίας μαγνητικού πεδίου και ρεύματος μας επιτρέπει να εκφράσουμε το νόμο του Ampère με τη μορφή (σχέση 5.62)

$$\nabla \times \mathbf{B} = \alpha \mathbf{B} \quad (11.5)$$

όπου  $\alpha$  είναι μια βαθμωτή ποσότητα, που στη γενική περίπτωση είναι συνάρτηση της θέσης. Θεωρώντας ότι το μαγνητικό πεδίο έχει κυλινδρική συμμετρία, η σχέση (11.5) δίνει

$$\mathbf{B} = B_0 [J_1(\alpha r) \hat{\phi} + J_0(\alpha r) \hat{z}] \quad (11.6)$$

όπου  $r$  είναι η ακτινική απόσταση από τον άξονα του σύννεφου,  $B_0$  η μέγιστη ένταση του μαγνητικού πεδίου και  $J_0$ ,  $J_1$  οι συναρτήσεις Bessel μηδενικής και πρώτης τάξης, αντίστοιχα. Η συστροφή,  $\tau$ , των δυναμικών γραμμών του πεδίου μεταβάλλεται με την ακτινική απόσταση  $r$  από τον άξονα του μαγνητικού σύννεφου και είναι

$$\tau = \frac{d\phi}{dz} = \frac{B_\phi}{rB_z} \quad (11.7)$$

που δίνει

$$\tau(r) = \frac{J_1(\alpha r)}{rJ_0(\alpha r)} \quad (11.8)$$

Η ακτίνα  $R$  του μαγνητικού σύννεφου προσδιορίζεται παρατηρησιακά από τη μέση ταχύτητα του μαγνητικού σύννεφου και το χρόνο που το διαστημόπλοιο ήταν μέσα σε αυτό (δηλαδή για το Σχήμα 11.6, το χρόνο που περιλαμβάνεται από τις δύο κατακόρυφες συνεχείς γραμμές). Από την άλλη μεριά σε απόσταση  $R$  από τον κεντρικό άξονα του σύννεφου, έχουμε τον πρώτο μηδενισμό της  $B_z$  στη σχέση 11.6, δηλαδή  $J_0(\alpha R) = 0$ . Με τον τρόπο αυτό προσδιορίζεται το  $\alpha$ .

Τελικά οι λύσεις που δίνει η 11.6 είναι μια οικογένεια από έλικες, όπου στο κέντρο το μαγνητικό πεδίο είναι παράλληλο με τον άξονα του μαγνητικού σύννεφου ενώ στο εξωτερικό όριο της δομής είναι καθαρά αζιμουθιακό. Τοπικά το μαγνητικό σύννεφο μπορεί να προσεγγιστεί ως σχοινί μαγνητικής ροής με κυλινδρική συμμετρία. Ορισμένες φορές έχουμε και σε CMEs ενδείξεις για την ύπαρξη παρόμοιας τοπολογίας (βλ. εδάφιο 9.3 και τη μορφολογία της CME στο Σχήμα 9.9 και στο Σχήμα 9.11 αριστερά). Σημειώστε πάντως ότι η παρατήρηση μορφολογίας σχοινοειδούς μαγνητικής ροής στα μαγνητικά σύννεφα και σε μερικές CMEs δεν σημαίνει απαραίτητα ότι αυτή ήταν μέρος της αρχικής δομής που εξερράγη: εναλλακτικά, μέσω μαγνητικής επανασύνδεσης μπορούμε να έχουμε σχηματισμό σχοινοειδούς μαγνητικής ροής από μια συστάδα παράλληλων βρόχων που εκρήγνυνται. Παρ' όλα αυτά σε μερικές περιπτώσεις έχει γίνει κατορθωτό να συγκριθεί η φορά κατά την οποία είναι συστραμμένες οι δυναμικές γραμμές στο μαγνητικό σύννεφο με την αντίστοιχη φορά συστροφής του μαγνητικού πεδίου της προεξοχής που εκρήγνυται δημιουργώντας τη CME και το αντίστοιχο μαγνητικό σύννεφο. Σε ένα ποσοστό πάνω από 70% προκύπτει συμφωνία ανάμεσα στη φορά συστροφής του πεδίου στην επιφάνεια του Ήλιου και στη 1 AU.

Το ακτινικό μέγεθος των μαγνητικών συνδέσεων αυξάνει ενώ η πυκνότητα και η θερμοκρασία τους μειώνονται με την απόσταση από τον Ήλιο. Στη 1 AU τα μαγνητικά σύννεφα είναι τεράστιες δομές με μέση διάμετρο περίπου 0.28 AU και μέση ένταση μαγνητικού πεδίου γύρω στα 18 nT (σημαντικά μεγαλύτερο από τη μέση τιμή των 5 nT στον αδιατάρακτο ηλιακό άνεμο). Ορισμένες φορές τα μαγνητικά σύννεφα σχετίζονται άμεσα με τη δημιουργία γεωμαγνητικών διαταραχών. Τις προϋποθέσεις για να συμβεί κάτι τέτοιο θα εξετάσουμε στο κεφάλαιο 12.

## 11.4 Πληθυσμοί ενεργητικών σωματίων

Στην ηλιόσφαιρα μια σειρά από διαδικασίες οδηγούν στην επιτάχυνση σωματίων. Τα ενεργητικά σωματάρια ανιχνεύονται από δορυφόρους και χωρίζονται σε κατηγορίες ανάλογα με την αφθονία των στοιχείων και ισοτόπων που περιέχουν, το βαθμό ιονισμού των ιόντων, τα ενεργειακά φάσματα, τη χωρική κατανομή και την χρονική τους εξέλιξη. Με τη σειρά τους οι ιδιότητες αυτές αποτυπώνουν την προέλευση καθώς και τους μηχανισμούς επιτάχυνσης και μεταφοράς των σωματίων στο μεσοπλανητικό χώρο. Μπορούμε να διακρίνουμε τους εξής πληθυσμούς ενεργητικών σωματίων:

1) **Γαλαξιακές κοσμικές ακτίνες.** Είναι το υπόβαθρο των πληθυσμών υψηλής ενέργειας. Οι ενέργειές τους φτάνουν μέχρι τα  $10^{20}$  eV. Μπαίνουν στην ηλιόσφαιρα από όλες τις διευθύνσεις ομογενώς και ισότροπα. Για την εσωτερική ηλιόσφαιρα που μας ενδιαφέρει εδώ, οι γαλαξιακές κοσμικές ακτίνες *διαμορφώνονται* από την ηλιακή δραστηριότητα: η έντασή τους είναι ελάχιστη κατά το ηλιακό μέγιστο και μέγιστη κατά το ηλιακό ελάχιστο. Αυτό οφείλεται στο ότι σε περίοδο υψηλής ηλιακής δραστηριότητας το μαγνητικό πεδίο της ηλιόσφαιρας την θωρακίζει πιο αποτελεσματικά από την κοσμική ακτινοβολία.

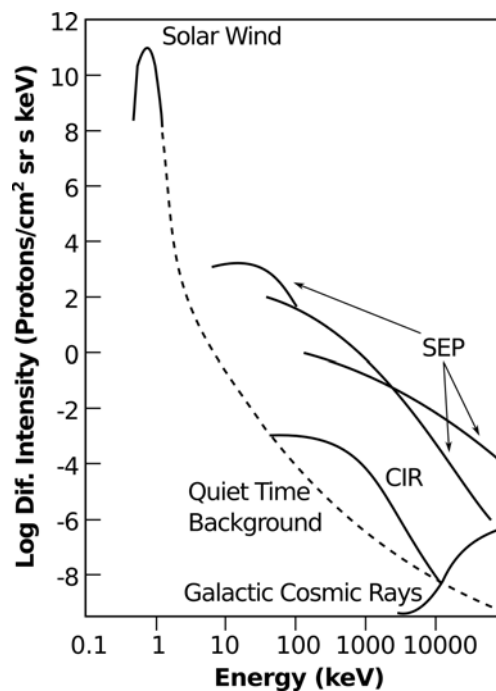
2) **Ανώμαλες κοσμικές ακτίνες.** Ενεργειακά συνδέονται με το χαμηλότερο άκρο των γαλαξιακών κοσμικών ακτίνων, όμως διαφέρουν από αυτές στη σύσταση, το βαθμό ιονισμού των σωματίων και το φάσμα. Η συνιστώσα αυτή προκύπτει από ουδέτερα άτομα του μεσοαστρικού χώρου που μπαίνουν στην ηλιόσφαιρα. Εκεί φωτοϊονίζονται και “προσλαμβάνονται” από τον ηλιακό άνεμο. Καθώς ταξιδεύουν μαζί του, επιταχύνονται από το κρουστικό κύμα της ηλιόσφαιρας (βλ. εδάφιο 3.7.6). Κατόπιν διαδίδονται προς το εσωτερικό μέρος της ηλιόσφαιρας όπου ανιχνεύονται ως ανώμαλες κοσμικές ακτίνες.

3) **Ηλιακά ενεργητικά σωματάρια (Solar Energetic Particles, SEPs)** Είναι σωματάρια που επιταχύνονται από εκλάμψεις και κρουστικά κύματα σχετιζόμενα με τη διάδοση CMEs. Τα συμβάντα αυτά

διαρκούν από μερικές ώρες μέχρι μερικές μέρες και τυπικά οι ενέργειες τους φτάνουν σε μερικές δεκάδες ή και εκατοντάδες MeV. Πιο σπάνια μπορεί να έχουμε συμβάντα με ενέργειες μερικών GeV. Ο πληθυσμός αυτός λόγω της σποραδικότητάς του και των μεγάλων ενεργειών των σωματιών παίζει σπουδαίο ρόλο στη διαμόρφωση του διαστημικού καιρού. Για το λόγο αυτό θα εξεταστεί ξεχωριστά στο κεφάλαιο 12.

4) Οι **συμπεριστρεφόμενες περιοχές αλληλεπίδρασης** αποφέρουν επιτάχυνση σωματιών (πρωτόνια που φτάνουν να έχουν ενέργειες μέχρι περίπου 10 MeV) στα κρουστικά κύματα που σχετίζονται με αυτές.

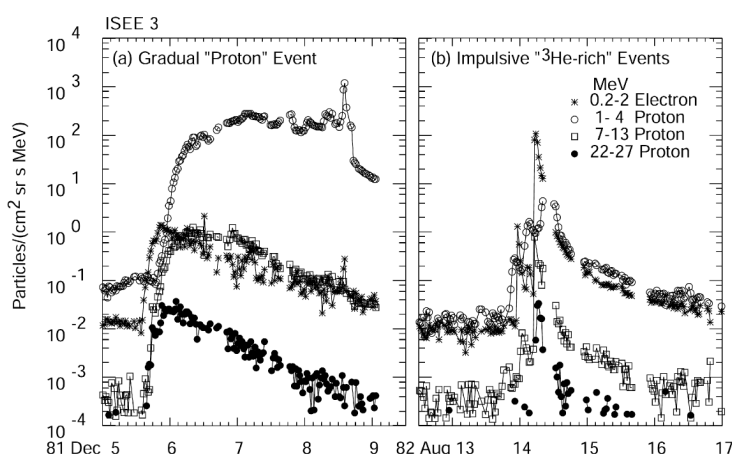
5) Σωματίδια επιταχύνονται επίσης και στα **κρουστικά κύματα που βρίσκονται μπροστά από τις πλανητικές μαγνητόσφαιρες** (βλ. κεφάλαιο 12). Πρόκειται για μια τοπική συνιστώσα σωματιών που έχουν ενέργειες μέχρι περίπου 10 keV. Εξάιρεση αποτελεί το κρουστικό κύμα της μαγνητόσφαιρας του Δία όπου εκεί τα σωματίδια επιταχύνονται σε ενέργειες μέχρι 10 MeV.



**Σχήμα 11.10:** Σχηματικό διάγραμμα του ενεργειακού φάσματος των διαφόρων πληθυσμών ενεργητικών σωματιών της ηλιόσφαιρας (τροποποιημένο από NASA/EPACT Science).

Στο Σχήμα 11.10 δείχνουμε τις ενέργειες και τις σχετικές εντάσεις των διαφόρων πληθυσμών ιόντων. Το σχήμα περιορίζεται σε ενέργειες κάτω από 100 MeV. Πάνω από αυτό το όριο βρίσκει κανείς το υψηλό ενεργειακό άκρο των SEPs καθώς και γαλαξιακές και ανώμαλες κοσμικές ακτίνες.

Αναφέραμε ήδη τη συμπεριφορά των γαλαξιακών κοσμικών ακτίνων με τον ηλιακό κύκλο. Παρόμοια μεταβολή δείχνουν και οι ανώμαλες κοσμικές ακτίνες. Τα SEPs παρουσιάζουν μέγιστο κατά το μέγιστο του ηλιακού κύκλου και ελάχιστο κατά το ελάχιστό του. Τα σωματίδια που επιταχύνονται σε συμπεριστρεφόμενες περιοχές αλληλεπίδρασης παρατηρούνται συχνότερα σε συνθήκες ηλιακού ελαχίστου. Υπενθυμίζουμε ότι οι περιοχές αυτές σχηματίζονται από την αλληλεπίδραση ρευμάτων γρήγορου και αργού ηλιακού ανέμου. Ο σχηματισμός τους, η ανάπτυξη των κρουστικών κυμάτων και η συνακόλουθη επιτάχυνση σωματιών είναι διαδικασίες που απαιτούν χρόνο. Κατά το ηλιακό μέγιστο τα ρεύματα του ηλιακού ανέμου διαταράσσονται συχνά από CMEs και μαγνητικά σύννεφα. Τέλος η επιτάχυνση σωματιών στα κρουστικά κύματα των πλανητικών μαγνητοσφαιρών εμφανίζεται να είναι ανεξάρτητη από τον ηλιακό κύκλο.



Σχήμα 11.11: Μεταβολή της έντασης των πρωτονίων και ηλεκτρονίων με το χρόνο σε δύο φαινόμενα SEPs. Αριστερά εμφανίζεται το βαθμιαίο φαινόμενο και δεξιά το απότομο.

## 11.5 Ηλιακά ενεργητικά σωμάτια

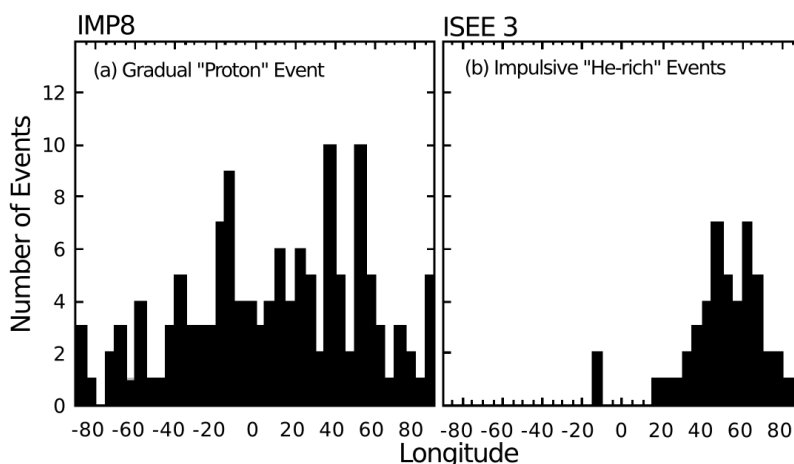
Τα ηλιακά ενεργητικά σωμάτια (Solar Energetic Particles, SEPs) προέρχονται από δύο διαφορετικές πηγές: από ηλιακές εκλάμψεις και CMEs. Τα φαινόμενα της πρώτης κατηγορίας παρουσιάζουν μια αύξηση<sup>1</sup> κατά ένα παράγοντα 1000 στο λόγο  $^3\text{He}/^4\text{He}$  καθώς και αυξημένες αφθονίες βαρύτερων ιόντων. Λόγω της μεγάλης θερμοκρασίας που αναπτύσσεται στις περιοχές προέλευσής τους (δηλαδή εκεί που γίνεται η αντίστοιχη έκλαμψη), τα ιόντα χάνουν πολλά από τα ηλεκτρόνια τους. Όμως τα πιο ισχυρά φαινόμενα SEPs προέρχονται από την επιτάχυνση σωματίων σε κρουστικά κύματα που δημιουργούνται από CMEs. Τα SEPs αυτής της κατηγορίας αντανακλούν τις αφθονίες και τη θερμοκρασία του στεμματικού υλικού που δεν έχει θερμανθεί σε θερμοκρασίες ( $> 10^7$  K) που συμβαίνουν στις εκλάμψεις.

Στο Σχήμα 11.11 δίνουμε τη χρονική εξέλιξη της έντασης πρωτονίων και ηλεκτρονίων σε δύο διαφορετικά φαινόμενα SEPs. Το φαινόμενο που παρουσιάζεται στο αριστερό πλαίσιο του σχήματος σχετιζόταν με την έκρηξη ενός νήματος που έδωσε CME η οποία δεν συνοδευόταν από έκλαμψη. Τα χρονικά προφίλ παρουσιάζουν μια σταδιακή άνοδο και φτάνουν σε μέγιστες τιμές που είτε διατηρούνται για 3 μέρες (η πάνω καμπύλη πρωτονίων) είτε πέφτουν πολύ αργά με το χρόνο (οι υπόλοιπες καμπύλες). Αντίθετα το φαινόμενο του δεξιού πλαισίου σχετιζόταν με μια έκλαμψη που δεν συνοδευόταν από CME. Τα χρονικά προφίλ είναι πολύ πιο απότομα από τα αντίστοιχα του φαινομένου στο αριστερό πλαίσιο. Εκτός από τις διαφορές τους στις χρονικές κλίμακες τα δύο φαινόμενα παρουσιάζουν και άλλες διαφορές: κατ' αρχήν το βαθμιαίο φαινόμενο είναι πιο έντονο από το απότομο (η πάνω καμπύλη στο αριστερό πλαίσιο φτάνει σε τιμές  $10^3$  σωμάτια ανά  $\text{cm}^2 \text{sr s MeV}$  ενώ η προεξέχουσα κορυφή στο δεξιό πλαίσιο μόλις που ξεπερνά τα  $10^2$  σωμάτια ανά  $\text{cm}^2 \text{sr s MeV}$ ). Στο βαθμιαίο φαινόμενο κυριαρχούν τα πρωτόνια. Αντίθετα στο απότομο κυριαρχούν τα ηλεκτρόνια που έχουν μέγιστες εντάσεις μεγαλύτερες από τις αντίστοιχες των ηλεκτρονίων στο βαθμιαίο φαινόμενο.

Τα εκτεταμένα χρονικά μέγιστα στο βαθμιαίο φαινόμενο προέρχονται από συνεχή επιτάχυνση σωματίων που λαμβάνει χώρα στο κρουστικό κύμα που αναπτύσσεται καθώς διαδίδεται η CME. Αντίθετα η μορφή των καμπυλών στο απότομο φαινόμενο αντανακλά την περιορισμένης χρονικής διάρκειας επιτάχυνση που υφίστανται τα σωμάτια σε μια έκλαμψη που δεν συνοδεύεται από CME: προφανώς τα σωμάτια αυτά απέκτησαν πρόσβαση σε κάποιες ανοιχτές δυναμικές γραμμές και έτσι διαδόθηκαν στο μεσοπλανητικό χώρο.

Μια ισχυρή παρατηρησιακή ένδειξη υπέρ της ερμηνείας των δύο τύπων φαινομένων SEPs που μόλις

<sup>1</sup>Σε σχέση πάντα με τις αντίστοιχες τιμές στον αδιατάρακτο ηλιακό άνεμο.



**Σχήμα 11.12:** Ιστογράμματα της κατανομής του ηλιογραφικού πλάτους από όπου προέρχονται τα SEPs. Αριστερά είναι το ιστόγραμμα για τα βαθμιαία φαινόμενα και δεξιά για τα απότομα.

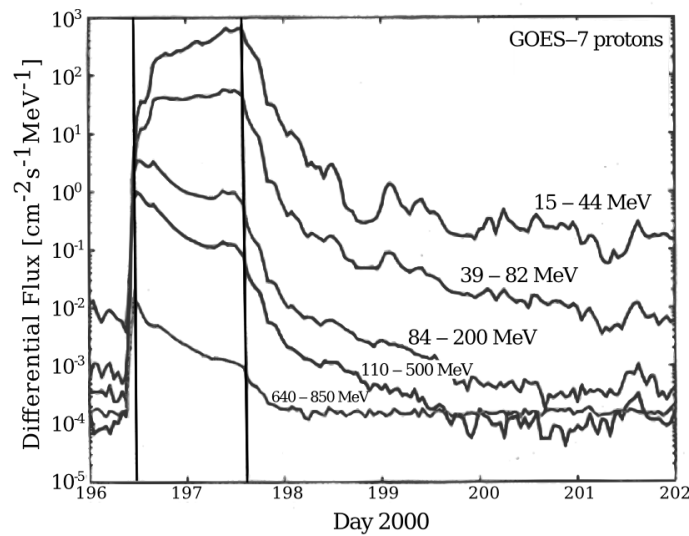
δώσαμε προκύπτει από την κατανομή των ηλιογραφικών πλατών από τα οποία προέρχονται (βλέπε Σχήμα 11.12). Τα σταδιακά φαινόμενα κατανέμονται σε όλο τον ηλιακό δίσκο. Αντίθετα τα περισσότερα από τα απότομα προέρχονται από μια στενή περιοχή με ηλιογραφικά πλάτη  $\sim 30 - 70^\circ$  στο δυτικό ημισφαίριο του Ηλίου. Η περιοχή αυτή αντιστοιχεί στα ηλιογραφικά πλάτη που είναι μαγνητικά συνδεδεμένα με τη Γη: θυμίζουμε τη συζήτηση στο εδάφιο 8.9.2 όπου δείξαμε ότι το μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο σχηματίζει στη γειτονιά της Γης μια γωνία περίπου  $45^\circ$  σε σχέση με την ακτινική διεύθυνση. Η σύγκριση των δύο ιστογραμμάτων υποδηλώνει ότι στα απότομα φαινόμενα τα σωματία κινούνται κατά μήκος ανοιχτών γραμμών του μαγνητικού πεδίου που είναι κοντά στο σημείο της έκλαμψης. Όταν συμβεί και οι δυναμικές γραμμές αυτές είναι μαγνητικά συνδεδεμένες με την περιοχή που βρίσκονται οι δορυφόροι ( $\sim 1$  AU) τότε καταγράφονται. Το ιστόγραμμα για τα βαθμιαία συμβάντα είναι διαφορετικό γιατί τα κρουστικά κύματα που βρίσκονται μπροστά από τις CMEs έχουν μεγάλο γωνιακό εύρος με συνέπεια τα σωματία να μην επιταχύνονται μόνο τοπικά αλλά σε μια ευρύτερη περιοχή. Στον πίνακα 11.1 συνοψίζουμε μερικές ιδιότητες των βαθμιαίων και απότομων SEPs.

**Πίνακας 11.1:** Ιδιότητες απότομων και βαθμιαίων SEPs

|                              | Απότομο               | Βαθμιαίο            |
|------------------------------|-----------------------|---------------------|
| Σωματία                      | Κυριαρχούν ηλεκτρόνια | Κυριαρχούν πρωτόνια |
| $^3\text{He}/^4\text{He}$    | $\sim 1$              | $\sim 0.0005$       |
| Fe/O                         | $\sim 1$              | $\sim 0.1$          |
| H/He                         | $\sim 10$             | $\sim 100$          |
| Διάρκεια                     | Ωρες                  | Ημέρες              |
| Ραδιοεκπομπή                 | Τύπου III             | Τύπου II            |
| Χρονικό προφίλ ακτίνων X     | Απότομο               | Βαθμιαίο            |
| CME                          | Όχι                   | Ναι (96%)           |
| Μεσοπλανητικό κρουστικό κύμα | Όχι                   | Ναι                 |
| Φαινόμενα/έτος               | $\sim 1000$           | $\sim 10$           |

Η χρονική μεταβολή της έντασης των ενεργητικών σωματιών, και ειδικά κατά πόσο παρουσιάζουν βαθμιαία ή απότομη μορφολογία, εξαρτάται και από το ενεργειακό εύρος στο οποίο γίνονται οι μετρήσεις. Από την άποψη αυτή διαφωτιστικό είναι το Σχήμα 11.13 που δείχνει χρονικά προφίλ SEPs σχετιζόμενα





**Σχήμα 11.13:** Χρονική μεταβολή των εντάσεων πρωτονίων με ενέργειες μεταξύ 15 MeV και 850 MeV σχετιζόμενες με ισχυρό εκρηκτικό φαινόμενο (με δεδομένα από *NOAA/SPIDR*).

με την έκλαμψη της 14ης Ιουλίου 2000, που ήταν μια εξαιρετικά ισχυρή με τεράστια CME. Στο σχήμα εικονίζονται οι εντάσεις των ενεργητικών πρωτονίων σε πέντε ενεργειακά κανάλια μεταξύ 15 και 850 MeV. Οι κατακόρυφες γραμμές υποδηλώνουν την άφιξη δύο κρουστικών κυμάτων στην περιοχή που βρισκόταν το διαστημόπλοιο, με το δεύτερο κρουστικό κύμα να ανήκει στο υπό εξέταση φαινόμενο. Στις υψηλότερες ενέργειες (κάτω καμπύλη) η μορφολογία είναι απότομη και μοιάζει με τη μορφολογία του απότομου φαινομένου του Σχήματος 11.11. Μόνο μια πολύ μικρή αύξηση στην ένταση παρατηρείται κατά την άφιξη του κρουστικού κύματος. Συνεπώς τα σωμάτια αυτά επιταχύνθηκαν πάνω στον Ήλιο ή κοντά σε αυτόν. Καθώς μειώνεται η ενέργεια (πηγαίνοντας δηλαδή στις προς τα πάνω καμπύλες) η δευτερεύουσα κορυφή που σχετίζεται με το κρουστικό κύμα όλο και αυξάνει. Έτσι φτάνουμε στο χαμηλότερο ενεργειακό κανάλι (η πάνω καμπύλη) όπου η ένταση αυξάνει από την αρχή του φαινομένου μέχρι την άφιξη του κρουστικού κύματος εκεί που ήταν ο δορυφόρος. Τώρα επομένως κυριαρχεί η επιτάχυνση σωματίων από το κρουστικό κύμα στο μεσοπλανητικό χώρο και η συνεισφορά των σωματίων που επιταχύνθηκαν κοντά στον Ήλιο κατά την έκλαμψη παίζει μικρό ρόλο. Παραπλήσια ενεργειακή εξάρτηση εμφανίζουν οι δύο κατηγορίες SEPs στα περισσότερα φαινόμενα.

## 11.6 Ασκήσεις

- (α) Αν θεωρήσουμε ότι όλα τα σωματίδια που ανιχνεύονται σε ένα φαινόμενο SEP απελευθερώνονται ταυτόχρονα, ανεξάρτητα από την ενέργειά τους, δείξτε ότι ο χρόνος απελευθέρωσης,  $t_{rel}$ , συνδέεται με τους χρόνους  $t_{onset}$  στους οποίους ξεκινά η καταγραφή των σωματιδίων στα διάφορα κανάλια του ανιχνευτή μας μέσω της σχέσης

$$t_{rel} = t_{onset}(v) - \frac{L}{v}$$

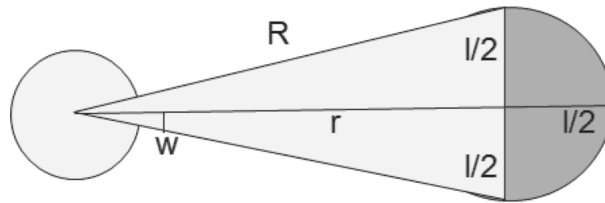
όπου  $v$  είναι η ταχύτητα των σωματιδίων και  $L$  το μήκος της διαδρομής τους.

- (β) Πώς πρέπει να τροποποιηθεί η παραπάνω εξίσωση αν θέλουμε να συγκρίνουμε άμεσα το χρόνο απελευθέρωσης των σωματιδίων με παρατηρήσεις της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας από τη σχετιζόμενη έκλαμψη;

(γ) Πώς μπορούμε να προσδιορίσουμε μέσω της εξίσωσης του ερωτήματος (α) το χρόνο απελευθέρωσης,  $t_{rel}$ , και το μήκος της διαδρομής,  $L$ , ενεργητικών σωματιδίων τα οποία ανιχνεύονται στη γειτονιά της Γης;

(δ) Τι συμπέρασμα βγάζουμε αν από την εργασία στην οποία αναφερόμαστε στο ερώτημα (γ) προκύψει ότι  $L = 3.5$  AU;

2. Η ιστοσελίδα <http://oh.geof.unizg.hr/CADBM/cadbm.php> παρέχει υπολογισμούς του χρόνου έλευσης,  $\tau_{1AU}$ , στην 1 AU εκτοξεύσεων στεμματικού υλικού των οποίων η κίνηση βασίζεται στην αεροδυναμική οπισθέλκουσα δύναμη. Να μελετηθεί η εξάρτηση του  $\tau_{1AU}$  από (α) την αρχική ταχύτητα θεωρώντας ταχύτητες στο διάστημα  $300-2500 \text{ km s}^{-1}$  και (β) την ταχύτητα του ηλιακού ανέμου θεωρώντας μια CME με αρχική ταχύτητα  $300 \text{ km s}^{-1}$  και μια άλλη με αρχική ταχύτητα  $1200 \text{ km s}^{-1}$  και ταχύτητες του ηλιακού ανέμου στο διάστημα  $300-800 \text{ km s}^{-1}$  για κάθε περίπτωση.



**Σχήμα 11.14:** Γεωμετρικό μοντέλο CME για την άσκηση 11.3 (από Gopalswamy et al., 2009).

3. Οι παρατηρήσεις των CMEs τύπου άλω δίνουν την ταχύτητα διαστολής τους,  $v_{exp}$ , η οποία είναι η εγχάρσια ταχύτητα τους. Για να τη συσχετίσουμε με την ακτινική τους ταχύτητα,  $v_r$ , η οποία είναι η κύρια παράμετρος για τη μελέτη της διάδοσής τους στην Γη, θα χρησιμοποιήσουμε το γεωμετρικό μοντέλο του σχήματος 11.14. Στο μοντέλο αυτό η CME περιγράφεται με την επιπρόσθεση κώνου και ημισφαιρίου. Ο κώνος έχει κορυφή στο κέντρο του Ήλιου και γωνιακό άνοιγμα  $w$  ενώ το ημισφαίριο έχει ακτίνα  $l/2$  και το κέντρο του βρίσκεται σε ηλιοκεντρική απόσταση  $r$  και είναι ενσωματωμένο στη βάση του κώνου. Να βρεθεί η σχέση ανάμεσα στην  $v_{exp}$  και  $v_r$  και να διερευνηθεί πώς εξαρτάται από την γωνία  $w$ . Επίσης, να γίνει εφαρμογή για το τυπικό γωνιακό άνοιγμα των CMEs, δηλαδή  $w \approx 50^\circ$ .
4. Υπολογίστε τη μαγνητική ροή,  $\Phi$ , που οφείλεται στην αξονική συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου ενός μαγνητικού σύννεφου. Θεωρείστε ότι το μαγνητικό πεδίο είναι ελεύθερο δυνάμεων. Εκφράστε το αποτέλεσμα συναρτήσει της μέγιστης έντασης του μαγνητικού πεδίου,  $B_0$ , της ακτίνας,  $r_0$ , του μαγνητικού σύννεφου και της παραμέτρου  $\alpha$  του μαγνητικού πεδίου.

## 11.7 Βιβλιογραφία

Τα αντίστοιχα κεφάλαια στα συγγράμματα:

**Hanslmeier, A.:** 2007, *The Sun and Space Weather*, Springer, ISBN: 978-1-4020-5603-1

**Balogh, A., Lanzerotti, L. J. & Suess, S. T.:** 2008, *The Heliosphere through the Solar Activity Cycle*, Springer, ISBN: 978-3-540-74301-9

**Meyer-Vernet, N.:** 2007, *Basics of the Solar Wind*, Cambridge University Press, ISBN: 978-0-521-81420-1

**Kallenrode, M.-B.:** 2004, *Space physics : an introduction to plasmas and particles in the heliosphere and magnetospheres*, Advanced texts in physics. Berlin: Springer

- νοινδεντ **Kivelson, M. G. & Russel, C. T.** (eds): 1995, *Introduction to Space Physics*, Cambridge Atmospheric & Space Science, ISBN: 978-0521457149
- Kallenrode, M.-B.**: 2004, *An Introduction to Plasmas and Particles in the Heliosphere and Magnetospheres*, Springer, ISBN: 978-3540206170
- Dorman, L.**: 2010, *Solar Neutrons and Related Phenomena*, Springer, ISBN: 978-90-481-3736-7
- Koskinen, H. & Vainio, R.**: 2011, *Lectures on Solar Physics: From the core to the heliopause*
- Howard, T.**: 2011, *Coronal Mass Ejections: An Introduction*, Springer, ISBN: 978-1-4419-8788-4
- Schrijver, C. J. & Siscoe, G. L.**: 2012, *Heliophysics: Space Storms and Radiation: Causes and Effects*, Cambridge University Press, ISBN: 978-1-107-40399-4

Αναφορές που γίνονται στο κείμενο:

- Chen, J. 1989, *Astrophys. J.*, 338, 453
- Gopalswamy, N., Dal Lago, A., Yashiro, S., & Akiyama, S. 2009, *Central European Astrophysical Bulletin*, 33, 115
- Poomvises, W., Zhang, J., & Olmedo, O. 2010, *Astrophys. J. Lett.*, 717, L159
- Reames, D. V. 1999, *Space Sci. Rev.*, 90, 413
- Schwenn, R., dal Lago, A., Huttunen, E., & Gonzalez, W. D. 2005, *Annales Geophysicae*, 23, 1033
- Vršnak, B., Žic, T., Falkenberg, T. V., et al. 2010, *Astron. Astrophys.*, 512, A43



## Κεφάλαιο 12

# Επιδράσεις στη μαγνητόσφαιρα της Γης και άλλων πλανητών

### 12.1 Εισαγωγή

Η αλληλεπίδραση ανάμεσα στο πλάσμα του ηλιακού ανέμου και το μαγνητικό πεδίο της Γης σχηματίζει ένα σύστημα που ονομάζεται μαγνητόσφαιρα. Η μαγνητόσφαιρα είναι ιδιαίτερα πολύπλοκο σύστημα, με πολλά δυναμικά φαινόμενα που συνδέονται με αστάθειες του πλάσματος. Σε αυτή την εισαγωγική παράγραφο θα αναφέρουμε συνοπτικά τα θέματα που θα συζητηθούν σε μεγαλύτερη λεπτομέρεια στο κεφάλαιο αυτό.

Η μαγνητόπαυση είναι η ασυνέχεια που διαχωρίζει το μαγνητικό πεδίο της Γης από τον ηλιακό άνεμο και το μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο σχηματίζοντας έτσι μια κοιλότητα στη ροή του ηλιακού ανέμου. Επειδή η ροή του ηλιακού ανέμου είναι υπεραλφβενική, μπροστά από τη μαγνητόσφαιρα αναπτύσσεται ένα στάσιμο κρουστικό κύμα. Στην αντίθετη προς τον Ήλιο κατεύθυνση, οι δυναμικές γραμμές του γήινου μαγνητικού πεδίου επιμηκύνονται λόγω της ροής του ηλιακού ανέμου, σχηματίζοντας έτσι τη μαγνητοουρά. Μέσα στη μαγνητόσφαιρα υπάρχει πλάσμα από διαφορετικές προελεύσεις: ιονοσφαιρικό πλάσμα στην πλασμόσφαιρα, μίγμα ιονοσφαιρικού και ηλιοσφαιρικού πλάσματος στη γεώσφαιρα και ηλιακός άνεμος στις εξωτερικές περιοχές της μαγνητόσφαιρας. Υπάρχει σύζευξη αυτών των διαφορετικών ειδών πλάσματος που επιτυγχάνεται από μαγνητικά πεδία και συστήματα ηλεκτρικών ρευμάτων. Μέσα στην πλασμόσφαιρα, εκεί που το γήινο μαγνητικό πεδίο είναι πρακτικά διπολικό, ενεργητικά σωματάρια παγιδεύονται στις ζώνες van Allen. Τα ιονοσφαιρικά ηλεκτρικά ρεύματα και το δακτυλιοειδές ρεύμα που σχετίζεται με τις ζώνες van Allen τροποποιούν το διπολικό μαγνητικό πεδίο.

Η μαγνητόσφαιρα τροφοδοτείται με σωματάρια και ενέργεια από διαφορετικές πηγές: (α) ηλιακός άνεμος μπορεί να εισχωρήσει μέσα στη μαγνητόσφαιρα λόγω μαγνητικής επανασύνδεσης στην προσήλια πλευρά της, μεταφορά του πάνω από τις πολικές χοάνες και διάχυση μέσα στη μαγνητοουρά. (β) ηλιακά ενεργητικά σωματάρια (SEPs) διεισδύουν μέσα στη μαγνητόσφαιρα από τις πολικές χοάνες. (γ) γαλαξιακές κοσμικές ακτίνες μπορούν να φτάσουν μέχρι το έδαφος. (δ) υπάρχει αλληλεπίδραση και ανταλλαγή πλάσματος μεταξύ ιονόσφαιρας και μαγνητόσφαιρας.

Η μαγνητόσφαιρα αναγνωρίστηκε ως εξαιρετικά δυναμικό σύστημα από την πρώτη στιγμή που έγιναν συστηματικές μετρήσεις του γήινου μαγνητικού πεδίου. Εκτός από τις ημερήσιες μεταβολές, παρατηρούνται και έντονες παροδικές διαταραχές. Αυτές μπορεί να συνοδεύονται από θεαματικές εκδηλώσεις του σέλαως. Οι πιο ισχυρές είναι δυνατό να προκαλέσουν σημαντικές επιπτώσεις σε μια σειρά από δραστηριότητες του τεχνολογικού περιβάλλοντος της κοινωνίας μας.

## 12.2 Το μαγνητικό πεδίο της Γης

### 12.2.1 Προέλευση

Στο κεφάλαιο 10 είδαμε ότι η πολικότητα του μαγνητικού πεδίου του Ήλιου αναστρέφεται κατά τη διάρκεια του ηλιακού κύκλου. Είναι γνωστό από γεωλογικές μελέτες ότι και η πολικότητα του μαγνητικού πεδίου της Γης έχει στο παρελθόν υποστεί αναστροφές. Επίσης οι μελέτες αυτές δείχνουν ότι το μαγνητικό πεδίο της Γης δεν είναι το απλό κατάλοιπο κάποιου μαγνητικού πεδίου που προϋπήρχε του σχηματισμού του ηλιακού συστήματος. Παραπέρα, το μαγνητικό πεδίο της Γης δεν μπορεί να σχετίζεται με τις μαγνητικές ιδιότητες του Fe που υπάρχει στο εσωτερικό της. Ένας λόγος είναι ότι στο εσωτερικό της Γης η θερμοκρασία είναι μεγαλύτερη από το σημείο Curie για το Fe με αποτέλεσμα ο Fe να έχει χάσει τις μαγνητικές του ιδιότητες. Ένας δεύτερος λόγος είναι ότι γεωλογικές μελέτες δείχνουν ότι το μαγνητικό πεδίο της Γης υπάρχει εδώ και πάνω από  $3 \times 10^9$  χρόνια. Όμως αν δεν υπάρχει μια εσωτερική πηγή ηλεκτρικών ρευμάτων, το μαγνητικό πεδίο μέσα σε ένα αγωγίμο μέσο υφίσταται διάχυση που έχει χαρακτηριστικό χρόνο (βλ. εδάφιο 6.2.2)

$$\tau = \frac{4\pi L^2}{\eta c^2} \quad (12.1)$$

όπου  $\eta$  η τυπική ειδική αντίσταση και  $L$  η χαρακτηριστική διάσταση του σώματος (βλ. Σχέση 6.6). Για τη Γη έχουμε  $L \sim 3.5 \times 10^6$  m για το λιωμένο πυρήνα της και  $\sigma = 1/\eta \sim 4 \times 10^5$  S m<sup>-1</sup> με αποτέλεσμα η (12.1) να δίνει  $\tau \sim 2 \times 10^5$  χρόνια, πολύ μικρότερο δηλαδή από το χρονικό διάστημα που υπάρχει το γήινο μαγνητικό πεδίο. Κατά συνέπεια πρέπει κάποιος μηχανισμός στο εσωτερικό της Γης να διατηρεί το μαγνητικό πεδίο. Ο μηχανισμός αυτός είναι το μαγνητικό δυναμό. Το πώς δουλεύει το μαγνητικό δυναμό στον Ήλιο, εξετάστηκε στο εδάφιο 10.4. Κατά παρόμοιο τρόπο<sup>1</sup> δρα και στο εσωτερικό της Γης, μόνο που στην περίπτωση της Γης η χρονική κλίμακα κατά την οποία γίνεται αναστροφή της πολικότητας είναι πολύ μεγαλύτερη: γεωλογικές μελέτες δείχνουν ότι ο χρόνος μεταξύ δύο διαδοχικών αναστροφών δεν διέπεται από μια αυστηρή περιοδικότητα και φαίνεται να κυμαίνεται από  $10^5$  ως μερικά εκατομμύρια χρόνια.

### 12.2.2 Μορφολογία

Σε πρώτη προσέγγιση το μαγνητικό πεδίο της Γης μπορεί να θεωρηθεί διπολικό. Ο άξονας του διπόλου τέμνει την επιφάνεια της Γης στα σημεία με γεωγραφικές συντεταγμένες 78° N 111° A (στην Ανταρκτική) και 78° B 69° A (κοντά στη Θούλη της Γροιλανδίας). Και τα δύο αυτά σημεία απέχουν περίπου 800 km από τους γεωγραφικούς πόλους και ο άξονας του μαγνητικού διπόλου σχηματίζει γωνία 11.3° με τον άξονα περιστροφής. Η διπολική ροπή της Γης είναι  $8 \times 10^{25}$  G cm<sup>3</sup>.

Το γεωμαγνητικό σύστημα συντεταγμένων είναι προσανατολισμένο με τον άξονα του μαγνητικού διπόλου. Το γεωμαγνητικό ισημερινό επίπεδο ορίζεται ως το επίπεδο που είναι κάθετο στον άξονα του διπόλου και περνά από το κέντρο της Γης. Το γεωμαγνητικό μήκος  $\Lambda$  και πλάτος  $\Phi$  ορίζονται κατά τον ίδιο τρόπο με το γεωγραφικό μήκος  $\lambda$  και πλάτος  $\phi$ . Αν  $\phi_0 = 78.3^\circ$  B και  $\lambda_0 = 291^\circ$  A είναι αντίστοιχα το πλάτος και μήκος του γεωμαγνητικού βόρειου πόλου, παίρνουμε τους μετασχηματισμούς

$$\sin \Phi = \sin \phi \sin \phi_0 + \cos \phi \cos \phi_0 \cos(\lambda - \lambda_0) \quad (12.2)$$

και

$$\sin \Lambda = \frac{\cos \phi \sin(\lambda - \lambda_0)}{\cos \Phi} \quad (12.3)$$

<sup>1</sup>Περισσότερα για το πώς δουλεύει το μαγνητικό δυναμό στην περίπτωση της Γης, μπορείτε να βρείτε στις σημειώσεις του μαθήματος “Φυσική του ηλιακού-πλανητικού συστήματος” (Α. Νίντος, Ιωάννινα 2006).

οι οποίοι συνδέουν τις γεωμαγνητικές με τις γεωγραφικές συντεταγμένες.

Το μαγνητικό δυναμικό σε απόσταση  $r$  από το κέντρο της Γης είναι

$$V = \frac{\mathbf{M}_{\oplus} \cdot \mathbf{r}}{r^3} = -\frac{M_{\oplus} \sin \phi}{r^2} \quad (12.4)$$

όπου  $\mathbf{M}_{\oplus}$  η μαγνητική ροπή. Από την (12.4) η ένταση του μαγνητικού πεδίου  $\mathbf{B} = -\nabla V$  είναι

$$\mathbf{B} = \frac{M_{\oplus}}{r^3} (-2 \sin \Phi \hat{\mathbf{r}} + \cos \Phi \hat{\Phi}) \quad (12.5)$$

και

$$B = \sqrt{B_r^2 + B_{\Phi}^2} = \frac{M_{\oplus}}{r^3} \sqrt{1 + 3 \sin^2 \Phi} \quad (12.6)$$

Επομένως το μαγνητικό πεδίο είναι αντιστρόφως ανάλογο του κύβου της απόστασης από το κέντρο της Γης. Στην επιφάνεια της Γης οι συνιστώσες του μαγνητικού πεδίου μπορούν να γραφούν προσεγγιστικά ως

$$B_{\Phi} = B_{\oplus} \cos \Phi \text{ και } B_r = 2B_{\oplus} \sin \Phi \quad (12.7)$$

όπου

$$B_{\oplus} = \frac{M_{\oplus}}{R_{\oplus}^3} = 0.311 \text{G} \quad (12.8)$$

είναι το ισημερινό μαγνητικό πεδίο στην επιφάνεια της Γης, με το  $R_{\oplus}$  να συμβολίζει την ακτίνα της Γης.

### 12.3 Μορφολογία της μαγνητόσφαιρας

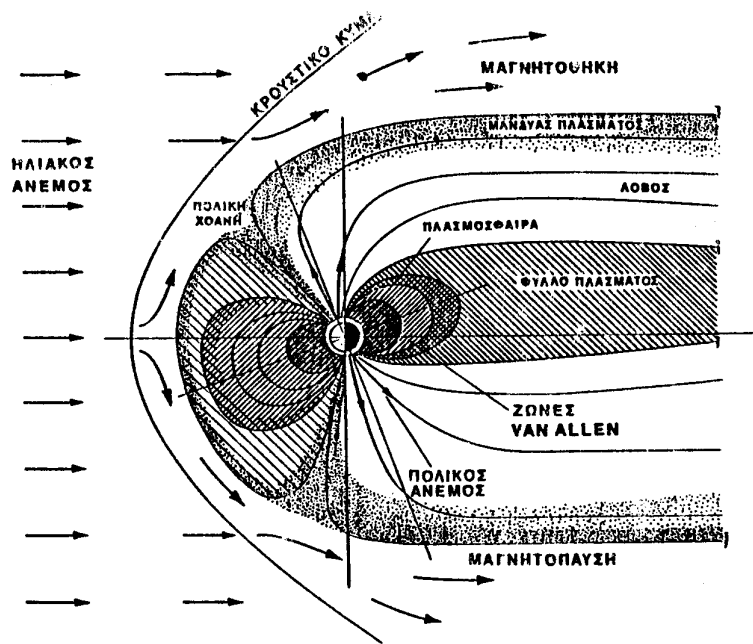
Ένα σκίτσο της γήινης μαγνητόσφαιρας εμφανίζεται στο Σχήμα 12.1, ενώ στην [ταινία 12.1](#) αναπαρίσταται η αλληλεπίδρασή της με τον ηλιακό άνεμο. Η δομή της μαγνητόσφαιρας περιγράφεται καλύτερα σε ένα σύστημα αναφοράς όπου ένας από τους άξονες είναι η ευθεία που συνδέει τη Γη με τον Ήλιο. Στο σύστημα αυτό η μαγνητόσφαιρα παραμένει σταθερή στο χώρο ενώ μέσα σ' αυτή η Γη περιστρέφεται γύρω από τον άξονά της. Το σύστημα αυτό χωρίζει τη μαγνητόσφαιρα σε δύο μέρη: ένα προσήλιο το οποίο αντικρίζει τον Ήλιο και ένα σκοτεινό που αντικρίζει τη *μαγνητούρα*. Οι αντίστοιχες διευθύνσεις στο ισημερινό επίπεδο ονομάζονται *μεσημέρι* και *μεσάνυχτα*, αντίστοιχα ενώ στην κάθετη προς αυτό διεύθυνση *σούρουπο* και *αυγή* (πάντα σε σχέση με τον τοπικό χρόνο). Η περιήγησή μας στη μαγνητόσφαιρα θα αρχίσει με τη συζήτηση μιας σημαντικής επιφάνειας που είναι η μαγνητόπαυση.

#### 12.3.1 Η μαγνητόπαυση

Το εξωτερικό όριο της μαγνητόσφαιρας ονομάζεται *μαγνητόπαυση*. Πιο αυστηρά, μπορούμε να πούμε ότι είναι η επιφάνεια όπου η πίεση από τη ροή του ηλιακού ανέμου,  $P_{sw}$ , ισούται με την πίεση  $P_m$  μέσα στη μαγνητόσφαιρα, δηλαδή

$$P_{sw} = P_m \quad (12.9)$$

Αν η πυκνότητα και η ταχύτητα ροής του ηλιακού ανέμου είναι  $\rho$  και  $v$  αντίστοιχα, και θεωρώντας αμελητέα την μαγνητική πίεση που προκύπτει από το μαγνητικό πεδίο που μεταφέρει ο ηλιακός άνεμος, έχουμε



Σχήμα 12.1: Η μαγνητόσφαιρα της Γης.

$$P_{sw} \approx \rho v^2 \quad (12.10)$$

Από την άλλη μεριά η  $P_m$  θα ισούται με το άθροισμα της μαγνητικής πίεσης και της πίεσης του πλάσματος:

$$P_m = \frac{B^2}{8\pi} + P \quad (12.11)$$

Μέσα στην μαγνητόσφαιρα μπορούμε να θεωρήσουμε την πίεση του πλάσματος αμελητέα σε σχέση με την πίεση του μαγνητικού πεδίου και συνεπώς να πάρουμε

$$(\rho v^2)_{sw} \approx \left( \frac{B^2}{8\pi} \right)_m \quad (12.12)$$

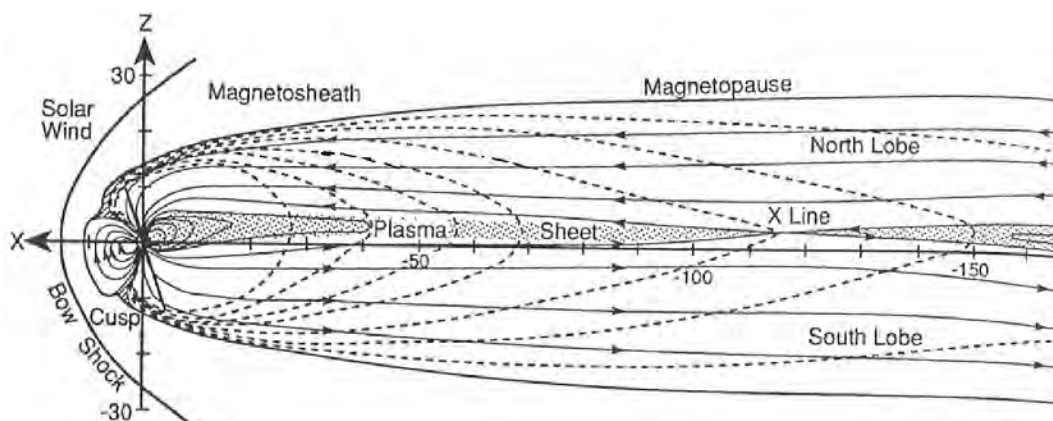
Το μαγνητικό πεδίο  $B$  μπορεί να εκφραστεί από τη σχέση (12.6). Ο υπολογισμός δίνει ότι η απόσταση της μαγνητόπαυσης από την επιφάνεια της Γης στην προσήλια πλευρά της μαγνητόσφαιρας και κατά μήκος της γραμμής που συνδέει τη Γη με τον Ήλιο (η μύτη της μαγνητόσφαιρας) είναι  $r_p \approx 10R_{\oplus}$ .

Η μαγνητόπαυση δεν πρέπει να κατανοηθεί ως μια δομή χωρίς καθόλου πάχος. Το πάχος της απλά είναι πολύ πιο μικρό από τις άλλες διαστάσεις της και φτάνει από μερικές εκατοντάδες ως μερικές χιλιάδες km. Αυτό το λεπτό στρώμα μερικές φορές ονομάζεται και *μανδύας πλάσματος*. Ο ηλιακός άνεμος εκτρέπεται μόνο όταν η δύναμη Lorentz μέσα σε αυτή τη δομή πεπερασμένου πάχους αλλάξει τη φορά κίνησης ενός φορτισμένου σωματίου. Επειδή η δύναμη Lorentz εξαρτάται από το φορτίο, τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα εκτρέπονται προς αντίθετες κατευθύνσεις. Με τον τρόπο αυτό δημιουργείται ένα ρεύμα μέσα στην μαγνητόπαυση, κατά μήκος της μεγάλης της διάστασης, που ονομάζεται *ρεύμα Chapman-Ferraro*.

### 12.3.2 Το κρουστικό κύμα της μαγνητόσφαιρας και η μαγνητοθήκη

Στην προσήλια μεριά της μαγνητόσφαιρας αναπτύσσεται κρουστικό κύμα που ονομάζεται *κρουστικό κύμα της μαγνητόσφαιρας* (bow shock). Το γεγονός αυτό δεν πρέπει να προκαλεί έκπληξη μια και ο ηλιακός





**Σχήμα 12.2:** Η μαγνητόσφαιρα της Γης με την προσήλια και τη σκοτεινή της πλευρά στην ίδια κλίμακα. Οι συνεχείς γραμμές είναι δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου και οι διακεκομμένες αντιστοιχούν στις κινήσεις πλάσματος από το μανδύα που γεμίζουν το φύλλο πλάσματος (τροποποιημένο από *Pilipp et al., 1978*).

άνεμος φτάνει στη γειτονιά της Γης με υπεραλφβενικές ταχύτητες και το μαγνητικό πεδίο της Γης λειτουργεί ως εμπόδιο στη ροή του. Επομένως πρόκειται για στάσιμο κρουστικό κύμα. Το κρουστικό κύμα βρίσκεται περίπου 2 με 3  $R_{\oplus}$  μπροστά από τη μαγνητόπαιση.

Το κρουστικό κύμα ελαττώνει την ταχύτητα του ηλιακού ανέμου προς τη μεριά της Γης και ταυτόχρονα την εκτρέπει γύρω από το εμπόδιο. Με αυτό τον τρόπο ένα μέρος της κινητικής ενέργειας του ηλιακού ανέμου μετατρέπεται σε θερμική ενέργεια στο κρουστικό κύμα. Δηλαδή ο ηλιακός άνεμος που παρατηρείται προς τη μεριά του κρουστικού κύματος που αντικρίζει τη Γη είναι θερμότερος από τον αδιατάρακτο ηλιακό άνεμο που κινείται με υπεραλφβενική ταχύτητα.

Η περιοχή ανάμεσα στο κρουστικό κύμα και τη μαγνητόπαιση ονομάζεται *μαγνητοθήκη*.

### 12.3.3 Η μαγνητούρα

Όπως προκύπτει από το Σχήμα 12.1 προς την προσήλια πλευρά της μαγνητόσφαιρας, η μαγνητόπαιση έχει σχήμα παρόμοιο με τμήμα σφαιρικής επιφάνειας. Όμως προς τη σκοτεινή πλευρά της μαγνητόσφαιρας, η μαγνητόπαιση είναι πολύ εκτεταμένη, σχηματίζοντας τη *μαγνητούρα* που εκτείνεται σε μήκος περίπου 150  $R_{\oplus}$ , δηλαδή κάπου τρεις φορές την απόσταση Γης Σελήνης. Η επιμήκυνση αυτή των δυναμικών γραμμών του γήινου μαγνητικού πεδίου οφείλεται στη ροή του ηλιακού ανέμου. Στο Σχήμα 12.2 φαίνεται η μαγνητόσφαιρα με την προσήλια και τη σκοτεινή της πλευρά στην ίδια κλίμακα για να καταλάβουμε πόσο πολύ εκτείνεται η μαγνητούρα.

Για να υπολογίσουμε την ακτίνα της μαγνητούρας (δηλ. ένα χαρακτηριστικό μήκος για τη μικρή της διάσταση) εργαζόμαστε ως εξής. Το ένα άκρο των μαγνητικών δυναμικών γραμμών της ουράς βρίσκεται σε μια από τις πολικές περιοχές της Γης. Η μαγνητική ροή  $\Phi_{pc}$  που προέρχεται από τις πολικές περιοχές μπορεί να οριστεί ως το ολοκλήρωμα της κάθετης προς τη Γη συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου πάνω στην πολική περιοχή. Τότε έχουμε

$$\Phi_{pc} = \pi(R_{\oplus} \cos \theta_{pc})^2 B_{pc} \quad (12.13)$$

όπου  $B_{pc}$  το μαγνητικό πεδίο στην πολική περιοχή και  $\theta_{pc}$  το γεωγραφικό πλάτος που αντιστοιχεί στο όριο της πολικής περιοχής. Από την άλλη μεριά αν θεωρήσουμε ότι οι λοβοί της μαγνητούρας έχουν κοντά στη Γη σχήμα ημικυκλικό ακτίνας  $R_T$  τότε η μαγνητική τους ροή  $\Phi_T$  είναι

$$\Phi_T = \frac{1}{2} \pi R_T^2 B_T \quad (12.14)$$

όπου  $B_T$  το μαγνητικό πεδίο του λοβού. Εξισώνοντας τις μαγνητικές ροές στις (12.13) και (12.14) παίρνουμε

$$\frac{R_T}{R_\oplus} = \sqrt{\frac{2B_{pc}}{B_T}} \cos \theta_{pc} \quad (12.15)$$

Οι μετρήσεις έχουν δώσει  $B_T \approx 10 - 20$  nT. Αν  $\theta_{pc} = 75^\circ$  τότε παίρνουμε  $R_T \approx 28 - 20R_\oplus$ , αντίστοιχα.

### 12.3.4 Τα άλλα τμήματα της μαγνητόσφαιρας

Το εσωτερικό όριο της μαγνητόσφαιρας είναι η *ιονόσφαιρα* (βλ. εδάφιο 12.4.1). Η ιονόσφαιρα ξεκινά από ύψος περίπου 70 km πάνω από την επιφάνεια της Γης και είναι η περιοχή εκείνη που ατμοσφαιρικά σωματίδια ιονίζονται από την υπεριώδη ηλιακή ακτινοβολία. Σχηματικά η ιονόσφαιρα θεωρείται η περιοχή που διαχωρίζει την ατμόσφαιρα από τη μαγνητόσφαιρα

Το πλάσμα στο εσωτερικό μέρος της μαγνητόσφαιρας συμπεριτρέφεται με τη Γη. Αυτό έχει ως συνέπεια σε μεσαία πλάτη, ιονοσφαιρικό πλάσμα να κινείται κατά μήκος κλειστών διπολικών μαγνητικών βρόχων και να τους γεμίζει μέχρι να δημιουργηθεί ομοιογενής κατανομή πίεσης του πλάσματος κατά μήκος των βρόχων. Το πλάσμα που βρίσκεται σε αυτές τις κλειστές μαγνητικές δομές ακριβώς πάνω από την ιονόσφαιρα ονομάζεται *πλασμóσφαιρα* (βλ. εδάφιο 12.4.3).

Κοντά στη Γη, σε απόσταση 1-5 γήινων ακτίνων, το διπολικό μαγνητικό πεδίο παγιδεύει σωματίδια υψηλής ενέργειας (από 1 keV ως μερικές εκατοντάδες MeV) στις ζώνες *ακτινοβολίας* ή ζώνες *van Allen* (βλ. εδάφιο 12.6.1).

Στην προέκταση του μαγνητικού πόλου της Γης που βρίσκεται στην προσήλια πλευρά σχηματίζεται η *πολική χοάνη*, μέσω της οποίας πλάσμα του ηλιακού ανέμου αλλά και σωματίδια που επιταχύνονται κατά τη διάρκεια βίαιων εκρηκτικών φαινομένων (εκτοξεύσεις στεμματικού υλικού και εκλάμψεις) μπορούν να διεισδύσουν στη γήινη ατμόσφαιρα.

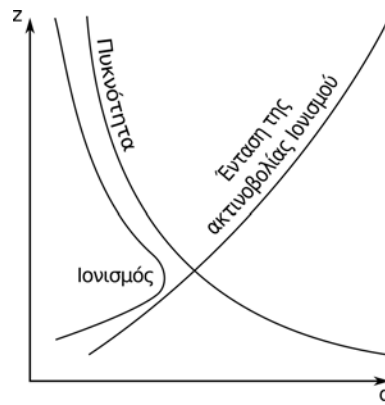
Από το Σχήμα 12.2 βλέπουμε ότι πλάσμα μεταφέρεται από την περιοχή του μανδύα που είναι κοντά στις πολικές χοάνες προς το ισημερινό επίπεδο της μαγνητόσφαιρας (διακεκομμένες γραμμές του Σχήματος 12.2). Έτσι απ' ενός υπάρχει μια συνεχής ροή θερμού πλάσματος ηλιακού ανέμου που γεμίζει ένα μέρος της μαγνητόσφαιρας και απ' ετέρου στο ισημερινό επίπεδο σχηματίζεται ένα *μαγνητοσφαιρικό φύλλο πλάσματος* (λέγεται και *στρώμα πλάσματος*) όπου έχουμε αραιό ( $0.1-1 \text{ cm}^{-3}$ ) και θερμό ( $10^7 - 10^8 \text{ K}$ ) πλάσμα. Ανάμεσα στο μανδύα και το φύλλο πλάσματος, στους λοβούς, η πυκνότητα του πλάσματος είναι ακόμα πιο μικρή ( $10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ ).

Η γεωμετρία της μαγνητοουράς είναι τέτοια ώστε στο ισημερινό επίπεδο της μαγνητόσφαιρας, εκατέρωθεν του φύλλου πλάσματος, να προσεγγίζουν μαγνητικές δυναμικές γραμμές αντίθετης φοράς. Επομένως, σύμφωνα με όσα έχουμε πει στο κεφάλαιο 6, αναπτύσσεται φύλλο ρεύματος το οποίο διαχωρίζει τους βόρειους από τους νότιους λοβούς της ουράς.

Ένας χοντρικός υπολογισμός του ρεύματος  $I$  που υπάρχει στο φύλλο που σχηματίζεται στην ουρά μπορεί να γίνει με χρήση του νόμου του Ampère. Αν  $B_T$  είναι η ένταση του μαγνητικού πεδίου εκατέρωθεν του φύλλου ρεύματος έχουμε ανά μονάδα μήκους του

$$2B_T = \frac{4\pi}{c} I \quad (12.16)$$

Ο παράγοντας 2 προκύπτει επειδή η φορά του μαγνητικού πεδίου αναστρέφεται εκατέρωθεν του φύλλου ρεύματος. Το μαγνητικό πεδίο  $B_T$  μπορεί να βρεθεί αν εξισώσουμε την ολική πίεση (δηλαδή το άθροισμα



**Σχήμα 12.3:** Το προφίλ Chapman, στον οριζόντιο άξονα ο ρυθμός ιονισμού και στον κατακόρυφο το ύψος, ιονοσφαιρικού στρώματος (η χοντρή γραμμή) όπως προκύπτει από την επιπρόσθετη της εξάρτησης με το ύψος από ενός της πυκνότητας σωματιών και από ετέρου της ροής της ιονίζουσας ακτινοβολίας.

της πίεσης του πλάσματος και της μαγνητικής πίεσης) μέσα και έξω από το φύλλο. Μέσα στο φύλλο ρεύματος το μαγνητικό πεδίο μηδενίζεται ενώ έξω από αυτό, στους λοβούς, η πυκνότητα του πλάσματος είναι τόσο αραιή που η συνεισφορά της πίεσης του πλάσματος μπορεί να αγνοηθεί. Άρα έχουμε

$$\frac{B_T^2}{8\pi} = NkT \quad (12.17)$$

όπου  $N$ ,  $T$  η αριθμητική πυκνότητα και θερμοκρασία στο φύλλο πλάσματος, αντίστοιχα. Χρησιμοποιώντας τα αποτελέσματα των μετρήσεων για τα  $N$  και  $T$  παίρνουμε ότι  $B_T \approx 20$  nT. Αν θέσουμε αυτή την τιμή του  $B_T$  στην σχέση (12.16) παίρνουμε ότι το ρεύμα είναι περίπου 30 mA/m, δηλαδή  $2 \times 10^5$  A/ $R_\oplus$ . Όπως έχουμε πει παραπάνω η μαγνητοουρά έχει μεγάλο μήκος και το ολικό ρεύμα που υπάρχει στο φύλλο είναι γύρω στα 10 εκατομμύρια A.

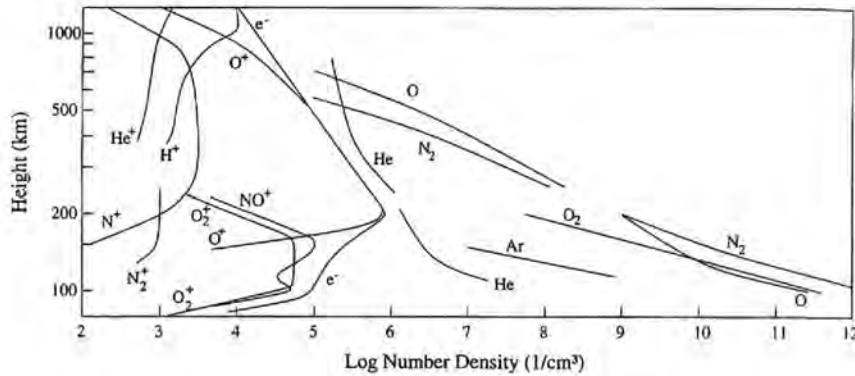
Όπως δείχνει το Σχήμα 12.2, η μαγνητική τοπολογία μέσα στο φύλλο πλάσματος είναι κατάλληλη (βλέπε το σημείο X που σχηματίζουν οι δυναμικές γραμμές στο δεξιό άκρο της εικόνας) για να λάβει χώρα μαγνητική επανασύνδεση. Επομένως η μαγνητοουρά έχει δυναμική συμπεριφορά: από τη μια εισέρει σε αυτή πλάσμα και από την άλλη φαινόμενα μαγνητικής επανασύνδεσης στο φύλλο ρεύματος μπορούν να οδηγήσουν σε εκτόξευση πλάσματος προς τη Γη (βλ. εδάφιο 12.7.3).

## 12.4 Πλάσμα και ρεύματα στη μαγνητόσφαιρα

### 12.4.1 Η ιονόσφαιρα

Η ιονόσφαιρα αρχίζει σε ύψος 70 km από την επιφάνεια της Γης και είναι η συνιστώσα της ατμόσφαιρας που περιέχει φορτισμένα σωματίδια. Θεωρείται η διαχωριστική επιφάνεια μεταξύ της ατμόσφαιρας και της μαγνητόσφαιρας. Η ιονόσφαιρα σχηματίζεται λόγω του ιονισμού ατμοσφαιρικών σωματιών από την υπεριώδη ακτινοβολία του Ήλιου που προσπίπτει στην ατμόσφαιρα. Για να προσδιορίσουμε τη μεταβολή του βαθμού ιονισμού με το ύψος χρησιμοποιούμε ένα απλό μοντέλο ατμόσφαιρας που αποτελείται από ένα είδος σωματιών πάνω στα οποία προσπίπτει μονοχρωματική ακτινοβολία. Η μεταβολή της αριθμητικής πυκνότητας  $N$  των σωματιών με το ύψος  $z$ , αν υποθέσουμε υδροστατική ισορροπία δίνεται από την

$$N(z) = N_0 \exp(-z/H) \quad (12.18)$$



**Σχήμα 12.4:** Η πυκνότητα διαφόρων σωματίων της ιονόσφαιρας σε συνθήκες ηλιακού ελαχίστου συναρτήσει του ύψους.

όπου  $H = kT/(mg)$  είναι η κλίμακα ύψους και  $N_0$  η αριθμητική πυκνότητα στη βάση της ιονόσφαιρας. Δηλαδή η πυκνότητα πέφτει εκθετικά με το ύψος και το πόσο γρήγορα γίνεται αυτό καθορίζεται από την κλίμακα ύψους. Από την άλλη μεριά, η ένταση  $I$  της ιονίζουσας ακτινοβολίας αυξάνεται με το ύψος: έχει μέγιστη τιμή  $I_\infty$  στο ανώτατο σημείο της ατμόσφαιρας (εκεί δηλ. που τελειώνει η ατμόσφαιρα) και πιο κάτω απορροφάται σύμφωνα με τη σχέση

$$\frac{dI}{dz} = -I_\infty \sigma_a N \quad (12.19)$$

όπου  $\sigma_a$  είναι η ενεργός διατομή απορρόφησης για το σωματίο και το μήκος κύματος που εξετάζουμε. Η ένταση σε ύψος  $z$  θα δίνεται από την

$$I(z) = I_\infty \exp\left(\frac{\tau}{\cos \theta}\right) \quad (12.20)$$

όπου  $\theta$  είναι το ύψος του Ήλιου πάνω από τον ορίζοντα και

$$\tau = \int_z^\infty \sigma_a N(z) dz \quad (12.21)$$

το οπτικό βάθος.

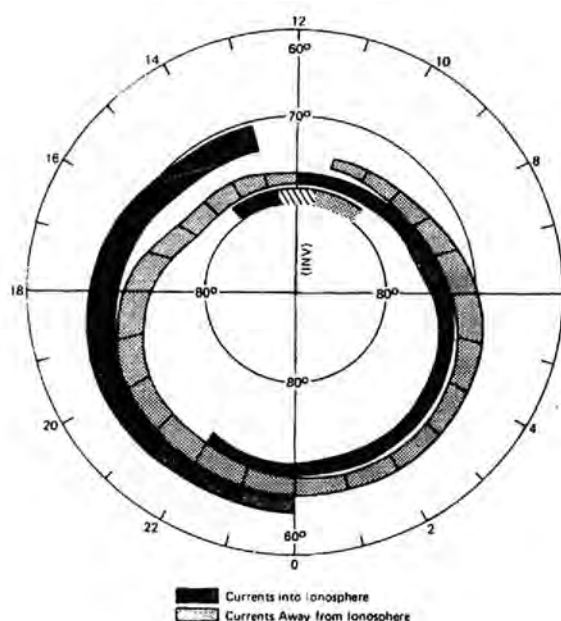
Η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία ιονίζει τα ουδέτερα σωματίια με ρυθμό  $q$  που εξαρτάται από το ύψος σύμφωνα με την

$$q(z) = N \sigma_i I(z) \quad (12.22)$$

όπου  $\sigma_i$  είναι η ενεργός διατομή ιονισμού. Ο συνδυασμός της εξάρτησης με το ύψος των  $N$  και  $I$  δίνει το προφίλ *Charman* (βλ. Σχήμα 12.3) που είναι ο ρυθμός μεταβολής του ιονισμού (άρα και της πυκνότητας φορτίου) με το ύψος. Το προφίλ καθορίζεται από την ανταγωνιστική δράση των  $N$  και  $I$  με το ύψος. Αν αντικαταστήσουμε τις 12.18 και 12.20 στην 12.22 παίρνουμε

$$q(z) = \sigma_i N_0 I_\infty \exp\left(\frac{\tau}{\cos \theta} - \frac{z}{H}\right) \quad (12.23)$$

Αν δηλαδή ο Ήλιος βρίσκεται στο ζενίθ, η πυκνότητα φορτίου είναι μέγιστη και το πάχος του ιονοσφαιρικού στρώματος είναι επίσης μέγιστο γιατί ξεκινά από μικρά ύψη. Καθώς το ύψος του Ήλιου από τον ορίζοντα μειώνεται, το ιονοσφαιρικό στρώμα συρρικνώνεται και το μέγιστό του μετατοπίζεται σε μεγαλύτερα ύψη.



**Σχήμα 12.5:** Κατανομή των ρευμάτων Birkeland στην πολική ιονόσφαιρα. Οι αριθμοί σε μοίρες υποδηλώνουν γεωμαγνητικό πλάτος. Με μαύρο και γκριζό χρώμα αναπαρίστανται τα ρεύματα προς και από την ιονόσφαιρα, αντίστοιχα (από Birkeland Centre for Space Science).

Η παραπάνω διαπραγματεύση είναι προσεγγιστική γιατί λαμβάνει υπ' όψιν μόνο τη διαδικασία ιονισμού και όχι και την αντίστροφη της, δηλαδή τη σύλληψη ηλεκτρονίων από ιόντα. Στο Σχήμα 12.4 δίνουμε τα αποτελέσματα των μετρήσεων για διάφορα σωμάτια που υπάρχουν στην ιονόσφαιρα: δεξιά εμφανίζονται τα ουδέτερα σωμάτια και αριστερά τα φορτία. Προσέξτε ότι με την αύξηση του ύψους αυξάνει η συνεισφορά της ιονισμένης συνιστώσας.

Τα προφίλ του Σχήματος 12.4 αντιστοιχούν σε συνθήκες ηλιακού ελαχίστου. Κατά το ηλιακό μέγιστο η ένταση της ιονίζουσας ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας αυξάνει με αποτέλεσμα να έχουμε εντονότερο ιονισμό. Επίσης κατά τις ηλιακές εκλάμψεις η ένταση της ιονίζουσας ακτινοβολίας αυξάνει ακόμα περισσότερο. Τότε η πυκνότητα φορτίου μπορεί να γίνει τόσο μεγάλη ώστε η ιονόσφαιρα να απορροφά την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία στην περιοχή των ραδιοκυμάτων αντί να την ανακλά (βλ. τη συζήτηση στο εδάφιο 7.5). Αυτό το φαινόμενο ονομάζεται *αιφνίδια ιονοσφαιρική διαταραχή (sudden ionospheric disturbance, SID)* και μπορεί να έχει σημαντικές επιπτώσεις στις τηλεπικοινωνίες.

#### 12.4.2 Σύζευξη μαγνητόσφαιρας - ιονόσφαιρας

Η σύζευξη μεταξύ ιονόσφαιρας και μαγνητόσφαιρας επιτυγχάνεται μέσω ηλεκτρικών ρευμάτων και ροής πλάσματος. Όμως η ιονόσφαιρα διαφέρει από τη μαγνητόσφαιρα στο ότι στην ιονόσφαιρα έχουμε συχνές συγκρούσεις ανάμεσα σε φορτισμένα και ουδέτερα σωμάτια. Για το λόγο αυτό οι δυναμικές γραμμές δεν είναι παγωμένες μέσα στο πλάσμα και η ηλεκτρική αγωγιμότητα δεν μπορεί να θεωρηθεί άπειρη. Εκτός από πεπερασμένη, η ηλεκτρική αγωγιμότητα της ιονόσφαιρας είναι και εξαιρετικά ανισότροπη. Για το λόγο αυτό περιγράφεται από ένα *τανυστή αγωγιμότητας* και το άνυσμα της πυκνότητας ρεύματος προκύπτει ως το γινόμενο αυτού του τανυστή με το άνυσμα του ηλεκτρικού πεδίου. Οι τρεις συνιστώσες της πυκνότητας ρεύματος που προκύπτουν είναι: (α) Μια συνιστώσα που αντιστοιχεί σε ρεύμα παράλληλα προς τη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου. (β) Μια συνιστώσα ρεύματος παράλληλα στο ηλεκτρικό πεδίο και (γ) Μία που αντιστοιχεί σε ρεύμα κάθετο τόσο στο ηλεκτρικό όσο και στο μαγνητικό πεδίο.

Σε μεγάλα γεωγραφικά πλάτη όπου το γήινο μαγνητικό πεδίο είναι σχεδόν κάθετο στην ιονόσφαιρα, ευνοείται η ανάπτυξη ρευμάτων παράλληλων με το μαγνητικό πεδίο. Τα ρεύματα αυτά ονομάζονται *ρεύματα Birkeland* και παρέχουν τη βάση για τη σύζευξη της ιονόσφαιρας με τη μαγνητόσφαιρα. Επειδή το γήινο μαγνητικό πεδίο είναι σχεδόν κάθετο στην ιονόσφαιρα μόνο σε μεγάλα πλάτη, είναι φανερό ότι τα ρεύματα Birkeland παρατηρούνται στην πολική ιονόσφαιρα. Η μορφολογία τους φαίνεται στο Σχήμα 12.5, όπου βλέπουμε ότι ένα μέρος των ρευμάτων έχει φορά από την ιονόσφαιρα προς τα έξω και ένα μέρος έχει αντίθετη φορά. Το “κύκλωμα” κλείνει κοντά στο ισημερινό επίπεδο από άλλα ιονοσφαιρικά ρεύματα που είναι παράλληλα στο ηλεκτρικό πεδίο.

### 12.4.3 Η πλασμόσφαιρα και η γεώσφαιρα

Η πλασμόσφαιρα κυριαρχείται από πυκνό και ψυχρό πλάσμα ιονοσφαιρικής προέλευσης όπως γίνεται φανερό από το μεγάλο λόγο  $O^+/H^+$  και την ύπαρξη ιόντων όπως  $He^+$ ,  $O^{+2}$ ,  $N^+$  και  $N^{+2}$  που δεν ανιχνεύονται στον ηλιακό άνεμο. Χωρικά συνυπάρχει με τις ζώνες van Allen (βλ. εδάφιο 12.6.1) και εκτείνεται σε ύψη 3-5  $R_{\oplus}$ . Τα σωματάρια έχουν ενέργειες γύρω στο 1 eV και πυκνότητα που μεταβάλλεται από  $10^4 \text{ cm}^{-3}$  στο εσωτερικό της μέρος μέχρι  $10-100 \text{ cm}^{-3}$  στο εξωτερικό της.

Το όριο της πλασμόσφαιρας είναι καλά καθορισμένο και ονομάζεται *πλασμόπαυση*. Η ύπαρξή του ανιχνεύτηκε από τις ιδιότητες των συριχτικών κυμάτων (βλ. εδάφιο 7.6.1) στη μαγνητόσφαιρα.

Η πλασμόσφαιρα συμπεριστρέφεται με τη  $\Gamma$ , με αποτέλεσμα να επάγεται ένα ηλεκτρικό πεδίο  $\mathbf{E}_c$

$$\mathbf{E}_c = -(\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) \times \mathbf{B}(\mathbf{r}) \quad (12.24)$$

όπου  $\boldsymbol{\Omega}$  και  $\mathbf{B}$  η γωνιακή ταχύτητα περιστροφής και το μαγνητικό πεδίο, αντίστοιχα, της  $\Gamma$ . Αυτό το ηλεκτρικό πεδίο πάντως είναι μικρότερο από εκείνο που σχετίζεται με το σύστημα ρευμάτων στη μαγνητοσφαιρά.

Η πλασμόσφαιρα μπορεί να θεωρηθεί ότι βρίσκεται μέσα σε μια πιο εκτεταμένη περιοχή που ονομάζεται γεώσφαιρα. Η γεώσφαιρα είναι μια περιοχή που παρουσιάζει σημαντική μεταβλητότητα και μέσα σε αυτή υπάρχει θερμό πλάσμα χαμηλής πυκνότητας (πολύ χαμηλότερης από της πλασμόσφαιρας). Το πλάσμα αυτό προέρχεται τόσο από την ιονόσφαιρα όσο και από τον ηλιακό άνεμο.

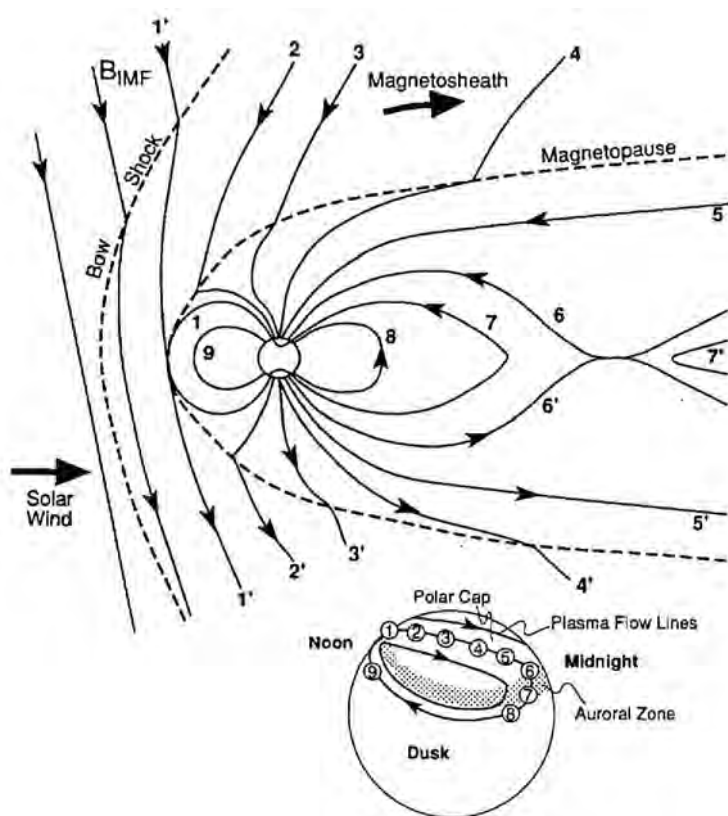
Όταν έχουμε έντονη γεωμαγνητική δραστηριότητα (βλ. εδάφιο 12.7) η γεώσφαιρα τροφοδοτείται με σωματάρια ηλιακού ανέμου που έχουν μεγαλύτερη ενέργεια ενώ ταυτόχρονα αυξάνει και η πυκνότητα της ιονοσφαιρικής της συνιστώσα. Επίσης η εκροή ιονοσφαιρικού υλικού προς τη γεώσφαιρα τείνει να έχει μεγαλύτερη συνεισφορά όταν η κάθετη συνιστώσα του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου ως προς το ισημερινό επίπεδο έχει φορά προς το βορρά, δηλαδή όταν έχουμε *κλειστή μαγνητόσφαιρα* (βλ. εδάφιο 12.5).

### 12.4.4 Η εξώτερη μαγνητόσφαιρα

Οι απομακρυσμένες από τη  $\Gamma$  περιοχές της μαγνητόσφαιρας περιέχουν πολύ αραιό πλάσμα ηλιακού ανέμου. Ο βασικός μηχανισμός που τροφοδοτεί με πλάσμα ηλιακού ανέμου τη μαγνητόσφαιρα είναι η μαγνητική επανασύνδεση. Οι λεπτομέρειες αυτής της διαδικασίας περιγράφεται στην παρακάτω παράγραφο.

## 12.5 Μαγνητική επανασύνδεση στη μαγνητόσφαιρα

Η μόνη ικανοποιητική ερμηνεία για την παρουσία πλάσματος ηλιακού ανέμου μέσα στη μαγνητόσφαιρα παρέχεται από τη δράση του μηχανισμού μαγνητικής επανασύνδεσης. Όπως έχουμε συζητήσει στο κεφάλαιο 6, για να συμβεί επανασύνδεση απαιτείται η γεωμετρία του μαγνητικού πεδίου να είναι τέτοια ώστε δυναμικές γραμμές αντίθετης πολικότητας να συναντώνται. Αυτό μπορεί να συμβεί στην προσήλια πλευρά



**Σχήμα 12.6:** Μαγνητική επανασύνδεση στη μαγνητόσφαιρα. Οι αριθμημένες μαγνητικές δυναμικές γραμμές δείχνουν τη διαδοχική μορφολογία που παίρνει η δυναμική γραμμή 1' αφού φτάσει στη μπροστινή περιοχή της μαγνητόσφαιρας (βλέπε κείμενο για παραπέρα εξήγηση). Το μικρό κάτω σκίτσο δείχνει τη ροή πλάσματος που προκύπτει στην ιονόσφαιρα σε μεγάλα γεωγραφικά πλάτη του βορείου ημισφαιρίου.

της μαγνητόσφαιρας όταν η συνιστώσα του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου που είναι κάθετη<sup>2</sup> στο γεωμαγνητικό ισημερινό έχει φορά προς νότο. Τότε η μαγνητόπαυση είναι μια περιστροφική ασυνέχεια (βλ. εδάφιο 7.4.6) ενώ στην περίπτωση που η κάθετη συνιστώσα του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου έχει φορά προς βορρά η μαγνητόπαυση είναι μια εφαιτομενική ασυνέχεια (βλ. εδάφιο 7.4.6) που διαχωρίζει πλήρως το μεσοπλανητικό πλάσμα από τη μαγνητόσφαιρα. Οι δύο αυτές διατάξεις ονομάζονται ανοιχτή και κλειστή μαγνητόσφαιρα, αντίστοιχα.

Στο Σχήμα 12.6 φαίνεται η διαδικασία που οδηγεί σε ανοιχτή μαγνητόσφαιρα. Ο ηλιακός άνεμος μεταφέρει δυναμικές γραμμές του μεσοπλανητικού πεδίου προς τη μαγνητόπαυση. Αν το μεσοπλανητικό πεδίο έχει κάθετη συνιστώσα με φορά προς νότο, η μεσοπλανητική δυναμική γραμμή 1' υφίσταται μαγνητική επανασύνδεση με τη δυναμική γραμμή 1 του γήινου μαγνητικού πεδίου στην προσήλια πλευρά της μαγνητόσφαιρας. Έτσι προκύπτουν δύο δυναμικές γραμμές, οι 2 και 2', που μεταφέρονται προς τη μαγνητοουρά λόγω της ροής του ηλιακού ανέμου. Τελικά οι γραμμές αυτές γίνονται μέρος της μαγνητοουράς (γραμμές 5 και 5'). Επίσης ιονοσφαιρικό πλάσμα συμμετέχει στη ροή υλικού προς τη σκοτεινή πλευρά μια και είναι ακόμα μαγνητικά συνδεδεμένο με τις δυναμικές γραμμές που μεταφέρονται από τον ηλιακό άνεμο (βλ. και το κάτω δεξιά σκίτσο του Σχήματος 12.6). Κατά την κίνηση των δυναμικών γραμμών προς την ουρά, πλάσμα από τη μαγνητοθήκη επίσης μεταφέρεται προς την ουρά, με αποτέλεσμα να γεμίσει αρχικά το μανδύα και μετά να κινηθεί σε χαμηλότερα γεωμαγνητικά πλάτη, όπως δείχνουν οι διακεκομμένες γραμμές του Σχήματος 12.2.

<sup>2</sup>Στο εξής με τον όρο κάθετη συνιστώσα του μεσοπλανητικού πεδίου θα εννοούμε τη συνιστώσα που είναι κάθετη στο γεωμαγνητικό ισημερινό.

Αν αυτή η διαδικασία δεν τελείωνε ποτέ, όλο το γήινο μαγνητικό πεδίο σύντομα θα είχε συνδεθεί με το μεσοπλανητικό πεδίο και θα είχαμε συσσώρευση μαγνητικής ροής στη μαγνητοουρά. Επειδή κάτι τέτοιο δεν παρατηρείται, πρέπει η μαγνητική ροή να επανέλθει σε μορφολογία κλειστών δυναμικών γραμμών. Αυτό επιτυγχάνεται στη σκοτεινή πλευρά της μαγνητόσφαιρας: καθώς οι δυναμικές γραμμές που έχουν προκύψει από την επανασύνδεση σπρώχνονται προς το ισημερινό επίπεδο, σχηματίζεται μια τοπολογία σχήματος X στο φύλλο πλάσματος της ουράς. Εκεί συναντώνται οι γραμμές 6 και 6'. Το αποτέλεσμα είναι να υποστούν μαγνητική επανασύνδεση, με συνέπεια το σχηματισμό μιας κλειστής, καθαρά γεωμαγνητικής (γραμμή 7) και μιας καθαρά μεσοπλανητικής δυναμικής γραμμής (γραμμή 7'). Λόγω της δράσης της μαγνητικής τάσης οι γεωμαγνητικές γραμμές θα επιστρέψουν στην προσήλια πλευρά της μαγνητόσφαιρας σε χαμηλότερα ύψη, με συνέπεια να δημιουργηθεί στην ιονόσφαιρα ροή υλικού και μαγνητικού πεδίου προς την κατεύθυνση του Ήλιου. Επίσης η μαγνητική τάση επιτρέπει στη γραμμή 7' να μικρύνει και συνεπώς να τραβηχτεί προς τα έξω, προς την ουρά.

Η παραπάνω περιγραφή είναι σε μεγάλο βαθμό απλουστευτική. Πάντως οι παρατηρήσεις δείχνουν ότι το σενάριο αυτό σε γενικές γραμμές μπορεί να πραγματοποιηθεί. Ήδη από τα τέλη της δεκαετίας του 50 είχε γίνει κατανοητό ότι η ροή πλάσματος στην πολική ιονόσφαιρα πρέπει να έχει την κατεύθυνση που δείχνει το κάτω σκίτσο. Μετρήσεις του μαγνητικού πεδίου με *μαγνητόμετρα* δείχνουν ότι πράγματι δημιουργείται ροή πλάσματος πάνω από τις πολικές περιοχές από το μεσημέρι προς τα μεσάνυχτα<sup>3</sup> (σημεία 1-6 στο κάτω σκίτσο του Σχήματος 12.6) και μια ροή πίσω προς την προσήλια πλευρά σε χαμηλότερα γεωγραφικά πλάτη (σημεία 7-9 του κάτω σκίτσου του Σχήματος 12.6). Από αυτές τις κινήσεις του πλάσματος δημιουργείται ένα ηλεκτρικό πεδίο που ονομάζεται ηλεκτρικό πεδίο αυγής - σούρουπου.

Το Σχήμα 12.6 παριστάνει την όλη διαδικασία σε σύστημα αναφοράς όπου ένας από τους άξονες είναι η ευθεία που ενώνει τη Γη με τον Ήλιο. Ένας παρατηρήτης πάνω στη Γη περιστρέφεται κάτω από τις ροές που περιγράψαμε τις οποίες αντιλαμβάνεται ως ημερήσιες μεταβολές του μαγνητικού πεδίου. Το κάτω σκίτσο του Σχήματος 12.6 δείχνει τη μορφολογία της ροής κοντά σε μεγάλα βόρεια πλάτη. Επειδή οι δυναμικές γραμμές είναι παγωμένες μέσα στο πλάσμα μπορούμε να αντιστοιχίσουμε τη ροή του πλάσματος με τη μετατόπιση των δυναμικών γραμμών του μαγνητοσφαιρικού πεδίου το οποίο σαρώνεται από την πολική περιοχή και μετά επιστρέφει στην προσήλια πλευρά της μαγνητόσφαιρας σε χαμηλότερα πλάτη. Κάτι τέτοιο αντιστοιχεί ακριβώς στη μετατόπιση των δυναμικών γραμμών όπως εμφανίζεται στο πάνω σκίτσο του Σχήματος 12.6.

Οι επιτόπιες μετρήσεις έχουν προσφέρει άμεσες αποδείξεις ότι στην προσήλια πλευρά της μαγνητόσφαιρας συμβαίνει μαγνητική επανασύνδεση ανάμεσα στο γήινο και το μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο. Συνήθως παρατηρούνται δύο διαδοχικές μικρές αποκλίσεις στην τιμή της συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου που είναι κάθετη στη μαγνητόπαυση: αν ο δορυφόρος είναι πάνω από το βόρειο ημισφαίριο έχουμε αρχικά μια απόκλιση προς θετικές τιμές, μετά προς αρνητικές και τέλος επαναφορά στο αδιατάρακτο επίπεδο με τιμές κοντά στο μηδέν. Αυτή η αλληλουχία ερμηνεύεται ως ένδειξη της ύπαρξης ενός σωλήνα μαγνητικής ροής που συνδέεται μέσω της μαγνητόπαυσης με το γήινο μαγνητικό πεδίο και μεταφέρεται προς βορρά από τον ηλιακό άνεμο.

## 12.6 Ενεργητικά σωμάτια στη μαγνητόσφαιρα

Οι πληθυσμοί ενεργητικών σωμάτων μέσα στη μαγνητόσφαιρα έχουν διάφορες προελεύσεις και ιδιότητες. Οι γαλαξιακές κοσμικές ακτίνες, ανάλογα με τη γωνία πρόσπτωσής τους, είτε διεισδύουν βαθιά μέσα στη μαγνητόσφαιρα και αλληλεπιδρούν με τα ανώτερα στρώματα της ατμόσφαιρας, είτε ανακλώνται προς τα πίσω. Τα ηλιακά ενεργητικά σωμάτια (SEPs, βλ. εδάφιο 11.5) εκτός από τα πολύ μεγάλα φαινόμενα δεν έχουν την απαιτούμενη ενέργεια ώστε να φτάσουν στο έδαφος. Όμως στις πολικές χοάνες SEPs με μικρότερη σχετικά ενέργεια μπορούν να φτάσουν μέχρι τα πυκνά ατμοσφαιρικά στρώματα. Η αλληλεπίδρασή τους με

<sup>3</sup>Οι όροι μεσημέρι και μεσάνυχτα χρησιμοποιούνται κατά τον τρόπο που ορίστηκαν στο εδάφιο 12.3



την ατμόσφαιρα προκαλεί παραπέρα ιονισμό, που με τη σειρά του οδηγεί σε απορρόφηση των ραδιοκυμάτων. Επειδή η απορρόφηση περιορίζεται στις πολικές περιοχές ονομάζεται πολική απορρόφηση. Λόγω του χρόνου που απαιτείται για να φτάσουν τα αντίστοιχα SEPs από τον Ήλιο στη Γη, η πολική απορρόφηση ξεκινά μερικές ώρες μετά το ηλιακό εκρηκτικό φαινόμενο. Υπενθυμίζουμε ένα παρόμοιο φαινόμενο που είχαμε δει στο εδάφιο 12.4.1, τις αιφνίδιες ιονοσφαιρικές διαταραχές. Αυτές ξεκινούν πρακτικά μαζί με το ηλιακό εκρηκτικό φαινόμενο γιατί δεν προκαλούνται από σωματίδια αλλά από ιονίζουσα ακτινοβολία.

### 12.6.1 Οι ζώνες van Allen (ζώνες ακτινοβολίας)

Οι δύο παραπάνω πληθυσμοί είναι παροδικοί και δεν θα μας απασχολήσουν περισσότερο. Αντίθετα θα εξετάσουμε ένα τρίτο πληθυσμό που δεν είναι παροδικός. Κοντά στη Γη, σε απόσταση 1-5  $R_{\oplus}$  το γήινο μαγνητικό πεδίο έχει βασικά διπολική μορφή και παγιδεύει σωματίδια υψηλής ενέργειας (από 1 keV ως μερικές εκατοντάδες MeV). Οι περιοχές που παγιδεύονται τα σωματίδια αυτά ονομάζονται ζώνες van Allen ή ζώνες ακτινοβολίας (Σχήμα 12.1). Οι ζώνες van Allen δεν είναι στατικό αλλά δυναμικό φαινόμενο όπου συνυπάρχουν διαδικασίες πρόσληψης και απώλειας σωματίων.

Η κίνηση των σωματίων μέσα στις ζώνες van Allen διέπεται από τις διαδικασίες που εξετάσαμε στη μελέτη της μαγνητικής φιάλης (βλ. εδάφιο 5.3.3). Εδώ το ρόλο μαγνητικής φιάλης παίζει το διπολικό μαγνητικό πεδίο της Γης: το πεδίο παίρνει την ελάχιστη τιμή του στο γεωμαγνητικό ισημερινό και τη μέγιστη προς τους πόλους. Η μικρότερη γωνία κλίσης (δηλ. η γωνία ανάμεσα στη διεύθυνση της ταχύτητας του σωματίου και του άνυσματος του τοπικού μαγνητικού πεδίου) που απαιτείται να έχει ένα σωματίδιο ώστε να μείνει παγιδευμένο στις ζώνες van Allen δίνεται από τη σχέση (5.13) όπου τα  $B_{min}$  και  $B_{max}$  αντικαθίστανται από το μαγνητικό πεδίο του ισημερινού και των πόλων αντίστοιχα, που μπορούν να προκύψουν από τη σχέση (12.5).

Τα σωματίδια στις ζώνες van Allen προέρχονται από τις εξής διαδικασίες:

1. Πυρήνες κοσμικής ακτινοβολίας είναι δυνατό να εισχωρήσουν βαθιά μέσα στην ατμόσφαιρα: αλληλεπιδρούν με τα ουδέτερα ατμοσφαιρικά μόρια και παράγονται νετρόνια. Επειδή τα νετρόνια δεν έχουν φορτίο η κίνησή τους δεν επηρεάζεται από το γεωμαγνητικό πεδίο κι έτσι μερικά από αυτά μπαίνουν μέσα στις ζώνες ακτινοβολίας. Εκεί, επειδή δεν είναι σταθερά, μπορεί να μερικά από αυτά να διασπαστούν σε ένα πρωτόνιο, ένα ηλεκτρόνιο και ένα αντινεutrino.
2. Ροή σωματιδίων από την εξωτερική μαγνητόσφαιρα. Εκεί συνήθως τα ιόντα έχουν χαμηλές ενέργειες και μπορεί να προσλάβουν ηλεκτρόνια με αποτέλεσμα το σχηματισμό ηλεκτρικά ουδέτερων σωματιδίων. Μερικά από αυτά (επειδή η κίνησή τους δεν επηρεάζεται από το μαγνητικό πεδίο) μπορεί να οδηγηθούν στις ζώνες ακτινοβολίας. Κάποια από αυτά είναι ενδεχόμενο καθώς θα βρίσκονται εκεί να ιονιστούν από την προσπίπτουσα υπεριώδη ηλιακή ακτινοβολία.
3. Στο εξωτερικό μέρος των ζωνών ακτινοβολίας οι διαδικασίες πρόσληψης και απώλειας σωματιδίων είναι πιο σύνθετες και σχετίζονται άμεσα με τη γεωμαγνητική δραστηριότητα.

Απώλειες σωματιδίων συμβαίνουν στα σημεία ανάκλασης των βροχοειδών μαγνητικών δομών που περικλείουν τις ζώνες ακτινοβολίας. Διαφεύγουν τα σωματίδια που το άνυσμα της ταχύτητάς τους σχηματίζει μικρές γωνίες με το άνυσμα του μαγνητικού πεδίου (βλ. εδάφιο 5.3.30). Πάντως επειδή κατά μέσο όρο τα βασικά χαρακτηριστικά των ζωνών van Allen είναι εξαιρετικά σταθερά με το χρόνο, πρέπει κατά μέσο όρο ο ρυθμός με τον οποίο προσλαμβάνονται σωματίδια να μην μεταβάλλεται σε σχέση με το ρυθμό απώλειας σωματίων.

Επειδή μέσα στις ζώνες van Allen υπάρχουν και πρωτόνια και ηλεκτρόνια, η ολίσθησή τους έχει αντίθετες φορές (βλ. εδάφιο 5.3.1). Αυτό έχει ως συνέπεια την παραγωγή ενός ηλεκτρικού ρεύματος που

ονομάζεται *δακτυλιοειδές ρεύμα* (*ring current*), το οποίο με τη σειρά του παράγει ένα μαγνητικό πεδίο με φορά αντίθετη προς τη φορά του γήινου μαγνητικού πεδίου.

## 12.7 Γεωμαγνητικές διαταραχές

Ως δυναμικό σύστημα, η μαγνητόσφαιρα παρουσιάζει μια μεγάλη ποικιλία από δυναμικά φαινόμενα. Στις περιοδικές μεταβολές που συμβαίνουν κατά τη διάρκεια χαμηλής γεωμαγνητικής δραστηριότητας (βλ. εδάφιο 12.7.1) υπερτίθενται παροδικές διαταραχές που ταξινομούνται ανάλογα με τη χρονική κλίμακα και την έντασή τους. Έτσι έχουμε:

- Διακυμάνσεις με χαρακτηριστική χρονική κλίμακα μικρότερη από 0.2 s. Πρόκειται για κύματα και δεν θα μας απασχολήσουν παραπέρα.
- Οι διακυμάνσεις με χρονική κλίμακα από 0.2 ως 600 s ονομάζονται μαγνητοσφαιρικές παλμώσεις (*pulsations*).
- Όταν ο χαρακτηριστικός χρόνος μιας διαταραχής είναι πάνω από 10 λεπτά τότε μιλάμε για γεωμαγνητικές διαταραχές. Χρησιμοποιούνται οι όροι *γεωμαγνητικές υποκαταγίδες* ή *γεωμαγνητικές καταγίδες* ανάλογα με την ένταση της διαταραχής.

Το πλάτος των γεωμαγνητικών διαταραχών είναι γενικά μεγαλύτερο στα μεγάλα γεωμαγνητικά πλάτη. Στα μικρότερα ελαττώνεται ή μπορεί ακόμα και να εξαφανιστεί.

### 12.7.1 Ημερήσιες μεταβολές

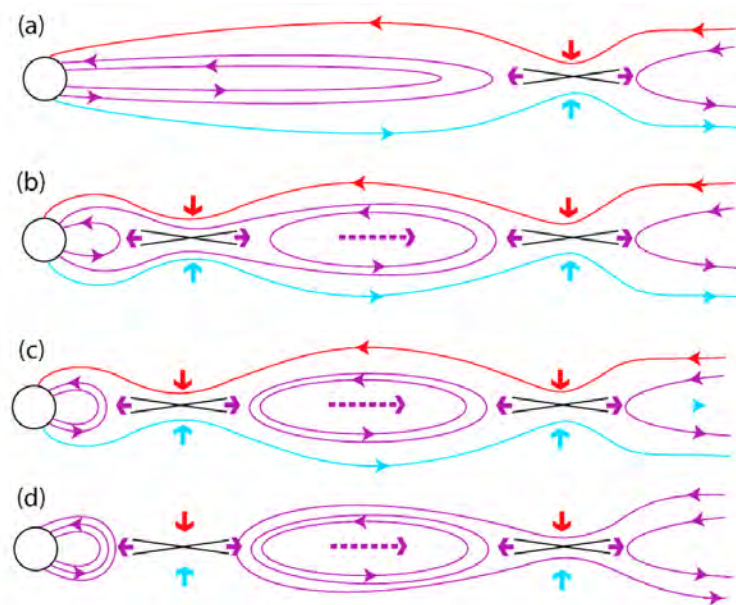
Ημερήσιες μετρήσεις του γήινου μαγνητικού πεδίου κατά τη διάρκεια περιόδων χαμηλής γεωμαγνητικής δραστηριότητας δείχνουν μικρές συστηματικές μεταβολές και στις τρεις συνιστώσες του μαγνητικού πεδίου. Οι πιο σημαντικές λαμβάνουν χώρα κατά το τοπικό μεσημέρι. Πρόκειται για ταχτικές αποκλίσεις που επαναλαμβάνονται κάθε μέρα. Η διεύθυνση και το μέγεθός τους εξαρτώνται από το γεωμαγνητικό πλάτος του παρατηρητή. Ονομάζονται ήρεμες μεταβολές (χρησιμοποιείται η σύντμηση μεταβολές  $S_q$ ) και σχετίζονται με το ιονοσφαιρικό σύστημα ρευμάτων.

Όταν στον Ήλιο γίνεται έκλαμψη οι μεταβολές  $S_q$  είναι πιο έντονες. Αυτό οφείλεται στην αύξηση της ιονίζουσας ακτινοβολίας που εκπέμπει ο Ήλιος η οποία αυξάνει τον ιονισμό της προσήλιας πλευράς της ιονόσφαιρας, με συνέπεια την ενίσχυση του ιονοσφαιρικού ρεύματος.

### 12.7.2 Μαγνητοσφαιρικές παλμώσεις

Οι παλμώσεις είναι φαινόμενα που επηρεάζουν όλη τη μαγνητόσφαιρα. Για παράδειγμα, οι διακυμάνσεις του μαγνητικού πεδίου που μετρούνται από το έδαφος έχουν υψηλή συσχέτιση με το ηλεκτρικό πεδίο που μετράται επιτόπια από δορυφόρους που βρίσκονται σε *γεωστάσιμη τροχιά*. Πάντως το πλάτος των διακυμάνσεων μπορεί να μεταβάλλεται με τη θέση. Οι παλμώσεις ταξινομούνται σε κατηγορίες από Pc1 μέχρι Pc5 ανάλογα με την περίοδό τους, με τις Pc1 να ξεκινούν με περίοδο 0.2 s και τις Pc5 να φτάνουν σε περιόδους 600 s. Πρόκειται για κυματικά φαινόμενα με ιδιαίτερα χαμηλή συχνότητα. Κατά τη διάρκεια χαμηλής γεωμαγνητικής δραστηριότητας παρουσιάζουν ομαλές περιοδικότητες που γίνονται όμως ανώμαλες όταν υπάρχει γεωμαγνητική καταιγίδα.

Οι παλμώσεις μεταφέρουν ενέργεια και πληροφορία και επομένως μπορούν να θεωρηθούν ως μηχανισμοί σύζευξης ανάμεσα σε διάφορα τμήματα της μαγνητόσφαιρας. Από φυσική άποψη οι ομαλές παλμώσεις ερμηνεύονται ως φαινόμενα συντονισμού και θεωρείται ότι προέρχονται από στάσιμα κύματα που διαδίδονται



**Σχήμα 12.7:** Αλληλουχία των φαινομένων που οδηγούν σε μαγνητοσφαιρική υποκαταιγίδα (από Eastwood, 2015, βλ. κείμενο για λεπτομέρειες).

κατά μήκος των μαγνητικών δυναμικών γραμμών και ανακλώνται στα δύο άκρα τους στην ιονόσφαιρα. Από την άλλη μεριά οι ανώμαλες φαίνεται να είναι κύματα Alfvén.

### 12.7.3 Υποκαταιγίδες

Όταν η γεωμετρία της μαγνητόσφαιρας είναι ανοιχτή μπορεί να έχουμε εκροή προς τη διεύθυνση της Γης υλικού που έχει μεταφερθεί από τον ηλιακό άνεμο στο φύλλο πλάσματος της μαγνητοουράς (βλ. εδάφιο 12.5). Αυτή η διαδικασία προκαλεί τις γεωμαγνητικές υποκαταιγίδες και καταιγίδες που παρατηρησιακά γίνονται αντιληπτές από μεταβολές του γεωμαγνητικού πεδίου, ειδικά όπως ποσοτικοποιούνται από τους γεωμαγνητικούς δείκτες AE και  $D_{st}$  (βλ. εδάφιο 12.7.5), καθώς και με το πολικό σέλας και τις μεταβολές του (βλ. εδάφιο 12.7.4). Η συσσώρευση ενέργειας γίνεται στη μαγνητοουρά και ο μηχανισμός με τον οποίο εκλύεται ενέργεια είναι η μαγνητική επανασύνδεση στο φύλλο πλάσματος.

Η όλη διαδικασία εμφανίζεται απλουστευτικά στο Σχήμα 12.7. Το σκίτσο (a) δίνει τη μορφολογία της μαγνητόσφαιρας πριν το ξεκίνημα της διαταραχής. Λόγω της μαγνητικής επανασύνδεσης στην προσήλια πλευρά της μαγνητόσφαιρας, οι διαδικασίες που περιγράφηκαν στο εδάφιο 12.5 (βλ. και Σχήμα 12.6) έχουν τροφοδοτήσει την περιοχή του φύλλου πλάσματος με πλάσμα ηλιακού ανέμου. Επίσης το μαγνητικό πεδίο στην ουρά έχει αποκτήσει μια μορφολογία τύπου X σε απόσταση περίπου  $100 R_{\oplus}$  από τη Γη. Η δυναμική γραμμή στο σημείο αυτό είναι η τελευταία κλειστή δυναμική γραμμή: προς τη διεύθυνση της Γης όλες οι δυναμικές γραμμές είναι κλειστές ενώ σε μεγαλύτερες αποστάσεις (δηλ. πέρα από το σημείο X) όλες οι δυναμικές γραμμές είναι ανοιχτές.

Καθώς αρχίζει η μαγνητική επανασύνδεση στο σημείο X, το ενεργειακό περιεχόμενο του φύλλου πλάσματος μεταβάλλεται και έτσι σχηματίζεται ένα δεύτερο σημείο X πολύ πιο κοντά στη Γη (σκίτσο (b)). Καθώς ο ηλιακός άνεμος τροφοδοτεί τη μαγνητόσφαιρα με όλο και περισσότερη ενέργεια ξεκινά μαγνητική επανασύνδεση στο εσωτερικό σημείο X και σχηματίζεται ένα πλασμαειδές (η δομή στο Σχήμα 12.7) ανάμεσα στο εσωτερικό και το εξωτερικό σημείο X (σκίτσο (b)). Το πλασμαειδές διαστέλλεται και τελικά αποκόπτεται πλήρως από το εσωτερικό σημείο X (σκίτσο (c) και (d)) και καθώς επιταχύνεται απομακρύνεται από τη μαγνητοουρά. Τώρα το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας με την οποία τροφοδοτήθηκε η



Σχήμα 12.8: Θεαματική φωτογραφία του βόρειου σέλαως (από *U.S. Air Force*).

μαγνητόσφαιρα από τον ηλιακό άνεμο περιέχεται μέσα στο πλασμοειδές και συνεπώς, καθώς αυτό έχει αποκοπεί και απομακρύνεται, επιστρέφει στον ηλιακό άνεμο. Μόνο ένα μικρό ποσοστό μετατρέπεται σε κινητική ενέργεια πλάσματος που κινείται προς τη Γη. Καθώς αυτό το πλάσμα αλληλεπιδρά με την ιονόσφαιρα σε μεγάλα γεωμαγνητικά πλάτη δημιουργείται το πολικό σέλας. Η ουρά σιγά-σιγά γεμίζει ξανά με πλάσμα ηλιακού ανέμου που εν τω μεταξύ εισέρχεται στη μαγνητόσφαιρα μέχρι να αποκατασταθεί η αρχική της μορφολογία (σχίσιμο (a)). Η πιο θεαματική εκδήλωσή μιας υποκαταιγίδας είναι το πολικό σέλας και οι μεταβολές του που θα συζητήσουμε στην συνέχεια.

#### 12.7.4 Το σέλας

Σέλας εμφανίζεται στις πολικές περιοχές όλων των πλανητών που έχουν ενδογενές μαγνητικό πεδίο. Συνήθως το ονομάζουμε βόρειο σέλας γιατί οι περιοχές γύρω από το νότιο πόλο δεν κατοικούνται. Το σέλας προέρχεται από τη διεύθυνση φορτισμένων σωματίων στην ατμόσφαιρα της Γης που διεγείρουν ατμοσφαιρικά άτομα, μόρια και ιόντα. Καθώς αυτά αποδιεγείρονται εκπέμπουν ακτινοβολία σε διάφορες φασματικές περιοχές (οπτική, υπέρυθρη, υπεριώδη και ακτίνες X). Τα σωματάρια διευσδύουν στην ατμόσφαιρα κατά μήκος μαγνητικών δυναμικών γραμμών που τα πόδια τους σχηματίζουν μια ωσειδή/δακτυλιοειδή δομή με κέντρο κοντά στους γεωμαγνητικούς πόλους που ονομάζεται *σελαιϊκή ζώνη (auroral oval)*.

Κατά τη διαδικασία δημιουργίας γεωμαγνητικής υποκαταιγίδας (βλ. εδάφιο 12.7.3), ένας παρατηρητής στη Γη βλέπει χαρακτηριστικές μεταβολές στο σέλας. Αρχικά το σέλας είναι μάλλον διάχυτο με λίγες λεπτές τοξοειδείς δομές. Η διάχυτη συνιστώσα καλύπτει ένα όχι μικρό μέρος του ουρανού ενώ οι τοξοειδείς δομές είναι χωρικά περιορισμένες. Σε αυτή τη φάση το σέλας είναι αμυδρό και στον ουρανό φαίνεται να εκτείνεται κυρίως κατά τη διεύθυνση ανατολής - δύσης. Καθώς το πλασμοειδές στην μαγνητοουρά μεγαλώνει (βλ. Σχήμα 12.7), η σελαιϊκή ζώνη εκτείνεται και σε χαμηλότερα γεωγραφικά πλάτη με το σέλας να είναι ακόμα ήρεμο. Αυτή η φάση μπορεί να διαρκέσει λίγες ώρες. Καθώς αρχίζει η μαγνητική επανασύνδεση στο εσωτερικό σημείο X (Σχήμα 12.7), το σέλας λαμπραίνει και καταλαμβάνει το μεγαλύτερο μέρος του ουρανού. Η μορφολογία του γίνεται πιο περίπλοκη και έχουμε γρήγορες μεταβολές στην ένταση, το χρώμα και τις δομές του, ενώ ταυτόχρονα εκτείνεται και σε χαμηλότερα πλάτη. Αυτή είναι και η πιο θεαματική φάση του σέλαως και διαρκεί μερικά λεπτά ως λίγες ώρες (βλ. Σχήμα 12.8 για μια εικόνα). Κατά τη διάρκεια της φάσης αποκατάστασης το μέγεθος του σέλαως σιγά-σιγά συρρικνώνεται μέχρι να επανέλθει στην αρχική

του κατάστασης. Η αλληλουχία των μεταβολών του σέλαως ως αποτέλεσμα γεωμαγνητικής υποκαταιγίδας μερικές φορές ονομάζεται *σελαϊκή υποκαταιγίδα*.

Το σέλας εμφανίζεται τακτικά σε μεγάλα γεωγραφικά πλάτη, όμως μπορεί να παρατηρηθεί και σε χαμηλότερα κατά τη διάρκεια έντονων γεωμαγνητικών διαταραχών. Περίπου μια φορά στα 100 χρόνια μπορεί να εμφανιστεί και σε γεωγραφικά πλάτη κοντά στον ισημερινό. Την περίοδο των μεγάλων εκρηκτικών φαινομένων που έγιναν στον Ήλιο κατά το τέλος Οκτωβρίου με αρχές Νοεμβρίου του 2003, παρατηρήθηκε το σέλας από την Αθήνα. Επίσης εμφανίσεις του σέλαως πάνω από την Αραβική χερσόνησο έχουν καταγραφεί σε μεσαιωνικά αραβικά χρονικά.

Ένα μαγνητόμετρο που βρίσκεται κάτω από την περιοχή όπου εκδηλώνεται η σελαϊκή υποκαταιγίδα καταγράφει έντονες διαταραχές του γεωμαγνητικού πεδίου που προκαλούνται από ηλεκτρικά ρεύματα που συνοδεύουν το σέλας. Τα ρεύματα αυτά ρέουν σε ύψος περίπου 120 km από την επιφάνεια του εδάφους και είναι συγκεντρωμένα σε στενές ζώνες υψηλής αγωγιμότητας που παράγονται από τα σωματίδια που δημιουργούν το σέλας. Οι διαταραχές του μαγνητικού πεδίου είναι μεταξύ 200-2000 nT, τυπικά διαρκούν από μία ως τρεις ώρες και είναι πιο έντονες σε μεγάλα γεωμαγνητικά πλάτη.

### 12.7.5 Γεωμαγνητικοί δείκτες

Για την ποσοτική περιγραφή του γεωμαγνητικού πεδίου χρησιμοποιούνται οι δείκτες  $K$  και  $A$  οι οποίοι υπολογίζονται από μετρήσεις που πραγματοποιούν μαγνητόμετρα. Ο δείκτης  $K$  είναι ένας αριθμός από 0 ως 9 που προσδιορίζεται στο τέλος ενός τριώρου ως η μέγιστη μετρούμενη απόκλιση του μαγνητικού πεδίου από την αναμενόμενη τιμή του αδιατάραχτου μαγνητικού πεδίου. Υπολογίζεται για καθενιά από τις τρεις συνιστώσες του μαγνητικού πεδίου ξεχωριστά και κατόπιν η μεγαλύτερη τιμή μετατρέπεται σε ένα τυποποιημένο δείκτη  $K$  λαμβάνοντας υπ' όψιν τις ιδιότητες του γήινου μαγνητικού πεδίου στην περιοχή που γίνεται η μέτρηση. Με αυτό τον τρόπο μπορούν να συγκριθούν δείκτες  $K$  που έχουν παρθεί από σταθμούς παρατήρησης που βρίσκονται σε διαφορετικά γεωμαγνητικά πλάτη, μεγάλα και μικρά, και να συνδυαστούν δίνοντας ένα *πλανητικό δείκτη  $K$* .

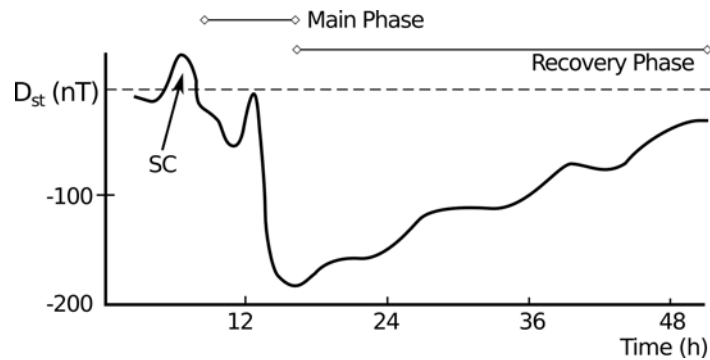
Σε κάθε ξεχωριστό σταθμό υπολογίζεται ένας δείκτης  $A$  που προκύπτει από τη μέση τιμή των 8 μετρήσεων του δείκτη  $K$  που λαμβάνονται ανά ημέρα. Έτσι ο δείκτης  $A$  είναι ένα μέτρο της μέσης ημερήσιας μαγνητικής δραστηριότητας.

Οι γεωμαγνητικές διαταραχές ποσοτικοποιούνται με δύο δείκτες. Για τις μαγνητικές καταιγίδες χρησιμοποιείται ο δείκτης  $D_{st}$  που δίνει την απόκλιση του μετρούμενου ισημερινού μαγνητικού πεδίου σε σχέση με την αναμενόμενη αδιατάρακτη τιμή του. Από φυσική άποψη ο δείκτης  $D_{st}$  σχετίζεται με το δακτυλιοειδές ρεύμα. Σε υψηλότερα γεωμαγνητικά πλάτη χρησιμοποιείται ο δείκτης  $AE$  που σχετίζεται με τα σελαϊκά ρεύματα. Για καθένα από τους δύο αυτούς δείκτες συνδυάζονται μετρήσεις από διάφορους σταθμούς παρατήρησης που βρίσκονται σε παρόμοια γεωμαγνητικά πλάτη αλλά διαφορετικά γεωμαγνητικά μήκη και προκύπτει ένας *πλανητικός δείκτης  $D_{st}$*  και ένας *πλανητικός δείκτης  $AE$* .

Ο δείκτης που έχει μετρηθεί για μεγαλύτερο χρονικό διάστημα από όλους τους άλλους είναι ο δείκτης  $AA$ : οι μετρήσεις του ξεκινούν από τα τέλη του 19ου αιώνα. Ο δείκτης αυτός χρησιμοποιεί τη διαφορά ανάμεσα στην παρατηρούμενη και την αναμενόμενη αδιατάρακτη τιμή της οριζόντιας συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου σε μεσαία γεωμαγνητικά πλάτη. Επειδή υπάρχουν μετρήσεις του για μεγάλο χρονικό διάστημα, συχνά χρησιμοποιείται σε μελέτες των μεγάλης κλίμακας χρονικών μεταβολών της γεωμαγνητικής δραστηριότητας.

### 12.7.6 Μαγνητικές καταιγίδες

Οι γεωμαγνητικές διαταραχές ονομάζονται υποκαταιγίδες ή καταιγίδες ανάλογα με την έντασή τους, τη χρονική διάρκεια και τη χωρική τους έκταση. Επίσης ένα ποσοτικό κριτήριο που χρησιμοποιείται συχνά είναι



**Σχήμα 12.9:** Μεταβολή του δείκτη  $D_{st}$  σε μια μεγάλη μαγνητική καταιγίδα. Σημειώνονται οι τρεις φάσεις της: SC δηλ. αιφνίδια έναρξη, κύρια φάση (main phase) και φάση αποκατάστασης (recovery phase).

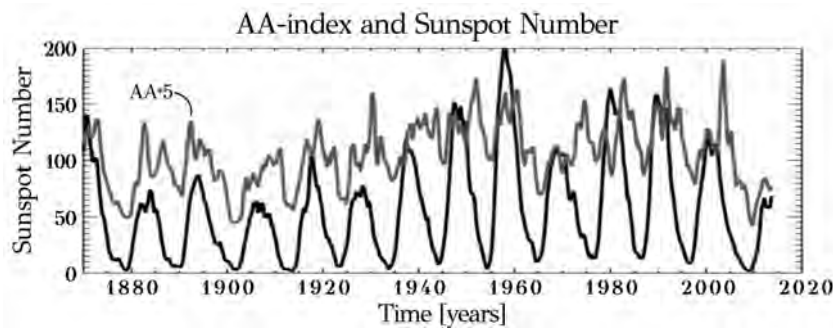
κατά πόσο κατά τη διάρκεια της διαταραχής ο δείκτης  $D_{st}$  πέφτει κάτω από 100 (οπότε έχουμε καταιγίδα) ή όχι. Σε κάθε περίπτωση πάντως, οι υποκαταιγίδες συμβαίνουν πιο συχνά από τις καταιγίδες. Η πιο θεαματική εκδήλωσή και των δύο φαινομένων αφορά το σέλας και τις μεταβολές του όπως συζητήθηκαν στο εδάφιο 12.7.4. Απλά στην περίπτωση καταιγίδας οι μεταβολές του σέλαως είναι πιο δραματικές, κρατούν περισσότερο, ενώ και η χωρική του έκταση είναι μεγαλύτερη.

Γενικά μαγνητική καταιγίδα εκδηλώνεται όταν η σύζευξη ανάμεσα στο υλικό και την ενέργεια του ηλιακού ανέμου με τη μαγνητόσφαιρα είναι ισχυρότερη και κρατά περισσότερο. Υπενθυμίζουμε ότι σύμφωνα με όσα έχουν ειπωθεί στα προηγούμενα, για να δημιουργηθεί μαγνητική καταιγίδα πρέπει η κάθετη συνιστώσα του γεωμαγνητικού πεδίου στη γειτονιά της Γης να έχει φορά προς νότο. Όσο πιο μεγάλη, είναι αυτή η κάθετη συνιστώσα,  $B_z$ , τόσο πιο αποτελεσματική θα είναι η μαγνητική επανασύνδεση στην προσήλια πλευρά της μαγνητόσφαιρας (βλ. εδάφιο 12.5) και τελικά τόσο πιο έντονα θα είναι τα φαινόμενα που ξεκινούν από τη συνακόλουθη μαγνητική επανασύνδεση στη μαγνητοουρά (βλ. εδάφιο 12.7.3). Οι διαδικασίες που μπορούν να διαταράξουν τον ηλιακό άνεμο ώστε να αποκτήσει το μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο έντονα αρνητική συνιστώσα  $B_z$  είναι:

1. Διαταραχές που οφείλονται στην αλληλεπίδραση γρήγορων και αργών ρευμάτων ηλιακού ανέμου (συμπεριστρεφόμενες περιοχές αλληλεπίδρασης, βλ. εδάφιο 8.10.4)
2. Διαταραχές που οφείλονται σε διάδοση CMEs.

Στις συμπεριστρεφόμενες περιοχές αλληλεπίδρασης η συνιστώσα  $B_z$  μπορεί να πάρει αρνητικές τιμές ακόμα και μέχρι  $-10$  nT όμως συνήθως οι διακυμάνσεις του ανύσματος του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου μέσα σ' αυτές είναι γρήγορες και για το λόγο αυτό έντονες γεωμαγνητικές καταιγίδες που προέρχονται από συμπεριστρεφόμενες περιοχές αλληλεπίδρασης δεν συμβαίνουν συχνά. Τις περισσότερες φορές οι καταιγίδες προέρχονται από τη διαταραχή που προκαλούν CMEs. Ειδικά όταν μέσα στον ηλιακό άνεμο σχηματίζεται μαγνητικό σύννεφο (βλ. εδάφιο 11.3.2) οι πιθανότητες να προκύψει μαγνητική καταιγίδα μεγάλωνουν.

Η μελέτη της χρονική εξέλιξης μιας μαγνητικής καταιγίδας διευκολύνεται με την εξέταση των μεταβολών του δείκτη  $D_{st}$  (βλ. Σχήμα 12.9). Στο σχήμα φαίνεται ότι η καταιγίδα ξεκινά με μια αιφνίδια αύξηση του γεωμαγνητικού πεδίου (σημειώνεται με SC στο σχήμα) η οποία μπορεί να κρατήσει μερικές ώρες. Αυτή η αρχική φάση ακολουθείται από μια γρήγορη μείωση του δείκτη  $D_{st}$ , η οποία και αντιστοιχεί στην κύρια φάση της καταιγίδας. Στη συνέχεια ο δείκτης  $D_{st}$  αποκαθίσταται βαθμιαία στις πριν από την καταιγίδα τιμές του. Μια γεωμαγνητική καταιγίδα μπορεί να κρατήσει από 1 ως 5 ημέρες. Η αρχική φάση διαρκεί το πολύ μέχρι 1 ημέρα, η κύρια φάση γύρω στη 1 ημέρα και η φάση αποκατάστασης αρκετές ημέρες.



**Σχήμα 12.10:** Μεταβολή του αριθμού των κηλίδων (μαύρη γραμμή) και του δείκτη γεωμαγνητικής δραστηριότητας AA (γκρι γραμμή, με τις τιμές πολλαπλασιασμένες επί 5) από το 1870 ως το 2014 (από Hathaway, 2015).

Από φυσική άποψη οι φάσεις μιας γεωμαγνητικής καταιγίδας μπορούν να κατανοηθούν ως εξής. Η αύξηση του μαγνητικού πεδίου στην αρχή του φαινομένου οφείλεται στη συμπίεση που δέχεται η μαγνητόσφαιρα καθώς η μαγνητοουρά σπρώχνεται προς τα μέσα από τα γρήγορα ρεύματα του ηλιακού ανέμου. Η μείωση του μαγνητικού πεδίου κατά την κύρια φάση της καταιγίδας οφείλεται στην αύξηση του δακτυλιοειδούς ρεύματος (βλ. εδάφιο 12.6.1) το οποίο δημιουργεί μαγνητικό πεδίο με φορά αντίθετη της φοράς του γήινου. Η τυπική πυκνότητα ρεύματος στο αδιατάρακτο δακτυλιοειδές ρεύμα είναι περίπου  $10^{-8} \text{ A m}^{-2}$  και κυρίως οφείλεται σε σωματίδια με ενέργειες μεταξύ 10 και 100 keV που βρίσκονται σε αποστάσεις  $3 - 6R_{\oplus}$ . Κατά τη διάρκεια έντονης μαγνητικής καταιγίδας, τα σωματίδια που εκχέονται από το φύλλο πλάσματος και καταλήγουν στις ζώνες van Allen αυξάνουν την πυκνότητα του δακτυλιοειδούς ρεύματος κατά μία τάξη μεγέθους μέσα σε 10 λεπτά. Τότε το εντονότερο δακτυλιοειδές ρεύμα οδηγεί σε μείωση του γεωμαγνητικού πεδίου που μετράται στο έδαφος.

### 12.7.7 Μεταβολή της γεωμαγνητικής δραστηριότητας με τον ηλιακό κύκλο

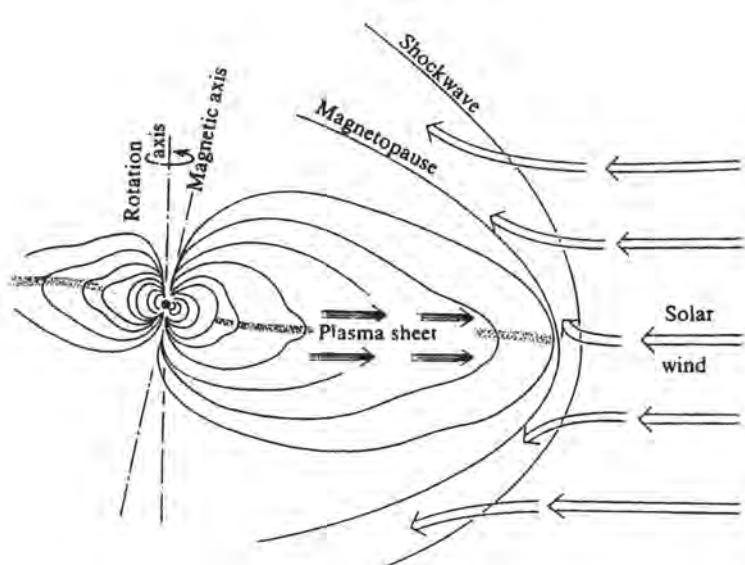
Οι γεωμαγνητικές διαταραχές δεν κατανέμονται ομοιόμορφα με το χρόνο. Ήδη από τα τέλη της δεκαετίας του 30 οι Charman και Bartels έδειξαν ότι ο αριθμός των γεωμαγνητικών διαταραχών σχετίζεται άμεσα με τον αριθμό των κηλίδων και συνεπώς με την ηλιακή δραστηριότητα. Το Σχήμα 12.10 δείχνει τη στενή σχέση ανάμεσα στον ετήσιο μέσο αριθμό κηλίδων (κάτω καμπύλη) και τον ετήσιο μέσο δείκτη AA (πάνω καμπύλη) από το 1880 μέχρι τις μέρες μας. Οι καμπύλες δείχνουν ότι η γεωμαγνητική δραστηριότητα είναι γενικά ισχυρότερη γύρω στο ηλιακό μέγιστο λόγω του μεγάλου αριθμού παροδικών διαταραχών που ξεκινούν από τον Ήλιο και φτάνουν μέχρι τη γειτονιά της Γης. Όμως γεωμαγνητική δραστηριότητα έχουμε και κατά το ηλιακό ελάχιστο που οφείλεται στις συμπεριλαμβανόμενες περιοχές αλληλεπίδρασης.

Μερικές φορές κατά το ηλιακό ελάχιστο τα μέγιστα της γεωμαγνητικής δραστηριότητας παρουσιάζουν περιοδικότητα 27 ημερών. Αυτό οφείλεται σε σταθερές με το χρόνο συμπεριλαμβανόμενες περιοχές αλληλεπίδρασης που διαρκούν για αρκετές ηλιακές περιστροφές (βλ. εδάφιο 8.10).

## 12.8 Οι μαγνητόσφαιρες των άλλων πλανητών

### 12.8.1 Η μαγνητόσφαιρα του Ερμή

Η μαγνητόσφαιρα του Ερμή είναι απλή καθώς τόσο ο άξονας περιστροφής του πλανήτη όσο και ο άξονας του μαγνητικού πεδίου είναι σχεδόν κάθετοι στο επίπεδο της εκλειπτικής. Η μαγνητόσφαιρα του Ερμή είναι πολύ μικρή και δεν έχει ούτε ζώνες ακτινοβολίας ούτε φύλλο πλάσματος.



**Σχήμα 12.11:** Σκίτσο που δείχνει τη μαγνητόσφαιρα του Δία. Προσέξτε τη συγκέντρωση πλάσματος στο ισημερινό επίπεδο του πλανήτη (εμφανίζεται με τις κουκκίδες) λόγω της γρήγορης περιστροφής του (τροποποιημένο από NASA/JPL).

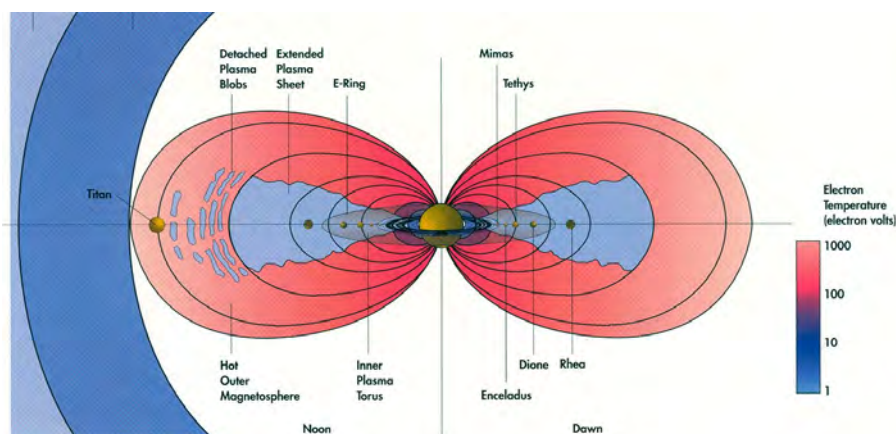
### 12.8.2 Η μαγνητόσφαιρα του Δία

Ο Δίας έχει τη μεγαλύτερη μαγνητόσφαιρα από όλους τους πλανήτες. Το μαγνητικό πεδίο του Δία μπορεί σε πρώτη προσέγγιση να θεωρηθεί διπολικό με τον άξονα του διπόλου να σχηματίζει γωνία  $11^\circ$  ως προς τον άξονα περιστροφής του. Η μαγνητική ροπή του Δία είναι πάνω από 4 τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη από της Γης και το μαγνητικό πεδίο στην επιφάνεια του Δία είναι περίπου μια τάξη μεγέθους μεγαλύτερο από το αντίστοιχο γήινο. Στην απόσταση που βρίσκεται ο Δίας η ένταση του ηλιακού ανέμου έχει εξασθενήσει σημαντικά με αποτέλεσμα η έκταση της μαγνητόσφαιράς του να είναι πολύ μεγάλη. Η πολύ γρήγορη περιστροφή του Δία γύρω από τον άξονά του (περίοδος μικρότερη από 10 ώρες) προσδίδει ένα ιδιαίτερο χαρακτηριστικό στη μαγνητόσφαιρά του: οι φυγόκεντρες δυνάμεις στο ισημερινό επίπεδο είναι τόσο μεγάλες με αποτέλεσμα να υπάρχει μια προς τα έξω ροή πλάσματος. Το μαγνητικό πεδίο συμπαρασύρεται από αυτή τη ροή με αποτέλεσμα να εμφανίζει τελικά τη μορφολογία που φαίνεται στο Σχήμα 12.11. Επομένως η εσωτερική μαγνητόσφαιρα του Δία είναι πολύ πιο πεπλατυσμένη από ότι στους άλλους πλανήτες.

Η πλάτυνση της μαγνητόσφαιρας του Δία σχετίζεται με ένα σύστημα ρευμάτων: η προς τα έξω ροή πλάσματος συνοδεύεται από ένα ηλεκτρικό ρεύμα που έχει φορά ακτινικά προς τα έξω. Χωρίς το ρεύμα αυτό, το πλάσμα δεν θα μπορούσε να περιστρέφεται με τον πλανήτη. Το σύστημα ρεύματος κλείνει με ρεύματα παράλληλα στις δυναμικές γραμμές που σχετίζονται με την ιονόσφαιρα του πλανήτη.

Στη μαγνητόσφαιρα του Δία υπάρχουν ζώνες ακτινοβολίας και τα φορτισμένα σωματίδια που είναι παγιδευμένα εκεί εκπέμπουν στα μετρικά ραδιοκύματα: ο Δίας είναι μια από τις ισχυρότερες ραδιοπηγές του ουρανού. Μερικοί δορυφόροι του Δία βρίσκονται μέσα στη μαγνητόσφαιρά του. Ένας από αυτούς, η Ιω, αποτελεί πηγή πλάσματος και σωματιδίων: λόγω της έντονης ηφαιστειακής της δραστηριότητας εκτοξεύει σωματίδια, κυρίως θείο. Αυτό το υλικό ιονίζεται αμέσως και επιταχύνεται στην ταχύτητα της περιστρεφόμενης μαγνητόσφαιρας. Τελικά δημιουργείται ένας δακτύλιος πλάσματος κατά μήκος της τροχιάς της Ιούς.

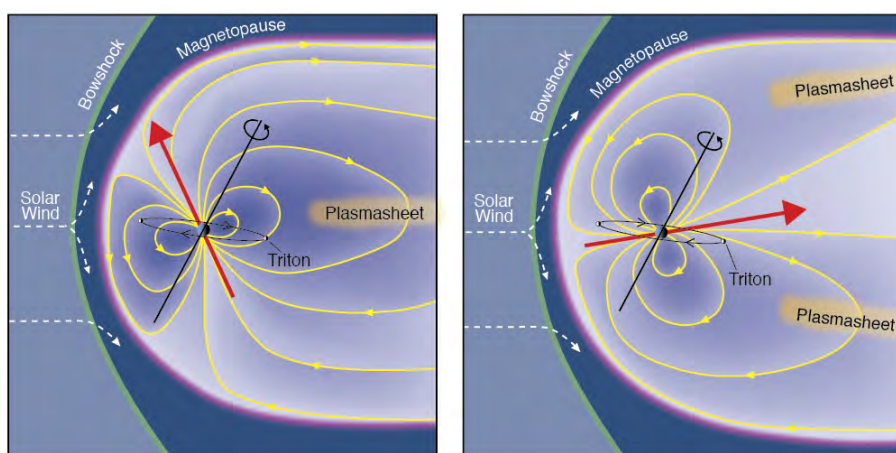




**Σχήμα 12.12:** Η μαγνητόσφαιρα του Κρόνου με το δακτύλιο υδρογόνου που δημιουργείται από τον Τιτάνα και το δακτύλιο οξυγόνου που δημιουργείται από τη Θέτιδα. Στο σκίτσο σημειώνονται οι θέσεις των εσωτερικών δορυφόρων και η θέση του συστήματος δακτυλίων του πλανήτη (από NASA/JPL-Caltech).

### 12.8.3 Η μαγνητόσφαιρα του Κρόνου

Η μαγνητόσφαιρα του Κρόνου (βλ. Σχήμα 12.12) παρουσιάζει αξονική συμμετρία γιατί ο άξονας του μαγνητικού πεδίου και ο άξονας περιστροφής του πλανήτη σχηματίζουν μικρή γωνία. Επειδή το μαγνητικό πεδίο του Κρόνου είναι μικρότερο από του Δία η μαγνητόσφαιρα του Κρόνου είναι μικρότερη και μοιάζει περισσότερο με τη γήινη. Όπως δείχνει το Σχήμα 12.12 υπάρχουν δακτύλιοι πλάσματος με χημική σύσταση που δεν είναι ίδια σε όλους. Το εξωτερικό μέρος της μαγνητόσφαιρας περιέχει πλάσμα που συμπεριστρέφεται με τον πλανήτη. Η μεγαλύτερη πυκνότητα πλάσματος παρατηρείται σε απόσταση περίπου 6 πλανητικών ακτίνων και το πλάσμα αποτελείται κυρίως από N, O και OH. Ένα μέρος από το πλάσμα αυτό προέρχεται από το σύστημα δακτυλίων του Κρόνου. Πιο μέσα στη μαγνητόσφαιρα συναντούμε ζώνες ακτινοβολίας. Ο δορυφόρος Τιτάν περιέχει σχετικά πυκνή ατμόσφαιρα. Καθώς σωματίδια διαφεύγουν από την ατμόσφαιρά του και στη συνέχεια ιονίζονται, δημιουργείται ένας δακτύλιος πλάσματος γύρω από την τροχιά του.



**Σχήμα 12.13:** Η μαγνητόσφαιρα του Ποσειδώνα μπορεί να έχει μορφή παρόμοια με της γήινης (αριστερά) όμως μισή περιστροφή αργότερα (δηλ. μετά από 8 ώρες) εμφανίζει τη μορφολογία που φαίνεται δεξιά (από Steve Bartlett και Fran Bagenal).

Πίνακας 12.1: Στοιχεία πλανητικών μαγνητοσφαιρών

| Πλανήτης | Ισημερινό<br>μαγν. πεδίο<br>(G) | Διπολική<br>ροπή<br>(G cm <sup>3</sup> ) | Γωνία<br>αξόνων<br>(°) | $r_p$<br>(ακτίνες πλανήτη) |
|----------|---------------------------------|--|------------------------|----------------------------|
| Ερμής    | 0.002                           | $3 \times 10^{22}$                       | < 10                   | 1.74                       |
| Γη       | 0.305                           | $7.9 \times 10^{25}$                     | 11.5                   | 10.7                       |
| Δίας     | 4.2                             | $1.5 \times 10^{30}$                     | 9.5                    | 45                         |
| Κρόνος   | 0.2                             | $4.3 \times 10^{28}$                     | < 1                    | 20                         |
| Ουρανός  | 0.23                            | $3.8 \times 10^{27}$                     | 58                     | 26                         |
| Ποσειδών | 0.06-1.2                        | $2 \times 10^{27}$                       | 47                     | 25                         |

#### 12.8.4 Οι μαγνητόσφαιρες του Ουρανού και του Ποσειδώνα

Ο Ουρανός έχει την ιδιομορφία ο άξονας περιστροφής του να σχηματίζει γωνία σχεδόν 90° με το επίπεδο της εκλειπτικής. Σύμφωνα με τη θεωρία του μαγνητικού δυναμικού και τις ιδιότητες των μαγνητοσφαιρών του Ερμή, της Γης, του Δία και του Κρόνου θα περίμενε κανείς ο άξονας του μαγνητικού του πεδίου να είναι σχεδόν παράλληλος με τον άξονα περιστροφής του. Παρ' όλα αυτά, τα δεδομένα που έστειλε το Voyager όταν πέρασε κοντά από τον Ουρανό συνηγορούν ότι ο πλανήτης έχει μαγνητόσφαιρα με μορφολογία παρόμοια της γήινης. Η επικρατέστερη ερμηνεία είναι το φαινόμενο αυτό να σχετίζεται με κάποια ιδιομορφία των εσωτερικών στρωμάτων στα οποία λαμβάνει χώρα η διαδικασία δυναμικού που δημιουργεί το μαγνητικό πεδίο του πλανήτη.

Το μαγνητικό πεδίο και η μαγνητόσφαιρα του Ποσειδώνα είναι ακόμα πιο σύνθετα. Ο άξονας του μαγνητικού διπόλου του Ποσειδώνα σχηματίζει γωνία 47° με τον άξονα περιστροφής του πλανήτη, ο οποίος με τη σειρά του σχηματίζει γωνία 28.8° με το επίπεδο της τροχιάς του. Κατά τη διάρκεια μιας περιστροφής του πλανήτη, η κλίση του μαγνητικού του άξονα ως προς το επίπεδο της τροχιάς του μεταβάλλεται από 90° - 28.8° - 47° = 14.2° ως 90° + 28.8° - 47° = 71.8°. Έτσι μέσα σε 8 ώρες η μαγνητόσφαιρα του Ποσειδώνα από μορφολογία παρόμοια με αυτή της γήινης μαγνητόσφαιρας (Σχήμα 12.13, αριστερά) αποκτά τη μορφολογία που φαίνεται στο Σχήμα 12.13 (δεξιά). Η μεταβολή αυτή έχει επιβεβαιωθεί από παρατηρησιακό υλικό που έστειλε το Voyager όταν πέρασε κοντά από τον Ποσειδώνα.

Στον πίνακα 12.1 έχουμε συγκεντρώσει μερικά βασικά χαρακτηριστικά για τις μαγνητόσφαιρες του Ερμή, της Γης, του Δία, του Κρόνου, του Ουρανού και του Ποσειδώνα. Στον πίνακα ως "γωνία αξόνων" αναφέρεται η γωνία ανάμεσα στη διεύθυνση του μαγνητικού διπόλου και τον άξονα περιστροφής. Το  $r_p$  είναι η απόσταση της μαγνητόπαυσης από την επιφάνεια του πλανήτη στην προσήλια πλευρά της μαγνητόσφαιρας και κατά μήκος της γραμμής που συνδέει τον πλανήτη με τον Ήλιο.

#### 12.8.5 Σώματα που δεν έχουν ενδογενές μαγνητικό πεδίο

Η Αφροδίτη, ο Άρης, και η Σελήνη είναι αντικείμενα που δεν πληρούν τις προϋποθέσεις για να έχουν μαγνητικό πεδίο μέσω της θεωρίας δυναμικού. Η αλληλεπίδραση του ηλιακού ανέμου με ένα πλανήτη που δεν έχει μαγνητικό πεδίο μπορεί να μελετηθεί καλύτερα στην περίπτωση της Αφροδίτης. Στην Αφροδίτη ο ηλιακός άνεμος αλληλεπιδρά με την ιονόσφαιρά της και με τον τρόπο αυτό επάγεται ένα πολύ ασθενές μαγνητικό πεδίο (στο ισημερινό επίπεδο της επιφάνειάς της δεν ξεπερνά τα 0.0003 G) που δρα ως εμπόδιο στη ροή του ηλιακού ανέμου. Κατά συνέπεια σχηματίζεται ένα τοξοειδές κρουστικό κύμα μπροστά από την ιονόσφαιρα της Αφροδίτης. Οι δυναμικές γραμμές και το πλάσμα του ηλιακού ανέμου συσσωρεύονται και συμπιέζονται πίσω από το κρουστικό κύμα, στη μαγνητοθήκη. Η μαγνητοθήκη χωρίζεται από την

ιονόσφαιρα της Αφροδίτης με την ιονόπαυση. Κατ' αναλογία του ορισμού της μαγνητόπαυσης (βλ. εδάφιο 12.3.1), η ιονόπαυση ορίζεται ως η επιφάνεια όπου υπάρχει ισορροπία ανάμεσα στην πίεση του πλανητικού πλάσματος από τη μια μεριά και του αθροίσματος της πίεσης του πλάσματος του ηλιακού ανέμου και της πίεσης του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου από την άλλη. Με την εκτροπή του ηλιακού ανέμου γύρω από τον πλανήτη δημιουργείται μια κοιλότητα η οποία δεν περιέχει σχεδόν καθόλου πλάσμα.

## 12.9 Επίδραση του ηλιακού ανέμου και των CMEs στους κομήτες

Οι κομήτες είναι αντικείμενα του ηλιακού συστήματος που αποτελούνται από πάγους και σκόνη και βρίσκονται σε πολύ μεγάλη απόσταση από τον Ήλιο (πέραν της τροχιάς του Ποσειδώνα). Κάποιοι από αυτούς, λόγω της βαρυτικής έλξης των μεγάλων πλανητών, κινούνται σε επιμήκεις τροχιές που τους φέρνουν κοντά στον Ήλιο.

Κοντά στον Ήλιο οι κομήτες σχηματίζουν κόμη από το παγωμένο υλικό το οποίο εξαχνώνεται λόγω της θέρμανσης του πυρήνα τους από την ηλιακή ακτινοβολία. Μετά το σχηματισμό της κόμης ακολουθεί ο σχηματισμός δύο ουράς: της ουράς ιόντων και της ουράς σκόνης. Ο ηλιακός άνεμος παίζει πρωτεύοντα ρόλο στο σχηματισμό της ουράς ιόντων και η ύπαρξη τέτοιων ουρών λειτούργησε ιστορικά ως ισχυρή ένδειξη της παρουσίας του ηλιακού ανέμου. Τα μόρια που απομακρύνονται από τον πυρήνα εκτίθενται στην ηλιακή ακτινοβολία και ορισμένα από αυτά ιονίζονται από φωτόνια υπεριώδους ακτινοβολίας. Για παράδειγμα μπορεί να έχουμε  $\text{CO} + \text{h}\nu \rightarrow \text{CO}^+$ . Τα ιόντα απωθούνται από την κόμη λόγω της δύναμης που ασκείται πάνω τους από το μαγνητικό πεδίο που μεταφέρει ο ηλιακός άνεμος. Με αυτό τον τρόπο σχηματίζεται μια μακρόστενη ουρά ιόντων με κατεύθυνση πάντα αντίθετη από τον Ήλιο. Το πιο κοινό ιόν στις ουρές αυτές είναι το  $\text{CO}^+$  το οποίο σχεδιάζει καλύτερα την μπλε ακτινοβολία από την κόκκινη με αποτέλεσμα στο ανθρώπινο μάτι η ουρά ιόντων να εμφανίζει μπλε χρώμα.

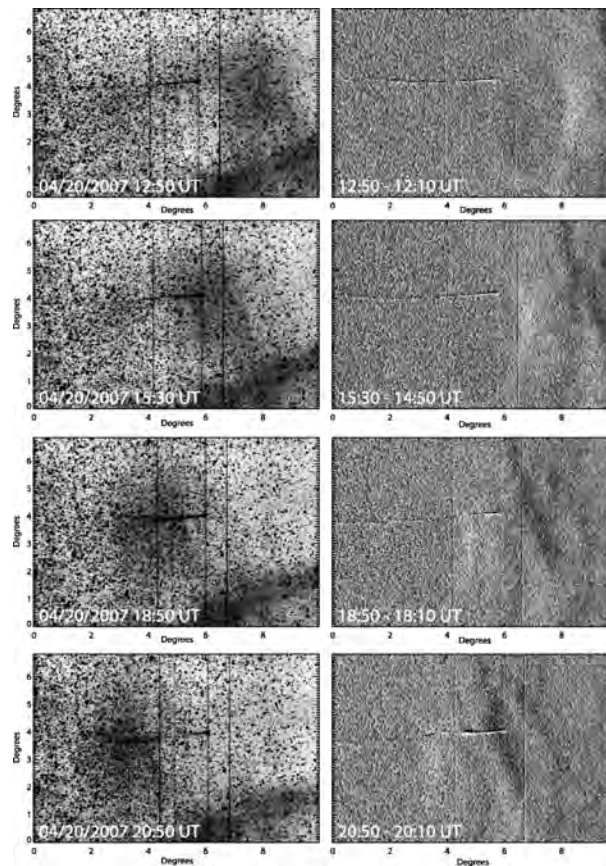
Η ουρά σκόνης σχηματίζεται από τους κόκκους σκόνης της κόμης. Επειδή οι κόκκοι δεν έχουν φορτίο, η δύναμη Lorentz που δέχονται από το μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο είναι αμελητέα. Η ουρά σκόνης προκύπτει ως αποτέλεσμα της επίδρασης της πίεσης της ηλιακής ακτινοβολίας στους κόκκους σκόνης και έχει και αυτή κατεύθυνση αντίθετη από τον Ήλιο. Συνήθως εμφανίζει μια πιο διάχυτη και καμπυλόγραμμη μορφολογία σε σχέση με την ουρά ιόντων<sup>4</sup>.

Εκτός από την ανάπτυξη της ουράς ιόντων η αλληλεπίδραση του ηλιακού ανέμου με τους κομήτες οδηγεί στο σχηματισμό μαγνητόσφαιρας γύρω τους. Οι διαδικασίες σχηματισμού της μαγνητόσφαιρας είναι, σε πρώτη προσέγγιση, παρόμοιες με αυτές που περιγράφηκαν στο εδάφιο 12.8.5 για τους πλανήτες οι οποίοι δεν έχουν ενδογενές μαγνητικό πεδίο. Όμως σε αντίθεση με τους πλανήτες, στους κομήτες η ιονόσφαιρα διαστέλλεται λόγω της εκροής του εξαχνώμενου υλικού με αποτέλεσμα την ανάπτυξη μιας κοιλότητας πολύ μεγαλύτερου μεγέθους. Ενώ στους πλανήτες που δεν έχουν ενδογενές μαγνητικό πεδίο ο ηλιακός άνεμος επιβραδύνεται και εκτρέπεται λόγω της παρουσίας της αδιαπέραστης ιονόσφαιρας, στους κομήτες η επιβράδυνσή του ξεκινά πολύ πριν φτάσει στην κοιλότητα λόγω του εμπλουτισμού του με βαριά ιόντα τα οποία προέρχονται από τον κομήτη.

Η αλληλεπίδραση ανάμεσα στον ηλιακό άνεμο και την ουρά του κομήτη μερικές φορές οδηγεί στο διαχωρισμό μέρους ή όλης της ουράς ιόντων από τον κομήτη. Το υλικό που αποσπάται κινείται πάντα σε κατεύθυνση αντίθετη από τον Ήλιο. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται διαχωρισμός (disconnection event). Η ουρά ιόντων σταδιακά ξανασχηματίζεται σύμφωνα με τις διαδικασίες που περιγράψαμε στην αρχή του εδαφίου τούτου. Δύο μηχανισμοί έχουν προταθεί για την ερμηνεία των φαινομένων διαχωρισμού:

- Η αύξηση της πίεσης του ηλιακού ανέμου μπορεί να οδηγήσει στην ανάπτυξη ασταθειών πλάσματος

<sup>4</sup>Για περισσότερες λεπτομέρειες, βλέπε Α. Νίντου “Φυσική του Ηλιακού-Πλανητικού Συστήματος”



**Σχήμα 12.14:** Αριστερή στήλη: ο διαχωρισμός της ουράς του κομήτη *Encke* όπως παρατηρήθηκε από το ηλιοσφαιρικό τηλεσκόπιο HI-1A της διαστημικής αποστολής STEREO. Δεξιά στήλη: Εικόνες διαφοράς. Το αμυδρό νέφος που πλησιάζει τον κομήτη αποτελεί μέρος του μετώπου μιας CME. Η αλληλεπίδραση ξεκίνησε γύρω στις 15:30, όμως η πρώτη ένδειξη διαχωρισμού καταγράφηκε στις 18:50. Τελικά η CME διαχωρίζει την ουρά από τον κομήτη ενώ μέχρι τις 20:50 η ουρά έχει ξανασχηματιστεί (από Vourlidas et al., 2007, βλ. και [ταινία 11.2](#)).

στην ουρά ιόντων με τελικό αποτέλεσμα το διαχωρισμό της ουράς. Η αύξηση της πίεσης προκύπτει όταν ρεύματα ηλιακού ανέμου υψηλής ταχύτητας ή/και πυκνότητας φτάσουν στην περιοχή που βρίσκεται ο κομήτης.

- Ο διαχωρισμός μπορεί να προκύψει λόγω μαγνητικής επανασύνδεσης η οποία μπορεί να συμβεί είτε στην κατεύθυνση που είναι αντίθετη στην ουρά όταν ο κομήτης διασχίζει περιοχή όπου αλλάζει η φορά του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου είτε στην κατεύθυνση της ουράς όταν ο κομήτης συναντήσει κρουστικό κύμα ή κάποια περιοχή με μεταβαλλόμενο αλφβενικό αριθμό Mach. Ο διαχωρισμός μπορεί να συμβεί και λόγω μαγνητικής επανασύνδεσης ανάμεσα στο μαγνητικό πεδίο που μεταφέρεται από μια CME η οποία πλησιάζει την ουρά και το μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο στην περιοχή της ουράς. Μια τέτοια περίπτωση παρουσιάζεται στο σχήμα 12.9 και με περισσότερες λεπτομέρειες στην [ταινία 11.2](#).

## 12.10 Ασκήσεις

1. Το μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο στη γειτονιά της Γης είναι περίπου 5 nT. Σε πόση απόσταση από την επιφάνεια της Γης, το γήινο μαγνητικό πεδίο στο επίπεδο του μαγνητικού ισημερινού παίρνει την παραπάνω τιμή;

2. Θεωρείστε σωματίδια ενέργειας 1 keV τα οποία βρίσκονται σε ακτινική απόσταση  $4R_{\oplus}$  μέσα στη μαγνητόσφαιρα της Γης.
  - (α) Θεωρώντας ότι η παράλληλη συνιστώσα της ταχύτητας των σωματιδίων είναι μηδέν στο γεωμαγνητικό ισημερινό, υπολογίστε τη γυρο-ακτίνα και τη γυρο-περίοδο τόσο των ηλεκτρονίων όσο και των πρωτονίων.
  - (β) Υπολογίστε τη γωνία του κώνου απώλειας.
  - (γ) Περιγράψτε συνοπτικά την κίνηση ηλεκτρονίου το οποίο έχει γωνία κλίσης  $45^{\circ}$  στο γεωμαγνητικό ισημερινό.
3. (α) Οι συνιστώσες της ταχύτητας ενός πρωτονίου παράλληλα και κάθετα στο μαγνητικό πεδίο της Γης είναι τέτοιες ώστε οι αντίστοιχες κινητικές ενέργειες να είναι 10 keV η καθεμιά. Υπολογίστε τις στιγμιαίες ταχύτητες ολίσθησης λόγω της καμπυλότητας και της βαθμίδας των δυναμικών γραμμικών του μαγνητικού πεδίου της Γης σε ακτινική απόσταση  $5 R_{\oplus}$ .
  - (β) Θεωρείστε μια ισότροπη κατανομή πρωτονίων στο γεωμαγνητικό ισημερινό η οποία έχει θερμοκρασία  $T = 10^8$  K. Υπολογίστε τη μέση ταχύτητα της κατανομής σε ακτινική απόσταση  $5R_{\oplus}$  λόγω των ολισθήσεων που μελετήσατε στο ερώτημα (α).
4. Έστω κατανομή σωματιδίων με αρχικές ταχύτητες οι οποίες περιγράφονται από τη Μαξουελλιανή  $f(v) = n \left(\frac{m}{2\pi kT}\right)^{3/2} \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right)$ , όπου  $n$  και  $T$  η πυκνότητα και θερμοκρασία, αντίστοιχα, στο γεωισημερινό επίπεδο.
  - (α) Για δοσμένο κώνο απώλειας γωνίας  $\alpha$ , υπολογίστε το ποσοστό των σωματιδίων τα οποία διαφεύγουν. Προσδιορίστε την αριθμητική πυκνότητα  $n'$  της προκύπτουσας συνάρτησης κατανομής  $f'$  (δηλαδή της συνάρτησης κατανομής χωρίς τα σωματίδια που βρίσκονται στον κώνο απώλειας).
  - (β) Υπολογίστε, συναρτήσει των  $n$ ,  $T$  και  $\alpha$ , την πυκνότητα ενέργειας παράλληλα και κάθετα στο μαγνητικό πεδίο για τη συνάρτηση κατανομής με τον κώνο απώλειας.
  - (γ) Ποια είναι η γωνία  $\alpha$  όταν  $W_{\parallel}/W_{\perp} = 1/4$ ;
5. Εξηγήστε για ποιο λόγο το στάσιμο κρουστικό κύμα μπροστά από τη μαγνητόσφαιρα της Γης είναι γρήγορο κρουστικό κύμα. Πώς ερμηνεύεται η θέρμανση του πλάσματος στην πίσω πλευρά (downstream) του κρουστικού κύματος;
6. Για να συμβεί μαγνητική επανασύνδεση στη μαγνητόσφαιρα, απαιτείται η συνιστώσα  $B_z$  του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου να έχει φορά προς το νότο. Επομένως θα περιμέναμε μια αύξηση κατά ένα παράγοντα 2 του  $B_z$  όταν αυτό έχει φορά προς νότο να αποφέρει, χοντρικά, μια αύξηση της γεωμαγνητικής δραστηριότητας επίσης κατά ένα παράγοντα 2. Όμως αν ο διπλασιασμός της  $B_z$  συνοδεύεται με τετραπλασιασμό της πυκνότητας του ηλιακού ανέμου, χωρίς μεταβολή της ταχύτητάς του, τότε η μεταβολή στη γεωμαγνητική δραστηριότητα είναι μικρή. Εξηγήστε για ποιο λόγο συμβαίνει κάτι τέτοιο.
7. (α) Το ηλεκτρικό ρεύμα στο φύλλο πλάσματος της μαγνητοσφαιρας δημιουργείται κυρίως από πρωτόνια. Υποθέστε ότι η αριθμητική πυκνότητα των πρωτονίων στο φύλλο πλάσματος είναι  $0.5 \text{ cm}^{-3}$ . Αν το φύλλο πλάσματος έχει πάχος  $1R_{\oplus}$  και αμελητέο μαγνητικό πεδίο, ενώ το μαγνητικό πεδίο των λοβών της μαγνητόσφαιρας είναι 10 nT, υπολογίστε την πυκνότητα ρεύματος στο φύλλο πλάσματος.
  - (β) Ποια πρέπει να είναι η μέση ταχύτητα των πρωτονίων ώστε να έχουμε το ρεύμα που υπολογίσατε στο ερώτημα (α);
  - (γ) Ποια είναι η κινητική ενέργεια των πρωτονίων σε eV;

8. Αποδείξτε ότι η απόσταση,  $R$ , της προσήλιας πλευράς της μαγνητόπαυσης από το κέντρο της Γης πάνω στο γεωμαγνητικό ισημερινό δίνεται από την εξίσωση

$$R = R_{\oplus} \left( \frac{B_0^2}{8\pi\rho v^2} \right)^{1/6}$$

όπου  $B_0$  είναι το μαγνητικό πεδίο στην επιφάνεια της Γης στο επίπεδο του γεωμαγνητικού ισημερινού και  $\rho$  και  $v$  είναι η πυκνότητα και η ταχύτητα, αντίστοιχα, του ηλιακού ανέμου.

## 12.11 Βιβλιογραφία

Τα αντίστοιχα κεφάλαια στα συγγράμματα:

- Hanslmeier, A.:** 2007, *The Sun and Space Weather*, Springer, ISBN: 978-1-4020-5603-1
- Balogh, A., Lanzerotti, L. J. & Suess, S. T.:** 2008, *The Heliosphere through the Solar Activity Cycle*, Springer, ISBN: 978-3-540-74301-9
- Kallenrode, M.-B.:** 2004, *Space physics : an introduction to plasmas and particles in the heliosphere and magnetospheres*, Advanced texts in physics. Berlin: Springer
- Koskinen, H. & Vainio, R.:** 2011, *Lectures on Solar Physics: From the core to the heliopause*
- Schrijver, C. J. & Siscoe, G. L.:** 2012, *Heliophysics: Space Storms and Radiation: Causes and Effects*, Cambridge University Press, ISBN: 978-1-107-40399-4
- Meyer-Vernet, N.:** 2007, *Basics of the Solar Wind*, Cambridge University Press, ISBN: 978-0-521-81420-1
- Kivelson, M. G. & Russel, C. T. (eds):** 1995, *Introduction to Space Physics*, Cambridge Atmospheric & Space Science, ISBN: 978-0521457149
- Kallenrode, M.-B.:** 2004, *An Introduction to Plasmas and Particles in the Heliosphere and Magnetospheres*, Springer, ISBN: 978-3540206170

Αναφορές που γίνονται στο κείμενο:

- Hathaway, D. H. 2015 "The Solar Cycle", *Living Rev. Solar Phys.*, 12, 4, doi:10.1007/lrsp-2015-4
- Eastwood, J. P., Hietala, H., Toth, G., Phan, T. D., & Fujimoto, M. 2015, *Space Sci. Rev.*, 188, 251
- Hones, E. W., Jr. 1977, *J. Geophys. Res.*, 82, 5633
- Iijima, T., & Potemra, T. A. 1976, *J. Geophys. Res.*, 81, 2165
- Luhmann, J.G., Ionospheres, in *Introduction to Space Physics*, Eds M.G. Kivelson and C.T. Russell, Cambridge, 1995.
- Pilipp, W. G., & Morfill, G. 1978, *J. Geophys. Res.*, 83, 5670
- Vourlidas *et al.*, 2007, *Astrophys. J.*, 668, L79

# Παράρτημα Α΄

## Ηλιακές παρατηρήσεις

### Α΄.1 Εισαγωγή

Η μεθοδολογία της ηλιακής παρατήρησης έχει αρκετές διαφορές από την μεθοδολογία παρατήρησης άλλων αστρονομικών αντικειμένων. Ο λόγος είναι ότι από τον Ήλιο παίρνουμε πολύ περισσότερη ακτινοβολία από οποιοδήποτε άλλο ουράνιο σώμα και ότι μπορούμε να διακρίνουμε λεπτομέρειες στην ατμόσφαιρά του, έτσι που έχουμε τη δυνατότητα να την εξετάσουμε πολύ πιο λεπτομερειακά. Αυτό έχει οδηγήσει στην ανάπτυξη ειδικών ηλιακών οργάνων που θα εξετάσουμε σ' αυτό το κεφάλαιο. Πέρα από τα όργανα θα εξετάσουμε την επίδραση που έχει στην ποιότητα της ηλιακής παρατήρησης η ατμόσφαιρα της Γης. Περισσότερες πληροφορίες για όργανα και τηλεσκοπία θα βρει ο αναγνώστης στο βιβλίο των συγγραφέων με τίτλο *Παρατηρησιακή Αστροφυσική*, που έχει εκδοθεί στην ίδια σειρά με το παρόν.

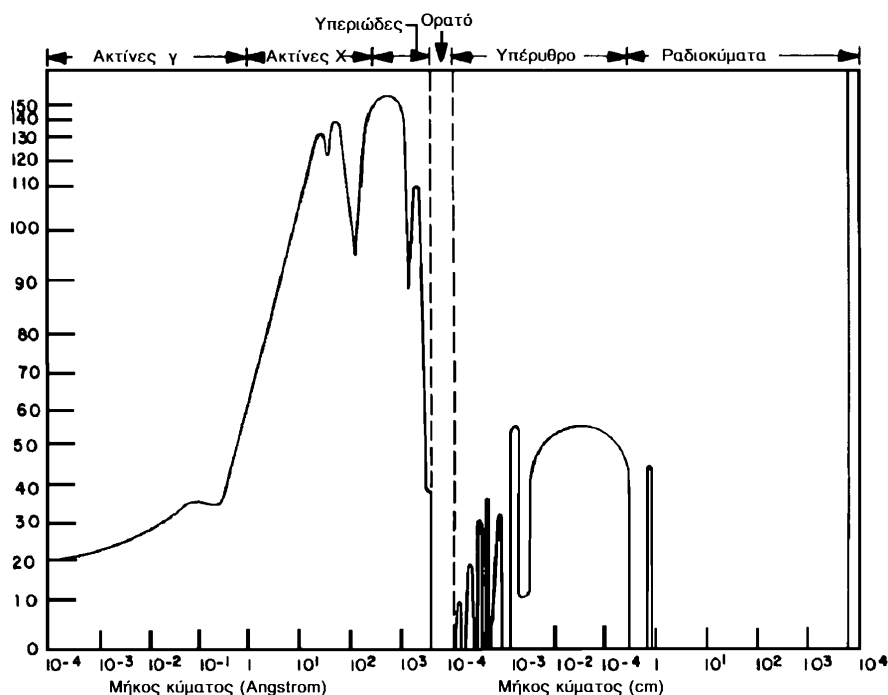
### Α΄.2 Επίδραση της γήινης ατμόσφαιρας

Το μεγαλύτερο μέρος των γνώσεών μας για τον Ήλιο προέρχεται από τη μελέτη της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας του, που καλύπτει όλο το φάσμα, από τις ακτίνες γάμμα μέχρι τα ραδιοκύματα. Επίγειες παρατηρήσεις μπορούν να γίνουν μόνο σε ορισμένες φασματικές περιοχές, όπου η γήινη ατμόσφαιρα είναι διαφανής. Η επίδραση της ατμόσφαιρας της Γης δεν περιορίζεται στην αποκοπή του μεγαλύτερου μέρους του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος. Ακόμα και στα μήκη κύματος που η ατμόσφαιρα είναι διαφανής, η ποιότητα της παρατήρησης περιορίζεται από ατμοσφαιρικές διαταραχές, όπως θα δούμε στη συνέχεια.

#### Α΄.2.1 Απορρόφηση

Το Σχήμα Α.1 δείχνει το ύψος μέσα στην ατμόσφαιρα της Γης, όπου η ένταση της ακτινοβολίας που έρχεται από το διάστημα ελαττώνεται στο μισό της αρχικής της τιμής. Στο υπεριώδες μέρος του φάσματος η απορρόφηση από το ατμοσφαιρικό όζον ( $O_3$ ) αποκόπτει την ακτινοβολία την περιοχή 3000-2000 Å. Στα μικρότερα μήκη κύματος η απορρόφηση προέρχεται από ατομικό και μοριακό οξυγόνο ( $O$ ,  $O_2$ ) και από ατομικό και μοριακό άζωτο ( $N$ ,  $N_2$ ).

Στο υπέρυθρο και για μήκη κύματος μεγαλύτερα από 1 μ (10000 Å) έχουμε απορρόφηση από υδρατμούς και διοξείδιο του άνθρακα ( $H_2O$ ,  $CO_2$ ), με μερικά στενά παράθυρα. Τέλος στα μετρικά μήκη κύματος έχουμε απορρόφηση από την ιονόσφαιρα (εδάφιο 12.4.1), που αποκόπτει την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία συχνότητας μεγαλύτερης από τη συχνότητα πλάσματος (βλ. εδάφια 2.3.5, 5.2 και 7.5). Η συχνότητα πλάσματος εξαρτάται από την ηλεκτρονική πυκνότητα της ιονόσφαιρας, και στη διάρκεια της ημέρας αντιστοιχεί σε αποκοπή για μήκη κύματος μεγαλύτερα από ~10 m. Να σημειώσουμε ότι οι παρατηρήσεις σε



**Σχήμα Α'.1:** Διαφάνεια της ατμόσφαιρας της Γης. Το διάγραμμα δείχνει το ύψος πάνω από την επιφάνεια της Γης όπου η ένταση της ακτινοβολίας πέφτει στο μισό της αρχικής της τιμής, συναρτήσει του μήκους κύματος.

μήκος κύματος πάνω από περίπου 1 cm δεν εμποδίζονται από τα σύννεφα.

Συνεπώς έχουμε δύο ευρείες περιοχές του φάσματος προσιτές από το έδαφος, το οπτικό παράθυρο (3000 Å έως 10000 Å) και το ραδιοφωνικό παράθυρο (1 mm έως 10 m) και μερικά ακόμα στενά παράθυρα στο υπέρυθρο. Στις υπόλοιπες φασματικές περιοχές (ακτίνες γ και Χ, μακρινό υπεριώδες, υπέρυθρο, εκατομετρικά και χιλιομετρικά μήκη κύματος) οι παρατηρήσεις γίνονται από όργανα που είτε μεταφέρονται στα ανώτερα στρώματα της ατμόσφαιρας με αερόστατα, είτε έξω από την ατμόσφαιρα με πυραύλους ή δορυφόρους. Τέτοιες παρατηρήσεις ξεκίνησαν στα τέλη της δεκαετίας του 50, και αναπτύχθηκαν ιδιαίτερα μετά τις αρχές της δεκαετίας του 70 με τους δορυφόρους OSO, Skylab, SMM, Yohkoh κ.ά.

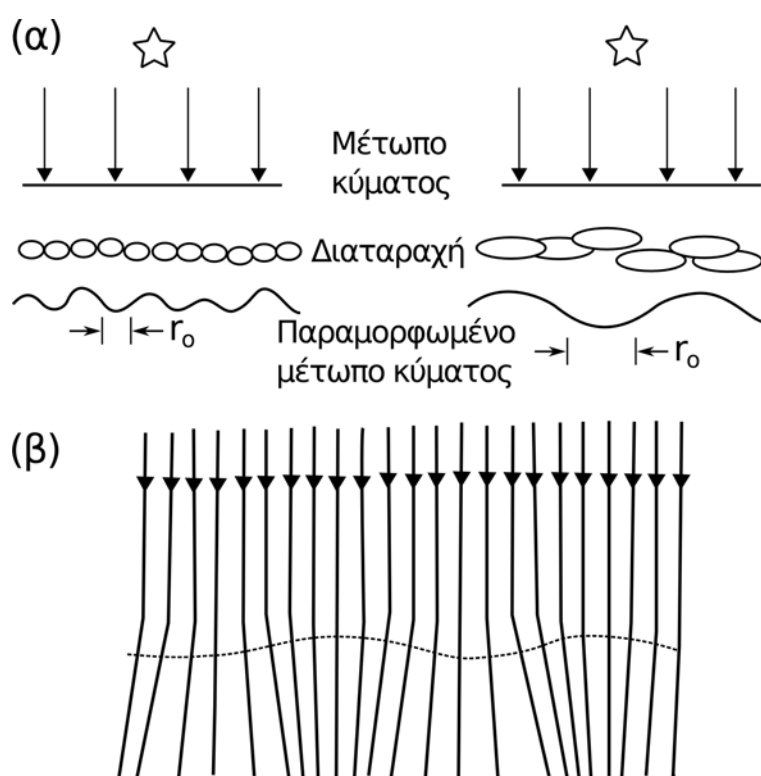
### Α'.2.2 Διαταραχή (seeing)

Καθώς η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία διαδίδεται μέσα στην ατμόσφαιρα της Γης συναντά διαταραχές στην πυκνότητα του αέρα που αλλάζουν το δείκτη διάθλασης. Έτσι ένα αρχικά επίπεδο μέτωπο κύματος παραμορφώνεται (Σχήμα Α.2-α) ή, ισοδύναμα, οι ακτίνες από μια σημειακή πηγή έχουν λίγο διαφορετική διεύθυνση στις διάφορες θέσεις του ανοίγματος του τηλεσκοπίου (Σχήμα Α.2-β). Το χαρακτηριστικό μήκος κύματος των διαταραχών είναι λίγα εκατοστά, ενώ ο χαρακτηριστικός χρόνος μεταβολής τους είναι της τάξης εκατοστού του δευτερολέπτου.

Θα πρέπει να σημειώσουμε ότι διαταραχή έχουμε και μέσα στο ίδιο το οπτικό σύστημα, κύρια στον σωλήνα του τηλεσκοπίου και στον θόλο. Το πρόβλημα της ποιότητας της εικόνας γίνεται ακόμα πιο οξύ αν πάρουμε υπ' όψη μας ότι θερμαίνονται και επομένως διαστέλλονται και παραμορφώνονται όλες οι οπτικές επιφάνειες του τηλεσκοπίου, μια και οι επιφάνειες αυτές πάντα απορροφούν ένα μικρό ποσοστό της ακτινοβολίας.

Σε πρώτη προσέγγιση η ατμοσφαιρική διαταραχή προκαλεί *μετάθεση* της εικόνας, επειδή η μέση διεύθυνση των ακτίνων που συλλέγει το άνοιγμα του τηλεσκοπίου μεταβάλλεται χρονικά. Το φαινόμενο αυτό είναι πιο έντονο όταν το άνοιγμα είναι μικρό. Σε δεύτερη προσέγγιση έχουμε *παραμόρφωση* της εικόνας.





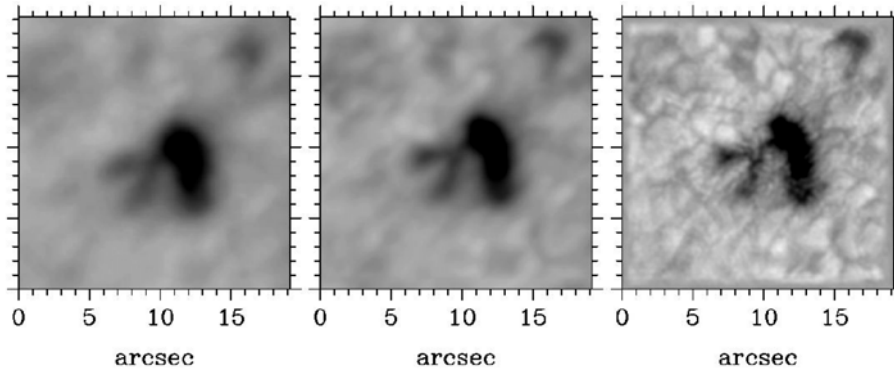
**Σχήμα Α'.2:** Παραμόρφωση επίπεδου κύματος από διαταραχές της ατμόσφαιρας της Γης (α). Το αποτέλεσμα των διαταραχών στην πορεία των ακτίνων από σημειακή πηγή (β).

Υπάρχουν δύο τρόποι αντιμετώπισης της ατμοσφαιρικής διαταραχής. Ο ένας είναι παθητικός, από την πλευρά του ότι τα όργανα κατασκευάζονται έτσι ώστε να ελαχιστοποιήσουν τη διαταραχή. Έτσι, επειδή ένα μεγάλο μέρος της διαταραχής οφείλεται στη γρήγορη θέρμανση του εδάφους από την ηλιακή ακτινοβολία που στη συνέχεια θερμαίνει τον αέρα κοντά στο έδαφος και προκαλεί ρεύματα μεταφοράς, έχουμε σημαντική βελτίωση αν το άνοιγμα του τηλεσκοπίου βρίσκεται 10–20 m πάνω από το έδαφος (ηλιακοί πύργοι). Ακόμα καλύτερα αποτελέσματα έχουμε αν εγκαταστήσουμε το τηλεσκόπιο σε περιοχή που δεν θερμαίνεται γρήγορα, π.χ. στο βόρειο μέρος μιας λίμνης.

Γενικά αποφεύγονται οι θόλοι, ενώ σε μερικές περιπτώσεις δημιουργούμε κενό στο σωλήνα του τηλεσκοπίου. Με τέτοια τηλεσκόπια μπορούμε, σε εξαιρετικές περιπτώσεις, να έχουμε διακριτική ικανότητα κάτω από  $0.5''$  (που αντιστοιχεί σε περίπου 350 km στον Ήλιο), ενώ με κοινά ηλιακά τηλεσκόπια σπάνια φτάνουμε στο  $1''$ . Τέλος τοποθετούμε τηλεσκόπια σε αερόστατα και στο διάστημα.

Ο δεύτερος τρόπος είναι η ενεργητική αντιμετώπιση: Προσπαθούμε να διορθώσουμε την μετάθεση της εικόνας και την παραμόρφωση με προσαρμοζόμενα οπτικά συστήματα (*adaptive optics*). Ξεκινάμε από τη μέτρηση της ακριβούς μορφής του μετώπου κύματος, με βάση την οποία διορθώνεται το μέτωπο κύματος με σύστημα μικρών κατόπτρων που παρεμβάλλονται μεταξύ του αντικειμενικού συστήματος και της εστίας. Η μέτρηση και οι κινήσεις των διορθωτικών κατόπτρων πρέπει να γίνονται πολύ γρήγορα.

Η διόρθωση της μετάθεσης της εικόνας είναι σχετικά εύκολη. Αρκεί να καταγράψουμε τη θέση ενός έντονου σχηματισμού (π.χ. μιας μικρής ηλιακής κηλίδας ή του χείλους του ηλιακού δίσκου) και να στρέψουμε ανάλογα ένα απλό και επίπεδο διορθωτικό κάτοπτρο. Η διόρθωση της παραμόρφωσης είναι πολύ πιο δύσκολη. Απαιτεί την σύγκριση της στιγμιαίας εικόνας με μια εικόνα αναφοράς άριστης ποιότητας, καθώς και μια κυψέλη από διορθωτικά κάτοπτρα το καθένα από τα οποία πρέπει να μπορεί να στρέφεται και να μετακινείται ανεξάρτητα από τα άλλα ώστε να διορθώσει ένα μέρος του μετώπου κύματος. Τα αποτελέσματα είναι εντυπωσιακά, όπως φαίνεται στις εικόνες του Σχήματος Α.3.



**Σχήμα Α'.3:** Εικόνα της φωτόσφαιρας γύρω από ένα πόρο. Αριστερά: χωρίς διόρθωση. Στη μέση: με διόρθωση μόνο της μετάθεσης του μετώπου κύματος. Δεξιά: με πλήρη διόρθωση του μετώπου κύματος (εικόνα από NSO/AURA/NSF).

Το φαινόμενο της ατμοσφαιρικής διαταραχής δεν είναι ιδιαίτερα σημαντικό στα ραδιοκύματα. Όμως στα μετρικά μήκη κύματος έχουμε σημαντική επίδραση από τη διάθλαση στην ιονόσφαιρα και τις χρονικές μεταβολές της.

### Α'.3 Η επίδραση των οργάνων

Μία διδιάστατη πηγή ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας στον ουρανό μπορεί να παρασταθεί με την τιμή της ειδικής έντασης της ακτινοβολίας (για ορισμό βλ. κεφάλαιο 2) που εξαρτάται από τη θέση, τη συχνότητα παρατήρησης και τον χρόνο, δηλαδή  $I(x, y, \nu, t)$ . Κανένα όργανο δεν μπορεί να κάνει πλήρη αποτύπωση της έντασης, αλλά δίνει το γινόμενο συγκερασμού της πραγματικής έντασης με την συνάρτηση απόκρισης του οργάνου:

$$I_{\text{obs}}(x, y, \nu, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x', y', \nu', t') R(x - x', y - y', \nu - \nu', t - t') dx' dy' d\nu' dt' \quad (\text{A'.1})$$

όπου  $I_{\text{obs}}$  είναι η παρατηρούμενη ένταση. Η συνάρτηση  $R(x, y, \nu, t)$  είναι η απόκριση του οργάνου σε σημειακή πηγή απειροστής διάρκειας και απειροστού εύρους συχνοτήτων. Συνήθως μπορούμε να ξεχωρίσουμε την απόκριση στη θέση, το χρόνο και τη συχνότητα, δηλαδή να θεωρήσουμε ότι

$$R(x, y, t, \nu) = R_1(x, y) R_2(t) R_3(\nu)$$

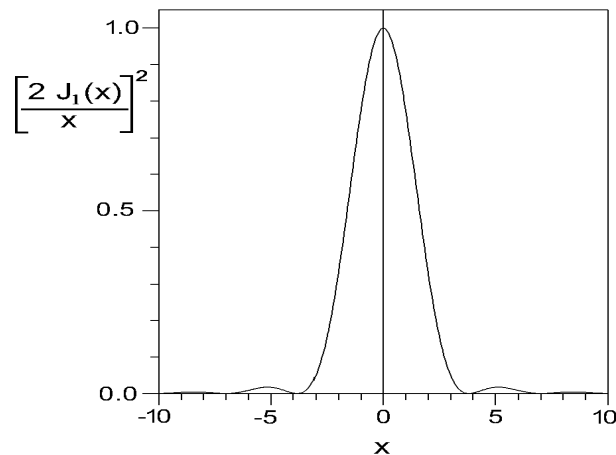
Αν η απόκριση έχει τετραγωνική μορφή εύρους  $\Delta x, \Delta y, \Delta \nu$  και  $\Delta t$  μπορούμε να γράψουμε:

$$I_{\text{obs}}(x, y, \nu, t) = \int_{\Delta x} \int_{\Delta y} \int_{\Delta \nu} \int_{\Delta t} I(x', y', \nu', t') dx' dy' d\nu' dt' \quad (\text{A'.2})$$

δηλαδή η παρατήρηση δίνει τη μέση τιμή της έντασης στο διάστημα  $\Delta x, \Delta y$ , στην περιοχή συχνοτήτων  $\Delta \nu$  και στο χρονικό διάστημα  $\Delta t$ .

### Α'.4 Απόκριση συλλέκτη ακτινοβολίας

Ο συλλέκτης ακτινοβολίας είναι συνήθως ένα παραβολικό κάτοπτρο ή ένας φακός με κυκλικό άνοιγμα. Σε ορισμένες περιοχές του φάσματος (μακρινό υπεριώδες, ακτίνες X) χρησιμοποιούνται άλλα συστήματα. Η



**Σχήμα Α'.4:** Απόκριση κυκλικού ανοίγματος σε σημειακή πηγή (συνάρτηση Airy).

κατανομή της έντασης μιας σημειακής πηγής, που οφείλεται σε φαινόμενα περίθλασης του φωτός, δίνεται από τη σχέση:

$$R(\theta) = \left[ \frac{2J_1(\pi D/\lambda\theta)}{\pi D/\lambda\theta} \right]^2 \tag{Α'.3}$$

όπου  $J_1$  η συνάρτηση Bessel πρώτης τάξης,  $D$  η διάμετρος του ανοίγματος,  $\lambda$  το μήκος κύματος της ακτινοβολίας και  $\theta$  η γωνιακή απόσταση από το κέντρο της εικόνας. Το Σχήμα Α.4 παρουσιάζει το διάγραμμα της απόκρισης που, σε δύο διαστάσεις έχει τη μορφή ενός φωτεινού κύκλου που περιβάλλεται από σκοτεινούς και φωτεινούς δακτυλίσκους (μορφή Airy).

Για να διακρίνουμε δύο κοντινές σημειακές πηγές, η γωνιακή απόστασή τους πρέπει να είναι τουλάχιστον τόση ώστε το μέγιστο της μιας να συμπίπτει με το πρώτο ελάχιστο της άλλης. Το πρώτο ελάχιστο αντιστοιχεί στο πρώτο μηδέν της  $J_1$ , που είναι για τιμή της μεταβλητής ίση με 3.8317. Αυτή η τιμή ορίζει τη διακριτική ικανότητα (*resolution*) του ανοίγματος:

$$\Delta\theta = \frac{3.8317}{\pi} \frac{\lambda}{D} = 1.22 \frac{\lambda}{D} \tag{Α'.4}$$

όπου η τιμή  $\Delta\theta$  είναι σε ακτίνια. Η διακριτική ικανότητα σε διάφορα μήκη κύματος για άνοιγμα ενός μέτρου δίνεται στον Πίνακα Α.1.

**Πίνακας Α'.1:** Διακριτική ικανότητα ανοίγματος 1 m σε διάφορα μήκη κύματος.

| $\lambda$ | $\Delta\theta$ |
|-----------|----------------|
| 1000 Å    | 0.025 "        |
| 4000 Å    | 0.1 "          |
| 10000 Å   | 0.25 "         |
| 1 mm      | 4.2 '          |
| 1 cm      | 42 '           |
| 10 cm     | 7 °            |

Η συνηθισμένη διάμετρος των οπτικών ηλιακών τηλεσκοπίων μεγάλης διακριτικής ικανότητας είναι 40 cm έως 1 m. Όπως φαίνεται από τον πίνακα, ένα οπτικό τηλεσκόπιο ενός μέτρου έχει διακριτική ικανότητα

αρκετά καλύτερη από αυτή που επιτρέπει η ατμοσφαιρική διαταραχή. Από τον παραπάνω πίνακα φαίνεται επίσης ότι στα ραδιοκύματα είναι αδύνατο να έχει κανείς ικανοποιητική διακριτική ικανότητα με ένα απλό άνοιγμα.

Το παραβολικό κάτοπτρο θα σχηματίσει την εικόνα του ήλιου στην εστία. Η διάμετρος της εικόνας του Ήλιου στην εστία υπολογίζεται εύκολα:

$$D_{\odot} = 2fr_{\odot} = 0.0093f \quad (\text{A'.5})$$

όπου  $f$  είναι η εστιακή απόσταση του αντικειμενικού και  $r_{\odot}$  η φαινόμενη ακτίνα του Ήλιου. Έτσι τηλεσκόπιο με εστιακή απόσταση ενός μέτρου δίνει εικόνα του ηλιακού δίσκου διαμέτρου περίπου ενός εκατοστού.

Για να αξιοποιήσουμε τη διακριτική ικανότητα που παρέχει ο συνδυασμός του τηλεσκοπίου και της ατμοσφαιρικής διαταραχής, η κλίμακα της εικόνας στην εστία πρέπει να ταιριάζει με τη διακριτική ικανότητα του συστήματος καταγραφής (π.χ. φωτογραφικό φιλμ). Συνήθως αρκεί κλίμακα της τάξης των  $10''/\text{mm}$ , που συνεπάγεται

$$D_{\odot} = 192 \text{ mm}$$

και απαιτεί εστιακή απόσταση

$$f = 20.6 \text{ m}$$

Για το λόγο αυτό τα περισσότερα ηλιακά όργανα έχουν μεγάλες εστιακές αποστάσεις.

## A'.5 Οπτικά ηλιακά όργανα

Στο κεφάλαιο αυτό θα περιγράψουμε τα όργανα που χρησιμοποιούμε για την παρατήρηση του ήλιου στα οπτικά μήκη κύματος. Έχοντας ήδη συζητήσει τα βασικά χαρακτηριστικά των τηλεσκοπίων, θα δώσουμε έμφαση στα βοηθητικά όργανα για τη φασματική ανάλυση των παρατηρήσεων που μπορεί να μας δώσει πληροφορίες για τις φυσικές συνθήκες του ηλιακού πλάσματος, τη χημική του σύσταση, τις κινήσεις του και το μαγνητικό πεδίο. Θα περιγράψουμε επίσης όργανα που έχουν αναπτυχθεί για ειδικούς σκοπούς.

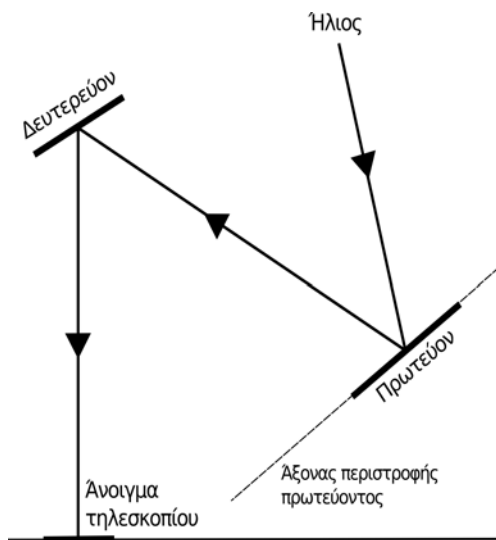
### A'.5.1 Ηλιοστάτες

Είδαμε ότι τα ηλιακά τηλεσκόπια μπορεί να έχουν μεγάλες εστιακές αποστάσεις, πράγμα που τα κάνει ογκώδη και δυσκίνητα. Απαραίτητο λοιπόν συμπλήρωμα ενός μεγάλου ηλιακού τηλεσκοπίου είναι ένα οπτικό σύστημα που οδηγεί τη δέσμη του φωτός από τον κινούμενο στον ουρανό Ήλιο στο ακίνητο στη Γη τηλεσκόπιο. Υπάρχει μια αρκετά μεγάλη ποικιλία τέτοιων συστημάτων που εν γένει αποτελούνται από δύο επίπεδα κάτοπτρα (Σχήμα A.5). Το πρωτεύον κάτοπτρο περιστρέφεται γύρω από τον άξονα της Γης με γωνιακή ταχύτητα 1 κύκλου σε 48 ώρες, ώστε να ακολουθεί τη φαινόμενη ημερήσια κίνηση του Ήλιου. Το δευτερεύον στρέφεται γύρω από άξονα κάθετο στον προηγούμενο ώστε να ακολουθεί την μεταβολή της απόκλισης<sup>1</sup> του Ήλιου.

### A'.5.2 Φασματογράφοι

Οι φασματογράφοι αναλύουν την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία και επιτρέπουν τη μέτρηση της έντασης συναρτήσει του μήκους κύματος. Η οπτική διάταξη ενός φασματογράφου, σε γενικές γραμμές, δίνεται στο Σχήμα A.6. Στην εστία του τηλεσκοπίου τοποθετείται *σχισμή* που απομονώνει μια στενή περιοχή της ηλιακής εικόνας. Ο *κατευθυντήρας* κάνει παράλληλη την συγκλίνουσα δέσμη που περνά από τη σχισμή και

<sup>1</sup> Απόκλιση είναι η γωνία που σχηματίζει η διεύθυνση ενός ουράνιου αντικείμενου με το επίπεδο του ουράνιου ισημερινού. Για τον Ήλιο μεταβάλλεται μεταξύ  $\pm 23.6^\circ$  στη διάρκεια του έτους



Σχήμα Α'.5: Σχηματική διάταξη ηλιοστάτη για κάθετο ηλιακό τηλεσκόπιο (αριστερά). Ο ηλιοστάτης του ηλιακού πύργου του αστεροσκοπείου της Meudon (δεξιά).

την στέλνει στο φράγμα που κάνει τη φασματική ανάλυση. Στη συνέχεια το φωτογραφικό κάτοπτρο εστιάζει το φάσμα στη φωτογραφική πλάκα ή σε άλλο σύστημα καταγραφής. Σημειώνουμε ότι τα δύο κάτοπτρα έχουν την ίδια εστιακή απόσταση και έτσι η κλίμακα της εικόνας στο εστιακό επίπεδο του φασματογράφου είναι η ίδια με την κλίμακα στην εστία του τηλεσκοπίου.

Ας δούμε κατ' αρχήν τη λειτουργία του φράγματος. Αν παραστήσουμε με  $\theta$  τη γωνία πρόσπτωσης του φωτός στο φράγμα (Σχήμα Α.7), τότε θα έχουμε ενισχυτική συμβολή στις διευθύνσεις  $\varphi$  όπου η καθυστέρηση του ηλεκτρομαγνητικού κύματος, σε δύο διαδοχικές χαραγές του φράγματος, είναι ακέραιο πολλαπλάσιο του μήκους κύματος:

$$n\lambda = \delta(\sin \theta + \sin \varphi) \tag{Α'.6}$$

όπου  $\lambda$  είναι το μήκος κύματος της ακτινοβολίας,  $\delta$  η απόσταση των χαραγών του φράγματος και  $n$  ακέραιος αριθμός που ονομάζεται τάξη λειτουργίας του φράγματος.

Στους φασματογράφους η γωνία πρόσπτωσης είναι σταθερή και έχουμε κατά κανόνα τη συνθήκη Littrow:

$$\theta \approx \varphi \tag{Α'.7}$$

Στο Σχήμα Α.5 η συνθήκη αυτή δεν φαίνεται να ισχύει, στην πραγματικότητα όμως ισχύει γιατί οι εστιακές αποστάσεις των δύο κατόπτρων είναι συνήθως μεγάλες ( $\sim 10$  m), η διάμετρος τους σχετικά μικρή ( $\sim 50$  cm) και η μεταξύ τους απόσταση επίσης μικρή. Με τη συνθήκη Littrow η σχέση (Α.6) γράφεται:

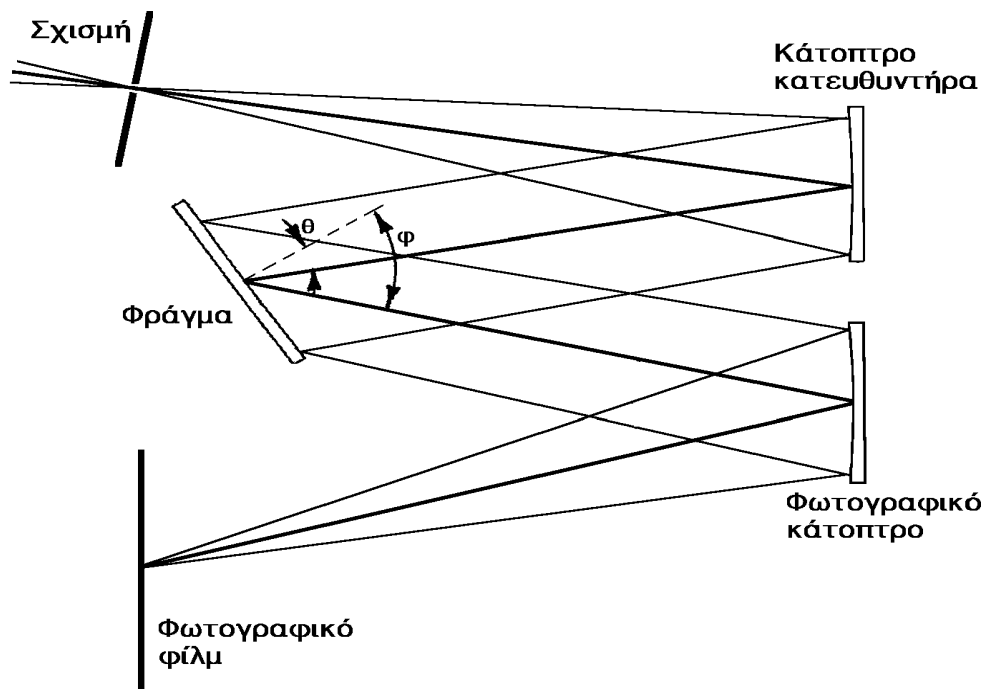
$$n\lambda = 2\delta \sin \varphi = 2\delta \sin \theta \tag{Α'.8}$$

Από τις παραπάνω σχέσεις μπορούμε να υπολογίσουμε τη γωνιακή διασπορά του φράγματος,  $d\varphi/d\lambda$ . Η σχέση (Α.6), με σταθερή γωνία πρόσπτωσης δίνει:

$$n d\lambda = \delta \cos \varphi d\varphi \tag{Α'.9}$$

από όπου, με τη βοήθεια της (Α.8), παίρνουμε:

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{n}{\delta \cos \varphi} = \frac{2}{\lambda} \tan \theta \tag{Α'.10}$$



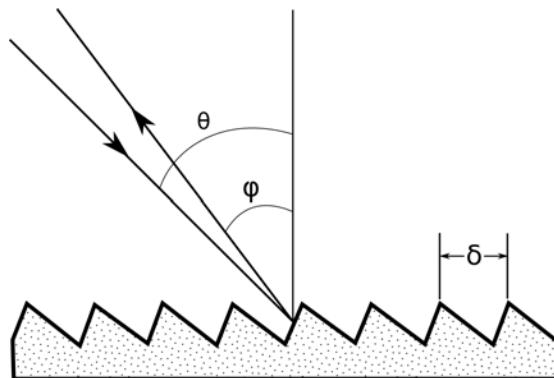
Σχήμα Α'.6: Σχηματική διάταξη φασματογράφου τύπου Czerny-Turner.

Βλέπουμε ότι πετυχαίνουμε μεγάλες διασπορές όταν το φράγμα λειτουργεί σε μεγάλες τάξεις και όταν η γωνία πρόσπτωσης είναι μεγάλη.

Από τη γωνιακή διασπορά υπολογίζουμε τη γραμμική διασπορά, δηλαδή την απόσταση που αντιστοιχεί σε μια μονάδα μήκους κύματος πάνω στο καταγραφικό σύστημα,  $dl/d\lambda$ . Η γραμμική διασπορά προκύπτει από τη γωνιακή διασπορά με πολλαπλασιασμό των μικρών γωνιών επί την εστιακή απόσταση του φωτογραφικού κατόπτρου,  $f$ :

$$\frac{dl}{d\lambda} = 2 \frac{f}{\lambda} \tan \theta \quad (\text{A'.11})$$

Έτσι η γραμμική διασπορά εξαρτάται κύρια από την εστιακή απόσταση του οπτικού συστήματος του φασματογράφου ή, ακριβέστερα, οι απαιτήσεις μας για τη διασπορά καθορίζουν την εστιακή απόσταση των κατόπτρων του. Το άλλο κύριο χαρακτηριστικό τους, δηλαδή η διάμετρος, καθορίζεται από την απαίτηση του πλήρους φωτισμού τους από την συγκλίνουσα δέσμη που περνά από τη σχισμή. Η συνθήκη αυτή συνεπάγεται ότι ο εστιακός λόγος, δηλαδή ο λόγος της εστιακής απόστασης ως προς τη διάμετρο, θα πρέπει



Σχήμα Α'.7: Διατομή φράγματος.

να είναι ίσος με τον εστιακό λόγο του τηλεσκοπίου.

Η φασματική διακριτική ικανότητα του οργάνου,  $\delta\lambda$ , που είναι η διαφορά μήκους κύματος που μπορούν να έχουν δύο μονοχρωματικές ακτινοβολίες με την ίδια ένταση ώστε να καταγραφούν ευδιάκριτα, εξαρτάται από δύο παράγοντες: τη διακριτική ικανότητα του φράγματος και το εύρος της σχισμής του φασματογράφου. Η διακριτική ικανότητα του φράγματος εξαρτάται από το μήκος κύματος, την τάξη λειτουργίας και το συνολικό αριθμό των χαραγών,  $N$ :

$$\delta\lambda_{\varphi} = \frac{\lambda}{nN} \quad (\text{A'.12})$$

Η επίδραση του εύρους της σχισμής στη διακριτική ικανότητα του φασματογράφου οφείλεται στο ότι, σε κάθε μήκος κύματος, το όργανο δίνει την εικόνα της σχισμής. Εάν το εύρος της σχισμής είναι  $s$ , αυτό αντιστοιχεί σε διαφορά μήκους κύματος:

$$\delta\lambda_s = s \frac{d\lambda}{d\ell} = s \frac{\lambda}{2f} \cot \theta \quad (\text{A'.13})$$

Φανερό είναι ότι, αν δύο φασματικές γραμμές απέχουν λιγότερο από το μήκος κύματος  $\delta\lambda_s$  που δίνει η παραπάνω σχέση, δεν θα ξεχωρίζουν. Έτσι η σχέση (A.13) δίνει τη διακριτική ικανότητα του φασματογράφου. Στην πράξη το εύρος της σχισμής είναι που καθορίζει τη διακριτική ικανότητα, δηλαδή  $\delta\lambda_s \gg \delta\lambda_{\varphi}$ .

Θα δούμε τώρα τι απαιτήσεις έχει μια περίπτωση ηλιακής παρατήρησης με μεγάλη διακριτική ικανότητα στη θέση και στο μήκος κύματος. Ας υποθέσουμε ότι θέλουμε να μελετήσουμε τις ταχύτητες που συνδέονται με την φωτοσφαιρική κοκκίαση (βλ. εδάφιο 8.4), χρησιμοποιώντας τη μετάθεση Doppler.

Θα ξεκινήσουμε διαλέγοντας το εύρος της σχισμής του φασματογράφου, έτσι ώστε να είναι μικρότερο από τους σχηματισμούς που θέλουμε να παρατηρήσουμε. Το μέγεθος των κόκκων είναι περίπου  $1.5''$ , αλλά τα μεσοκοκκιακά διαστήματα είναι αρκετά μικρότερα. Ας αρκεστούμε λοιπόν σε ένα εύρος σχισμής

$$s = 0.25''$$

που, για κλίμακα  $10''/\text{mm}$  αντιστοιχεί σε

$$s = 25 \mu$$

Με βάση τη σχέση (A.13) και τη σχέση Doppler,

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \frac{\Delta v}{c} \quad (\text{A'.14})$$

μπορούμε να εκφράσουμε τη διακριτική ικανότητα στην ταχύτητα:

$$\delta v = \frac{sc}{2f} \cot \theta \quad (\text{A'.15})$$

Για να μετρήσουμε με ακρίβεια τις ταχύτητες που συνδέονται με την κοκκίαση και είναι της τάξης του  $1 \text{ km/sec}$ , ας απαιτήσουμε διακριτική ικανότητα

$$\delta v = 0.2 \text{ km/sec}$$

Χρησιμοποιώντας το φράγμα στη συνήθη γωνία πρόσπτωσης

$$\theta = 63^\circ$$

η (A.15) μας δίνει ότι χρειαζόμαστε εστιακή απόσταση τουλάχιστον

$$f = 9.55 \text{ m}$$

Ο εστιακός λόγος των ηλιακών τηλεσκοπίων είναι συνήθως γύρω στο 20, οπότε η παραπάνω εστιακή απόσταση συνεπάγεται διάμετρο κατόπτρου της τάξης των 50 cm.

Από τη σχέση (A.11) η γραμμική διασπορά θα είναι:

$$\frac{d\ell}{d\lambda} = 7.5 \text{ mm}/\text{\AA}$$

Αν η παρατήρηση γίνεται σε μήκος κύματος 5000 Å και χρησιμοποιούμε το φράγμα στην 11η τάξη, η σχέση (A.8) μας δίνει

$$\delta = 3.09 \mu$$

δηλαδή το φράγμα πρέπει να έχει 324 χαραγές ανά χιλιοστό. Εξ άλλου η διακριτική ικανότητα του φράγματος πρέπει να είναι τουλάχιστον 3.3 mÅ, (που αντιστοιχούν σε 0.2 km/sec με βάση την A.15). Συνεπώς ο αριθμός των χαραγών, από τη σχέση (A.12), θα πρέπει να είναι

$$N \geq 136000$$

Με 324 χαραγές ανά χιλιοστό, το μήκος του φράγματος πρέπει να είναι τουλάχιστον 43 εκατοστά. Να σημειώσουμε ότι στην ίδια θέση που περιθλάται η ακτινοβολία των 5000 Å από την 11η τάξη, έχουμε και ακτινοβολία στα 5500 Å από τη 10η τάξη, 4583 Å από τη 12η κλπ, σύμφωνα με τη σχέση (A.6). Ο διαχωρισμός των τάξεων γίνεται με φίλτρα.

Θα πρέπει να τονίσουμε ότι ένας φασματογράφος δεν είναι κατάλληλος για όλες τις χρήσεις. Αν, π.χ., προσπαθήσουμε με το παραπάνω όργανο να παρατηρήσουμε κινήσεις σε μια εκρηκτική προεξοχή, που οι τιμές τους ανέρχονται σε ~600 km/sec, δεν θα το κατορθώσουμε για τον απλό λόγο ότι αντιστοιχούν σε μεταθέσεις Doppler της τάξης των 10 Å που, με τη διασπορά των 7.5 mm/Å, δίνουν μετάθεση 7.5 cm πάνω στο εστιακό επίπεδο. Η μετάθεση αυτή είναι πολύ μεγάλη σε σύγκριση με τις διαστάσεις των συστημάτων καταγραφής. Αφήνουμε στον αναγνώστη τον υπολογισμό ενός φασματογράφου κατάλληλου γι' αυτή την παρατήρηση.

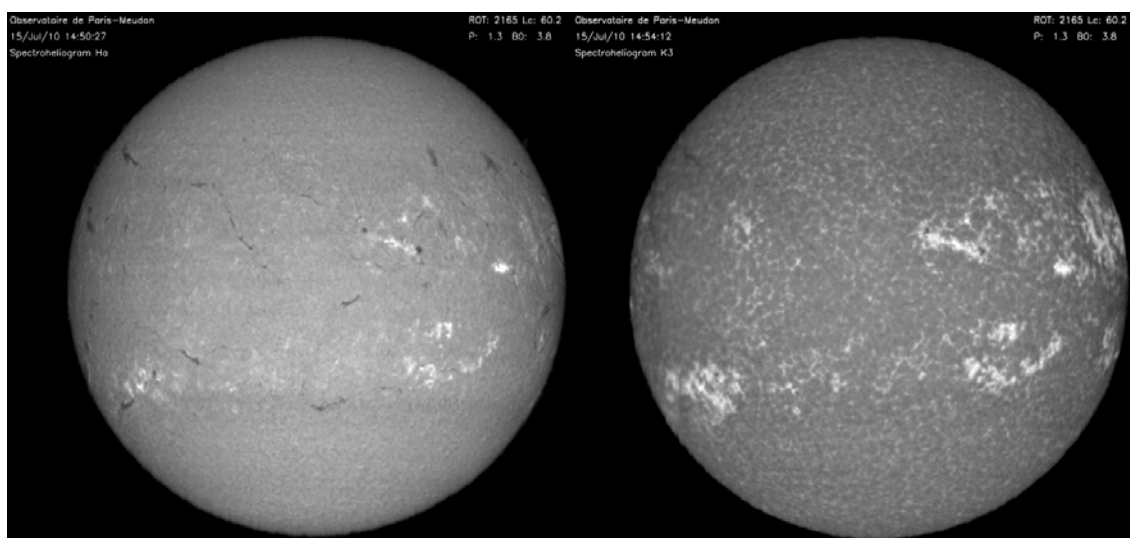
### A'.5.3 Φασματοηλιογράφοι

Σε κάποιες περιπτώσεις χρειαζόμαστε να σχηματίσουμε εικόνα χρησιμοποιώντας μια πολύ στενή περιοχή μήκους κύματος (*μονοχρωματική εικόνα*). Χαρακτηριστικό παράδειγμα είναι η παρατήρηση της χρωμόσφαιρας, η οποία δεν εκπέμπει ακτινοβολία στο συνεχές φάσμα αλλά εκπέμπει σε ορισμένες φασματικές γραμμές που έχουν εύρος της τάξης του 1 Å.

Όπως είδαμε παραπάνω ο φασματογράφος, σε κάθε μήκος κύματος, δίνει την εικόνα της στενής ζώνης του ηλιακού ειδώλου που προσπίπτει στη σχισμή του. Τοποθετώντας στο εστιακό του επίπεδο μια δεύτερη σχισμή (*σχισμή εξόδου*) μπορούμε να απομονώσουμε και να φωτογραφήσουμε μόνο τη φασματική γραμμή που μας ενδιαφέρει. Για να πάρουμε εικόνα μιας εκτεταμένης περιοχής μετακινούμε το ηλιακό είδωλο ως προς τη σχισμή του φασματογράφου, οπότε η σχισμή σαρώνει το ηλιακό είδωλο. Ταυτόχρονα η φωτογραφική πλάκα μετακινείται πίσω από τη σχισμή εξόδου του φασματογράφου και καταγράφει τη μονοχρωματική εικόνα του Ήλιου στο μήκος κύματος που έχουμε επιλέξει. Η διάταξη αυτή λέγεται *φασματοηλιογράφος* και οι εικόνες που παράγει *φασματοηλιογραφήματα*: παραδείγματα φασματοηλιογραφημάτων δίνονται στο Σχήμα A.8.

Σε σχέση με τα μονοχρωματικά φίλτρα (βλ. παρακάτω) οι φασματοηλιογράφοι πλεονεκτούν στο ότι έχουν τη δυνατότητα να δώσουν εικόνα του Ήλιου σε οποιοδήποτε μήκος κύματος, ακόμα και σε μια στενή περιοχή μιας φασματικής γραμμής, με κατάλληλη επιλογή της θέσης και του εύρους της σχισμής εξόδου. Με τον τρόπο αυτό μπορούμε, π.χ, να πάρουμε εικόνες σε διάφορα ύψη μέσα στη χρωμόσφαιρα. Μειονέκτημά τους είναι η σχετική κίνηση του ειδώλου ως προς την σχισμή του φασματογράφου που επηρεάζει αρνητικά το διακριτικό όριο της εικόνας και επί πλέον το ότι η εικόνα δεν σχηματίζεται στιγμιαία.





Σχήμα Α'.8: Φασματοηλιογραφήματα στις χρωμοσφαιρικές γραμμές Ηα και Κ (Αστεροσκοπείο Meudon).

Σημειώνουμε ότι, με την δυνατότητα ψηφιακής καταγραφής της εικόνας που έχουμε σήμερα, μπορούμε να πάρουμε εύκολα φασματοηλιογραφήματα από μια χρονική σειρά φασμάτων, μετακινώντας τη σχισμή του φασματογράφου. Στην περίπτωση αυτή δεν περιοριζόμαστε σε ένα μήκος κύματος, αλλά μπορούμε να φτιάξουμε φασματοηλιογραφήματα σε όλη την περιοχή που καλύπτουν τα φάσματά μας.

#### Α'.5.4 Το διπλοθλαστικό φίλτρο Lyot

Ένας άλλος τρόπος να πάρουμε διδιάστατες μονοχρωματικές εικόνες του ήλιου είναι με τη χρήση του φίλτρου Lyot. Το φίλτρο Lyot στηρίζεται στις διπλοθλαστικές και πολωτικές ιδιότητες ορισμένων υλικών. Κάθε στοιχείο του (Σχήμα Α.9) αποτελείται από ένα πλακίδιο διπλοθλαστικού κρυστάλλου που βρίσκεται ανάμεσα σε δύο πολωτικά πλακίδια Π<sub>1</sub> και Π<sub>2</sub> με παράλληλες διευθύνσεις πόλωσης.

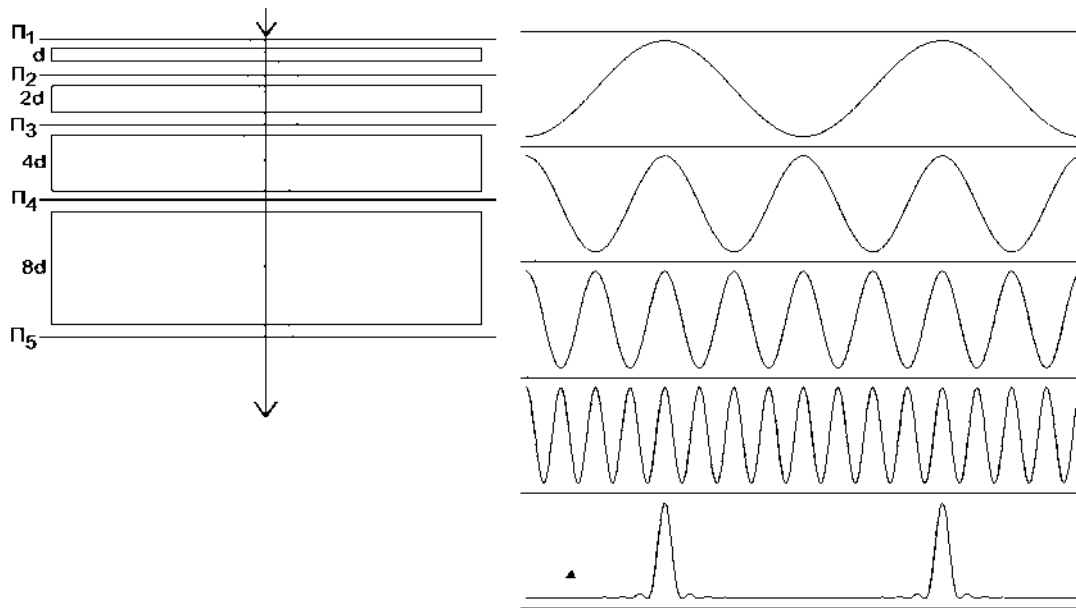
Όταν η ακτινοβολία περάσει από το πρώτο πλακίδιο (Π<sub>1</sub>) θα είναι γραμμικά πολωμένη και επομένως μέσα στον διπλοθλαστικό κρύσταλλο θα χωριστεί σε δύο συνιστώσες, την τακτική και την έκτακτη. Ο οπτικός άξονας του κρυστάλλου σχηματίζει γωνία 45° με τη διεύθυνση πόλωσης των πλακιδίων και έτσι οι δύο συνιστώσες έχουν την ίδια ένταση. Οι δύο ακτίνες διαδίδονται με διαφορετική ταχύτητα μέσα στον κρύσταλλο και έτσι, στην έξοδό τους θα έχουν σχετική καθυστέρηση, σε μήκη κύματος:

$$k = \frac{d}{\lambda}(n_e - n_o) \tag{Α'.16}$$

όπου  $d$  είναι το πάχος του κρυστάλλου,  $n_e$  και  $n_o$  είναι οι δείκτες διάθλασης της έκτακτης και της τακτικής ακτινοβολίας αντίστοιχα. Στην καθυστέρηση αυτή αντιστοιχεί διαφορά φάσης  $\Delta\varphi = 2\pi k$ . Στα μήκη κύματος για τα οποία το  $k$  είναι ακέραιο, η διαφορά φάσης είναι πολλαπλάσια του  $2\pi$  και το φως βγαίνει γραμμικά πολωμένο στο αρχικό επίπεδο πόλωσης. Επομένως διέρχεται από το δεύτερο πολωτικό πλακίδιο. Για τα άλλα μήκη κύματος το φως είναι κυκλικά ή ελλειπτικά πολωμένο και εμποδίζεται από το πολωτικό πλακίδιο Π<sub>2</sub>. Έτσι η μεταβολή της διαφάνειας του στοιχείου με το μήκος κύματος έχει σχεδόν ημιτονοειδή μορφή, με μέγιστα που αντιστοιχούν σε διαδοχικές ακέραιες τιμές του  $k$  και απέχουν μεταξύ τους περίπου κατά:

$$\delta\lambda = \frac{\lambda}{k} \tag{Α'.17}$$

Στα φίλτρα Lyot χρησιμοποιείται μια σειρά από τέτοια στοιχεία, το ένα μετά το άλλο, το καθένα με πλακίδιο διπλάσιου πάχους από το προηγούμενο. Στο Σχήμα Α.9 δίνεται και η μορφή που παρουσιάζει η



Σχήμα Α'.9: Οπτική διάταξη και απόκριση φίλτρου Lyot με 4 στοιχεία.

διαφάνεια κάθε στοιχείου. Η τελική διαφάνεια παρουσιάζει μέγιστα των οποίων η απόσταση καθορίζεται από το πάχος του λεπτότερου διπλοθλαστικού πλακιδίου, σύμφωνα με τις σχέσεις (A.16)–(A.17), ενώ το εύρος τους καθορίζεται από το πάχος του παχύτερου διπλοθλαστικού πλακιδίου. Συνήθως η απόσταση των μεγίστων είναι μεταξύ  $100 \text{ \AA}$  και  $500 \text{ \AA}$ , ενώ το εύρος τους μπορεί να γίνει  $0.125 \text{ \AA}$ . Είναι φανερό ότι από όλα τα μέγιστα μας ενδιαφέρει μόνον ένα. Τα υπόλοιπα αποκόπτονται με συνήθη φίλτρα ευρείας ζώνης διέλευσης. Στην κλασική του μορφή το φίλτρο Lyot λειτουργεί σε ένα μήκος κύματος, με περιορισμένη δυνατότητα μετάθεσης του μήκους κύματος που πετυχαίνεται με περιστροφή του πολωτή του πρώτου στοιχείου. Εν τούτοις έχουν κατασκευαστεί διπλοθλαστικά φίλτρα που, με κατάλληλη περιστροφή όλων των πολωτών και όλων των πλακιδίων, μπορούν να λειτουργήσουν σε μεγάλη φασματική περιοχή (π.χ. από  $4500$  μέχρι  $6700 \text{ \AA}$ ).

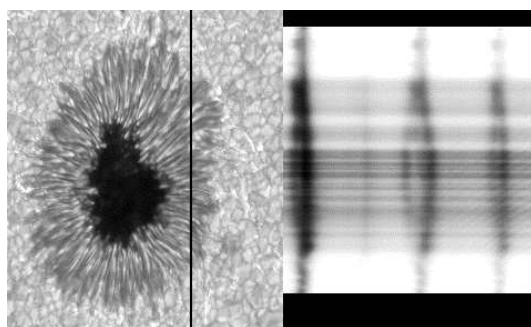
Το φίλτρο Lyot πλεονεκτεί του φασματοηλιογράφου κατά το ότι η αποτύπωση της εικόνας είναι στιγμιαία και κατά το ότι είναι πολύ λιγότερο ογκώδες, πράγμα που επιτρέπει την εγκατάστασή του σε σχετικά μικρά τηλεσκόπια. Εικόνες από φίλτρα Lyot έχουμε δώσει στα Σχήματα 8.6, 8.7, 8.26, 8.30, 8.31 και 9.3.

### Α'.5.5 Μετρήσεις μαγνητικού πεδίου

Η ύπαρξη μαγνητικού πεδίου στο ήλιο είναι γνωστή από το 1912, όταν ο Hale μέτρησε εντάσεις  $2000 \text{ Gauss}$  στη σκιά ηλιακών κηλίδων. Από όλους τους τρόπους που το μαγνητικό πεδίο αφήνει το αποτύπωμά του στην ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία, ο πιο προσιτός είναι το φαινόμενο Zeeman: Κάτω από την επίδραση του μαγνητικού πεδίου οι δέσμιες ενεργειακές στάθμες των ηλεκτρονίων διαχωρίζονται σε συνιστώσες με διαφορετική ενέργεια. Στην πιο απλή περίπτωση, η γραμμή χωρίζεται σε τρεις συνιστώσες. Η κεντρική συνιστώσα (συνιστώσα  $\pi$ ) δεν παρουσιάζει μετάθεση, ενώ οι άλλες δύο (συνιστώσες  $\sigma$ ) μετατίθενται κατά  $\pm \Delta\lambda$  ως προς το μήκος κύματος που έχει η γραμμή όταν δεν επιδρά το μαγνητικό πεδίο. Η μετάθεση είναι ανάλογη προς την ένταση του πεδίου:

$$\Delta\lambda = 4.67 \cdot 10^{-13} g \lambda^2 B \quad (\text{A'.18})$$

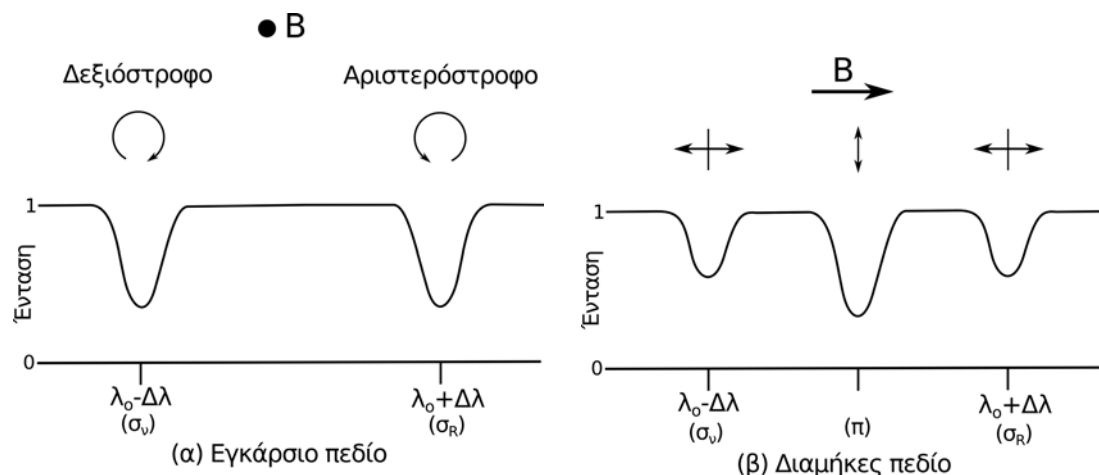
Στην παραπάνω σχέση το μαγνητικό πεδίο,  $B$ , μετριέται σε Gauss, το μήκος κύματος σε  $\text{\AA}$ , ενώ  $g$  είναι ο παράγοντας Landé που εξαρτάται από τους χβαντικούς αριθμούς των σταθμών ανάμεσα στις οποίες



**Σχήμα Α'.10:** Φωτογραφία κηλίδας και φάσμα κατά μήκος της σχισμής που διασχίζει την παρασκιά. Ο διαχωρισμός Zeeman μεγαλώνει καθώς αυξάνει το μαγνητικό πεδίο από τα όρια προς το εσωτερικό της παρασκιάς (από National Solar Observatory).

γίνεται η μετάπτωση. Από την παραπάνω έκφραση βρίσκουμε ότι για τη γραμμή του Fe I στα 5250 Å, που έχει  $g = 3$ , η απόσταση των δύο συνιστωσών  $\sigma$  για μαγνητικό πεδίο 2000 G είναι 0.15 Å. Ένας τέτοιος διαχωρισμός είναι μεγαλύτερος από το εύρος της γραμμής και φαίνεται εύκολα με το μάτι στο φάσμα της κηλίδας, όπως δείχνει το Σχήμα Α.10.

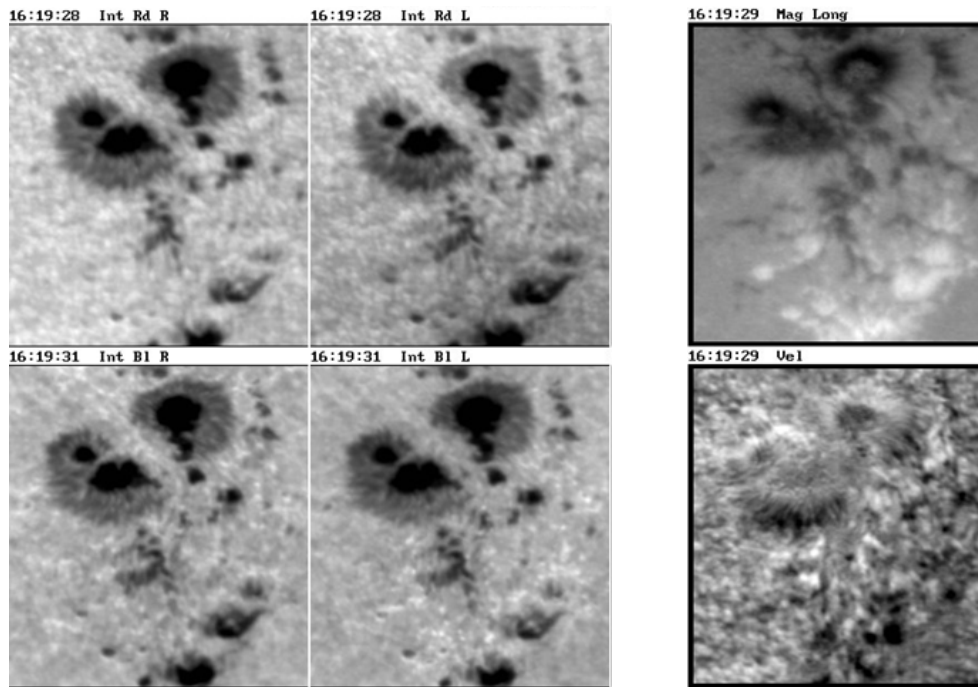
Έξω από τις κηλίδες το μαγνητικό πεδίο είναι μικρό και ο διαχωρισμός Zeeman είναι μικρότερος από το εύρος της γραμμής. Στην περίπτωση αυτή αξιοποιούμε την πόλωση που προκαλεί το πεδίο στην ακτινοβολία. Η πόλωση εξαρτάται από τον προσανατολισμό του μαγνητικού πεδίου ως προς τη διεύθυνση παρατήρησης: Όταν το μαγνητικό πεδίο είναι παράλληλο στη διεύθυνση παρατήρησης η συνιστώσα  $\pi$  δεν εμφανίζεται και οι δύο συνιστώσες  $\sigma$  είναι κυκλικά πολωμένες, η μια δεξιόστροφα και η άλλη αριστερόστροφα (Σχήμα



**Σχήμα Α'.11:** Διαχωρισμός φασματικής γραμμής σε συνιστώσες Zeeman.

Α.11). Στην περίπτωση που το μαγνητικό πεδίο είναι κάθετο στη διεύθυνση παρατήρησης η συνιστώσα  $\pi$  είναι γραμμικά πολωμένη κάθετα στο πεδίο και οι συνιστώσες  $\sigma$  είναι γραμμικά πολωμένες παράλληλα στο πεδίο. Προφανώς, για τυχαίο προσανατολισμό του πεδίου, οι συνιστώσες  $\sigma$  θα είναι ελλειπτικά πολωμένες, αλλά και πάλι η κυκλική πόλωση θα μας δώσει τη συνιστώσα κατά μήκος της διεύθυνσης παρατήρησης (διαμήκης συνιστώσα, *longitudinal component*) η και η γραμμική πόλωση τη συνιστώσα κάθετα στη διεύθυνση παρατήρησης (εγκάρσια συνιστώσα, *transverse component*).

Θα πρέπει να επισημάνουμε ότι οι μετρήσεις της γραμμικής πόλωσης είναι ιδιαίτερα δύσκολες, λόγω της παράσιτης πόλωσης που εισάγει το οπτικό σύστημα και ιδιαίτερα τα κάτοπτρα. Έτσι οι περισσότερες μετρήσεις αναφέρονται στη διαμήκη συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου, η οποία είναι και η πιο σημαντική γιατί

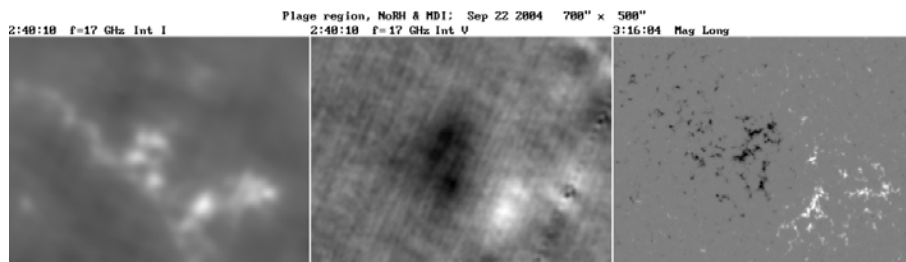


**Σχήμα Α'.12:** Αριστερά: Φωτογραφίες κέντρου δράσης σε δύο θέσεις εκατέρωθεν του κέντρου μαγνητικά ευαίσθητης φασματικής γραμμής (*Rd* και *B1* για την κόκκινη και την μπλε πτέρυγα αντίστοιχα) και στις δύο κυκλικές πολώσεις (*R* και *L* για την δεξιόστροφη και την αριστερόστροφη αντίστοιχα). Δεξιά: Το διάμηκες μαγνητικό πεδίο (επάνω) και η μετάθεση Doppler (κάτω) που προκύπτει από την αφαίρεση των εικόνων. Από δεδομένα των *Dara et al.*, 1997.

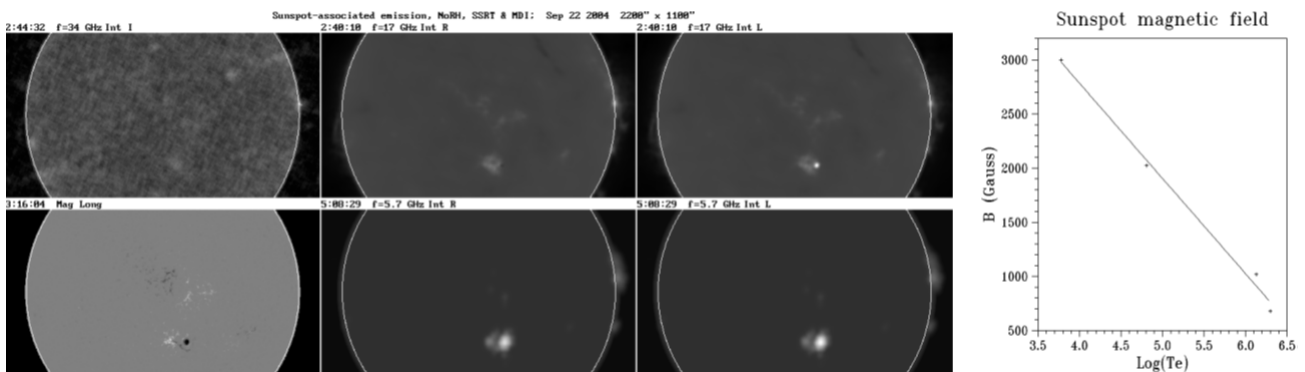
το πεδίο στις περισσότερες περιοχές του ήλιου σχηματίζει μικρή γωνία με στην ακτινική διεύθυνση, οπότε όταν δεν είμαστε μακριά από το κέντρο του δίσκου η διαμήκης συνιστώσα επικρατεί. Υπάρχουν, πάντως όργανα που μετρούν και τη γραμμική πόλωση και, από αυτή τις εγκάρσιες συνιστώσες του μαγνητικού πεδίου. Τέτοια όργανα ονομάζονται ανυσματικοί μαγνητογράφοι, για προφανείς λόγους.

Η πλήρης ανάλυση του μαγνητικού πεδίου απαιτεί μέτρηση της πόλωσης όλου του προφίλ της μαγνητικά ευαίσθητης γραμμής: μια τέτοια ανάλυση μπορεί να δώσει και τη μεταβολή του μαγνητικού πεδίου με το οπτικό βάθος, αφού κάθε σημείο της γραμμής σχηματίζεται σε διαφορετικό οπτικό βάθος. Η διαδικασία αυτή είναι χρονοβόρα και δεν μπορεί να γίνει για μια εκτεταμένη περιοχή, έτσι συχνά περιοριζόμαστε στη μέτρηση της κυκλικής πόλωσης σε ένα σημείο στην πτέρυγα της γραμμής, κοντά στο σημείο καμπής όπου το προφίλ μπορεί να προσεγγιστεί με ευθεία. Τότε η ένταση του διαμήκους μαγνητικού πεδίου είναι ανάλογη με το βαθμό της κυκλικής πόλωσης, αρκεί το μαγνητικό πεδίο να μην είναι πολύ μεγάλο ώστε να βγαίνουμε έξω από τα όρια της γραμμικότητας. Τέτοιες μετρήσεις μπορούν να γίνουν σχετικά γρήγορα σε όλο τον ηλιακό δίσκο και να δώσουν ακρίβεια λίγων Gauss και από τέτοιες μετρήσεις προέρχονται τα μαγνητογραφήματα που δόσαμε στο πέμπτο κεφάλαιο (Σχήμα 5.1) και αλλού. Αν, μάλιστα, κάνουμε τη μέτρηση σε δύο θέσεις του προφίλ εκατέρωθεν του κέντρου της γραμμής παίρνουμε, μαζί με το μαγνητικό πεδίο, και την μετάθεση Doppler, το πρώτο από την κυκλική πόλωση και το δεύτερο από τη διαφορά έντασης στην κόκκινη και μπλε πτέρυγα (Σχήμα Α.12).

Μετρήσεις μαγνητικού πεδίου με βάση το διαχωρισμό Zeeman μπορούν πρακτικά να γίνουν μόνο στη φωτόσφαιρα. Πληροφορίες για το μαγνητικό πεδίο στη μεταβατική περιοχή χρωμόσφαιρας-στέμματος και το στέμμα μπορούμε να πάρουμε από την πόλωση της συνεχούς εκπομπής τους στα ραδιοκύματα. Η πόλωση οφείλεται στην ύπαρξη δύο ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων μέσα στο μαγνητισμένο πλάσμα, του ταχτικού και του έκταχτου, με διαφορετικό δείκτη διάθλασης, διαφορετικό συντελεστή απορρόφησης και διαφορετική πόλωση (εδάφιο 7.6). Όταν επικρατεί ο μηχανισμός ελεύθερης-ελεύθερης εκπομπής (*bremsstrahlung*), η



**Σχήμα Α'.13:** Ολική ένταση (αριστερά) και κυκλική πόλωση (στη μέση) μιας μαγνητικής περιοχής από παρατηρήσεις του ραδιοηλιογράφου της Nobeyama. Δεξιά το αντίστοιχο φωτοσφαιρικό μαγνητογράφημα.



**Σχήμα Α'.14:** Αριστερά επάνω: Παρατηρήσεις από το ραδιοηλιογράφο της Nobeyama στα 34 MHz, ολική ένταση και στα 17 MHz τακτική και έκτακτη ακτινοβολία. Αριστερά κάτω: Φωτοσφαιρικό μαγνητογράφημα και παρατηρήσεις στα 5.7 MHz, τακτική και έκτακτη ακτινοβολία, από το Σιβηριανό Ηλιακό Ραδιοτηλεσκόπιο. Δεξιά: Η ένταση του μαγνητικού πεδίου πάνω από την κηλίδα συναρτίζεται της θερμοκρασίας.

τιμή του συντελεστή απορρόφησης για την έκτακτη ακτινοβολία είναι λίγο μεγαλύτερη από την τιμή που έχει για την τακτική (σχέση 7.66), πράγμα που προκαλεί κυκλική πόλωση της ακτινοβολίας ανάλογη προς την ένταση του μαγνητικού πεδίου (Σχήμα Α.13).

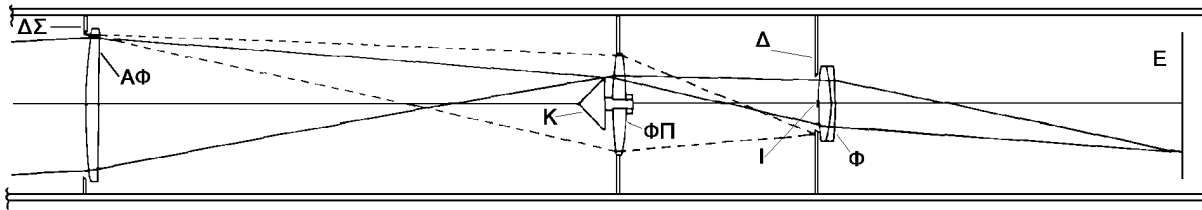
Το μαγνητικό πεδίο μπορεί επίσης να μετρηθεί πάνω από κηλίδες που εκπέμπουν με το γυρομαγνητικό μηχανισμό (εδάφια 2.3.4 και 8.11.2). Ένα παράδειγμα δίνεται στο Σχήμα Α.14: σε κάθε μήκος κύματος η έκτακτη ακτινοβολία προέρχεται από την τρίτη αρμονική της γυροσυχνότητας και η τακτική στη δεύτερη, οι οποίες αντιστοιχούν σε μια συγκεκριμένη τιμή του μαγνητικού πεδίου μέσω της σχέσης (2.73):

$$\omega = s\omega_H, \quad \omega_H = \frac{eB}{m_e c}$$

όπου  $s$  ο αριθμός της αρμονικής. Κατά συνέπεια η τιμή αυτή του μαγνητικού πεδίου μπορεί να αντιστοιχηθεί στην παρατηρούμενη θερμοκρασία λαμπρότητας που, με τη σειρά της, είναι ίση με τη τοπική θερμοκρασία του πλάσματος και να μας δώσει το μαγνητικό πεδίο συναρτήσει της θερμοκρασίας (δεξιό διάγραμμα στο Σχήμα Α.14). Αυτή η πληροφορία είναι εξαιρετικά χρήσιμη και, μέσω της σχέσης θερμοκρασίας-ύψους μπορεί να μας δώσει και το μαγνητικό πεδίο συναρτήσει του ύψους.

### Α'.5.6 Στεμματογράφοι

Στο ορατό μέρος του φάσματος το ηλιακό στέμμα φαίνεται μόνο στη διάρκεια ολικών ηλιακών εκλείψεων. Αυτό οφείλεται στη διάχυση της φωτοσφαιρικής ακτινοβολίας από τα μόρια της γήινης ατμόσφαιρας. Η λαμπρότητα της συνεχούς ακτινοβολίας του στέμματος είναι περίπου το ένα εκατομμυριοστό της λαμπρότητας του Ήλιου, ενώ η λαμπρότητα του ουρανού είναι κάπου 1000 φορές μεγαλύτερη. Είναι φανερό



**Σχήμα Α'.15:** Οπτική διάταξη στεμματογράφου. Οι πλήρεις γραμμές δείχνουν την πορεία των ηλιακών ακτίνων και οι διακεκομμένες την πορεία των ακτίνων που ανακλώνται στο δακτύλιο στήριξης ΔΣ.

λοιπόν ότι η παρατήρηση του στέμματος εκτός εκλείψεων απαιτεί όσο το δυνατό μεγαλύτερη μείωση του διαχύτου φωτός του ουρανού αλλά και δραστικό περιορισμό του παρασίτου φωτός μέσα στο ίδιο το όργανο παρατήρησης.

Περιορισμό του διαχύτου φωτός του ουρανού μπορούμε να επιτύχουμε με την εγκατάσταση του οργάνου σε μεγάλο υψόμετρο, οπότε η ατμοσφαιρική διάχυση γίνεται κατά 10 έως 100 φορές μικρότερη. Παραμένουν όμως οι διαθλάσεις και περιθλάσεις μέσα στο ίδιο το όργανο. Το παράσιτο αυτό φως μπορεί να οφείλεται:

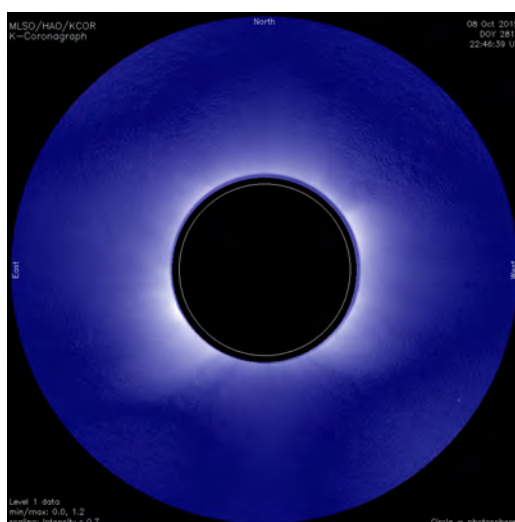
- α. Στην παρουσία τυχαίων χαραγών και φυσαλίδων μέσα και πάνω στο γυαλί του αντικειμενικού φακού.
- β. Σε ανάκλαση του φωτός από τον δακτύλιο στήριξης του αντικειμενικού φακού.
- γ. Σε πολλαπλές ανακλάσεις του φωτός στις επιφάνειες του αντικειμενικού φακού.

Η λύση δόθηκε τη δεκαετία του 30 από τον Γάλλο αστρονόμο B. Lyot με την κατασκευή του στεμματογράφου, η διάταξή του οποίου δίνεται στο Σχήμα Α.15. Ο αντικειμενικός φακός, ΑΦ, αποτελείται από ένα και μόνο στοιχείο. Δεν χρησιμοποιείται δεύτερο στοιχείο για να αποφευχθούν οι ανακλάσεις στις επιπλέον οπτικές επιφάνειες και η διάχυση μέσα στο ίδιο το στοιχείο. Ο φακός αυτός κατασκευάζεται από στεφανύαλο και όχι από πυριτύαλο που διαχέει πιο πολύ το φως. Κατασκευάζεται με ιδιαίτερη φροντίδα ώστε να είναι ομοιόμορφα διαφανής, απόλυτα ομογενής (χωρίς φυσαλίδες) και με απόλυτα λείες επιφάνειες. Τέλος, μετά από ιδιαίτερη φροντίδα, ο φακός αυτός είναι απαλλαγμένος από στατικά φορτία και σκόνη.

Με τη βοήθεια αδιαφανούς δίσκου, ελάχιστα μεγαλύτερου από το ηλιακό είδωλο, τοποθετημένου στην κύρια εστία του τηλεσκοπίου δημιουργούνται συνθήκες τεχνητής έκλειψης. Ο Lyot αντί για δίσκο χρησιμοποίησε τον κώνο Κ έτσι ώστε το φως της φωτόσφαιρας, που κόβεται με τον τρόπο αυτό, να ανακλάται έξω από την πορεία των ακτίνων στον στεμματογράφο.

Ακριβώς πίσω από τον κώνο Κ τοποθετείται ένας φακός πεδίου, ΦΠ, ο οποίος σχηματίζει το είδωλο του αντικειμενικού φακού ΑΦ πάνω στο διάφραγμα Δ. Αν στη θέση του Δ τοποθετήσουμε μια οθόνη θα δούμε περιμετρικά μια φωτεινή άλω και στο κέντρο μια φωτεινή κηλίδα. Η άλως οφείλεται στην ανάκλαση του φωτός από το δακτύλιο στήριξης, ΔΣ, του αντικειμενικού φακού, ενώ η φωτεινή κηλίδα οφείλεται στις πολλαπλές ανακλάσεις της ηλιακής ακτινοβολίας από τις επιφάνειες του αντικειμενικού φακού. Το διάφραγμα κόβει την άλω, ενώ η φωτεινή κηλίδα κόβεται από έναν αδιαφανή δίσκο, Ι, με ανάλογη διάμετρο. Αυτό που απομένει είναι η ακτινοβολία του στέμματος απαλλαγμένη από το παράσιτο φως που οφείλεται σε πιθανές ατέλειες του φακού και στην ύπαρξη σκόνης. Η τελική εικόνα του στέμματος σχηματίζεται από το φακό Φ, πάνω στον οποίο είναι στηριγμένος ο δίσκος που κόβει τη φωτεινή κηλίδα που αναφέραμε πιο πάνω.

Το πόσο αποτελεσματικός μπορεί να είναι ένας στεμματογράφος φαίνεται από την ποιότητα της εικόνας της πολωμένης ακτινοβολίας του στέμματος Κ του Σχήματος Α.16, από το στεμματογράφο του αστρονομικού Μαυνα Λοα στη Χαβάη (βλ. επίσης Σχήμα 3.12 και την εικόνα του στέμματος στην υπέρυθρη γραμμή, Σχήμα 3.15), ενώ η **ταινία Α.1** δείχνει μια CME από παρατηρήσεις του ίδιου στεμματογράφου.



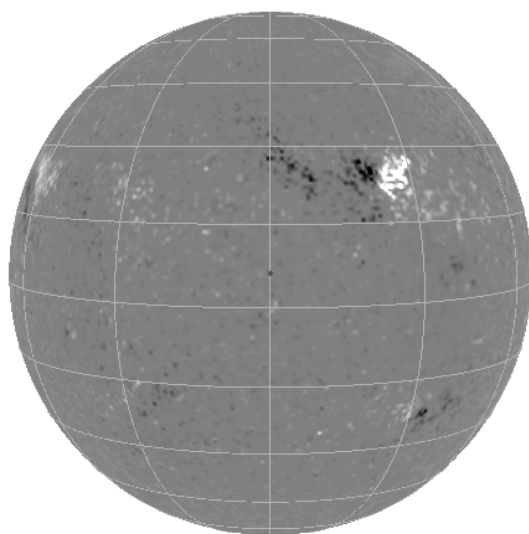
**Σχήμα Α'.16:** Εικόνα του στέμματος  $K$  από το στεμματογράφο του αστεροσκοπείου *Mauna Loa* στη Χαβάη.

Βεβαίως, ένας στεμματογράφος δεν μπορεί να φτάσει την ποιότητα μιας ολικής έκλειψης, ως προς τη διακριτική ικανότητα και την απόσταση κοντά στη φωτόσφαιρα που μπορεί να παρατηρήσει το στέμμα. Από το διάστημα τα πράγματα είναι πιά απλά αφού δεν έχουμε το πρόβλημα της ατμόσφαιρας και ο δίσκος που αποκόπτει τη φωτοσφαιρική ακτινοβολία μπορεί να τοποθετηθεί και μπροστά από το άνοιγμα του τηλεσκοπίου. Εικόνες από διαστημικούς στεμματογράφους έχουμε δώσει στα σχήματα 9.9 - 9.13.

### Α'.5.7 Ηλιογραφικές συντεταγμένες

Για τον προσδιορισμό της θέσης ενός σημείου στην επιφάνεια του ήλιου χρησιμοποιούμε το ηλιογραφικό μήκος και το ηλιογραφικό πλάτος, που ονομάζονται *ηλιογραφικές συντεταγμένες*. Το πλάτος μετράται από τον ηλιακό ισημερινό και το μήκος από τον ηλιακό μεσημβρινό που περνά από το κέντρο του δίσκου (Σχήμα Α.17). Από την άλλη μεριά, αυτό που μετράμε άμεσα σε μια εικόνα του ήλιου είναι η απόσταση του σημείου που μας ενδιαφέρει από το κέντρο του δίσκου σε δευτερόλεπτα τόξου, σε άξονες που είναι στη διεύθυνση του ουράνιου Βορρά-Νότου και Ανατολής-Δύσης (συντεταγμένες στο επίπεδο του ουρανού). Για να μετατρέψουμε αυτές τις συντεταγμένες σε ηλιογραφικές χρειάζεται:

- Να θεωρήσουμε ένα καρτεσιανό σύστημα συντεταγμένων με κέντρο το κέντρο του ήλιου, άξονα  $x$  στη διεύθυνση της ουράνιας Δύσης,  $y$  στη διεύθυνση του ουράνιου Βορρά. Προφανώς το επίπεδο  $x, y$  συμπίπτει με το επίπεδο του ουρανού και ο άξονας  $z$  είναι στη διεύθυνση του παρατηρητή.
- Να στρίψουμε το σύστημα αυτό γύρω από τον άξονα  $z$  ώστε ο άξονας  $y$  να προσανατολιστεί στη διεύθυνση της προβολής του άξονα του ήλιου στο επίπεδο του ουρανού. Η γωνία της προβολής του άξονα του ήλιου ως προς τη διεύθυνση του ουράνιου Βορρά ονομάζεται  $P$  και κυμαίνεται μεταξύ  $\pm 23.44^\circ$  (αντιστοιχεί στην κλίση του άξονα της Γης ως προς την τροχιά της).
- Να στρίψουμε το νέο σύστημα συντεταγμένων  $(x', y', z')$  γύρω από τον άξονα  $y'$  ώστε ο άξονας  $x'$  να προσανατολιστεί στη διεύθυνση του άξονα του ήλιου. Η γωνία του άξονα του ήλιου ως προς το επίπεδο του ουρανού ονομάζεται  $B_0$  και κυμαίνεται μεταξύ  $\pm 7.25^\circ$  (αντιστοιχεί στην κλίση του ηλιακού ισημερινού ως προς την τροχιά της Γης).
- Να μετατρέψουμε τις καρτεσιανές συντεταγμένες σε σφαιρικές πάνω στον ήλιο.



**Σχήμα Α'.17:** Πλέγμα ηλιογραφικών συντεταγμένων πάνω σε μαγνητογράφημα. Οι κύκλοι του ηλιογραφικού πλάτους είναι ανά  $20^\circ$  και του ηλιογραφικού μήκους ανά  $30^\circ$ . Η κλίση του άξονα περιστροφής του ήλιου ως προς το επίπεδο του ουρανού είναι  $6^\circ$ .

Προφανώς, για να πάμε από ηλιογραφικές συντεταγμένες σε συντεταγμένες στο επίπεδο του ουρανού, ακολουθούμε την αντίστροφη διαδικασία. Σημειώνουμε ότι, λόγω της ηλιακής περιστροφής, το ηλιογραφικό μήκος ενός σχηματισμού (π.χ. μιας κηλίδας) μεταβάλλεται με το χρόνο. Επειδή στον ήλιο δεν υπάρχει κάποιο σταθερό σημείο για να χρησιμοποιηθεί ως σημείο αναφοράς για τη μέτρηση του ηλιογραφικού μήκους, συχνά χρησιμοποιούμε το ηλιογραφικό μήκος Carrington, που μετριέται ως προς τον ηλιακό κεντρικό μεσημβρινό της 9ης Νοεμβρίου 1853, υποθέτοντας ότι η συνοδική περίοδος του ήλιου είναι 27.2753 ημέρες (τιμή κοντά στη μέση συνοδική περίοδο, βλ. Πίνακα 1.1). Το μήκος Carrington παίρνει τιμές από 0 έως  $360^\circ$ , ενώ για κάθε χρονική στιγμή είναι γνωστό το μήκος Carrington του κέντρου του ηλιακού δίσκου, καθώς και ο αύξων αριθμός της περιστροφής Carrington: για παράδειγμα, η περιστροφή 2167 ήταν από τις 11 Αυγούστου μέχρι τις 7 Σεπτεμβρίου 2015.

## Α'.6 Οπτικά ηλιακά τηλεσκόπια

Χοντρικά μπορούμε να κατατάξουμε τα οπτικά ηλιακά τηλεσκόπια σε δύο κατηγορίες, με διαφορετικούς στόχους και διαφορετικά χαρακτηριστικά: (α) Μικρού, σχετικά, μεγέθους τηλεσκόπια που χρησιμοποιούνται για την παρακολούθηση της ηλιακής δραστηριότητας (τηλεσκόπια επισκόπησης, ή τηλεσκόπια ρουτίνας, partol telescopes) και (β) Μεγάλα τηλεσκόπια για μεγάλη χωρική και φασματική διακριτική ικανότητα. Στη συνέχεια θα περιγράψουμε και τις δύο κατηγορίες.

### Α'.6.1 Τηλεσκόπια επισκόπησης (partol)

Τα τηλεσκόπια κατηγορίας αυτής έχουν εστιακή απόσταση της τάξης των 2 m, αντικειμενικό φακό διαμέτρου της τάξης των 15-30 cm, ακολουθούν τον ήλιο με σύστημα οδήγησης και είναι εφοδιασμένα με φίλτρο Ηα ή και άλλα φίλτρα και όργανα. Ένα τέτοιο είχε κατασκευαστεί τα τέλη της δεκαετίας του 1960 στο Αστεροσκοπείο της Αθήνας υπό την επίβλεψη του αιμνήστου Κ. Μακρή και βρίσκεται σήμερα και λειτουργεί στο Δημοτικό Αστεροσκοπείο της Λάρισας (Σχήμα Α.18, αριστερά). Αποτελείται από τρία τηλεσκόπια σε κοινό στήριγμα, ένα για το ολικό φως, ένα για τη γραμμή Ηα και ένα για τη γραμμή Κ. Για να αποφευχθεί η ατμοσφαιρική διαταραχή το τηλεσκόπιο δεν έχει θόλο, αλλά κινητό σκέπαστρο. Παρόμοια





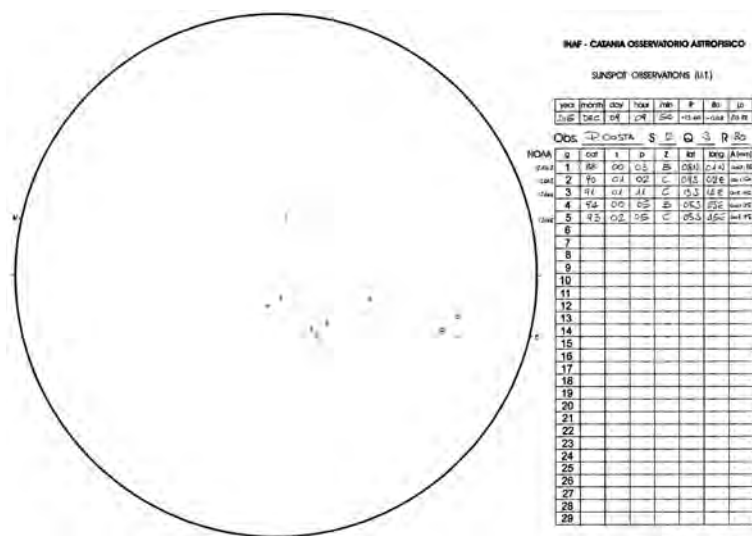
**Σχήμα Α'.18:** Ο τριπλός ηλιογράφος που βρίσκεται στο Δημοτικό Αστεροσκοπείο της Λάρισας (αριστερά) και το τηλεσκόπιο SOLIS (δεξιά).

τηλεσκόπια υπάρχουν σε πολλά αστεροσκοπεία.

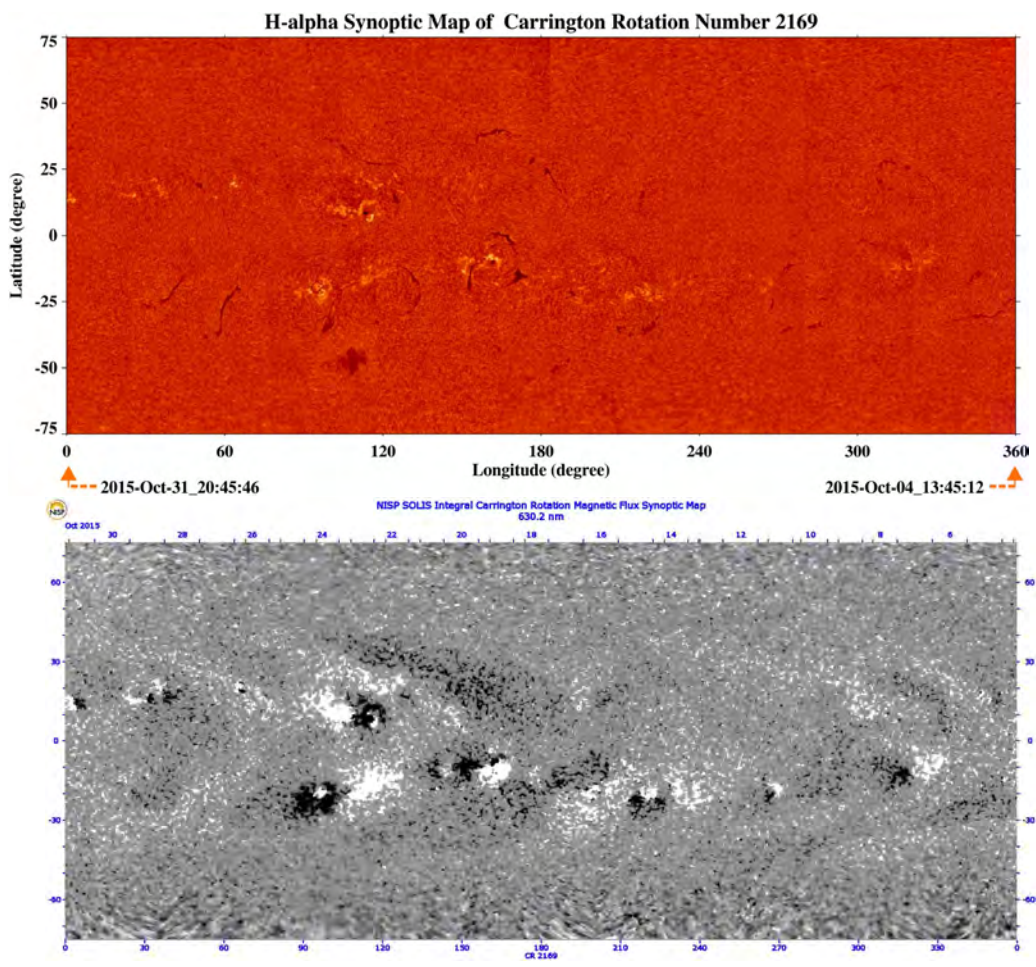
Υπάρχουν επίσης δίκτυα τηλεσκοπίων για τη συνεχή παρατήρηση του ήλιου. Αναφέρουμε το Global Oscillation Network Group (GONG), που διαθέτει 6 σταθμούς (Καλιφόρνια, Χιλή, Χαβάη, Αυστραλία, Ινδίες, Κανάρια νησιά). Είναι προσανατολισμένο στην ακριβή μέτρηση του φωτοσφαιρικού πεδίου ταχυτήτων για ηλιοσεισμολογικές εφαρμογές και του μαγνητικού πεδίου και, επιπλέον, παρατηρεί στο λευκό φως και τη γραμμή Ηα. Το GONG λειτουργεί στο πλαίσιο ενός ευρύτερου δικτύου, του NSO Integrated Synoptic Program (NISIP), το οποίο διευθύνεται από το National Solar Observatory (NSO) των ΗΠΑ και περιλαμβάνει και το σύστημα Synoptic Optical Long-term Investigations of the Sun (SOLIS), εγκατεστημένο προσωρινά στο Tucson της Arizona. Το SOLIS (Σχήμα Α.17, δεξιά) είναι εφοδιασμένο με ένα ανυσματικό φασματομαγνητογράφο ανοίγματος 50 cm (VSM), ένα τηλεσκόπιο 14 cm (FDP) για την Ηα, τη γραμμή K του ιονισμένου ασβεστίου και την υπέρυθη γραμμή του ουδετέρου ηλίου στα 10830 Å και ένα φασματόμετρο (ISS) για τη καταγραφή φασμάτων από όλο τον ηλιακό δίσκο σε συγκεκριμένες φασματικές περιοχές. Επίσης αναφέρουμε το δίκτυο Global High Resolution H-alpha Network που συγκροτείται από 9 αστεροσκοπεία σε ΗΠΑ (Καλιφόρνια και Χαβάη), Αυστρία, Ιταλία, Γαλλία, Κίνα και Βέλγιο, για συνεχή παρατήρηση στη γραμμή Ηα.

Συνεχείς παρατηρήσεις του ήλιου πραγματοποιούνται σε μια σειρά άλλα αστεροσκοπεία. Το ηλιακό αστεροσκοπείο της Mauna Loa στη Χαβάη, πέρα από τη συμμετοχή του στο GONG, παρέχει εικόνες στο συνεχές και στη γραμμή K με το όργανο Precision Solar Photometric Telescope (PSPT), διαθέτει στεμματογράφο συνεχούς (K-Cor) που παρατηρεί από 1.05 - 1.5  $R_{\odot}$  (Σχήμα Α.16), το τηλεσκόπιο Chromospheric Helium-I Imaging Photometer (CHIP) για την υπέρυθη γραμμή του ουδετέρου ηλίου, στεμματογράφο για παρατήρηση της γραμμικής και κυκλικής πόλωσης στις απαγορευμένες γραμμές του Fe (COronal Multi-channel Polarimeter, CoMP) (βλ. Σχήμα 3.15) και κατασκευάζει στεμματογράφο ανοίγματος 1.5 m (COSMO-LC). Καθημερινά φασματοηλιογραφήματα παρέχονται από το Αστεροσκοπείο της Meudon (βλ. Σχήμα Α.8) και εικόνες προεξοχών από το Αστεροσκοπείο του Pic du Midi-Pyrénées. Τέλος, το Αστεροσκοπείο Huairou, κοντά στο Πεκίνο, παρέχει εικόνες στην Ηα και μαγνητογραφήματα και το Αστεροσκοπείο Hida του Πανεπιστημίου του Kyoto εικόνες στο κέντρο και τος πτέρυγες της Ηα.

Σημειώνουμε ότι τα δεδομένα από τα περισσότερα ηλιακά τηλεσκόπια (οπτικά, ραδιοφωνικά, διαστημικά) είναι διαθέσιμα σε όλους. Μια χρήσιμη διεύθυνση για αναζήτηση είναι το Virtual Solar Observatory (<http://sdac.virtualsolar.org/cgi/search>).



Σχήμα Α'.19: Σκίτσο κηλίδων από το Αστεροσκοπείο της Catania. Δεξιά ο πίνακας με την ηλιογραφική θέση και τον αριθμό των κηλίδων κάθε ομάδας.



Σχήμα Α'.20: Συνοπτικοί χάρτες στην Ηα από το Global High Resolution H-alpha Network (επάνω) και του διαμήκους μαγνητικού πεδίου από το SOLIS-VSM (κάτω).

Ολοκληρώνοντας τη συζήτηση για αυτή την κατηγορία ηλιακών τηλεσκοπίων, θα αναφερθούμε στα σκίτσα των κηλίδων και στους συνοπτικούς χάρτες. Τα σκίτσα (Σχήμα Α.19) γίνονται με το χέρι, αφού προβληθεί η εικόνα της φωτόσφαιρας πάνω σε ένα πέτασμα. Είναι ο κλασικός τρόπος καταγραφής και μέτρησης των κηλίδων, μαζί και του αριθμού του Wolf που, παρά την ανάπτυξη της ψηφιακής τεχνολογίας, δεν έχει ξεπεραστεί.

Οι συνοπτικοί χάρτες καταγράφουν κηλίδες, νήματα ή και άλλες ηλιακές δομές συναρτήσει του ηλιογραφικού μήκους Carrington και του ηλιογραφικού πλάτους, για μια περιστροφή του ήλιου. Τις παλαιότερες εποχές σχεδιάζονταν και αυτοί με το χέρι, σήμερα όμως αυτό που καταγράφεται σε ψηφιακή μορφή είναι η τιμή κάποιου μεγέθους όπως η ένταση στη γραμμή Ηα (Σχήμα Α.20 επάνω) ή του διαμήκους μαγνητικού πεδίου (Σχήμα Α.20 κάτω) και πολλών άλλων. Η καταγραφή γίνεται με βάση μετρήσεις κοντά στον κεντρικό μεσημβρινό, έτσι που σε κάθε μήκος Carrington αποτυπώνεται και μια διαφορετική χρονική στιγμή.

Μολονότι οι συνοπτικοί χάρτες δεν δίνουν μια ταυτόχρονη εικόνα του ήλιου, είναι ιδιαίτερα χρήσιμοι για τη μελέτη της εξέλιξης σχηματισμών σε χρονική κλίμακα μιας ηλιακής περιστροφής και μεγαλύτερη, καθώς και για τη σύγκριση δομών σε διαφορετικά μήκη κύματος.

Πίνακας Α'.2: Οπτικά τηλεσκόπια μεγάλης διακριτικής ικανότητας

| Όνομα                             | Τοποθεσία                         | Διαμ. (cm)       | Εστία (m) | Έτος λειτουργίας |
|-----------------------------------|-----------------------------------|------------------|-----------|------------------|
| 150-Foot Solar Tower              | Mt. Wilson, California (ΗΠΑ)      | 30               | 45.6      | 1912             |
| McMath-Pierce Telescope           | Kitt Peak, Arizona (ΗΠΑ)          | 160              | 87.0      | 1962             |
| Tour Solaire                      | Meudon (Γαλλία)                   | 60               | 45        | 1968             |
| Dunn Solar Telescope (DST)        | Sacramento Peak, New Mexico (ΗΠΑ) | 76               | 54.9      | 1969             |
| Vacuum Tower Telescope (VTT)      | Tenerife, Κανάρια Νησιά (Ισπανία) | 70               | 46        | 1987             |
| THEMIS                            | Tenerife, Κανάρια Νησιά (Ισπανία) | 90               | 15        | 1996             |
| Swedish 1-m Solar Telescope (SST) | La Palma, Κανάρια Νησιά (Ισπανία) | 100              | 20.3      | 2002             |
| Dutch Open Telescope (DOT)        | La Palma, Κανάρια Νησιά (Ισπανία) | 45               | 19.75     | 1997             |
| New Solar Telescope (NST)         | Big Bear, California (ΗΠΑ)        | 160              | 83.2      | 2009             |
| GREGOR                            | Tenerife, Κανάρια Νησιά (Ισπανία) | 150              | 60        | 2010             |
| New Vacuum Solar Telescope (NVST) | Λίμνη Φουξιαν (ΝΔ Κίνα)           | 100              | 45        | 2010             |
| CLST <sup>1</sup>                 | Δυτική Κίνα                       | 180              | 96        | 2017             |
| DKIST <sup>2</sup>                | Haleakala, Hawai (ΗΠΑ)            | 424              |           | 2020             |
| EST <sup>3</sup>                  | Κανάρια Νησιά (Ισπανία)           | 400              |           | 2020             |
| GCST <sup>4</sup>                 | Δυτική Κίνα                       | 800 <sup>5</sup> |           | 2020             |

<sup>1</sup> Μεγάλο Κινεζικό Ηλιακό Τηλεσκόπιο

<sup>2</sup> Daniel K. Inouye Solar Telescope, πρώην Advanced Technology Solar Telescope, (ATST)

<sup>3</sup> European Solar Telescope

<sup>4</sup> Γιγαντιαίο Κινεζικό Ηλιακό Τηλεσκόπιο

<sup>5</sup> Σε μορφή δακτυλίου πλάτους 1 m

### Α'.6.2 Τηλεσκόπια μεγάλης διακριτικής ικανότητας

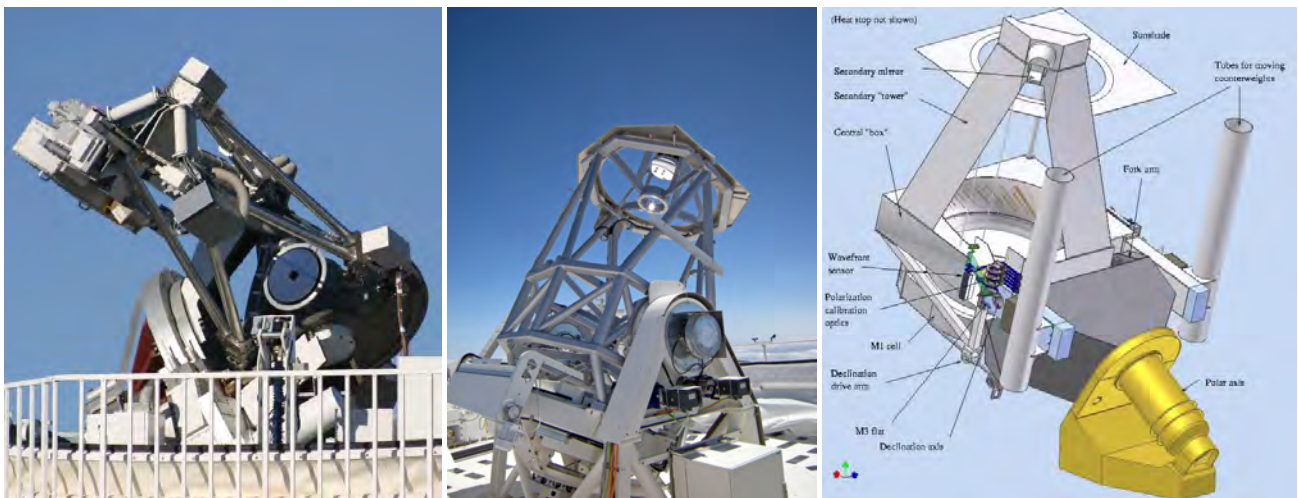
Σε αντίθεση με τα τηλεσκόπια για συνεχή παρακολούθηση του ήλιου, τα τηλεσκόπια μεγάλης διακριτικής ικανότητας έχουν εστιακή απόσταση της τάξης των 50 m, άνοιγμα της τάξης των δεκάδων cm και διαθέτουν φασματογράφους επίσης μεγάλης εστιακής απόστασης (Πίνακας Α.2, διευθύνσεις στο Παράρτημα Γ'.3). Η συγκέντρωση αρκετών από τα τηλεσκόπια αυτά στα Κανάρια Νησιά δεν είναι τυχαία, αλλά οφείλεται στις άριστες ατμοσφαιρικές συνθήκες που οδήγησαν στην κατασκευή δύο μεγάλων αστεροσκοπιών στην κορυφή Teide στην Tenerife και στο Roque de los Muchachos στη La Palma. Σε κάποιες άλλες περιπτώσεις (Αστεροσκοπεία Big Bear, Huairou, NVST) το τηλεσκόπιο εγκαθίσταται στη βόρεια όχθη μιας λίμνης· επειδή το νερό ζεσταίνεται πιο αργά από το έδαφος, δεν αναπτύσσονται έντονα ρεύματα μεταφοράς.

Στην κλασική κατασκευή, η μεγάλη εστιακή απόσταση επιτυγχάνεται με το πρωτεύον, οπότε το τηλεσκόπιο πρέπει να έχει το αντίστοιχο μήκος, είναι αναγκαστικά ακίνητο και τροφοδοτείται με φως από



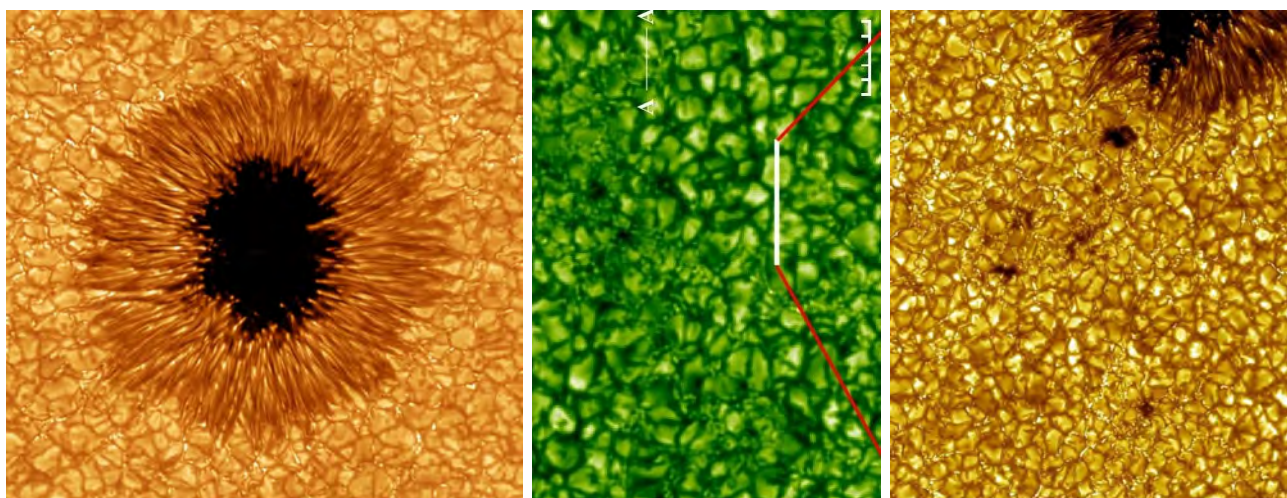
**Σχήμα Α'.21:** Ο ηλιακός πύργος των 150 ποδών στο Mt. Wilson, το τηλεσκόπιο Dunn στο Sacramento Peak και το τηλεσκόπιο McMath-Pierce στο Kitt Peak.

ηλιοστάτη. Αυτά τα τηλεσκόπια έχουν κάθετη διάταξη (διάταξη πύργου), ώστε το άνοιγμά τους να βρίσκεται αρκετά ψηλά και να αποφεύγεται η διαταραχή της ατμόσφαιρας κοντά στο έδαφος (Σχήμα Α.21). Τέτοια τηλεσκόπια είναι αυτά που περιέχονται στο πρώτο μέρος του πίνακα (Α.2). Για την αποφυγή ρευμάτων μεταφοράς μέσα στο σωλήνα δημιουργείται θετική θερμοβαθμίδα (ηλιακός πύργος Meudon) ή κενό αέρα (DST, VTT, SST, NVST), ενώ ο σωλήνας του THEMIS περιέχει ήλιο.



**Σχήμα Α'.22:** Τα ανοιχτά τηλεσκόπια DOT, GREGOR και NST (σχέδιο).

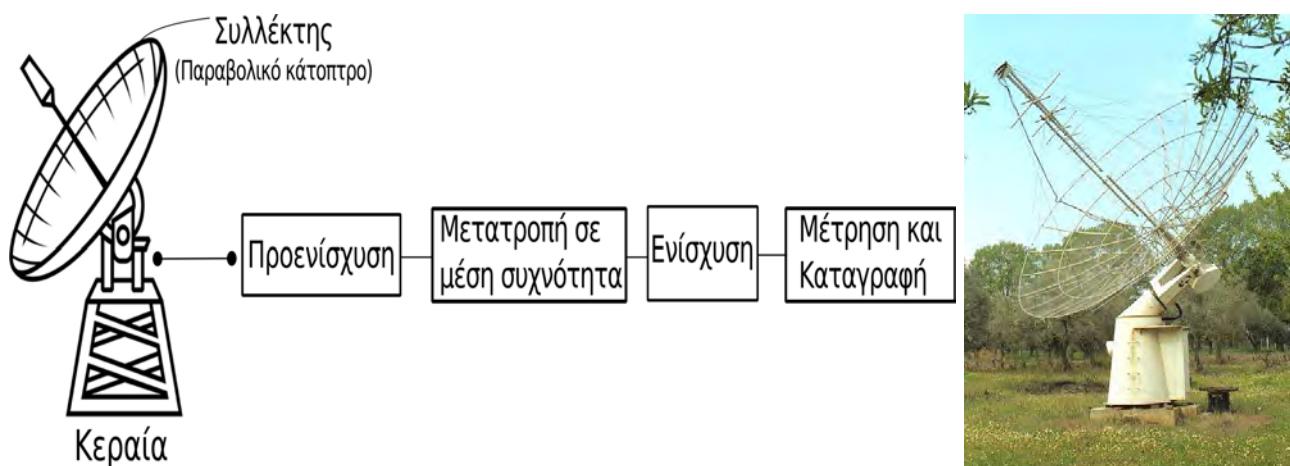
Στα πιο πολλά νεότερα τηλεσκόπια η μεγάλη εστιακή απόσταση επιτυγχάνεται με συνδυασμό του πρωτεύοντος με δευτερεύοντα κάτοπτρα. Έτσι το συνολικό μήκος του τηλεσκοπίου είναι σχετικά μικρό και το τηλεσκόπιο μπορεί να κινείται για να ακολουθεί τον ήλιο. Συχνά είναι ανοιχτό, για αποφυγή ρευμάτων μεταφοράς στο σωλήνα, με πρωτοπόρο σ' αυτή την κατασκευή το DOT (Σχήμα Α.22). Τέτοια τηλεσκόπια καταγράφονται στο δεύτερο μέρος του Πίνακα Α.2. Τόσο στα κλασικά, όσο και στα σύγχρονα τηλεσκόπια, η προσθήκη προσαρμοζόμενου οπτικού συστήματος (βλ. εδάφιο Α.2.2) παρέχει διακριτική ικανότητα κοντά στο θεωρητικό όριο (Σχήμα Α.23). Τέλος, στο τρίτο μέρος του Πίνακα Α.2 αναφέρονται κάποια φιλόδοξα σχέδια για ηλιακά τηλεσκόπια ακόμα μεγαλύτερου ανοίγματος. Από αυτά, το DKIST και το CLST είναι υπό κατασκευή.



Σχήμα Α'.23: Παραδείγματα εικόνων από NST, GREGOR και SST.

### Α'.7 Παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα

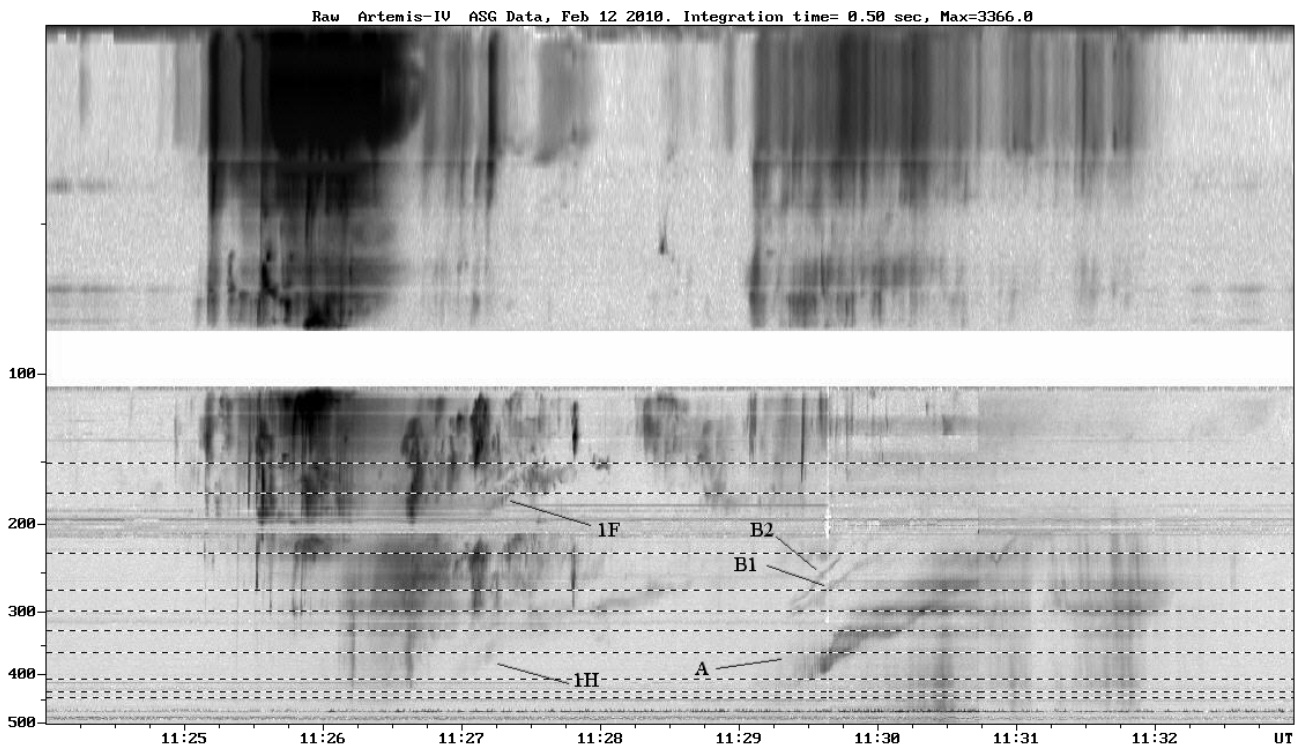
Τα όργανα που χρησιμοποιούμε στα ραδιοκύματα διαφέρουν αρκετά στην κατασκευή τους από τα οπτικά τηλεσκόπια, αν και τα βασικά τους μέρη εκτελούν παρόμοιες λειτουργίες. Έτσι έχουμε την κλασσική διάταξη (Σχήμα Α'.24) με τον συλλέκτη της ακτινοβολίας, που είναι συνήθως ένα παραβολικό κάτοπτρο το οποίο σχηματίζει στην εστία του την εικόνα του αντικειμένου που παρατηρούμε. Στην εστία βρίσκεται η κεραία η οποία μετατρέπει την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία σε ηλεκτρικό σήμα που στη συνέχεια ενισχύεται και καταγράφεται από το ηλεκτρονικό σύστημα. Αντίθετα από το φωτογραφικό φιλμ και τη CCD κάμερα, η κεραία βλέπει ένα σημείο μόνο της εικόνας. Έτσι για να πάρουμε διδιάστατη εικόνα με ένα απλό ραδιοτηλεσκόπιο πρέπει να σαρώσουμε τον Ήλιο μετακινώντας το κάτοπτρο.



Σχήμα Α'.24: Διάταξη απλού ραδιοτηλεσκόπιου (αριστερά) και η κεραία του ραδιοφασματογράφου ARTEMIS στις Θερμοπύλες (δεξιά).

Λόγω του μεγάλου μήκους κύματος της ακτινοβολίας, η διακριτική ικανότητα ενός απλού ραδιοτηλεσκόπιου είναι χαμηλή σε σύγκριση με αυτή που πετυχαίνουμε στα οπτικά μήκη κύματος (βλέπε εδάφιο Α.3). Με μικρής διαμέτρου ραδιοτηλεσκόπια (μερικών μέτρων) το μόνο που μπορούμε να μετρήσουμε είναι η ολική ροή της ηλιακής ακτινοβολίας και η μεταβολή της με το χρόνο και τη συχνότητα. Τέτοια όργανα είναι ιδιαίτερα χρήσιμα στη μελέτη του φάσματος των ραδιοεξάρσεων με μεγάλη χρονική διακριτική ικανότητα.

Στα μικρά μήκη κύματος η ροή των ραδιοεξάρσεων δεν μεταβάλλεται πολύ με τη συχνότητα. Έτσι αρκεί η καταγραφή της σε μερικές διακριτές συχνότητες. Αντίθετα, στα μετρικά μήκη κύματος, η μεταβολή της ροής με τη συχνότητα είναι έντονη και χρειάζεται να παρατηρήσουμε σε πολλές συχνότητες ταυτόχρονα. Τα όργανα που παρέχουν την ολική ροή του Ήλιου με μεγάλη διακριτική ικανότητα στη συχνότητα και το χρόνο ονομάζονται *ηλιακοί ραδιοφασματογράφοι*. Στο Σχήμα Α'.25, όπως και στο Σχήμα 9.8 δίνουμε παραδείγματα *δυναμικών φασμάτων*, όπου καταγράφεται η ολική ροή της ηλιακής ακτινοβολίας συναρτήσει του χρόνου (οριζόντιος άξονας) και της συχνότητας (κάθετος άξονας). Ο πίνακας Α.3 δίνει τα σπουδαιότερα απλά ραδιοτηλεσκόπια που καταγράφουν την ολική ροή του Ήλιου και το Παράρτημα Γ'.3 τις ηλεκτρονικές διευθύνσεις.



**Σχήμα Α'.25:** Δυναμικό φάσμα ηλιακής ραδιοέξαρσης από το ραδιοφασματογράφο ARTEMIS των Θερμοπυλών (αρνητική εικόνα). Ο οριζόντιος άξονας δίνει το χρόνο και ο κατακόρυφος τη συχνότητα σε MHz. Στο δυναμικό φάσμα σημειώνονται τα εξάρσεις τύπου II ενώ οι διακεκομμένες γραμμές αντιστοιχούν στις συχνότητες παρατήρησης του ραδιοηλιογράφου του Nançay. Η περιοχή γύρω στα 100 MHz δεν μπορεί να παρατηρηθεί λόγω των παρεμβολών από ραδιοσταθμούς FM.

Ακόμα και με τα μεγαλύτερα απλά ραδιοτηλεσκόπια η διακριτική ικανότητα στα μικρότερα μήκη κύματος είναι της τάξης του ενός λεπτού της μοίρας. Έτσι για να πετύχουμε μεγαλύτερη διακριτική ικανότητα χρησιμοποιούμε συστήματα με πολλαπλούς συλλέχτες (συμβολόμετρα ή όργανα σύνθεσης εικόνας).

Η λειτουργία των συμβολόμετρων είναι παρόμοια με τη λειτουργία των φραγμάτων περίθλασης (εδάφιο Α.5.2). Θα υπολογίσουμε την απόκριση ενός συμβολόμετρου δύο στοιχείων στην ακτινοβολία σημειακής πηγής που προέρχεται από τη διεύθυνση  $\theta$  (Σχήμα Α'.26). Το σήμα που καταγράφει κάθε μία από τις δύο κεραίες είναι:

$$E_1 = E_0 \cos \left( 2\pi \frac{x_1}{\lambda} - \omega t \right) \quad (\text{Α'.19})$$

$$E_2 = E_0 \cos \left( 2\pi \frac{x_2}{\lambda} - \omega t \right) \quad (\text{Α'.20})$$

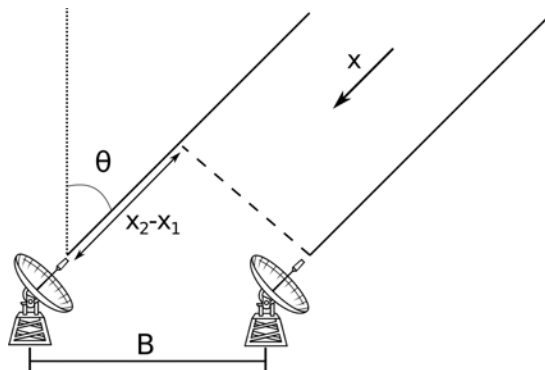
όπου  $E_0$  είναι το εύρος του ηλεκτρομαγνητικού κύματος,  $\omega$  η κυκλική του συχνότητα και  $\lambda$  το μήκος

Πίνακας Α'.3: Απλά ραδιοτηλεσκόπια που καταγράφουν την ολική ροή του Ήλιου

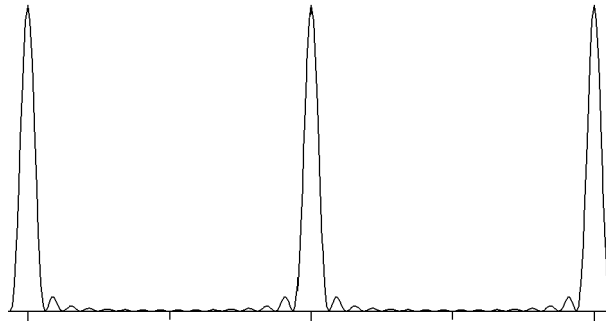
| Όνομα  | Τοποθεσία                        | Συχνότητες παρατήρησης (MHz)                    |
|--|----------------------------------|---|
| ARTEMIS  | Θερμοπύλες                       | 20-650  |
| IZMIRAN  | Περιοχή Μόσχας                   | 25-270, 169, 204, 3000                          |
| Solar Broadband Radio Spectrometer (SBRBS)         | Huairou (Κίνα)                   | 1000-2000, 2600-3800, 5200-7600                 |
| Ραδιοφασματογράφος του Hiraiso                     | Hiraiso (Ιαπωνία)                | 25-2500, 200, 500, 2800                         |
| Nobeyama Radio Polarimeter (NoRP)                  | Nobeyama (Ιαπωνία)               | 1000, 2000, 3800, 9400, 17000, 35000, 80000     |
| Bruny Island Radio Spectrometer (BIRS)             | Νήσος Bruny (Αυστραλία)          | 5-65  |
| Learmonth Solar Radio Spectrograph                 | Learmonth (Αυστραλία)            | 18-1800   |
| Culgoora Radiospectrograph                         | Culgoora (Αυστραλία)             | 18-1800   |
| Radio Solar Telescope Network (RSTN)               | Διάφορες τοποθεσίες <sup>1</sup> | 25-180, 200, 400, 1400, 2700, 5000, 8800, 15000 |
| Green Bank Solar Radio Burst Spectrometer (GBSRBS) | Green Bank (ΗΠΑ)                 | 18-1100   |
| ORFEES   | Nançay (Γαλλία)                  | 130-1000  |
| DAM  | Nançay (Γαλλία)                  | 20-70   |
| Callisto   | Bleien (Ελβετία) <sup>2</sup>    | 50-850  |
| Callisto   | Bleien (Ελβετία)                 | 50-850  |
| Ραδιοφασματογράφος του Ondrejov                    | Ondrejov (Τσεχία)                | 800-4500  |

<sup>1</sup> Learmonth (Αυστραλία) Palehua (Χαβάνη), Holloman (Νέο Μεξικό), Sagamore Hill (Μασαχουσέτη), San Vito (Ιταλία).

<sup>2</sup> Παρόμοια όργανα έχουν εγκατασταθεί στην Ινδία, στη Ρωσία, στη Νότια Κορέα, στην Αυστραλία, στις ΗΠΑ, στο Μεξικό, στην Κόστα Ρίκα, στη Βραζιλία, στην Ιρλανδία, στην Τσεχία, στη Γερμανία, στη Μογγολία, στο Καζακστάν, στην Αίγυπτο, στην Κένυα, στη Σρι Λάνκα, στη Σλοβακία, στο Βέλγιο, στη Φινλανδία, στην Ιταλία, στην Ισπανία, στη Μαλαισία, στην Ινδονησία, στο Πακιστάν, στην Ρουάντα, στη Δανία, στην Ιαπωνία, στο Περού, στη Νότια Αφρική και στην Ουρουγουάη.



Σχήμα Α'.26: Αρχή λειτουργίας συμβολόμετρου με δύο στοιχεία.



Σχήμα Α'.27: Απόκριση συμβολόμετρου με 16 στοιχεία.

κύματος. Το αποτέλεσμα της συμβολής των δύο σημάτων είναι:

$$E_1 + E_2 = 2E_0 \cos \left[ \frac{\pi(x_2 - x_1)}{\lambda} \right] \times \cos \left[ \frac{\pi(x_2 + x_1)}{\lambda} - \omega t \right] \quad (\text{Α'.21})$$

Το τελικό σήμα είναι ανάλογο προς την μέση τιμή του τετραγώνου του προηγούμενου σήματος:

$$\langle (E_1 + E_2)^2 \rangle = I + I \cos \left( 2\pi \frac{B}{\lambda} \sin \theta \right) \quad (\text{Α'.22})$$

όπου  $I = E^2$  είναι η ένταση της ακτινοβολίας και όπου χρησιμοποιήθηκε η σχέση

$$x_2 - x_1 = B \sin \theta$$

$B$  είναι η απόσταση ανάμεσα στις δύο κεραίες. Ο συνημιτονοειδής όρος στην εξίσωση (Α.22) περιγράφει την απόκριση του συμβολόμετρου συναρτήσει της θέσης της πηγής. Η καμπύλη έχει την μορφή κροσσών συμβολής που απέχουν κατά

$$\Delta\theta = \frac{\lambda}{B \cos \theta} \quad (\text{Α'.23})$$

Η παραπάνω ποσότητα είναι και ένα μέτρο της διακριτικής ικανότητας του συμβολόμετρου με δύο στοιχεία. Αν συνδυαστούν περισσότερα στοιχεία αυξάνει η απόσταση των κροσσών και η διακριτική ικανότητα, που δεν εξαρτάται από τη διάμετρο κάθε κεραίας, αλλά από τη μεγαλύτερη απόσταση ανάμεσα στις κεραίες,  $B_{\max}$ :

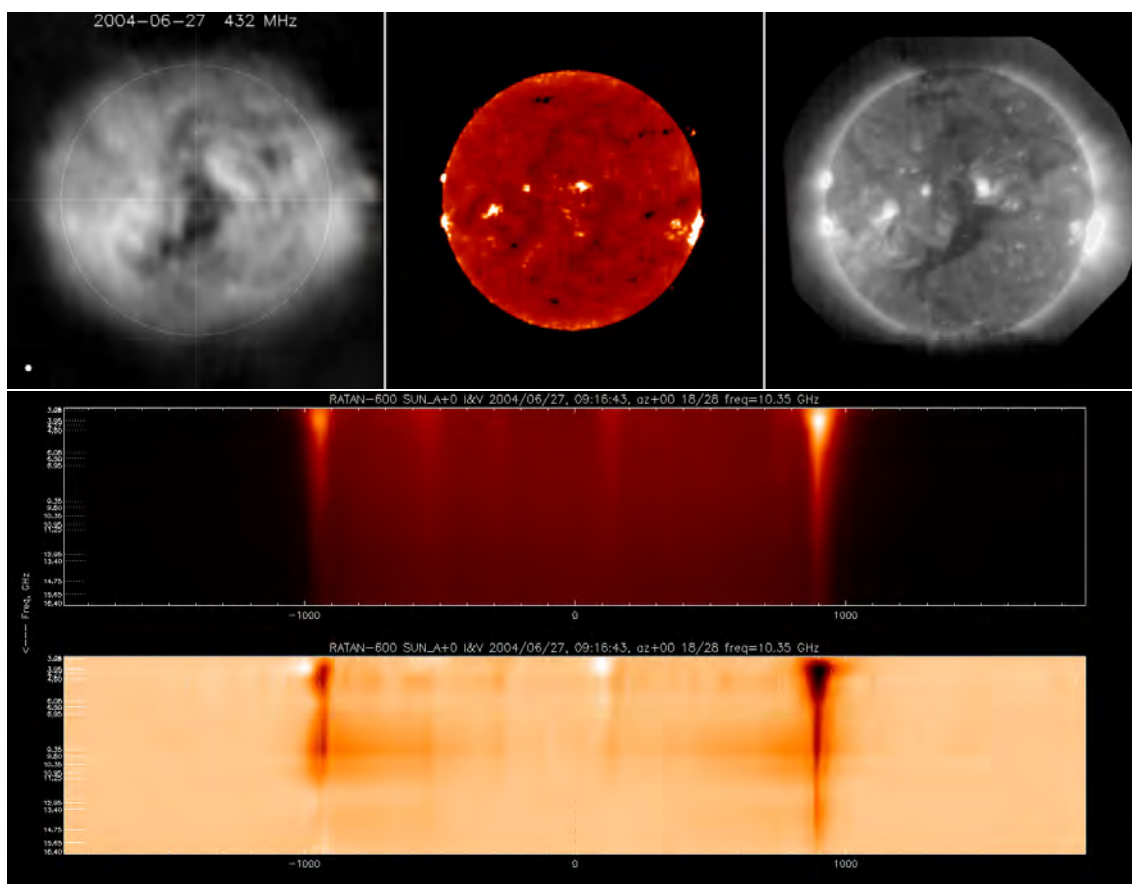
$$\Delta\theta \approx \frac{1}{2} \frac{\lambda}{B_{\max}} \quad (\text{Α'.24})$$

Η απόκριση ενός συμβολόμετρου με πολλά στοιχεία δίνεται στο Σχήμα Α'.27.

Σύμφωνα με τη σχέση (Α.24), ένα συμβολόμετρο μήκους 2 km προσφέρει διακριτική ικανότητα  $\sim 2.5''$  σε μήκος κύματος 5 cm και  $\sim 1'$  σε μήκος κύματος 1.2 m. Με αυτόν τον τρόπο μπορούμε να πλησιάσουμε τη διακριτική ικανότητα των οπτικών παρατηρήσεων.

Στον πίνακα Α.4 δίνουμε τα ραδιοσυμβολόμετρα τα οποία είναι αφοσιωμένα σε ηλιακές παρατηρήσεις, ενώ ηλεκτρονικές διευθύνσεις δίνονται στο Παράρτημα Γ'.3. Έχουμε συμπεριλάβει και το ραδιοτηλεσκόπιο RATAN-600 (μορφής δακτυλίου με διάμετρο 600 m) που δεν είναι αποκλειστικά ηλιακό, όμως χρησιμοποιείται σχεδόν καθημερινά για ηλιακές παρατηρήσεις. Τα όργανα αυτά επιτυγχάνουν διακριτική ικανότητα της τάξης των  $\sim 10''$  στα εκατοστομετρικά ραδιοκύματα ενώ στα μετρικά μήκη κύματος η διακριτική ικανότητα είναι της τάξης της  $\sim 1'$ . Εν τούτοις, η διακριτική ικανότητα του υπό κατασκευήν Κινέζικου φασματοραδιοηλιογράφου θα φτάνει τα  $1.3''$  σε μήκος κύματος 2 cm. Σημαντικές επίσης βελτιώσεις θα προκύψουν από την αναβάθμιση του SSRT και του Owens Valley. Στο Σχήμα Α'.28 παρουσιάζουμε εικόνες από το ραδιοηλιογράφο του Nançay, το ραδιοηλιογράφο της Nobeyama και το διαστημικό τηλεσκόπιο SXI. Στο





**Σχήμα Α'.28:** Επάνω: Εικόνες του Ήλιου από το ραδιοηλιολογράφο του Nançay στα 432 MHz (αριστερά), το ραδιοηλιολογράφο της Nobeyama στα 17 GHz (μέση) και από το διαστημικό τηλεσκόπιο Solar X-ray Imager (SXI) στις μαλακές ακτίνες X (δεξιά). Κάτω: Μονοδιάστατες εικόνες του Ήλιου την ίδια ημέρα συναρτήσεως της συχνότητας από το ραδιοτηλεσκόπιο RATAN-600 σε ολική ένταση και κυκλική πόλωση. Οι διακεκομμένες γραμμές δείχνουν το κέντρο και τα χείλη του ηλιακού δίσκου.

**Πίνακας Α'.4:** Ηλιακά όργανα στα ραδιοκύματα

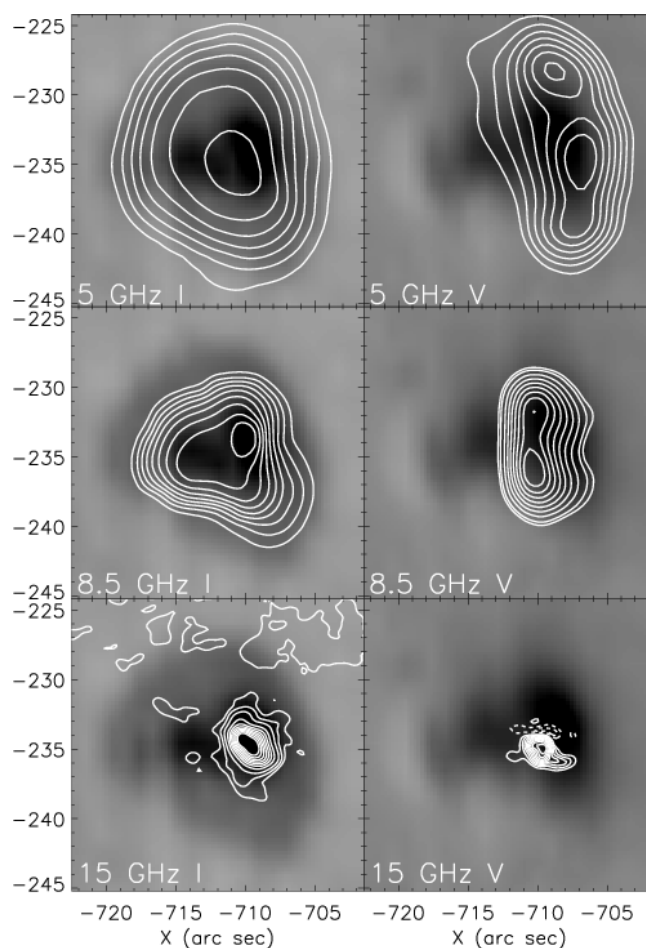
| Όνομα                               | Τοποθεσία          | Συχνότητες παρατήρησης (GHz)   | Σχόλια  |
|-------------------------------------|--------------------|--------------------------------|---|
| RATAN-600                           | Καύκασος (Ρωσία)   | 3-18.2                         | Μονοδιάστατες εικόνες   |
| SSRT <sup>1</sup>                   | Badary (Ρωσία)     | 5.7                            | 256 τηλεσκόπια σε διάταξη σταυρού (σε αναβάθμιση)                                       |
| Ραδιοηλιολογράφος Nobeyama          | Nobeyama (Ιαπωνία) | 17, 34                         | 84 τηλεσκόπια σε διάταξη "Τ"  |
| Owens Valley Solar Array            | Owens Valley (ΗΠΑ) | 1-18                           | 7 τηλεσκόπια (σε αναβάθμιση προς 15 τηλεσκόπια)   |
| Ραδιοηλιολογράφος του Nançay        | Nançay (Γαλλία)    | 0.15-0.45<br>(δέκα συχνότητες) | 42 τηλεσκόπια σε διάταξη "Τ" και δύο ακόμα, απομακρυσμένα από την κύρια διάταξη         |
| Κινέζικος φασματο-ραδιοηλιολογράφος | Ming' antu         | 0.4-15                         | Κατασκευάζεται<br>40 τηλεσκόπια των 4.5 m (0.4-2GHz)<br>60 τηλεσκόπια των 2 m (2-15GHz) |

<sup>1</sup> Siberian Solar Radio Telescope

κάτω μέρος του σχήματος παρουσιάζονται μονοδιάστατες φασματικές παρατηρήσεις της ίδιας ημέρας από το RATAN-600 στην εκατοστομετρική περιοχή: κάθε οριζόντια γραμμή δίνει την ένταση συναρτήσει της θέσης για μια συγκεκριμένη συχνότητα.

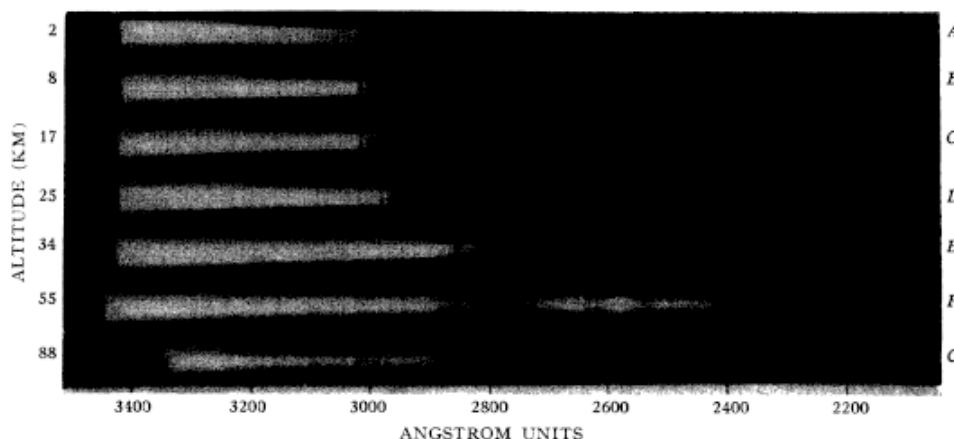
Πολλές φορές χρησιμοποιούμε και όργανα που έχουν κατασκευαστεί για μη ηλιακές παρατηρήσεις και έχουν καλύτερη διακριτική ικανότητα. Η χρησιμοποίησή τους είναι δυνατή γιατί στα ραδιοκύματα οι απαιτήσεις της ηλιακής παρατήρησης δεν είναι πολύ διαφορετικές από τις απαιτήσεις για οποιοδήποτε άλλο ουράνιο αντικείμενο. Ο ήλιος βέβαια εκπέμπει πολύ περισσότερη ακτινοβολία, πράγμα που αντιμετωπίζεται με μικρότερη ενίσχυση του σήματος<sup>2</sup>.

Τέτοια όργανα είναι το Westerbork Synthesis Radio Telescope (WSRT), το Very Large Array (VLA) και το Berkeley-Illinois-Maryland Array (BIMA), με τα οποία έχουν παρθεί στα εκατοστομετρικά μήκη κύματος ηλιακές παρατηρήσεις διακριτικής ικανότητας λίγων δευτερολέπτων τόξου. Στο Σχήμα Α'.29 παρουσιάζονται χάρτες ισοφώτων ενός ηλιακού κέντρου δράσης σε συχνότητες 5, 8.5 και 15 GHz παρμένες με το VLA, μαζί με ένα φωτοσφαιρικό μαγνητογράφημα και μια εικόνα της φωτόσφαιρας στο λευκό φως. Άλλες εικόνες με τα όργανα αυτά έχουμε δώσει στα Σχήματα 8.9, 8.38 και 9.7)



**Σχήμα Α'.29:** Χάρτες ισοφώτων ηλιακού κέντρου δράσης σε συχνότητες 5, 8.5 και 15 GHz από το όργανο σύνθεσης VLA (ΗΠΑ). Στην αριστερή στήλη οι ισόφωτες δίνουν την ολική ένταση της ραδιοφωνικής εκπομπής και είναι σχεδιασμένες πάνω σε εικόνα λευκού φωτός της φωτόσφαιρας από το διαστημικό όργανο Michelson Doppler Imager (MDI). Στη δεξιά στήλη οι ισόφωτες δίνουν την κυκλική πόλωση και είναι σχεδιασμένες σε φωτοσφαιρικό μαγνητογράφημα από το MDI (από Nindos et al., 2002).

<sup>2</sup>Εν τούτοις στα δεκαμετρικά μήκη κύματος ο ήλιος δεν είναι το λαμπρότερο αντικείμενο στον ουρανό!



**Σχήμα Α'.30:** Πρώτες παρατηρήσεις του ηλιακού φάσματος στο υπεριώδες από έναν φασματογράφο πάνω σε έναν πύραυλο V-2 το 1946. Ο οριζόντιος άξονας αντιστοιχεί στο μήκος κύματος και ο κατακόρυφος στο ύψος του πυραύλου. Παρατηρούμε την εμφάνιση ακτινοβολίας στο υπεριώδες σε μεγάλα ύψη (από Baum et al., 1946).

## Α'.8 Ηλιακές παρατηρήσεις από το διάστημα και υποτροχιακά ύψη

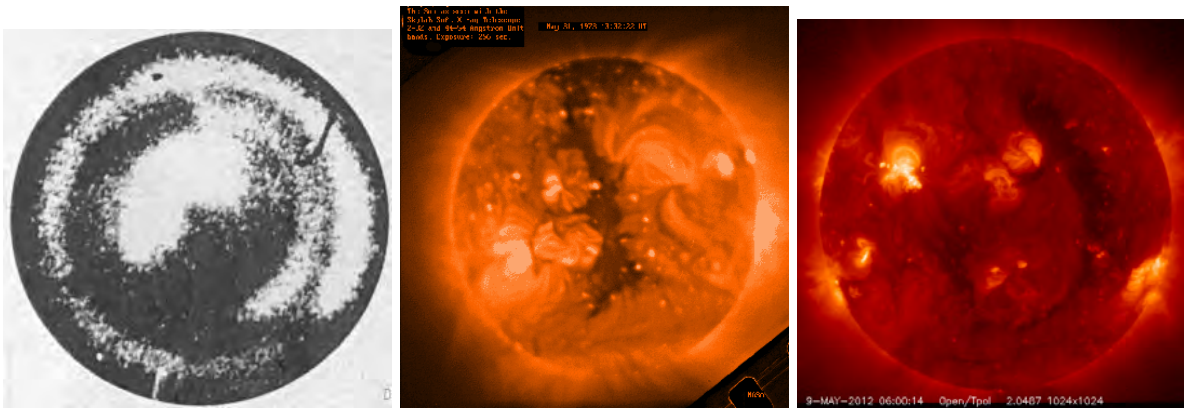
Όπως είδαμε στο παράρτημα Α.2, ένα σημαντικό μέρος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος δεν μπορεί να παρατηρηθεί από το έδαφος. Για αυτό τον λόγο, όπως επίσης και για απρόσκοπτες παρατηρήσεις επί 24-ωρου βάσης που, επί πλέον, δεν μαστίζονται από ατμοσφαιρική διαταραχή, γίνονται παρατηρήσεις του ήλιου με όργανα που βρίσκονται πάνω σε υποτροχιακούς πυραύλους<sup>3</sup> και αερόστατα, όπως επίσης από δορυφόρους που περιστρέφονται συνήθως γύρω από την Γη ή το σημείο L1 του συστήματος Ηλίου-Γης, όπου εξισορροπούνται η βαρύτητα του ήλιου και η βαρύτητα της Γης. Στο εδάφιο αυτό θα κάνουμε μια σύντομη ιστορική αναδρομή στις ηλιακές παρατηρήσεις από το διάστημα και θα παραθέσουμε τις σύγχρονες παρατηρησιακές δυνατότητες.

Οι πρώτες παρατηρήσεις του ήλιου από το διάστημα έγιναν με μια σειρά εκτοξεύσεων πυραύλων V-2 από το αμερικανικό ναυτικό. Έτσι κατά την διάρκεια μια πτήσης που έλαβε χώρα το 1946, με απόγειο 88 km, έγιναν οι πρώτες παρατηρήσεις του υπεριώδους φάσματος του ήλιου μέχρι τα 2300 Å (Σχήμα Α'.30). Δύο χρόνια αργότερα, με μια πτήση ενός πυραύλου Aerobee που έφερε δύο πλάκες βηρυλλίου με διαφορετικό πάχος, έγινε η πρώτη ανίχνευση μαλακών ακτίνων X από τον ήλιο. Η πρώτη εικόνα του ήλιου στις ακτίνες X ελήφθη με μια πτήση ενός πυραύλου Aerobee το 1960 (αριστερή εικόνα στο Σχήμα Α'.31). Το 1963 έγινε η πρώτη παρατήρηση του ηλιακού φάσματος στις μαλακές ακτίνες X στην περιοχή 13-25 Å.

Η σειρά των 8 δορυφόρων Orbiting Solar Observatory (OSO, 1962-1975) πραγματοποίησε τις πρώτες μεγάλης χρονικής διάρκειας παρατηρήσεις του ήλιου παίρνοντας φάσματα στις ακτίνες X και στο υπεριώδες. Ο στεμματογράφος στο οπτικό μέρος του φάσματος του OSO 3 έκανε την πρώτη παρατήρηση μιας CME το 1971 (αριστερή εικόνα στο Σχήμα Α'.32). Τα τηλεσκόπια μαλακών ακτίνων X και του μακρινού υπεριώδους και ο φασματοηλιογράφος του μακρινού υπεριώδους του διαστημικού σταθμού Skylab (1973-1974) επέτρεψαν τον διαχωρισμό του στέμματος σε ήρεμο ήλιο, τρύπες του στέμματος και κέντρα δράσης, έδωσαν τις πρώτες λεπτομερείς εικόνες των στεμματικών βρόχων και της μεταβολής με το ύψος του χρωμοσφαιρικού δικτύου (π.χ. αριστερή εικόνα στο Σχήμα Α'.33) και οδήγησαν στην ανακάλυψη συστηματικών καθοδικών κινήσεων στην μεταβατική ζώνη όπως και των λαμπρών σημείων του στέμματος.

Ο υψηλής χωρικής διακριτικής ικανότητας ( $\approx 1''$ ) φασματογράφος του υπεριώδους High Resolution

<sup>3</sup>Οι υποτροχιακοί πύραυλοι έχουν ένα χρονικό παράθυρο παρατηρήσεων λιγότερο από 10 λεπτά.



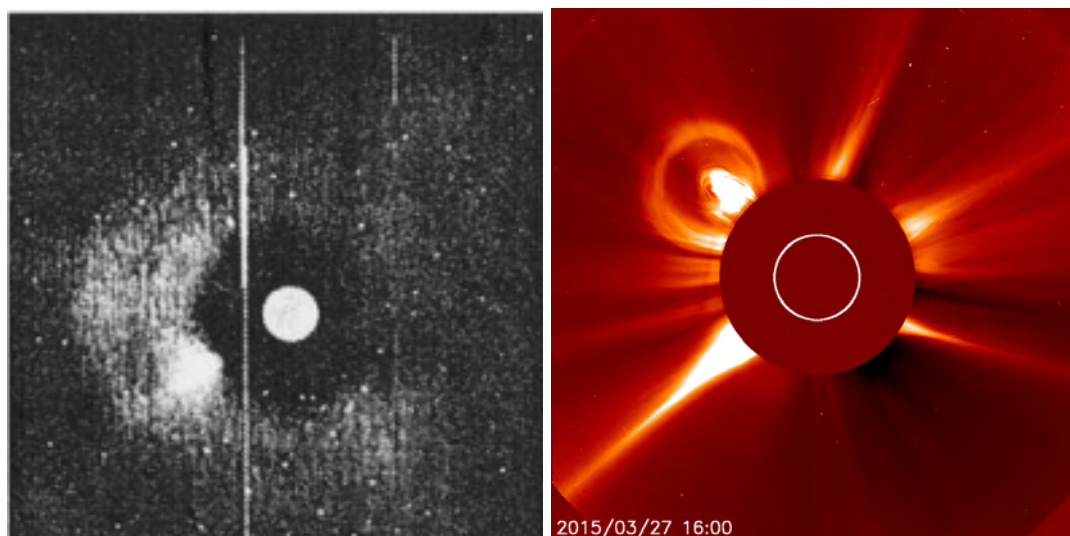
**Σχήμα Α'.31:** Η πρώτη εικόνα του ήλιου στις μαλακές ακτίνες X από μια πτήση ενός πυραύλου Aerobee το 1960 (αριστερή εικόνα, από το ιστορικό αρχείο της NASA). Εικόνες του ήλιου στις μαλακές ακτίνες X από το Skylab την δεκαετία του '70 (μεσαία εικόνα, από NASA) και το XRT του Hinode το 2015 (δεξιά εικόνα).

Telescope and Spectrograph, (HRTS, 1975-1985), ο οποίος έκανε παρατηρήσεις πάνω σε υποτροχιακούς πυραύλους όπως επίσης και στο εργαστήριο του διαστημικού λεωφορείου, ανακάλυψε βραχύβια εκρηκτικά φαινόμενα μικρής χωρικής κλίμακας που συμβαίνουν στην μεταβατική ζώνη και συνοδεύονται από μεγάλες μετατοπίσεις Doppler.

Οι πρώτες συνεχείς παρατηρήσεις που κάλυπταν την διάρκεια περίπου ενός ηλιακού κύκλου έγιναν από την αποστολή Solar Maximum Mission, (SMM 1980-1989). Με τις φασματοσκοπικές παρατηρήσεις στις ακτίνες γ και κυρίως στις μαλακές και σκληρές ακτίνες X, η αποστολή SMM κατέγραψε με μεγάλη λεπτομέρεια τη ροή, τη θερμοκρασία, την πυκνότητα και τη χημική σύσταση για περίπου 12000 εκλάμψεις. Επίσης, ο στεματογράφος του οπτικού της παραπάνω αποστολής κατέγραψε με λεπτομέρεια βασικές ιδιότητες, όπως τις ταχύτητες, για μερικές εκατοντάδες CMEs.

Η επόμενη μεγάλη διαστημική αποστολή ήταν η YOHKOH (1991-2001). Το βασικό επιστημονικό όργανο της ήταν το τηλεσκόπιο μαλακών ακτίνων X (Soft X-ray Telescope, SXT). Το SXT έδωσε εικόνες του ηλιακού δίσκου και του χαμηλού στέμματος με διακριτική ικανότητα  $\approx 2.5''$  και με μια ελάχιστη περίοδο δειγματοληψίας περίπου 2s. Το SXT έδωσε σημαντικά αποτελέσματα για την τοπολογία του μαγνητικού πεδίου σε μεγάλη κλίμακα, όπως επίσης και σημαντικές ποιοτικές ενδείξεις για τον ρόλο της μαγνητικής επανασύνδεσης στις εκλάμψεις και την γενικότερη αναδιάταξη του μαγνητικού πεδίου κατά την διάρκεια τους. Επίσης με το SXT μελετήθηκαν σε βάθος ποιοτικά και ποσοτικά δομές του στέμματος όπως βρόχοι και στεμματικοί πίδακες jets. Τέλος το τηλεσκόπιο σκληρών ακτίνων X (Hard X-ray Telescope, XRT) και ο φασματογράφος μαλακών ακτίνων X (Bragg Crystal Spectrometer, BCS) έδωσαν σημαντικά αποτελέσματα για την θέση των πηγών σκληρών ακτίνων X και τη ροή κατά την διάρκεια εκλάμψεων αντίστοιχα.

Η αποστολή Solar and Heliospheric Observatory, (SOHO, 1996-) αποτελεί ένα μοναδικό ηλιακό και ηλιοσφαιρικό παρατηρητήριο το οποίο είναι εφοδιασμένο με 12 συνολικά όργανα. Το Michelson Doppler Imager (MDI) παρείχε αδιάλειπτες παρατηρήσεις της διαμήκουσ συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου, των ταχυτήτων Doppler και της έντασης της φωτόσφαιρας για όλο τον ηλιακό δίσκο. Βασικά αποτελέσματα που έδωσε ήταν η ανάδειξη του ρόλου των μικρής χωρικής κλίμακας μαγνητικών πεδίων στην θέρμανση του στέμματος στον ήρεμο ήλιο όπως και η ανακατασκευή, μέσω τεχνικών της ηλιοσεισμολογίας, του πεδίου ταχυτήτων στην ζώνη μεταφοράς. Το τηλεσκόπιο του δίσκου και του χαμηλού στέμματος του μακρινού υπεριώδους Extreme Ultraviolet Telescope (EIT) έκανε τις πρώτες παρατηρήσεις κυματικών διαταραχών μεγάλης κλίμακας που σχετίζονται με ζεύγη ηλιακών εκλάμψεων - CMEs και παρείχε τις περιοχές εκκίνησης στο χαμηλό στέμμα για ένα μεγάλο αριθμό CMEs. Ο φασματογράφος του δίσκου και του χαμηλού στέμματος του μακρινού υπεριώδους Solar Ultraviolet Measurements of the Emitted Radiation (SUMER)



**Σχήμα Α'.32:** Η πρώτη παρατήρηση CME από τον στεμματογράφο του δορυφόρου *OSO-7* το 1971 (αριστερή εικόνα, από το ιστορικό αρχείο της *NASA*). Σύγχρονη παρατήρηση CME από τον στεμματογράφο *C2* του διαστημικού παρατηρητηρίου *SOHO* το 2015 (δεξιά εικόνα).

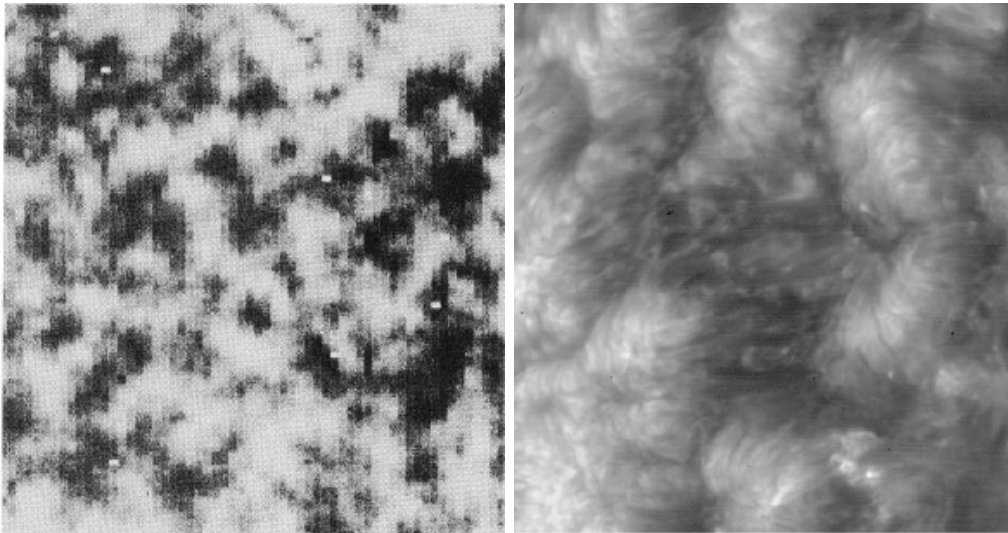
ανέδειξε το χρωμοσφαιρικό δίκτυο της άνω μεταβατικής ζώνης μέσα στις τρύπες του στέμματος ως την περιοχή προέλευσης του γρήγορου ηλιακού ανέμου. Ο φασματογράφος του εκτεταμένου ηλιακού στέμματος του υπεριώδους Ultraviolet Coronagraph Spectrometer (UVCS) έδειξε ότι τα ιόντα (π.χ. OVI) είναι θερμότερα και ταχύτερα από τα πρωτόνια και τα ηλεκτρόνια στον γρήγορο ηλιακό άνεμο. Οι στεμματογράφοι Large Angle and Spectrometric Coronagraph Experiment (LASCO) που παρατηρούν το εσωτερικό και το εξωτερικό στέμμα από  $\approx 1.1 - 32 R_{\odot}$  έδωσαν λεπτομερείς μετρήσεις (π.χ., ταχύτητα, επιτάχυνση, μάζα, μηχανική ενέργεια, γεωμετρικά χαρακτηριστικά) για πάνω από 10000 CMEs και ανάδειξαν τις σχέσεις τους όπως και επίσης και τον ρόλο τους με ή σε άλλα φαινόμενα όπως οι εκλάμψεις, τα χρουστικά κύματα, τα ηλιακά ενεργητικά σώματα και οι αντίστοιχες μεσοπλανητικές CMEs και οι επαγόμενες γεωμαγνητικές διαταραχές. Επέτρεψαν επίσης την μελέτη των χαρακτηριστικών τους για δύο ηλιακούς κύκλους.

Με το τηλεσκόπιο του μακρινού υπεριώδους Transition Region And Coronal Explorer (TRACE, 1998-2010) ελήφθησαν εικόνες υψηλής ευκρίνειας του στέμματος με χωρική διακριτική ικανότητα ενός δευτερολέπτου τόξου της και περίοδο δειγματοληψίας 10 s. Οι παρατηρήσεις του TRACE ανέδειξαν την λεπτή υφή των δομών του στέμματος όπως των βρόχων και επέτρεψαν λεπτομερείς παρατηρήσεις βραχύβιων φαινομένων όπως οι ταλαντώσεις βρόχων και μικροεκλάμψεις του μακρινού υπεριώδους.

Από το 1999, και με μια σειρά πτήσεων υποτροχιακών πυραύλων το Very high Angular resolution Ultraviolet Telescope, (VAULT) παρέχει εικόνες υψηλής διακριτικής ικανότητας ( $0.5''$ ) της χρωμοσφαιρας στην γραμμή Ly  $\alpha$ , αναδεικνύοντας την λεπτή υφή του χρωμοσφαιρικού δικτύου (δεξιά εικόνα στο Σχήμα Α'.33).

Η αποστολή Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager (RHESSI, 2002-) παρέχει απεικονιστική φασματοσκοπία μεγάλης χωρικής ( $2-36''$ ), χρονικής (2 s) και φασματικής (1-10 keV) διακριτικής ικανότητας από τις ακτίνες  $\gamma$  μέχρι τις μαλακές ακτίνες X. Μελετήθηκαν έτσι με μεγάλη λεπτομέρεια η θέση των πηγών τους σε διάφορα μήκη κύματος (μαλακές και σκληρές ακτίνες X, ακτίνες  $\gamma$ ), το ενεργειακό τους φάσμα και η σύσταση για παραπάνω από 12000 εκλάμψεις όπως επίσης και ο επιμερισμός της ενέργειας σε θερμικά και μη-θερμικά ηλεκτρόνια για εκλάμψεις διαφόρων μεγεθών. Ανακαλύφθηκαν κατά την διάρκεια εκλάμψεων κινούμενες προς τα πάνω πηγές σκληρών ακτίνων X, κάτι που αποδόθηκε στην αντίστοιχη άνοδο της περιοχής που λαμβάνει χώρα η μαγνητική επανασύνδεση.

Η αποστολή Hinode, (2006-) έκανε μια σειρά σημαντικών παρατηρήσεων της φωτόσφαιρας, της χρωμό-

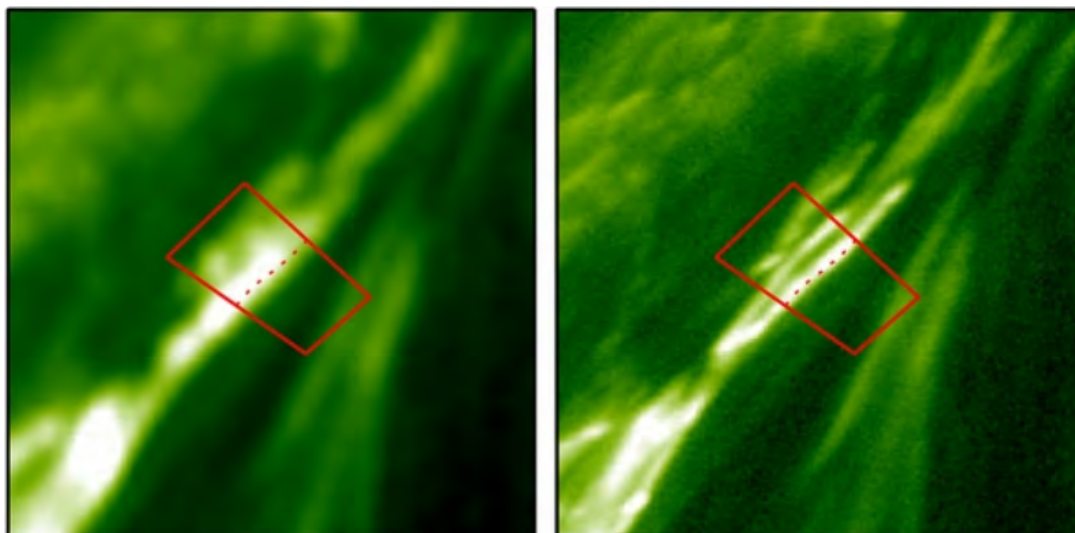


**Σχήμα Α'.33:** Εικόνα του χρωμοσφαιρικού δικτύου στην φασματική γραμμή Ly  $\alpha$  στα 1215.67 Å από το Skylab το 1973 (αριστερή εικόνα, από το ιστορικό αρχείο της NASA) και από το VAULT το 2002 (δεξιά εικόνα, από Vourlidas et al., 2010).

σφαιρας και του στέμματος. Το τηλεσκόπιο του υπεριώδους και οπτικού Solar Optical Telescope (SOT) που παρέχει εικόνες υψηλής χωρικής διακριτικής ικανότητας και μεγάλου ρυθμού δειγματοληψίας οδήγησε στην ανακάλυψη κυμάτων Alfvén στο χαμηλό στέμμα όπως επίσης και σε ένα νέο τύπο χρωμοσφαιρικών πιδάκων που υφίστανται θέρμανση κατά την ανοδική τους πορεία και που ενδεχομένως να έχουν σημαντική συνεισφορά στα ισοζύγια μάζας και ενέργειας του στέμματος. Το SOT επίσης παρέχει διανυσματικά μαγνητογραφήματα μικρών περιοχών της φωτόσφαιρας τα οποία χρησιμοποιούνται σε λεπτομερείς υπολογισμούς του μαγνητικού πεδίου στο στέμμα με την υπόθεση μη γραμμικού πεδίου χωρίς δυνάμεις (εδάφιο 5.8.2.2). Το τηλεσκόπιο μαλακών ακτίνων X (X-ray Telescope, XRT) έδωσε τις καλύτερες ανάλυσης εικόνες σε αυτή την φασματική περιοχή (π.χ., δεξιά εικόνα στο Σχήμα Α'.31) το οποίο, μαζί με τον ανώτερο χρονικό ρυθμό δειγματοληψίας σε σχέση με το SXT επέτρεψε μεταξύ άλλων την αύξηση του αριθμού των στεμματικών πιδάκων (jets) που ανιχνεύονται στις τρύπες στέμματος, και που έτσι να έχουν ενδεχομένως μια σημαντική συνεισφορά στο ισοζύγιο της μάζας του ηλιακού ανέμου. Τέλος, ο φασματογράφος του μακρινού υπεριώδους Extreme Ultraviolet Imaging Spectrometer, (EIS) δίδει λεπτομερείς χάρτες των ταχυτήτων Doppler με χωρική διακριτική ικανότητα  $\approx 2$  δευτερολέπτων τόξου και κατέδειξε τα άκρα των κέντρων δράσης ως μια πηγή αργού ηλιακού ανέμου.

Η αποστολή Solar Terrestrial Relation Observatory (STEREO, 2006-) αποτελείται από δύο διαστημόπλοια, σε τροχιά γύρω από τον ήλιο και σε αντίθετες διευθύνσεις, τα οποία απομακρύνονται μεταξύ τους με ένα ρυθμό  $\approx 45^\circ$  τον χρόνο, και είναι εφοδιασμένα με πανομοιότυπα επιστημονικά όργανα. Τα τηλεσκόπια του μακρινού υπεριώδους Extreme Ultraviolet Imager (EUVI), οι στεμματογράφοι Coronagraph 1 (COR1) και Coronagraph 2 (COR2) και τα τηλεσκόπια της ηλιόσφαιρας Heliospheric Imager 1 (HI-1) και Heliospheric Imager 2 (HI-2) παρέχουν τις πρώτες τρισδιάστατες αναπαραστάσεις δομών ή φαινομένων που παρατηρούνται είτε στο στέμμα (π.χ., στεμματικοί βρόχοι και πίδακες, CMEs) είτε στην ηλιόσφαιρα (π.χ., μεσοπλανητικές CMEs, συμπεριστεφόμενες περιοχές αλληλεπίδρασης), παρέχοντας έτσι μια σειρά από σημαντικές ιδιότητές τους όπως το ύψος τους, το σχήμα τους, το εύρος τους, η διεύθυνση διάδοσής τους, απαλλαγμένες από τα φαινόμενα προβολής που επηρεάζουν και περιορίζουν σημαντικά τέτοιες αναλύσεις όταν γίνεται χρήση δεδομένων από ένα σημείο παρατήρησης μόνο. Με παρατηρήσεις της STEREO μελετήθηκε για πρώτη φορά η κινηματική όπως επίσης και οι αλλοιώσεις (εκτροπές, περιστροφές) ενός μεγάλου αριθμού CMEs από τον ήλιο μέχρι την Γη, όπως και η σχέση τους με άλλα φαινόμενα όπως κυματικά φαινόμενα και κρουστικά κύματα στο χαμηλό και εξωτερικό στέμμα και επιτάχυνση ηλιακών ενεργ-

γητικών σωματιδίων. Συνδυάστηκαν για πρώτη φορά τέτοιες απεικονιστικές παρατηρήσεις, ιδίως όταν οι CMEs βρίσκονται στην γειτονιά της γης, με τις αντίστοιχες επιτόπιες μετρήσεις, όταν οι διαταραχές αυτές έφθαναν στην μια αστρονομική μονάδα από τον ήλιο, προσδίδοντάς έτσι το απαραίτητο γενικό πλαίσιο.



**Σχήμα Α'.34:** Ταυτόχρονες εικόνες στεμματικών βρόχων από το AIA (αριστερά) και το HI-C (δεξιά, από Brooks *et al.*, 2013).

Το Solar Dynamics Observatory (SDO, 2010-) παρέχει αδιάλειπτες παρατηρήσεις πολύ υψηλής ευκρίνειας του ήλιου. Η κύρια συνιστώσα του, Atmospheric Imaging Assembly, είναι μια σειρά από τηλεσκόπια του μακρινού υπεριώδους (7 κανάλια που παρατηρούν πλάσμα με θερμοκρασίες, από 0.07 έως 10 MK) που δίνει εικόνες του ηλιακού δίσκου και του χαμηλού στέμματος υψηλής ευκρίνειας ( $\approx 1.2''$ ) και με υψηλό ρυθμό δειγματοληψίας (μια εικόνα σε κάθε μήκος κύματος ανά 12 δευτερόλεπτα). Τα παραπάνω μοναδικά χαρακτηριστικά του AIA το καθιστούν ικανό να ανιχνεύει βραχύβιες δραστηριότητες όπου και όποτε συμβαίνουν στον ήλιο, να ανιχνεύει και να ακολουθεί ταχύτατα εξελισσόμενα φαινόμενα και να μελετά την επίδραση τέτοιων δραστηριοτήτων σε καθολικές χωρικές κλίμακες. Το Helioseismic and Magnetic Imager (HMI) είναι ο πρώτος διανυσματικός φωτοσφαιρικός μαγνητογράφος όλου του ηλιακού δίσκου, παρέχοντας διανυσματικά μαγνητογραφήματα ανά 12 λεπτά. Με τις παρατηρήσεις του διανυσματικού μαγνητογράφου και με χρήση υπολογισμών μη γραμμικών μαγνητικών πεδίων χωρίς δυνάμεις στο στέμμα μπορεί να μελετηθεί με μεγάλη λεπτομέρεια η συσσώρευση και η ελευθέρωση μαγνητικής ενέργειας στο στέμμα όπως επίσης και τα τοπολογικά χαρακτηριστικά του πεδίου. Επίσης το HMI παρέχει αδιάλειπτες μετρήσεις των φωτοσφαιρικών ταχυτήτων Doppler για όλον τον ηλιακό δίσκο το οποίο δίδει, μέσω τεχνικών της ηλιοσεισμολογίας, υψηλής πιστότητας χάρτες ταχυτήτων της ζώνης μεταφοράς. Τέλος το Extreme Ultraviolet Variability Experiment, (EVE) παρέχει για πρώτη φορά μετρήσεις της ολικής ροής της ακτινοβολίας από όλο τον ηλιακό δίσκο στο μακρινό υπεριώδες με φασματική διακριτική ικανότητα 1 Å και περίοδο δειγματοληψίας 20 s. Έτσι μπορούν να μελετηθούν για πρώτη φορά μεταβολές της ολικής ροής στο μακρινό υπεριώδες κατά την διάρκεια εκλάμψεων όπως επίσης και μεγαλύτερης χρονικής κλίμακας μεταβολές.

Το τηλεσκόπιο του μακρινού υπεριώδους High-resolution Coronal Imager, (Hi-C, 2012) έδωσε τις πρώτες εικόνες του στέμματος με χωρική διακριτική ικανότητα σημαντικά καλύτερη από ένα δευτερόλεπτο τόξου ( $\approx 0.3''$ ) και ανακάλυψε την ύπαρξη λεπτή υφής σε διάφορες δομές (π.χ. βρόχους) στο όριο της διακριτικής του ικανότητας (Σχήμα Α'.34).

Το Interface Region Imaging Spectrograph (IRIS 2013-) είναι ένας φασματογράφος υψηλής διακριτικής ικανότητας ( $0.3''$ ) και χρονικής δειγματοληψίας (2 s) που παρατηρεί την μεταβατική ζώνη στο μακρινό υπεριώδες. Τα τεχνικά του χαρακτηριστικά επιτρέπουν για πρώτη φορά να συνδυαστούν παρατηρήσεις με

ανάλογα χαρακτηριστικά στην χρωμόσφαιρα και στο στέμμα, έτσι ώστε να κατανοηθεί καλύτερα η ροή μάζας και ενέργειας στην ηλιακή ατμόσφαιρα σε μικρές χωρικές και χρονικές κλίμακες.

Ολοκληρώνοντας τη συζήτηση για τις διαστημικές παρατηρήσεις, αναφέρουμε τις παρατηρήσεις στις πολύ χαμηλές ραδιοφωνικές συχνότητες που αποκόπτονται από την ατμόσφαιρα της Γης. Συνεχώς καταγραφή δυναμικών φασμάτων γίνεται από τα όργανα WAVES που λειτουργούν στις διαστημικές αποστολές WIND (σε τροχιά γύρω από τη Γη) και στις δύο αποστολές STEREO

Κλείνουμε παραθέτοντας στον πίνακα Α'.5 τις σύγχρονες παρατηρησιακές δυνατότητες του ήλιου και της ηλιόσφαιρας από το διάστημα και υποτροχιακά ύψη. Ηλεκτρονικές διευθύνσεις διαστημικών αποστολών δίνονται στο Παράρτημα Γ'.3. Στην πρώτη στήλη του πίνακα δίνεται όργανο, αποστολή (σε παρένθεση δίδονται οι τρόποι λειτουργίας, τ=τηλεσκόπιο, φ=φασματογράφος, σ=στεμματογράφος, τη=τηλεσκόπιο της ηλιόσφαιρας, μ=μαγνητογράφος, δ= σε δορυφόρο, π=σε υποτροχιακό πύραυλο) Στη δεύτερη στήλη δίνεται η φασματική περιοχή, στην τρίτη στήλη: οπτικό πεδίο σε ηλιακές ακτίνες, στην τέταρτη στήλη η χωρική διακριτική ικανότητα σε δευτερόλεπτα τόξου και στην πέμπτη στήλη η περίοδος δειγματοληψίας σε δευτερόλεπτα. Οι παρατηρήσεις του STEREO γίνονται από δύο διαφορετικές οπτικές γωνίες

**Πίνακας Α'.5:** Σύγχρονες δυνατότητες παρατήρησης του ήλιου από το διάστημα και υποτροχιακά ύψη

| Όργανο                    | Φασματική περιοχή                    | Οπτικό πεδίο                                   | $\delta_x$ | $\delta_t$ |
|---------------------------|--------------------------------------|--|------------|------------|
| RHESSI (2002-)(δ,τ,φ)     | σκληρές ακτίνες X                    | δίσκος, χαμηλό στέμμα<br>μέχρι 0.1 $R_{\odot}$ | 2.3        | 2          |
| XRT, Hinode (2006-)(δ,τ)  | μαλακές ακτίνες X                    | δίσκος, χαμηλό στέμμα<br>μέχρι 0.1 $R_{\odot}$ | 2          | 5          |
| AIA, SDO (2010-)(δ,τ)     | ακτίνες X, μακρινό υπεριώδες, οπτικό | δίσκος, χαμηλό στέμμα<br>μέχρι 0.2 $R_{\odot}$ | 1.2        | 12         |
| EIS, Hinode (2006-)(δ,φ)  | μακρινό υπεριώδες                    | δίσκος, χαμηλό στέμμα<br>μέχρι 0.1 $R_{\odot}$ | 2          | 5          |
| Hi-C(2012-)(π)            | μακρινό υπεριώδες                    | δίσκος   | 0.3        | 5          |
| VAULT(1999-)(π)           | υπεριώδες                            | δίσκος   | 0.5        | 17         |
| SOT, Hinode(2006-)(δ)     | υπεριώδες οπτικό                     | δίσκος   | 0.2        | 10         |
| IRIS (2013-)(δ)           | υπεριώδες                            | δίσκος   | 0.3        | 2          |
| HMI, SDO (2010-)(δ,μ)     | οπτικό                               | δίσκος   | 1.2        | 720        |
| COR1, STEREO(2006-)(δ,σ)  | οπτικό                               | 1.5-4 $R_{\odot}$                              | 7.5        | 300        |
| COR2, STEREO(2006-)(δ,σ)  | οπτικό                               | 2.5-15 $R_{\odot}$                             | 15         | 900        |
| HI-1, STEREO(2006-)(δ,τη) | οπτικό                               | 15-84 $R_{\odot}$                              | 140        | 3600       |
| HI-2, STEREO(2006-)(δ,τη) | οπτικό                               | 66-318 $R_{\odot}$                             | 480        | 7200       |
| WIND/WAVES                | ραδιοφωνικό                          | 3-215 $R_{\odot}$                              | -          | 60         |
| STEREO/WAVES              | ραδιοφωνικό                          | 3-215 $R_{\odot}$                              | -          | 60         |

## Α'.9 Ασκήσεις

- Υπολογίστε τα χαρακτηριστικά φασματογράφου κατάλληλου για τη μέτρηση κινήσεων σε εκρηκτικές προεξοχές στη γραμμή Ηα.
- Υπολογίστε την απόκριση ενός φίλτρου Lyot.
- Συγκρίνατε τον διαχωρισμό Zeeman στο κέντρο μιας ηλιακή κηλίδας με μαγνητικό πεδίο 2500 G για μια γραμμή του Σιδήρου με παράγοντα Landé  $g = 2.5$  με το θερμικό εύρος της ίδιας γραμμής ( $T = 4500$  K) στο οπτικό μέρος του φάσματος ( $\lambda = 5000 \text{ \AA}$ ) και στο υπέρυθρο ( $\lambda = 10000 \text{ \AA}$ ).



4. Με βάση τις πληροφορίες στο εδάφιο Α.5.6, δώστε τις εκφράσεις μετατροπής συντεταγμένων στο επίπεδο του ουρανού σε ηλιογραφικές και αντίστροφα.
5. Γιατί τα σκίτσα των κηλίδων εξακολουθούν να είναι χρήσιμα ακόμα και σήμερα; Ποιά στήλη του πίνακα που συνοδεύει το σκίτσο του Σχήματος Α.19 αντιστοιχεί στον αριθμό των κηλίδων; Υπολογίστε τον αριθμό Woff.
6. Τι συμπεράσματα βγάξετε από τη σύγκριση του συνοπτικού χάρτη της Ηα του Σχήματος Α.20 με το συνοπτικό χάρτη του μαγνητικού πεδίου; Γιατί στους συνοπτικούς χάρτες ο χρόνος αυξάνει από τα δεξιά προς τα αριστερά;
7. Δικαιολογείστε τις διαφορές των βασικών χαρακτηριστικών των τηλεσκοπίων patrol και των τηλεσκοπίων μεγάλης διακριτικής ικανότητας.
8. Αναγνωρίστε τις δομές στις εικόνες του Σχήματος Α.23.
9. Αποδείξτε τη σχέση (Α.22).
10. Αναγνωρίστε τις δομές στις εικόνες του Σχήματος Α.28.
11. Για τις 12 Φεβρουαρίου 2010 δείτε την κατάσταση του ήλιου στη διεύθυνση <http://www.solarmonitor.org/> και αναζητήστε:
  - (α) Μονοδιάστατες εικόνες του RATAN-600 στη διεύθυνση [http://www.spbf.sao.ru/cgi-bin/ion-r?page=rat\\_search.ion](http://www.spbf.sao.ru/cgi-bin/ion-r?page=rat_search.ion). Στο κουτάκι 2D image: επιλέξτε NORH I για σύγκριση με εικόνες του ραδιοηλιογράφου της Nobeyama. Δοκιμάστε και τις άλλες επιλογές.
  - (β) Δυναμικά φάσματα από το όργανο ARTEMIS στη διεύθυνση [http://artemis-iv.phys.uoa.gr/Artemis4\\_list.html](http://artemis-iv.phys.uoa.gr/Artemis4_list.html).
  - (γ) Ραδιοφωνικά δεδομένα στη διεύθυνση <http://secchirh.obspm.fr/select.php>. Αφού δείτε τις ημερήσιες παρατηρήσεις, επικεντρώστε στο χρονικό διάστημα (Hour selection: 11h --> 12h). Τι διαπιστώνετε;
  - (δ) Για το χρονικό διάστημα 11:20 έως 13:20 UT αναζητήστε δεδομένα του STEREO από τη διεύθυνση <http://stereo-ssc.nascom.nasa.gov/cgi-bin/images>. Αφού δώστε την ημερομηνία, επιλέξτε Resolution: 512X512 και Telescope: Ahead EUVI 304: να κάνετε το ίδιο και για άλλα τηλεσκόπια.
  - (ε) Γράψτε μια σελίδα με τα συμπεράσματά σας.
12. Κάνοντας χρήση της διαδικτυακής βάσης δημοσιεύσεων αστροφυσικής [http://adsabs.harvard.edu/abstract\\_service.html](http://adsabs.harvard.edu/abstract_service.html) να βρεθεί ο ετήσιος αριθμός δημοσιεύσεων από το 1970 μέχρι σήμερα για τα θέματα CMEs και στεμματικοί βρόχοι (coronal loops). Υπάρχει συσχέτιση του αριθμού των δημοσιεύσεων με τον χρόνο λειτουργίας των διαστημικών αποστολών που αναφέρονται στο παρόν παράρτημα;

## Α'.10 Βιβλιογραφία

Τα αντίστοιχα κεφάλαια στα συγγράμματα:

**Αλυσσανδράκης, Κ. Ε., Νίντος, Α., και Πατσουράκος, Σ.:** 2015, *Παρατηρησιακή Αστροφυσική*, Αθήνα, *Ελληνικά Ακαδημικά Συγγράμματα και Βοηθήματα*, ISBN: 978-960-603-429-0

**Zirin, H.:** 1966, *The Solar Atmosphere*, Waltham, Mass.: Blaisdell

**Zirin, H.:** 1998, *The Astrophysics of the Sun*, Cambridge University Press

**Stix, M.:** 2002, *The Sun: An Introduction*, Springer-Verlag, ISBN: 978-3-642-62477-3

Vaquero, J. M. & Vázquez, M.: 2009, *The Sun Recorded Through History*, Springer, ISBN: 978-0-387-92789-3

Πρέκα-Παπαδήμα, Π., Δανέζης Μ., Θεοδοσίου Σ. & Καργιολάκη, Δ.: 2009, *Στα μονοπάτια του ήλιου*, Δίαιλος, Αθήνα, ISBN: 978-960-532-243-5

Αναφορές που γίνονται στο κείμενο:

Baum, W. A., Johnson, F. S., Oberly, J. J., et al. 1946, *Physical Review*, 70, 781

Blake, R. L., Chubb, T. A., Friedman, H., & Unzicker, A. E. 1963, *Astrophys. J.*, 137, 3

Brooks, D. H., Warren, H. P., Ugarte-Urra, I., & Winebarger, A. R. 2013, *Astrophys. J. Lett.*, 772, L19

Dara, H. C., Alissandrakis, C. E., Zachariadis, T. G., & Georgakilas, A. A. 1997, *Astron. Astrophys.*, 322, 653

Keller CU (1995). "X-rays from the Sun". *Cell Mole Life Sci* 51 (7): 710

Nindos, A., Alissandrakis, C. E., Gelfreikh, G. B., Bogod, V. M., & Gontikakis, C. 2002, *Astron. Astrophys.*, 386, 658

Reeves, E. M. 1976, *Solar Phys.*, 46, 53

Tousey, R., Brueckner, G. E., Koomen, M. J., & Michels, D. J. 1972, *Naval Research Reviews*, 25, 8

Vourlidis, A., Sanchez Andrade-Nuño, B., Landi, E., et al. 2010, *Solar Phys.*, 261, 53

## Παράρτημα Β'

# Απαντήσεις σε επιλεγμένες ερωτήσεις και ασκήσεις

### Κεφάλαιο 1

Άσκηση 3:

$$L = L_{\odot} 100^{\Delta m/5} = 3.86 \times 10^{33} \text{ erg sec}^{-1} \times 1004.84/5 = 3.33 \times 10^{35} \text{ erg sec}^{-1} \quad (\text{B'.1})$$

Άσκηση 4: Από τη σχέση μεταξύ των γωνιακών ταχυτήτων:

$$\omega_{sid} = \omega_{syn} + \omega_{earth} \quad (\text{B'.2})$$

όπου  $\omega_{sid}$ ,  $\omega_{syn}$ ,  $\omega_{earth}$  η αστρική γωνιακή ταχύτητα περιστροφής του ήλιου, η συνοδική και η γωνιακή ταχύτητα περιστροφής της γης, έχουμε για τις αντίστοιχες περιόδους:

$$\frac{1}{T_{sid}} = \frac{1}{T_{syn}} + \frac{1}{T_{earth}} = \frac{1}{28} + \frac{1}{365.25} = \frac{1}{26.0} \quad (\text{B'.3})$$

### Κεφάλαιο 2

Άσκηση 2: Πρόκειται για διαφορική εξίσωση πρώτης τάξης που λύνεται με τη βοήθεια ολοκληρωτικού παράγοντα, ο οποίος, στην προκειμένη περίπτωση, είναι η ποσότητα  $e^{-\tau_{\nu}/\mu}$ . Η πλήρης λύση είναι:

$$\begin{aligned} I_{\nu}(\tau_{\nu}, \mu) &= \int_{\tau_{\nu}}^{\infty} S_{\nu} e^{-(t_{\nu}-\tau_{\nu})/\mu} dt_{\nu}/\mu, \text{ για ακτινοβολία από κάτω } (0 \leq \mu \leq 1) \\ I_{\nu}(\tau_{\nu}, \mu) &= - \int_0^{\tau_{\nu}} S_{\nu} e^{-(\tau_{\nu}-t_{\nu})/\mu} dt_{\nu}/\mu, \text{ για ακτινοβολία από επάνω } (-1 \leq \mu \leq 0) \end{aligned} \quad (\text{B'.4})$$

Άσκηση 5:

$$\tau_{\nu} \ll 1 \rightarrow \nu^2 \ll \xi \frac{N_e^2 L}{T^{3/2}}; \quad T_b \simeq \xi \frac{N_e^2 L}{T^{1/2}} \frac{1}{\nu^2} \propto \lambda^2 \quad (\text{B'.5})$$

Προφανώς, για

$$\nu^2 \gg \xi \frac{N_e^2 L}{T^{3/2}}, \quad T_b \simeq T$$

Άσκηση 8: (α)  $f_p[\text{MHz}] = 2.8B[\text{G}]$  (β) 2.8 GHz (γ)  $2.3 \times 10^{11}$  G για  $\lambda = 5000 \text{ \AA}$  ( $\nu = 60 \text{ THz}$ ).

Άσκηση 10: Ξεκινήστε από

$$\frac{1}{f} \frac{df}{dt} = \frac{1}{\omega_p} \frac{d\omega_p}{dt} = \frac{1}{\omega_p} \frac{d\omega_p}{dN_e} \frac{dN_e}{dz} \frac{dz}{dt} \quad (\text{B'.6})$$

Άσκηση 11: Υπόδειξη: υπολογίστε το οπτικό βάθος και χρησιμοποιήστε τη σχέση (2.29).

### Κεφάλαιο 3

Άσκηση 2: Το οπτικό βάθος είναι:

$$d\tau = -\frac{\xi}{f^2} \frac{N_e^2}{T_e^{3/2}} \frac{dl}{dT_e} dT_e = -\frac{\xi}{f^2} \frac{DEM(T_e)}{T_e^{3/2}} dT_e \quad (\text{B'.7})$$

που ολοκληρώνεται ως:

$$\tau(T_e) = -\frac{\xi}{f^2} \int_{T_{e1}}^{T_e} \frac{DEM(T_e)}{T_e^{3/2}} dT_e \quad (\text{B'.8})$$

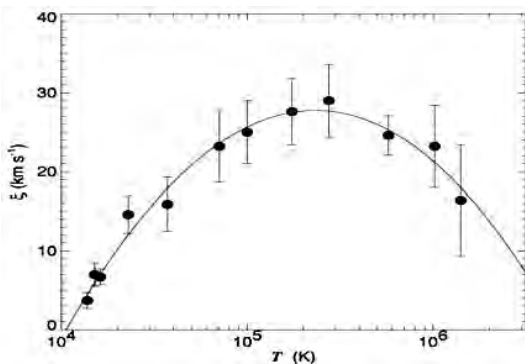
Στη οπτικά λεπτή περίπτωση,

$$T_b = \frac{\xi}{f^2} \int_{T_{e1}}^{T_{e2}} e^{-\tau(T_e)} \frac{DEM(T_e)}{T_e^{1/2}} dT_e \quad (\text{B'.9})$$

Άσκηση 4: Υπόδειξη: βρείτε το ατομικό βάρος κάθε στοιχείου και χρησιμοποιήστε τις σχέσεις (2.72), (2.76) και (2.98). Ενδεικτικά αποτελέσματα:

| Ιόν    | $\lambda$ (Å) | $v_{th}$ (km s <sup>-1</sup> ) | $\xi$ (km s <sup>-1</sup> ) |
|--------|---------------|--------------------------------|-----------------------------|
| C I    | 1315.9        | 4.37                           | 3.7                         |
| S II   | 1253.8        | 3.45                           | 14.6                        |
| Si IV  | 1393.8        | 6.48                           | 22.6                        |
| C IV   | 1550.8        | 1.77                           | 25.1                        |
| S VI   | 933.4         | 9.51                           | 28.2                        |
| Mg X   | 625.0         | 6.58                           | 23.2                        |
| Fe XII | 1242.0        | 0.46                           | 16.4                        |

Διάγραμμα  $\xi(T)$ :



**Άσκηση 6:** (α)  $f = f_p = \frac{\omega_p}{2\pi} = 8.978 \cdot 10^{-3} \sqrt{N_e}$  [MHz]. (β) Απόσταση από το κέντρο 1.13, 1.42 και 1.78  $R_\odot$ . Ύψος σε σχέση με τη φωτόσφαιρα 0.13, 0.42 και 0.78  $R_\odot$ .

**Άσκηση 9:** Από τη διαφορά ενέργειας των σταθμών έχουμε

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2} \quad (\text{B'.10})$$

Γιά  $\lambda_1 = 96.122 \text{ \AA}$  και  $\lambda_2 = 97.591 \text{ \AA}$  παίρνουμε  $\lambda = 6386 \text{ \AA}$ , που είναι κοντά στο 6374  $\text{\AA}$ .

## Κεφάλαιο 4

**Άσκηση 2:** Επειδή, όταν λειτουργεί ο κύκλος του άνθρακα, η μεγάλη εξάρτηση του ρυθμού έκλυσης ενέργειας από τη θερμοκρασία δημιουργεί πολύ μεγάλη θερμοβαθμίδα.

## Κεφάλαιο 5

**Άσκηση 5:** Διατήρηση της ενέργειας:

$$W(0) = W_\perp(0) + W_\parallel(0) = W(z) = W_\perp(z) + W_\parallel(z) \quad (\text{B'.11})$$

όπου  $W$  η κινητική ενέργεια,  $W_\perp$  το μέρος της που αντιστοιχεί στην κίνηση κάθετα στο μαγνητικό πεδίο και  $W_\parallel$  το μέρος που αντιστοιχεί στην κίνηση παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο, στο κέντρο της φιάλης ( $z = 0$ ) και σε μια τυχαία θέση  $z$ . Από τη διατήρηση της μαγνητικής ροπής έχουμε:

$$\mu = \frac{W_\perp(0)}{B_z(0)} = \frac{W_\perp(z)}{B_z(z)} \quad (\text{B'.12})$$

όπου  $B_z$  το μαγνητικό πεδίο στη διεύθυνση του άξονα της φιάλης. Ο συνδυασμός των δύο σχέσεων δίνει:

$$W_\parallel(z) = W_\parallel(0) - W_\perp(0) \left( \frac{B_z(z)}{B_z(0)} - 1 \right) \quad (\text{B'.13})$$

Ανάκλαση έχουμε όταν  $W_\parallel(z) = 0$ , οπότε η (B'.13) δίνει:

$$1 + \frac{W_\parallel(0)}{W_\perp(0)} = \frac{B_z(z)}{B_z(0)} \quad (\text{B'.14})$$

αλλά

$$\frac{W_\parallel(0)}{W_\perp(0)} = \frac{v_\parallel(0)^2}{v_\perp(0)^2} = \frac{1}{\tan^2 \theta} \quad (\text{B'.15})$$

οπότε

$$\sin \theta = \sqrt{\frac{B_z(0)}{B_z(z)}} = \sqrt{\frac{B_{\min}}{B_{\max}}} \quad (\text{B'.16})$$

**Άσκηση 6:** (α) Η εξίσωση των δυναμικών γραμμών είναι

$$\frac{dx}{dz} = \frac{B_x}{B_z} = \frac{\tanh(z/L)}{\epsilon x/L} \quad (\text{B'.17})$$

από όπου παίρνουμε  $\epsilon x^2/(2L^2) - \ln \cosh(z/L) = c$  όπου  $c$  μια σταθερά.

Για μικρά ορίσματα  $u$  έχουμε ότι  $\ln \cosh u \approx u^2/2$  και συνεπώς για  $z/L \ll 1$  παίρνουμε

$$\frac{\epsilon x^2}{2L^2} - \frac{z^2}{2L^2} = c \quad (\text{B'.18})$$

δηλαδή  $z^2 = \epsilon x^2 - 2L^2 c$  ή

$$z = \pm(\epsilon x^2 + C')^{1/2} \quad (\text{B'.19})$$

αν θέσουμε  $C' = -2L^2 c$ . Για  $C' > 0$ , οι δυναμικές γραμμές ορίζονται για όλες τις τιμές του  $x$ . Για  $C' < 0$  ξεκινούν από το  $x = \pm\sqrt{-C'}/\epsilon$ . Για  $C' = 0$  έχουμε  $z = \pm\sqrt{\epsilon/B_0}x$ .

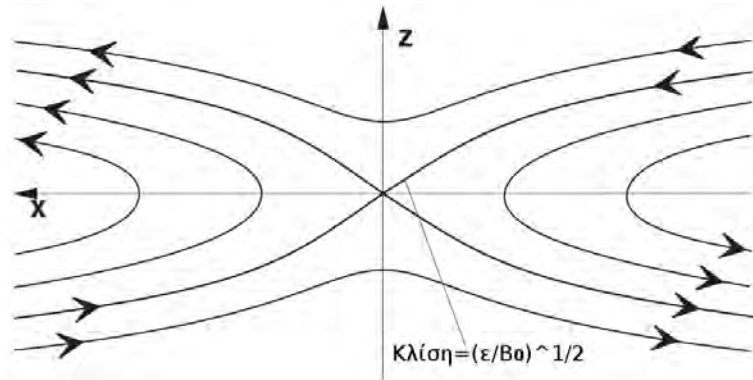
Για μεγάλα ορίσματα  $u$ :  $\ln \cosh u \approx |u|$  και συνεπώς για  $z/L \gg 1$  έχουμε:

$$\frac{\epsilon x^2}{2L^2} - \frac{z}{L} = c \quad (\text{B'.20})$$

δηλαδή

$$|z| = \epsilon \frac{x^2}{2L} - cL \quad (\text{B'.21})$$

Στο σχήμα Β'.1 παρουσιάζουμε σκίτσο των δυναμικών γραμμών.



**Σχήμα Β'.1:** Σκίτσο των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου για την άσκηση 6.

(β) Από το νόμο του Ampère παίρνουμε

$$j_y = \frac{4\pi B_0}{cL} \left( \cosh^{-2} \frac{z}{L} - \epsilon \right) \quad (\text{B'.22})$$

(γ) Για τα δεδομένα της ερώτησης η εξίσωση ορμής δίνει ότι για  $x = L$  η επιτάχυνση είναι  $2.68 \times 10^5 \text{ m s}^{-1}$ .

**Άσκηση 8:** (α) Έχουμε

$$\mathbf{B} = \hat{x}B_y(x) + \hat{z}B_z(x) \quad \text{και} \quad (\text{B'.23})$$

$$B_y^2 + B_z^2 = B_0^2 \quad (\text{B'.24})$$

από όπου

$$\nabla \times \mathbf{B} = -\hat{\mathbf{y}} \frac{dB_z}{dx} + \hat{\mathbf{z}} \frac{dB_y}{dx} \quad (\text{B'.25})$$

ενώ από την (B'.24):

$$B_y dB_y = -B_z dB_z \quad (\text{B'.26})$$

και, αντικαθιστώντας στην (B'.25),

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{1}{B_z} \frac{dB_y}{dx} [\hat{\mathbf{x}} B_y(x) + \hat{\mathbf{z}} B_z(x)] = \frac{1}{B_z} \frac{dB_y}{dx} \mathbf{B} = \alpha(x) \mathbf{B} \quad (\text{B'.27})$$

με

$$\alpha(x) = \frac{1}{B_z} \frac{dB_y}{dx} = -\frac{1}{B_y} \frac{dB_z}{dx} \quad (\text{B'.28})$$

(β) Για  $B_y = B_0 \cos x$ , προφανώς  $B_z = B_0 \sin x$ , και από την (B'.28)  $\alpha = -1$ .

## Κεφάλαιο 6

**Άσκηση 1:** Από τη σχέση (6.16) προκύπτει  $L \simeq 60 \text{ cm}$ .

**Άσκηση 2:**(α) Επειδή η αγωγιμότητα είναι άπειρη, η εξίσωση 6.1 γίνεται

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) \quad (\text{B'.29})$$

η οποία δίνει

$$\frac{\partial B_y}{\partial t} = x \frac{\partial B_y}{\partial x} + B_y \quad (\text{B'.30})$$

(β) Αν  $B_y(x, t) = X(x)T(t)$  τότε η εξίσωση (B'.30) γίνεται

$$X \frac{\partial T}{\partial t} = XT + x \frac{\partial X}{\partial x} T \quad (\text{B'.31})$$

δηλαδή

$$\frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial t} = 1 + \frac{x}{X} \frac{\partial X}{\partial x} \quad (\text{B'.32})$$

Το αριστερό μέλος της εξίσωσης (B'.32) μπορεί να είναι ίσο με το δεξιό αν και τα δύο είναι ίσα με μια σταθερά,  $k$ , συνεπώς

$$\frac{1}{T} \frac{\partial T}{\partial t} = k \quad (\text{B'.33})$$

$$1 + \frac{x}{X} \frac{\partial X}{\partial x} = k \quad (\text{B'.34})$$

Πρώτα λύνουμε την (B'.33)  $\int dT/T = \int k dt \implies T = Ae^{kt}$ , όπου  $A$  μια σταθερά. Κατόπιν λύνουμε την (B'.34)  $\int dX/X = \int (k-1)/x dx \implies X = Cx^{k-1}$ , όπου  $C$  μια σταθερά. Επομένως

$$B_y(x, t) = XT = \sum_k A_k e^{kt} x^{k-1} \quad (\text{B'.35})$$

όπου το  $A_k$  είναι ίσο με  $AC$  για κάθε τιμή του  $k$ .

(γ) Από την αρχική συνθήκη έχουμε

$$B_y(x, 0) = 1 - x^2 = \sum_k A_k x^{k-1} \quad (\text{B'.36})$$

Αν  $k = 1 \implies A_1 = 1$ . Αν  $k = 2 \implies A_2 x = 0 \implies A_2 = 0$ . Αν  $k = 3 \implies A_3 x^2 = -x^2 \implies A_3 = -1$ .  
Συνεπώς παίρνουμε

$$B_y(x, t) = e^t - x^2 e^{3t} \quad (\text{B'.37})$$

**Άσκηση 4:** Ο όρος  $-2 \int_V \mathbf{E} \cdot \mathbf{B} dV$  της εξίσωσης 6.45 παρέχει τη διάχυση της μαγνητικής ελκυστικότητας. Από το νόμο του Ohm

$$\mathbf{E} = \eta \mathbf{J} - \frac{\mathbf{v} \times \mathbf{B}}{c} \quad (\text{B'.38})$$

ο όρος αυτός μηδενίζεται στο όριο  $\eta \rightarrow 0$ .

## Κεφάλαιο 7

**Άσκηση 2:** Έστω  $\mu$ ,  $\lambda$ , και  $\tau$ , η μοναδιαία μάζα, μήκος και χρόνος αντίστοιχα. Τότε για την ενέργεια της έκρηξης,  $E$ , την πυκνότητα του μέσου,  $\rho$  και το χρόνο,  $t$ , έχουμε:  $[E] = \mu \lambda^2 / \tau^2$ ,  $[\rho] = \mu / \lambda^3$  και  $[t] = \tau$ , αντίστοιχα. Ο μόνος τρόπος με τον οποίο μπορούμε να συνδυάσουμε τις μεταβλητές αυτές ώστε να πάρουμε τις σωστές διαστάσεις για την ακτίνα του χροστικού κύματος,  $[R] = \lambda$ , είναι

$$R = C \left( \frac{Et^2}{\rho} \right)^{1/5} \propto t^{2/5} \quad (\text{B'.39})$$

όπου  $C$  μία σταθερά.

Η ταχύτητα του χροστικού κύματος συναρτήσει του χρόνου προκύπτει με χρονική παραγωγή της παραπάνω εξίσωσης:

$$v = \frac{2R}{5t} \propto t^{-3/5} \quad (\text{B'.40})$$

**Άσκηση 3:** (α) Για την παράλληλη διάδοση, από τη σχέση (7.65) για  $n = 0$  παίρνουμε:

$$\omega_R = \frac{\omega_{ce}}{2} \left[ 1 + \sqrt{1 + (2\omega_p/\omega_{ce})^2} \right] \quad \text{για το έκτακτο κύμα} \quad (\text{B'.41})$$

$$\omega_L = \frac{\omega_{ce}}{2} \left[ -1 + \sqrt{1 + (2\omega_p/\omega_{ce})^2} \right] \quad \text{για το τακτικό κύμα} \quad (\text{B'.42})$$

(β) Υπόδειξη: ξεκινήστε από την (7.70), γράψτε  $(\omega^2 - \omega_L^2)(\omega^2 - \omega_R^2) = \omega^4 - \omega^2(\omega_L^2 + \omega_R^2) + \omega_L^2 \omega_R^2 = \omega^4 - \omega^2[(\omega_L - \omega_R)^2 + 2\omega_L \omega_R] + \omega_L^2 \omega_R^2$  και εκφράστε τις ποσότητες  $\omega_L - \omega_R$  και  $\omega_L \omega_R$  από τις (B'.41) και (B'.42)



## Κεφάλαιο 8

**Άσκηση 1:** Στη φωτόσφαιρα έχουμε αριθμητική πυκνότητα  $n = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ , θερμοκρασία  $T = 6000 \text{ K}$ , και για την περίπτωση της κηλίδας μαγνητικό πεδίο  $B = 3000 \text{ G}$ .

Στο στέμμα έχουμε  $n = 10^9 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T = 10^6 \text{ K}$ , και για περιοχή πάνω από κηλίδα  $B = 100 \text{ G}$ .

Στον ηλιακό άνεμο έχουμε  $n = 1 \text{ cm}^{-3}$ ,  $T = 10^5 \text{ K}$ , και  $B = 1 \text{ nT}$ .

Η αριθμητική αντικατάσταση δίνει ότι το  $\beta = 8\pi nkT/B^2$  ισούται με 23.1 στη φωτόσφαιρα,  $3.47 \times 10^{-4}$  στο στέμμα και 3.47 στον ηλιακό άνεμο.

**Άσκηση 2:** Κάτω από ΤΘΙ, παίρνουμε παραγωγίζοντας την (2.19) ως προς τη θερμοκρασία:

$$\frac{\Delta I_\nu}{I_\nu} = \frac{\Delta B_\nu}{B_\nu} = \frac{h\nu}{kT} \frac{1}{1 - e^{-h\nu/kT}} \frac{\Delta T}{T} \quad (\text{B'.43})$$

Η σχέση αυτή μπορεί να χρησιμοποιηθεί για μικρές διαφορές έντασης/θερμοκρασίας. Από τα δεδομένα του προβλήματος  $\Delta I_\nu/I_\nu = 0.2$  και για φωτοσφαιρική θερμοκρασία ( $T = 5785 \text{ K}$ ) έχουμε  $h\nu/kT \simeq 5$ ,  $\Delta T/T \simeq 0.04$  και

$$\Delta T \simeq 230 \text{ K} \quad (\text{B'.44})$$

Για ακριβή υπολογισμό πρέπει να πάρουμε τον λόγο της συνάρτησης του Planck στη φωτόσφαιρα και στο μεσοκοκκιακό διάστημα:

$$\frac{I_\nu}{I_{\nu_1}} = \frac{e^{h\nu/kT} - 1}{e^{h\nu/kT_1} - 1} \quad (\text{B'.45})$$

από όπου:

$$T_1 = \frac{h\nu/k}{\ln[1 + (e^{h\nu/kT} - 1)(I_\nu/I_{\nu_1})]} \quad (\text{B'.46})$$

και, βάζοντας αριθμητικές τιμές, παίρνουμε

$$T_1 = 5581 \text{ K}, \quad \Delta T = 204 \text{ K} \quad (\text{B'.47})$$

**Άσκηση 3:** Αν επιχειρήσουμε να χρησιμοποιήσουμε την προσεγγιστική έκφραση (B'.43) θα πάρουμε  $\Delta I_\nu/I_\nu = 1.4$ , δηλαδή  $\Delta I_\nu > I_\nu$ !! Αντίθετα, η ακριβής έκφραση (B'.45) δίνει:

$$\frac{I_{\nu_1}}{I_\nu} = 0.24 \quad (\text{B'.48})$$

**Άσκηση 5:** Αναλύουμε το μαγνητικό πεδίο σε ακτινική και αζιμουθιακή συνιστώσα,  $B_r$  και  $B_\phi$ , αντίστοιχα. Από την εξίσωση  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  παίρνουμε

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 B_r) = 0 \quad (\text{B'.49})$$

η οποία δίνει  $r^2 B_r = r_0^2 B_0$ , όπου με το δείκτη 0 συμβολίζουμε τις ποσότητες στην απόσταση  $3R_\odot$  όπου το μαγνητικό πεδίο γίνεται ακτινικό. Επομένως έχουμε:

$$B_r = B_0 \left( \frac{r_0}{r} \right)^2 \quad (\text{B'.50})$$

Θεωρώντας ότι δεν έχουμε χρονικές μεταβολές η εξίσωση 6.3 γράφεται

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) = 0 \quad (\text{B'.51})$$

όπου  $\mathbf{V}$  η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου. Η εξίσωση (B'.51) δίνει

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} [r(V_r B_\phi - V_\phi B_r)] = 0 \quad (\text{B'.52})$$

η οποία μπορεί να εκφραστεί ως

$$rV_\phi B_r - rV_r B_\phi = r_0 V_{\phi_0} B_0 = r_0^2 \Omega B_0 \quad (\text{B'.53})$$

δηλαδή

$$B_\phi = \frac{rV_\phi B_r - r_0^2 \Omega B_0}{rV_r} \quad (\text{B'.54})$$

Με χρήση της (B'.50) η (B'.54) δίνει

$$B_\phi = \frac{V_\phi - r\Omega}{V_r} B_r \quad (\text{B'.55})$$

Για μεγάλες αποστάσεις,  $r \gg r_0$ , έχουμε ότι  $r\Omega \gg V_\phi$  και συνεπώς

$$B_\phi = -\frac{r\Omega}{V_r} B_r = -\frac{\Omega B_0}{V_r} \frac{r_0^2}{r} \quad (\text{B'.56})$$

Η γωνία,  $\psi$ , ανάμεσα στο μαγνητικό πεδίο και την ακτινική διεύθυνση είναι

$$\tan \psi = \left| \frac{B_\phi}{B_r} \right| = \frac{r\Omega}{V_r} \quad (\text{B'.57})$$

Από τις εξισώσεις (B'.50), (B'.56) και (B'.57) παίρνουμε, με αριθμητική αντικατάσταση:

- Για  $r = 0.5$  AU,  $B_r = 78$  nT,  $B_\phi = 39$  nT,  $\psi = 26.6^\circ$ .
- Για  $r = 1$  AU,  $B_r = 19.4$  nT,  $B_\phi = 19.6$  nT,  $\psi = 45.3^\circ$ .
- Για  $r = 2$  AU,  $B_r = 4.85$  nT,  $B_\phi = 98.2$  nT,  $\psi = 63.7^\circ$ .

**Άσκηση 6:** (α) Το μαγνητικό πεδίο του διπόλου είναι, σε πολικές συντεταγμένες  $(r, \vartheta)$ ,

$$\mathbf{B}(r, \vartheta) = \frac{M}{r^3} (2 \cos \vartheta \hat{\mathbf{r}} + \sin \vartheta \hat{\boldsymbol{\vartheta}}) \quad (\text{B'.58})$$

$$\text{με ένταση} \quad B(r, \vartheta) = \frac{M}{r^3} \sqrt{3 \cos^2 \vartheta + 1} \quad (\text{B'.59})$$

όπου  $M$  η μαγνητική ροπή και  $\vartheta$  η γωνία του ανύσματος θέσης,  $\mathbf{r}$ , ως προς τον άξονα του διπόλου.

Περνάμε σε κυλινδρικές συντεταγμένες  $(\rho, z)$ , με τον άξονα του διπόλου στη διεύθυνση το άξονα  $z$ . Ο μετασχηματισμός  $(r, \vartheta) \rightarrow (\rho, z)$  εμπλέκει τις σχέσεις:

$$\hat{\mathbf{r}} = \sin \vartheta \hat{\boldsymbol{\rho}} + \cos \vartheta \hat{\mathbf{z}} \quad (\text{B'.60})$$

$$\hat{\boldsymbol{\vartheta}} = \cos \vartheta \hat{\boldsymbol{\rho}} - \sin \vartheta \hat{\mathbf{z}} \quad (\text{B'.61})$$

και

$$\cos \vartheta = z/r \quad (\text{B'.62})$$

$$\sin \vartheta = \rho/r \quad (\text{B'.63})$$

οπότε, μετά από πράξεις, παίρνουμε από τις (B'.58) και (B'.59)

$$\mathbf{B}(\rho, z) = \frac{M}{r^4} [3\rho z \hat{\rho} + (2z^2 - \rho^2) \hat{z}] \quad (\text{B'.64})$$

$$B(\rho, z) = \frac{M}{r^4} \sqrt{4d^2 + \rho^2} \quad (\text{B'.65})$$

$$\text{με} \quad r = \sqrt{\rho^2 + z^2} \quad (\text{B'.66})$$

Σύμφωνα με το πρόβλημα, η φωτόσφαιρα βρίσκεται σε  $z = d$ , το μαγνητικό πεδίο έχει μέγιστη τιμή  $B_0$ , και γίνεται οριζόντιο σε απόσταση  $a$  από το κέντρο. Από την (B'.64), το πεδίο γίνεται οριζόντιο όταν

$$2z^2 = \rho^2, \quad \text{δηλαδή} \quad 2d^2 = a^2 \quad \text{οπότε,} \quad (\text{B'.67})$$

$$d = a/\sqrt{2} \quad (\text{B'.68})$$

Εξ άλλου, από την (B'.64),

$$B_0 = B(0, d) = \frac{2M}{d^3}, \quad \text{οπότε, με χρήση και της (B'.68),} \quad (\text{B'.69})$$

$$M = \sqrt{2}a^3 B_0 \quad (\text{B'.70})$$

και, τελικά, το μοντέλο μας γράφεται:

$$\mathbf{B}(\rho, z) = \frac{M}{r^4} [3\rho(z+d) \hat{\rho} + (2(z+d)^2 - \rho^2) \hat{z}] \quad (\text{B'.71})$$

$$\text{με} \quad r = \sqrt{(z+d)^2 + \rho^2} \quad (\text{B'.72})$$

και τις ποσότητες  $M$  και  $d$  να προσδιορίζονται από τις παραμέτρους  $B_0$  και  $a$ , μέσω των εξισώσεων (B'.68) και (B'.70)

## Κεφάλαιο 9

**Άσκηση 1:** (α) 500 s. (β) Περίπου 40 λεπτά για το ηλεκτρόνιο και περίπου 57 λεπτά για το πρωτόνιο. (γ) Περίπου 42 ώρες.

**Άσκηση 3:** (α) Η ζητούμενη σχέση προκύπτει εύκολα από τη γεωμετρία του προβλήματος.

(β)

$$\Delta t = \frac{l}{2c} \left( \frac{1}{\beta_1 \cos \alpha_1} - \frac{1}{\beta_2 \cos \alpha_2} \right) \quad (\text{B'.73})$$

όπου  $\beta_1 = v_1/c$  και  $\beta_2 = v_2/c$ .

**Άσκηση 4:** (α) Η αριθμητική πυκνότητα,  $N$ , μεταβάλλεται εκθετικά με το ύψος,  $z$ , επομένως θα δίνεται από την

$$N = N_0 \exp(-z/H) \quad (\text{B'.74})$$

όπου  $H$  η κλίμακα ύψους. Συνδυάζοντας την εξίσωση αυτή με την εξίσωση 2.76 που δίνει τη συχνότητα πλάσματος, παίρνουμε

$$\omega = \sqrt{\frac{4\pi N_0 e^2}{m_e}} \exp(-z/2H) \quad (\text{B'.75})$$

όπου  $\omega$  είναι η κυκλική συχνότητα παρατήρησης. Η λογαρίθμιση της B'.75 δίνει

$$\ln \omega = \frac{1}{2} \ln \frac{4\pi N_0 e^2}{m_e} - \frac{z}{2H} \quad (\text{B'.76})$$

Παραγωγίζουμε την (B'.76) ως προς χρόνο και έχουμε

$$\frac{d \ln \omega}{dt} = \frac{d \ln f}{dt} = -\frac{v}{2H} \quad (\text{B'.77})$$

δηλαδή

$$v = -2H \frac{d \ln f}{dt} \quad (\text{B'.78})$$

**Άσκηση 5:** Η αριθμητική πυκνότητα,  $n$ , της CME είναι αντιστρόφως ανάλογη του τετραγώνου της απόστασής της,  $r$ , από τον Ήλιο, δηλαδή  $n(r) \propto r^{-2}$ . Επομένως  $r(t) = R_\odot \sqrt{n_0/n(t)}$ , όπου  $n_0 = 10^9 \text{ cm}^{-3}$ . Η αριθμητική αντικατάσταση δίνει  $r = 10R_\odot$ ,  $100R_\odot$  και  $1000R_\odot$  για  $n = 10^7$ ,  $10^5$  και  $10^3 \text{ cm}^{-3}$ , αντίστοιχα. Οι αντίστοιχοι χρόνοι υπολογίζονται από την  $t = r(t)/v_{CME}$  και είναι περίπου 2, 20 και 2000 ώρες.

**Άσκηση 6:** (α) Η επιφάνεια της περιοχής είναι

$$A_{AR} = R_\odot^2 \int_0^{\pi/4} dl \int_0^{\pi/4} \cos b db = 0.55 R_\odot^2 \quad (\text{B'.79})$$

όπου  $l$  και  $b$  το ηλιογραφικό μήκος και πλάτος, αντίστοιχα. Η μάζα της είναι

$$m_{AR} = n_0 m_p A_{AR} H \quad (\text{B'.80})$$

όπου  $H$  είναι η κλίμακα ύψους (βλέπε εξίσωση 1.8). Η αριθμητική αντικατάσταση δίνει  $m_{AR} \approx 2 \times 10^{16} \text{ g}$ . Επομένως το ζητούμενο ποσοστό είναι  $m_{CME}/m_{AR} \approx 0.5\%$ .

## Κεφάλαιο 10

**Άσκηση 3:** Από τη σχέση (6.1) και για μηδενική ειδική αντίσταση έχουμε:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) \quad (\text{B'.81})$$

Αντικαθιστώντας  $\mathbf{B} = B_y \hat{\mathbf{y}}$  και  $\mathbf{V}_0 = V_0 e^{-(y/y_0)^2} \hat{\mathbf{x}}$ , παίρνουμε:

$$\mathbf{V} \times \mathbf{B} = B_0 V_0 e^{-(y/y_0)^2} \hat{\mathbf{z}} \quad (\text{B'.82})$$

Υπολογίζοντας το στροβιλισμό, παίρνουμε:

$$\nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}) = \frac{\partial}{\partial x} B_0 V_0 e^{-(y/y_0)^2} \hat{x} = B_0 V_0 \left( -\frac{2y}{y_0^2} \right) e^{-(y/y_0)^2} \hat{x} \quad (\text{B'.83})$$

και, αντικαθιστώντας στην (B'.81),

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -2B_0 V_0 \frac{y}{y_0^2} e^{-(y/y_0)^2} \hat{x} \quad (\text{B'.84})$$

που δείχνει ότι πράγματι η κίνηση του πλάσματος κάθετα στο αρχικό μαγνητικό πεδίο, προκαλεί την εμφάνιση μιας νέας συνιστώσας παράλληλα προς τη διεύθυνση  $\hat{x}$ , η οποία αυξάνει χρονικά με το ρυθμό που δίνει η σχέση (B'.84).

## Κεφάλαιο 11

**Άσκηση 1:** (α) Έχουμε  $t_{onset} = t_{rel} + L/v$  από όπου προκύπτει η ζητούμενη.

(β) Για την άμεση σύγκριση των σωματιδιακών δεδομένων με τις παρατηρήσεις ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας προσθέτουμε 8.33 min στο δεύτερο μέλος της εξίσωσης του ερωτήματος (α), αφού τόσος είναι ο χρόνος που απαιτείται για να φτάσουν φωτόνια από τον Ήλιο στη 1 AU. Επομένως θα έχουμε

$$t_{rel} = t_{onset} - \frac{L}{v} + 8.33 \quad (\text{B'.85})$$

(γ) Κάνουμε γραφική παράσταση του αντίστροφου της ταχύτητας,  $1/v$ , των σωματιδίων το οποίο αντιστοιχεί στα διάφορα κανάλια του ανιχνευτή (οριζόντιος άξονας) συναρτήσεως των χρόνων  $t_{onset}$  (κατακόρυφος άξονας). Σχεδιάζουμε την προκύπτουσα ευθεία ελαχίστων τετραγώνων. Το σημείο τομής της ευθείας αυτής με τον κατακόρυφο άξονα δίνει το  $t_{rel}$  και η κλίση της δίνει το  $L$ .

**Άσκηση 4:** Η ζητούμενη ροή,  $\Phi$ , δίνεται από το ολοκλήρωμα

$$\Phi = 2\pi \int_0^{r_0} B_z(r) r dr \quad (\text{B'.86})$$

Από την εξίσωση 11.6 έχουμε ότι  $B_z = B_0 J_0(\alpha r)$ , επομένως η εξίσωση B'.86 γίνεται

$$\Phi = 2\pi B_0 \int_0^{r_0} J_0(\alpha r) r dr = \frac{2\pi B_0 r_0 J_1(\alpha r_0)}{\alpha} \quad (\text{B'.87})$$

## Κεφάλαιο 12

**Άσκηση 1:** Το μαγνητικό πεδίο ελαττώνεται με τον κύβο της απόστασης από το κέντρο της Γης, επομένως

$$\frac{B}{B_{\oplus}} = \frac{R_{\oplus}^3}{r^3} \quad (\text{B'.88})$$

όπου  $r$  είναι η ζητούμενη απόσταση,  $B = 5$  nT,  $R_{\oplus}$  η ακτίνα της Γης και  $B_{\oplus} = 0.311$  G το μαγνητικό πεδίο της Γης στο επίπεδο του μαγνητικού ισημερινού και σε απόσταση  $R_{\oplus}$  από το κέντρο της Γης. Η αριθμητική αντικατάσταση δίνει  $r = 18.4R_{\oplus}$ .

**Άσκηση 2:** (α) Χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις (5.5) και (5.6) βρίσκουμε ότι η γυρο-ακτίνα,  $a$ , και η γυρο-περίοδος,  $T$ , των ηλεκτρονίων είναι  $219.1 \text{ m}$  και  $7.36 \times 10^{-5} \text{ s}$ , αντίστοιχα. Για τα πρωτόνια βρίσκουμε  $a = 9410 \text{ m}$  και  $T = 0.135 \text{ s}$ .

(β) Σε απόσταση  $r = 4R_{\oplus}$  από το κέντρο της Γης, το μαγνητικό πεδίο είναι  $B = B_{\oplus}R_{\oplus}^3/r^3$  και χρησιμοποιώντας την εξίσωση 5.13 βρίσκουμε ότι η γωνία,  $\theta$ , του κώνου απωλείας είναι

$$\theta = \sin^{-1} \sqrt{\frac{B}{B_{\oplus}}} = 7.2^{\circ} \quad (\text{B'.89})$$

**Άσκηση 3:** (α) Οι ταχύτητες ολίσθησης λόγω καμπυλότητας,  $v_c$  και βαθμίδας των δυναμικών γραμμών,  $v_g$ , δίνονται από τις εξισώσεις (5.9) και (5.10), αντίστοιχα. Σε αυτές αντικαθιστούμε το μαγνητικό πεδίο,  $B$ , από την εξίσωση B'.88 και τελικά παίρνουμε

$$\mathbf{v}_g = -\frac{mv_{\perp}^2}{2q} \frac{3r^2}{B_{\oplus}R_{\oplus}^3} \hat{\phi} = 3.77 \text{ km/s} \quad (\text{B'.90})$$

και

$$\mathbf{v}_c = -\frac{mv_{\parallel}}{q} \frac{3r^2}{B_{\oplus}R_{\oplus}^3} \hat{\phi} = 7.54 \text{ km/s} \quad (\text{B'.91})$$

(β) Χρησιμοποιούμε ότι  $m \int_0^{\infty} v_x^2 f(v) dV = m \int_0^{\infty} v_y^2 f(v) dV = nkT$  και τελικά έχουμε

$$\mathbf{v}_g = \mathbf{v}_c = (-3.25\hat{\phi}) \text{ km/s} \quad (\text{B'.92})$$

Επομένως η ζητούμενη ταχύτητα είναι  $\mathbf{v} = \mathbf{v}_g + \mathbf{v}_c = -6.5\hat{\phi} \text{ km/s}$ .

**Άσκηση 5:** Η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου ως προς τη Γη είναι σχεδόν πάντα μεγαλύτερη από την ταχύτητα του γρήγορου ΜΥΔ κύματος συνεπώς το στάσιμο κρουστικό κύμα μπροστά από τη μαγνητόσφαιρα της Γης ανήκει στην κατηγορία των γρήγορων κρουστικών κυμάτων. Η θέρμανση του πλάσματος προκύπτει λόγω της μετατροπής μεγάλου μέρους της ενέργειας του ηλιακού ανέμου σε θερμότητα.

**Άσκηση 6:** Η μεταβολή της γεωμαγνητικής δραστηριότητας εξαρτάται από την μεταβολή της έντασης της συνιστώσας  $B_z$  με φορά προς νότο σε σχέση με την ένταση του γεωμαγνητικού πεδίου στην εξωτερική μαγνητόσφαιρα. Όμως λίγο μέσα από τη μαγνητόσφαιρα, η ένταση του μαγνητικού πεδίου της Γης καθορίζεται από την εξίσωση 12.12, δηλαδή από την τετραγωνική ρίζα της δυναμικής πίεσης του ηλιακού ανέμου. Επομένως, μια αύξηση της συνιστώσας  $B_z$  με φορά προς νότο η οποία συνοδεύεται από αύξηση της πυκνότητας του ηλιακού ανέμου έτσι ώστε ο λόγος  $B_z/\sqrt{8\pi\rho v^2}$  να μην μεταβάλλεται δεν θα αλλάξει σημαντικά τη γεωμαγνητική δραστηριότητα.

**Άσκηση 7:** (α) Ολοκληρώνουμε το νόμο του Ampère σε ορθογώνιο που τέμνει κάθετα το φύλλο πλάσματος και του οποίου η παράλληλη πλευρά στο φύλλο πλάσματος έχει μήκος  $a$  ενώ η κάθετη πλευρά έχει μήκος  $b$ :

$$\int (\nabla \times \mathbf{B}) \cdot d\mathbf{s} = \frac{4\pi}{c} \int \mathbf{J} \cdot d\mathbf{s} \quad (\text{B'.93})$$

Η εφαρμογή του θεωρήματος Stokes στο αριστερό μέλος της (B'.93) δίνει

$$\int (\nabla \times \mathbf{B}) \cdot d\mathbf{s} = \oint \mathbf{B} \cdot d\mathbf{l} = Ba + Ba = 2Ba \quad (\text{B'.94})$$

Το δεξιά μέλος της (B'.93) γίνεται

$$\frac{4\pi}{c} \int \mathbf{J} \cdot d\mathbf{s} = \frac{4\pi}{c} Jab \quad (\text{B'.95})$$

Επομένως

$$J = \frac{cB}{2\pi b} = 2.5 \times 10^{-9} \text{ A/m}^2 \quad (\text{B'.96})$$

$$(\beta) J = nqV \implies V = J/(nq) = 3.13 \times 10^6 \text{ cm s}^{-1}.$$

$$(\gamma) E = \frac{1}{2}mV^2 = 5.11 \text{ eV}.$$

## Κεφάλαιο Α'

**Άσκηση 3:** Υπόδειξη: χρησιμοποιήστε τις σχέσεις (2.72), (2.67) και (A'.18)

**Άσκηση 4:** Ξεκινώντας από τις συντεταγμένες  $(x, y)$  στο επίπεδο του ουρανού και την ηλιακή ακτίνα  $R_{\odot}$ :

$$z = \sqrt{R_{\odot}^2 - x^2 - y^2} \quad (\text{B'.97})$$

$$x' = x \cos P + y \sin P \quad (\text{B'.98})$$

$$y' = -x \sin P + y \cos P \quad (\text{B'.99})$$

$$z' = z \quad (\text{B'.100})$$

$$x'' = x' \quad (\text{B'.101})$$

$$y'' = y' \cos B_0 + z' \sin B_0 \quad (\text{B'.102})$$

$$z'' = -y' \sin B_0 + z' \cos B_0 \quad (\text{B'.103})$$

$$\varphi = \arctan(x''/z'') \quad (\text{B'.104})$$

$$\vartheta = \arcsin(y''/R_{\odot}) \quad (\text{B'.105})$$

Αντίστροφα, από το ηλιογραφικό μήκος και πλάτος  $(\varphi, \vartheta)$  και την ηλιακή ακτίνα  $R_{\odot}$  παίρνουμε:

$$x'' = R_{\odot} \cos \vartheta \sin \varphi \quad (\text{B'.106})$$

$$y'' = R_{\odot} \sin \vartheta \quad (\text{B'.107})$$

$$z'' = R_{\odot} \cos \vartheta \cos \varphi \quad (\text{B'.108})$$

$$x' = x'' \quad (\text{B'.109})$$

$$y' = y'' \cos B_0 - z'' \sin B_0 \quad (\text{B'.110})$$

$$z' = y'' \sin B_0 + z'' \cos B_0 \quad (\text{B'.111})$$

$$x = x' \cos P - y' \sin P \quad (\text{B'.112})$$

$$y = x' \sin P + y' \cos P \quad (\text{B'.113})$$

**Άσκηση 8:** Κόκκοι, μεσοκοκκιακά διαστήματα, λαμπρά σημεία, πόροι, κηλίδες, σκιά, παρασκιά, νήματα παρασκιάς, λαμπρά σημεία νημάτων παρασκιάς.

**Άσκηση 10:** Μεταξύ άλλων: Τρύπες του στέμματος, κλειστές μαγνητικές περιοχές, βρόχοι, κέντρα δράσης, γυρομαγνητική εκπομπή από κηλίδες.



## Παράρτημα Γ΄

# Βιβλιογραφία και ηλεκτρονικές διευθύνσεις

### Γ΄.1 Βιβλιογραφία για τον ήλιο και την ηλιόσφαιρα

Στον κατάλογο που ακολουθεί παρατίθεται μια επιλογή από συγγράμματα και μονογραφίες κατά θέματα και κατά χρονολογική σειρά της τελευταίας έκδοσης.

#### Γ΄.1.1 Γενική βιβλιογραφία

**Zirin, H.:** 1966, *The Solar Atmosphere*, Waltham, Mass.: Blaisdell

**Durrant, C. J.:** 1988, *The atmosphere of the sun*, Bristol: Hilger, 1988

**Zirin, H.:** 1998, *The Astrophysics of the Sun*, Cambridge University Press

**Stix, M.:** 2002, *The Sun: An Introduction*, Springer-Verlag, ISBN: 978-3-642-62477-3

**Hanslmeier, A.:** 2007, *The Sun and Space Weather*, Springer, ISBN: 978-1-4020-5603-1

**Landi Degl' Innocenti, E.:** 2008, *Fisica solare*, Springer-Verlag, ISBN: 978-88-470-0677-5

**Balogh, A., Lanzerotti, L. J. & Suess, S. T.:** 2008, *The Heliosphere through the Solar Activity Cycle*, Springer, ISBN: 978-3-540-74301-9

**Vaquero, J. M. & Vázquez, M.:** 2009, *The Sun Recorded Through History*, Springer, ISBN: 978-0-387-92789-3

**Πρέκα-Παπαδήμα, Π., Δανέζης Μ., Θεοδοσίου Σ. & Καργιολάκη, Δ.:** 2009, *Στα μονοπάτια του ήλιου*, Δίαυλος, Αθήνα, ISBN: 978-960-532-243-5

**Koskinen, H. & Vainio, R.:** 2011, *Lectures on Solar Physics: From the core to the heliopause*

**Foukal, P. V** 2013, *Solar Astrophysics* (3rd Edition), Wiley-VCH, Berlin, ISBN: 978-3-527-41103-0

#### Γ΄.1.2 Για το ευρύ κοινό

**Lantos, P.:** 1994, *Le soleil*, Presses Universitaires de France, "que sais-je?", 320

**Lang, K. R.:** 2006, *Sun, Earth and Sky*, Springer, ISBN: 978-0387-30456-4

**Lang, K. R.:** 2009, *The Sun from Space*, Springer-Verlag, ISBN: 978-3-540-76952-1

#### Γ΄.1.3 Φυσική και αστροφυσική πλάσματος

**Krall, N. A. & Trivelpiece, A. W.:** 1973, *Principles of Plasma Physics*, McGraw-Hill, ISBN: 0-07-035346-8

**Melrose, D. B.:** 1980, *Plasma astrophysics. Nonthermal processes in diffuse magnetized plasmas - vol.1: The emission, absorption and transfer of waves in plasmas; vol.2: Astrophysical applications*, Gordon and Breach, New York

- Priest, E.:** 1982, *Solar Magnetohydrodynamics*, D. Reidel Publishing Company, ISBN: 90-277-1734-X
- Βλάχος, Α.:** 2000, *Φυσική Πλάσματος*, Εκδόσεις Τζιόλα, Θεσσαλονίκη
- Benz, A.:** 2002, *Plasma Astrophysics* (2nd edition), Springer, ISBN: 978-1-4020-0695-1
- Kulsrud, R. M.:** 2005, *Plasma Physics for Astrophysics*, Princeton University Press, Princeton
- Somov, B. V.:** 2006, *Plasma Astrophysics, Part I: Fundamentals and Practice*, Springer, ISBN: 978-1-4614-4282-0
- Somov, B. V.:** 2007, *Plasma Astrophysics, Part II: Reconnection and Flares*, Springer, ISBN: 978-0387-34948-0
- Fleishman, G. D. & Toptygin, I. N.:** 2013, *Cosmic Electrodynamics*, Springer, ISBN: 978-1-4614-5781-7
- Priest, E.:** 2014, *Magnetohydrodynamics of the Sun*, Cambridge University Press, ISBN: 978-0-521-85471-9
- Chiuderi, C. & Velli, M.:** 2015, *Basics of Plasma Astrophysics*, Springer, ISBN: 978-88-470-5279-6
- Τσίγκανος, Κ.:** 2015, *Αστροφυσική Πλάσματος*, Αθήνα, ISBN: 978-960-91748-2-4
- Chen, F. F.:** 2016, *Introduction to Plasma Physics and Controlled Fusion* (3rd edition), Springer, ISBN: 978-3-319-22308-7

#### Γ'.1.4 Μεταφορά της ακτινοβολίας

- Mihalas, D.:** 1978, *Stellar atmospheres* (2nd edition), San Francisco W. H. Freeman and Co.
- Rutten, R. J.:** 2003, *Radiative Transfer in Stellar Atmospheres*, Lecture Notes, Utrecht University
- Rutten, R. J.:** 2015, *Introduction to Astrophysical Radiative Transfer*, Sterrekundig Instituut Utrecht

#### Γ'.1.5 Ηλιακή ατμόσφαιρα, ηλιόσφαιρα και ηλιοσεισμολογία

- Aerts, C., Christensen-Dalsgaard & J., Kurtz, D. W.:** 2010, *Asteroseismology*, Springer, ISBN: 978-1-4020-5178-4
- Bray, R. J., & Loughhead, R. E.:** 1974, *The Solar Chromosphere*, London: Chapman and Hall
- Athay, R. G.:** 1975, *The Solar Chromosphere and Corona: Quiet Sun*, D. Reidel Publishing Company, ISBN: 978-94-010-1717-6
- Guillermier, P. & Koutchmy, S.:** 1999, *Total Eclipses: Science, Observations, Myths and Legends*, Springer, ISBN: 978-1-85233-160-3
- Aschwanden, M. J.:** 2005, *Physics of the Solar Corona*, Springer-Verlag, ISBN: 3-540-30765-6
- Golub, L. & Pasachoff, J. M.:** 2009, *The Solar Corona*, Cambridge University Press, ISBN: 978-0-521-88201-9
- Meyer-Vernet, N.:** 2007, *Basics of the Solar Wind*, Cambridge University Press, ISBN: 978-0-521-81420-1
- Kivelson, M. G. & Russel, C. T. (eds):** 1995, *Introduction to Space Physics*, Cambridge Atmospheric & Space Science, ISBN: 978-0521457149
- Kallenrode, M.-B.:** 2004, *An Introduction to Plasmas and Particles in the Heliosphere and Magnetospheres*, Springer, ISBN: 978-3540206170

#### Γ'.1.6 Ηλιακά φαινόμενα και δραστηριότητα

- Bray, R. J., & Loughhead, R. E.:** 1979, *Sunspots* (2nd edition), Dover Publications
- Svestka, Z.:** 1976, *Solar Flares*, D. Reidel Publishing Company, ISBN: 978-90-277-0663-8
- Bray, R. J., Cram, L. E., Durrant, C., & Loughhead, R. E.:** 2006, *Plasma Loops in the Solar*

- Corona* (2nd edition), Cambridge University Press
- Bray, R. J., Loughhead, R. E., & Durrant, C. J.:** 2009, *The Solar Granulation* (3rd edition), Cambridge University Press
- Tandberg-Hanssen, E. & Emslie, A.G.:** 2009, *The Physics of Solar Flares*, Cambridge University Press, ISBN: 978-0-521-11552-0
- Dorman, L.:** 2010, *Solar Neutrons and Related Phenomena*, Springer, ISBN: 978-90-481-3736-7
- Howard, T.:** 2011, *Coronal Mass Ejections: An Introduction*, Springer, ISBN: 978-1-4419-8788-4
- Thomas, J. H. & Weiss, N. O.:** 2012, *Sunspots and Starspots*, Cambridge University Press, ISBN: 978-1-107-41055-8
- Schrijver, C. J. & Siscoe, G. L.:** 2012, *Heliophysics: Space Storms and Radiation: Causes and Effects*, Cambridge University Press, ISBN: 978-1-107-40399-4
- Vial, J.-C. & Engvold, O.:** 2015, *Solar Prominences*, Springer, ISBN: 978-3-319-10415-7

### Γ'.1.7 Ηλιακή ραδιοαστρονομία

- Kundu, M. R.:** 1965, *Solar Radio Astronomy*, New York: Interscience
- Zhelezniakov, V. V.:** 1969, *Radio emission of the sun and planets*, Pergamon Press
- Krüger, A.:** 1979, *Introduction to Solar Radio Astronomy and Radio Physics*, D. Reidel Publishing Company, ISBN: 978-90-277-0997-4
- Zheleznyakov, V. V.:** 1996, *Radiation in Astrophysical Plasmas*, Kluwer Academic Publishers, ISBN: 978-94-010-6574-0
- Gary, D. E. & Keller C. U. (eds):** 2005, *Solar and Space Weather Radiophysics*, Kluwer Academic Publishers, ISBN: 1-4020-2813-X
- Chernov, G. P.:** 2011 *Fine Structure of Solar Radio Bursts*, Springer, ISBN: 978-3-642-20014-4

### Γ'.2 Γενική αστρονομική βιβλιογραφία

- Αλυσσανδράκης, Κ. Ε.:** 2014, *Εισαγωγή στην Αστροφυσική*, Αθήνα, Εκδόσεις Παπαζήση ISBN: 978-960-02-3058-1
- Αλυσσανδράκης, Κ. Ε., Νίντος, Α., και Πατσουράκος, Σ.:** 2015, *Παρατηρησιακή Αστροφυσική*, Αθήνα, *Ελληνικά Ακαδημικά Συγγράμματα και Βοηθήματα*, ISBN: 978-960-603-429-0
- Karttunen, H., Krüger, P., Oja, H., Poutanen, M., and Donner, K.J.:** 2007, *Fundamental Astronomy*, Berlin: Springer. ISBN: 978-3-540-34143-7
- Carroll, B.W. and Ostlie, D.A.:** 2006, *An introduction to modern astrophysics and cosmology*, San Francisco: Pearson Adisson-Wesley. ISBN: 0-8053-0402-9
- Unsöld, A. and Baschek, B.:** 2001, *The new cosmos: an introduction to astronomy & astrophysics*, 5th ed. Berlin: Springer, Translated by William D. Brewer. ISBN 3540678778
- Shu, F.H.:** 1991,1992, *The Physics of Astrophysics* (2 volumes), University Science Books, Mill Valley, CA (USA). ISBN 0-935702-64-4, 0-935702-65-2. Ελληνική μετάφραση από τις Πανεπιστημιακές Εκδόσεις Κρήτης
- Holliday, K.:** 1999, *Introductory Astronomy*, Wiley-VCH. ISBN: 0-471-98331-4
- Kutner, M.L.:** 2003, *Astronomy: A Physical Perspective*, Cambridge University Press. ISBN: 0521821967
- Choudhuri, A.R.:** 2010, *Astrophysics for Physicists*, Cambridge University Press. ISBN: 9780521815536
- Bradt, H.:** 2014, *Astrophysics Processes*, Cambridge University Press
- Harwit, M.:** 2006, *Astrophysical Concepts*, Berlin: Springer. ISBN: 978-0-387-32943-7
- Duric, N.:** 2004, *Advanced Astrophysics*, Cambridge University Press. ISBN 0-521-81967-9
- Padmanabhan, T.:** 2000, 2001, 2002, *Theoretical Astrophysics* (3 volumes), Cambridge University

Press. ISBN: 0521562414, 0521562414, 0521562422

**Oswalt, T.** (Editor-in-chief): 2013, *Planets, Stars and Stellar Systems* (6 volumes), Berlin: Springer. ISBN: 978-90-481-8818-5

**Bowers, R.L. & Deeming, T.:** 1984, *Astrophysics* (2 volumes), Jones and Bartlett Publishers, Inc. ISBN: 0-86720-018-9, 0-86720-047-2

**Bartelmann, M.:** 2012, *Theoretical Astrophysics: An Introduction*, Wiley-VCH, Berlin. ISBN: 978-3-527-41004-0

### Γ'.3 Ηλεκτρονικές διευθύνσεις

Δίνεται μια επιλογή ηλεκτρονικών διευθύνσεων αστρονομικών οργανισμών και ενώσεων, διαστημικών οργανισμών, αστεροσκοπείων, τηλεσκοπίων, διαστημικών αποστολών και βάσεων δεδομένων.

#### Αστρονομικές εταιρείες και ενώσεις

Διεθνής Αστρονομική Ένωση (IAU)

<http://www.iau.org/>

American Astronomical Society (AAS)

<http://aas.org/>

Astronomical Society of the Pacific (ASP)

<https://www.astrosociety.org/>

American Association of Variable Star Observers

<http://www.aavso.org/>

European Astronomical Society (EAS)

<http://eas.unige.ch/>

Royal Astronomical Society (RAS)

<http://www.ras.org.uk/>

Société Française d'Astronomie et d'Astrophysique

<http://www.sf2a.eu/>

Ελληνική Αστρονομική Εταιρεία (ΕΛ.ΑΣ.ΕΤ.)

<http://www.helas.gr/gr/>

Community of European Solar Radio Astronomers (CESRA)

<http://www.lesia.obspm.fr/cesra/>

European Solar Physics Division, EPS/EAS

<http://www.eps.org/members/group.aspx?id=85203>

<http://soho.estec.esa.nl/SPS/>

#### Διαστημικοί οργανισμοί

National Aeronautics & Space Admin. (NASA)

<http://www.nasa.gov/>

European Space Agency (ESA)

<http://www.esa.int/ESA>

Ινστιτούτο Κοσμικής Έρευνας, Ρωσία (IKI)

<http://www.iki.rssi.ru/eng/index.htm>

Centre national d'études spatiales (CNES)

<http://www.cnes.fr/>

Japan Aerospace Exploration Agency (JAXA)

<http://global.jaxa.jp/projects/sas/index.html>

#### Ηλιακά οπτικά αστεροσκοπεία/τηλεσκόπια

Global Oscillations Network

<http://gong.nso.edu/>

Global High Resolution H-alpha Network

[http://swrl.njit.edu/ghn\\_web/index.php](http://swrl.njit.edu/ghn_web/index.php)

NSO Integrated Synoptic Program

<http://nisp.nso.edu/>

Synoptic Optical Long-term Investigations of the Sun (SOLIS)

<http://solis.nso.edu/0/index.html>

National Solar Observatory (NSO)

<http://www.nso.edu/>

NSO – Kitt Peak Observatory

<http://nsokp.nso.edu/>

NSO – Sacramento Peak Observatory

<http://nsosp.nso.edu/>

Big Bear Solar Observatory (BBSO) & NST Mt. Wilson Observatory

<http://www.bbso.njit.edu/>

<http://obs.astro.ucla.edu/intro.html>

Swedish Solar Telescope (SST)

<http://www.solarphysics.kva.se/>

GREGOR

<http://www.kis.uni-freiburg.de/de/observatorien/gregor/>

Dutch Open Telescope (DOT)

<http://www.staff.science.uu.nl/~rutte101/dot/>

Vacuum Tower Telescope (VTT)

<http://www.kis.uni-freiburg.de/en/observatories/vtt/>

|  |   |
|--|---|
| THEMIS   | <a href="http://www.themis.iac.es">http://www.themis.iac.es</a>   |
| Mauna Loa Solar Observatory                      | <a href="http://www2.hao.ucar.edu/mlso/mlso-home-page">http://www2.hao.ucar.edu/mlso/mlso-home-page</a>   |
| Hida Observatory                                 | <a href="http://www.kwasan.kyoto-u.ac.jp/general/facilities/index_en.html">http://www.kwasan.kyoto-u.ac.jp/general/facilities/index_en.html</a>                                 |
| Huairou Solar Observing Station                  | <a href="http://sun.bao.ac.cn/gene/site2.html">http://sun.bao.ac.cn/gene/site2.html</a>   |
| Yunnan Astronomical Observatory                  | <a href="http://www1.ynao.ac.cn/~solar/index_en.php">http://www1.ynao.ac.cn/~solar/index_en.php</a>   |
| Fuxian Solar Observatory                         | <a href="http://fso.ynao.ac.cn/">http://fso.ynao.ac.cn/</a>   |
| New Vacuum Solar Telescope (NVST)                | <a href="http://english.ynao.cas.cn/ti/nvst/">http://english.ynao.cas.cn/ti/nvst/</a>   |
| Δημοτικό Αστεροσκοπείο Λάρισας                   | <a href="http://fso.ynao.ac.cn/introduction.aspx?id=1">http://fso.ynao.ac.cn/introduction.aspx?id=1</a>   |
| υπό μελέτη/κατασκευή:                            | <a href="http://www.larissa-dimos.gr/larobs/PROGRAMS.htm">http://www.larissa-dimos.gr/larobs/PROGRAMS.htm</a>   |
| Daniel K. Inouye Solar Telescope (DKIST)         | <a href="http://dkist.nso.edu/">http://dkist.nso.edu/</a>   |
| European Solar Telescope (EST)                   | <a href="http://www.iac.es/proyecto/EST/">http://www.iac.es/proyecto/EST/</a>   |
| <u>Ραδιοηλεκτροσκοπία και ραδιοφασματογράφοι</u> |   |
| Siberian Solar Radio Telescope (SSRT)            | <a href="http://ssrt.iszf.irk.ru/">http://ssrt.iszf.irk.ru/</a>   |
| Nobeyama Radioheliograph                         | <a href="http://hinode.stelab.nagoya-u.ac.jp/ICCON/">http://hinode.stelab.nagoya-u.ac.jp/ICCON/</a>   |
| RATAN 600  | <a href="http://www.sao.ru/hq/sun/">http://www.sao.ru/hq/sun/</a>   |
| Owens Valley Solar Array                         | <a href="http://www.ovsa.njit.edu/">http://www.ovsa.njit.edu/</a>   |
| Nançay Radioheliograph                           | <a href="http://www.obs-nancay.fr/-Radioheliographe-.html?lang=fr">http://www.obs-nancay.fr/-Radioheliographe-.html?lang=fr</a>   |
| Nançay Decametric Array                          | <a href="http://www.obs-nancay.fr/-Le-reseau-decametrique-.html">http://www.obs-nancay.fr/-Le-reseau-decametrique-.html</a>   |
| Nançay ραδιοφασματογράφος ORFEE                  | <a href="http://www.obs-nancay.fr/-Projet-ORFEES-.html">http://www.obs-nancay.fr/-Projet-ORFEES-.html</a>   |
| Ραδιοφασμα/φος ARTEMIS-IV (Θερμοπύλες)           | <a href="http://artemis-iv.phys.uoa.gr/">http://artemis-iv.phys.uoa.gr/</a>   |
| IZMIRAN Solar Radio Laboratory                   | <a href="http://www.izmiran.ru/stp/lars/index.shtml">http://www.izmiran.ru/stp/lars/index.shtml</a>   |
| Green Bank Solar Radio Burst Spectrometer        | <a href="http://gbsrbs.nrao.edu/">http://gbsrbs.nrao.edu/</a>   |
| Ondřejov Solar Radio Astronomy Group             | <a href="http://www.asu.cas.cz/~radio/">http://www.asu.cas.cz/~radio/</a>   |
| Nobeyama Radio Polarimeters                      | <a href="http://solar.nro.nao.ac.jp/norp/">http://solar.nro.nao.ac.jp/norp/</a>   |
| <u>Ηλιακές διαστημικές αποστολές</u>             |   |
| Yohkoh (1991 - 2001)                             | <a href="http://www.lmsal.com/SXT/">http://www.lmsal.com/SXT/</a>   |
| SOHO   | <a href="http://sci.esa.int/soho">http://sci.esa.int/soho</a>   |
| TRACE (1998 - 2010)                              | <a href="http://trace.lmsal.com/">http://trace.lmsal.com/</a>   |
| RHESSI   | <a href="http://hesperia.gsfc.nasa.gov/hessi/">http://hesperia.gsfc.nasa.gov/hessi/</a>   |
| STEREO   | <a href="http://stereo.gsfc.nasa.gov/">http://stereo.gsfc.nasa.gov/</a>   |
| Hinode   | <a href="http://hinode.nao.ac.jp/index_e.shtml">http://hinode.nao.ac.jp/index_e.shtml</a>   |
| SDO  | <a href="http://sdo.gsfc.nasa.gov/">http://sdo.gsfc.nasa.gov/</a>   |
| IRIS   | <a href="http://iris.lmsal.com/index.html">http://iris.lmsal.com/index.html</a>   |
| WIND-WAVES                                       | <a href="http://www-lep.gsfc.nasa.gov/waves/index.html">http://www-lep.gsfc.nasa.gov/waves/index.html</a>   |
| SWAP   | <a href="http://proba2.sidc.be/data/SWAP">http://proba2.sidc.be/data/SWAP</a>   |
| <u>Βάσεις δεδομένων</u>                          |   |
| CHIANTI Atomic Data Base                         | <a href="http://www.chiantidatabase.org/">http://www.chiantidatabase.org/</a>   |
| Virtual Solar Observatory                        | <a href="http://sdac.virtualsolar.org/cgi-bin/search">http://sdac.virtualsolar.org/cgi-bin/search</a>   |
| Bass 2000  | <a href="http://bass2000.bagn.obs-mip.fr/">http://bass2000.bagn.obs-mip.fr/</a>   |
| Radio Monitoring                                 | <a href="http://secchirh.obspm.fr/index.php">http://secchirh.obspm.fr/index.php</a>   |
| The Sun Today                                    | <a href="http://sdowww.lmsal.com/suntoday/">http://sdowww.lmsal.com/suntoday/</a>   |
| Solar Monitoring                                 | <a href="http://www.solarmonitor.org/index.php">http://www.solarmonitor.org/index.php</a>   |
| Helioviewer                                      | <a href="http://helioviewer.org/">http://helioviewer.org/</a>   |
| RATAN 600 analysis                               | <a href="http://www.spbf.sao.ru/cgi-bin/ion-p?page=rat_search.ion">http://www.spbf.sao.ru/cgi-bin/ion-p?page=rat_search.ion</a>   |
| Radio Solar Telescope Network (RSTN)             | <a href="ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/space-weather/solar-data/solar-features/solar-radio/">ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/space-weather/solar-data/solar-features/solar-radio/</a> |
| e-Callisto                                       | <a href="http://soleil.i4ds.ch/solarradio/callistoQuicklooks/">http://soleil.i4ds.ch/solarradio/callistoQuicklooks/</a>   |
| GOES   | <a href="http://www.ngdc.noaa.gov/stp/satellite/goes/dataaccess.html">http://www.ngdc.noaa.gov/stp/satellite/goes/dataaccess.html</a>   |
| GOES - SXI                                       | <a href="http://sxi.ngdc.noaa.gov/sxi/servlet/sxibrowse">http://sxi.ngdc.noaa.gov/sxi/servlet/sxibrowse</a>   |



# Παράρτημα Δ'

## Πίνακες

### Δ'.1 Φυσικές και αστρονομικές σταθερές

Πίνακας Δ'.1: Φυσικές και αστρονομικές σταθερές

| Σταθερά                       |            | Τιμή Μονάδες  |
|-------------------------------|------------|---|
| Ταχύτητα του φωτός            | $c$        | $2.99792458 \times 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$                             |
| Σταθερά της βαρύτητας         | $G$        | $6.673 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1} \text{ s}^{-2}$         |
| Σταθερά Planck                | $h$        | $6.6261 \times 10^{-27} \text{ erg s}$                                    |
| Σταθερά Boltzmann             | $k$        | $1.3807 \times 10^{-16} \text{ erg K}^{-1}$                               |
| Σταθερά Stefan-Boltzmann      | $\sigma$   | $5.6705 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-4}$ |
| Μονάδα ατομικής μάζας         | amu        | $1.6605 \times 10^{-24} \text{ g}$  |
| Electron volt                 | $eV$       | $1.6022 \times 10^{-12} \text{ erg}$                                      |
| Φορτίο ηλεκτρονίου            | $e$        | $4.8032 \times 10^{-10} \text{ esu}$                                      |
| Μάζα ηλεκτρονίου              | $m_e$      | $9.1094 \times 10^{-28} \text{ g}$<br>$0.511 \text{ MeV}$                 |
| Μάζα πρωτονίου                | $m_p$      | $1.6726 \times 10^{-24} \text{ g}$<br>$938.3 \text{ MeV}$                 |
| Μάζα ατόμου He                | $m_{He}$   | $6.6465 \times 10^{-24} \text{ g}$  |
| Σταθερά Rydberg για το H      | $R_H$      | $1.0968 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$                                      |
| Σταθερά Rydberg               | $R_\infty$ | $1.0974 \times 10^5 \text{ cm}^{-1}$                                      |
| Παγκόσμια σταθερά αερίων      | $R$        | $8.3145 \times 10^7 \text{ erg K}^{-1} \text{ mol}^{-1}$                  |
| Αστρονομική μονάδα            | AU         | $1.49597870 \times 10^{13} \text{ cm}$                                    |
| Parsec                        | pc         | $3.0857 \times 10^{18} \text{ cm}$  |
| Έτος φωτός                    | ly         | $0.9461 \times 10^{18} \text{ cm}$  |
| Ακτίνα του ήλιου              | $R_\odot$  | $695.5 \times 10^3 \text{ km}$  |
| Μάζα του ήλιου                | $M_\odot$  | $1.99 \times 10^{33} \text{ g}$   |
| Λαμπρότητα του ήλιου          | $L_\odot$  | $3.86 \times 10^{33} \text{ erg sec}^{-1}$                                |
| Ενεργός θερμοκρασία του ήλιου | $T_{eff}$  | $5785 \text{ K}$  |
| Μάζα της Γης                  | $M_E$      | $5.98 \times 10^{27} \text{ g}$   |

## Δ'.2 Ακρονύμια

|          |   |
|----------|---|
| AIA      | Atmospheric Imaging Assembly (SDO)  |
| ARTEMIS  | Appareil de Routine pour le Traitement et l'Enregistrement Magnétique de l'Information Spectral.        |
| AU       | Astronomical Unit   |
| BBSO     | Big Bear Solar Observatory  |
| CALLISTO | Compact Astronomical Low-frequency, Low-cost Instrument for Spectroscopy in Transportable Observatories |
| CME      | Coronal Mass Ejection   |
| DAM      | Nançay Decametric Array   |
| DKIST    | Daniel K. Inouye Solar Telescope  |
| DOT      | Dutch Open Telescope  |
| EIT      | Extreme ultraviolet Imaging Telescope (SOHO)  |
| EVE      | Extreme Ultraviolet Variability Experiment (SDO)  |
| GONG     | Global Oscillations Network   |
| GOES     | Geostationary Operational Environmental Satellites  |
| HMI      | Helioseismic and Magnetic Imager (SDO)  |
| IRIS     | Interface Region Imaging Spectrograph   |
| LASCO    | Large Angle and Spectrometric Coronagraph (SOHO)  |
| LTE      | Local Thermodynamic Equilibrium   |
| MDI      | Michelson Doppler Imager (SOHO)   |
| MHD      | Magnetohydrodynamics  |
| MLSO     | Mauna Loa Solar Observatory   |
| NoRH     | Nobeyama Radioheliograph  |
| NRH      | Nançay Radioheliograph  |
| NSO      | National Solar Observatory (HIA)  |
| NST      | New Solar Telescope   |
| NVST     | New Vacuum Solar Telescope  |
| ORFEES   | Observation Radiospectrographique pour FEDOME et l'Etude des Eruptions Solaires                         |
| RHESSI   | Reuven Ramaty High Energy Solar Spectroscopic Imager  |
| RSTN     | Solar Radio Telescope Network   |
| SDO      | Solar Dynamics Observatory  |
| SOHO     | Solar and Heliospheric Observatory  |
| SOLIS    | Synoptic Optical Long-term Investigations of the Sun  |
| SSRT     | Siberian Solar Radio Telescope  |
| SST      | Swedish Solar Telescope   |
| STEREO   | Solar TERrestrial RELations Observatory   |
| SXI      | Solar X-ray Images (GOES)   |
| THEMIS   | Tèlescope Hèliographique pour l'Etude du Magnétisme et des Instabilités Solaires                        |
| TRACE    | Transition Region and Corona Explorer   |
| VTT      | Vacuum Tower Telescope  |
| ΜΥΔ      | Μαγνητοϋδροδυναμική   |
| ΤΘΙ      | Τοπική Θερμοδυναμική Ισορροπία  |



## Δ'.3 Κατάλογος σχημάτων

Πίνακας Δ'.2: Σχήματα από δεδομένα ανοικτής πρόσβασης

| Προέλευση  | Σχήμα  |
|--|--|
| Big Bear Solar Observatory <sup>1</sup>                          | 8.26   |
| Brookhaven National Laboratory                                   | 4.5 αριστερά   |
| Dutch Open Telescope (DOT) <sup>2</sup>                          | 8.4, Α'.22   |
| Global Oscillation Network Group (GONG) <sup>3</sup>             | 4.15 δεξιά, 8.26   |
| Hinode <sup>4</sup>  | 8.8, 8.34  |
| Kamioka Observatory <sup>5</sup>                                 | 4.5 δεξιά  |
| Kanzelhöhe Observatory <sup>6</sup>                              | 8.10   |
| Mauna Loa Solar Observatory (MLSO) <sup>7</sup>                  | 1.3, 3.15 αριστερά   |
| NSO Sacramento Peak & Kitt Peak Obs. <sup>8</sup>                | 8.7, 8.17  |
| Nancay <sup>9</sup>  | 8.18, Α'.28  |
| Nobeyama Radioheliograph <sup>10</sup>                           | Α'.13, Α'.14   |
| Solar Dynamics Observatory(SDO)/AIA <sup>11</sup>                | 3.15 δεξιά, 8.5, 8.27 αριστερά, 10.11, 8.10                |
| SDO/HMI <sup>11</sup>  | 8.1, 8.5, 8.26, 10.11                                      |
| Siberian Solar Radio Telescope (SSRT) <sup>12</sup>              | 2.6  |
| SOHO MDI/LASCO/CELIAS <sup>13</sup>                              | 4.11 δεξιά, 4.12, 4.15 αριστερά, 5.1, 8.2, 9.9, 9.10, 11.7 |
| STEREO/SECCHI <sup>14</sup>                                      | 3.12, 5.14, 9.23   |
| The Transition Region and Coronal Explorer (TRACE) <sup>15</sup> | 4.7, 4.8, 9.4  |
| Vacuum Tower Telescope (VTT)                                     | 8.36   |
| Yohkoh <sup>16</sup>   | 8.12, 8.15, 8.18, 9.5                                      |

<sup>1</sup> Big Bear Solar Observatory is a part of the GONG Network.

<sup>2</sup> The DOT is operated by Utrecht University at the Spanish Observatorio del Roque de Los Muchachos of the Instituto de Astrofísica de Canarias.

<sup>3</sup> The GONG network is a community-based program to conduct a detailed study of solar internal structure and dynamics using helioseismology.

<sup>4</sup> Hinode is a Japanese mission developed and launched by ISAS/JAXA, with NAOJ as domestic partner and NASA and STFC (UK) as international partners. It is operated by these agencies in cooperation with ESA and NSC (Norway).

<sup>5</sup> Kamioka Observatory, ICRR (Institute for Cosmic Ray Research), The University of Tokyo.

<sup>6</sup> H-alpha data were provided by the Kanzelhöhe Observatory, University of Graz, Austria.

<sup>7</sup> MLSO is operated by the High Altitude Observatory (HAO).

<sup>8</sup> The NSO Sacramento Peak and Kitt Peak Obs. are operated by the Association of Universities for Research in Astronomy under a cooperative agreement with the National Science Foundation, for the benefit of the astronomical community.

<sup>9</sup> Nancay Radioheliograph operated by the Observatoire de Paris and funded by the French research agency CNRS/INSU.

<sup>10</sup> Nobeyama Radioheliograph is operated by the International Consortium for the Continued Operation of Nobeyama Radioheliograph (ICCON). ICCON consists of ISEE/Nagoya University, NAOC, KASI, NICT, and GSFC/NASA.

<sup>11</sup> The SDO HMI/AIA data are courtesy of NASA/SDO and the HMI/AIA science teams.

<sup>12</sup> SSRT is supported by the RF Ministry of Science and Technological Policy, RFBR, SD RAS, Irkutsk Regional Administration, ISF, ECO, INTAS, and SCOSTEP.

<sup>13</sup> SOHO MDI/CELIAS/LASCO are projects of international cooperation between ESA and NASA.

<sup>14</sup> The STEREO/SECCHI data are produced by an international consortium of the NRL, LMSAL and NASA GSFC (USA), RAL and University of Bham (UK), MPS (Germany), CSL (Belgium), and IOTA and IAS (France).

<sup>15</sup> The TRACE, is a mission of the Stanford-Lockheed Institute for Space Research, and part of the NASA Small Explorer program.

<sup>16</sup> Yohkoh is a Japan/US/UK mission aiming for the study of high-energy solar physics.

Πίνακας Δ'.3: Σχήματα από δημοσιεύσεις

| Προέλευση   | Σχήμα  |
|---|--|
| Annales Geophysicae <sup>1</sup>                                  | 11.4   |
| Astronomy & Astrophysics (A&A) <sup>2</sup>                       | 5.10, 6.7, 9.18, 9.20, 11.3, A'.29   |
| Astronomy and Astrophysics, Supplement Series (A&AS) <sup>2</sup> | 8.16   |
| Astrophysical Journal (ApJ) <sup>3</sup>                          | 2.21, 2.22, 3.1, 3.5, 3.8, 4.14, 5.13, 8.11, 8.39, 9.12, 9.16, 9.19, 9.22, 10.6, 10.7, 10.8, 10.9, 10.10, 11.1 |
| Astrophysical Journal Letters (ApJS) <sup>3</sup>                 | 5.12, 9.13, 9.14, 9.15, 12.14, A'.34   |
| Astrophysical Journal Supplement Series (ApJS) <sup>3</sup>       | 3.4, 3.5   |
| Australian Journal of Physics (AJP) <sup>5</sup>                  | 8.33   |
| Central European Astrophysical Bulletin (CEAB) <sup>6</sup>       | 11.14  |
| Living Reviews in Solar Physics <sup>1</sup>                      | 8.23, 12.10  |
| Physical Review   | A'30   |
| Pub. of the Dominion Astroph. Observ. Victoria                    | 2.18   |
| Reviews of Modern Physics <sup>7</sup>                            | 4.3, 4.4, 4.9, 4.10, 4.11, 4.12, 4.13  |
| Solar Physics (Sol. Phys.)  | 8.3 <sup>1</sup> , 8.9 <sup>4</sup>  |
| Space Science Reviews (SSRv) <sup>1</sup>                         | 6.10 <sup>4</sup> , 12.7   |
| Journal of Geophysical Research (JGR) <sup>6</sup>                | 12.2   |

<sup>1</sup> Reproduced under creative commons 3.0 license.

<sup>2</sup> Reproduced with permission, © ESO.

<sup>3</sup> Reproduced with permission, © AAS.

<sup>4</sup> Reproduced with permission from Authors.

<sup>5</sup> Reproduced with permission from CSIRO Publishing.

<sup>6</sup> Not Copyrighted material.

<sup>7</sup> Reproduced with permission, © American Physical Society.

## Δ'.4 Κατάλογος ταινιών

Πίνακας Δ'.4: Ταινίες που έχουν παραχθεί από τους συγγραφείς:

| Ταινία              | Προέλευση δεδομένων  |
|---------------------|--|
| 01.01               | Εργαστήριο Αστρονομίας Π. Ιωαννίνων  |
| 04.01               | TRACE  |
| 08.01               | HMI (SDO)  |
| 08.04               | TRACE  |
| 08.07               | AIA (SDO), SECCHI (STEREO)   |
| 08.08, 08.06, 11.01 | SECCHI (STEREO)  |
| 08.09               | MDI (SOHO)   |
| 09.01               | Δημοτικό Αστεροσκοπείο Λάρισας   |
| 09.04, 09.05        | AIA (SDO)  |
| 09.06, 09.07        | AIA (SDO), LASCO (SOHO), με χρήση του <a href="#">Helioviewer</a>                      |
| 11.03               | προσομοίωση, με χρήση του <a href="#">Community Coordinated Modeling Center (CCMC)</a> |

Πίνακας Δ'.5: Ταινίες που προέρχονται από ιστοσελίδες αστροσκοπείων/οργάνων:

| Ταινία       | Προέλευση  |
|--------------|--|
| 04.02        | HMI  |
| 08.02, 08.12 | DOT  |
| 08.03        | προσομοίωση από Mats Carlsson  |
| 08.05        | SOT από De Pontieu   |
| 08.10        | SDO από Karel Schrijver  |
| 08.13        | NST (BBSO)   |
| 09.02        | Hinode   |
| 09.03        | TRACE  |
| 09.08        | NASA/science   |
| 09.08        | από Kliem et al. <a href="http://www.uksolphys.org/uksp-nugget/">http://www.uksolphys.org/uksp-nugget/</a> |
| 12.01        | <a href="#">Nikolai Tsyganenko</a>   |
| A1.1         | MLSO   |

Πίνακας Δ'.6: Ταινίες που προέρχονται από δημοσιεύσεις:

| Ταινία | Δεδομένα            | Δημοσίευση                                 |
|--------|---------------------|--|
| 09.09  | AIA και προσομοίωση | Downs et al. (2012, ApJ <sup>1</sup> )     |
| 08.11  | προσομοίωση         | Cheung et al. (2010, ApJ <sup>1</sup> )    |
| 09.11  | προσομοίωση         | Karpen et al. (2012, ApJ <sup>1</sup> )    |
| 11.02  | STEREO              | Vourlidas et al. (2007, ApJ <sup>1</sup> ) |

<sup>1</sup> Reproduced with permission, © AAS.

## Ηλεκτρονικές διευθύνσεις ταινιών

| Ταινία |   |
|--------|---|
| 1.1    | <a href="https://zenodo.org/record/47818">https://zenodo.org/record/47818</a> |
| 4.1    | <a href="https://zenodo.org/record/47820">https://zenodo.org/record/47820</a> |
| 4.2    | <a href="https://zenodo.org/record/47821">https://zenodo.org/record/47821</a> |
| 8.1    | <a href="https://zenodo.org/record/47822">https://zenodo.org/record/47822</a> |
| 8.2    | <a href="https://zenodo.org/record/47824">https://zenodo.org/record/47824</a> |
| 8.3    | <a href="https://zenodo.org/record/47825">https://zenodo.org/record/47825</a> |
| 8.4    | <a href="https://zenodo.org/record/47826">https://zenodo.org/record/47826</a> |
| 8.5    | <a href="https://zenodo.org/record/47827">https://zenodo.org/record/47827</a> |
| 8.6    | <a href="https://zenodo.org/record/47828">https://zenodo.org/record/47828</a> |
| 8.7    | <a href="https://zenodo.org/record/47829">https://zenodo.org/record/47829</a> |
| 8.8    | <a href="https://zenodo.org/record/47830">https://zenodo.org/record/47830</a> |
| 8.9    | <a href="https://zenodo.org/record/47831">https://zenodo.org/record/47831</a> |
| 8.10   | <a href="https://zenodo.org/record/47832">https://zenodo.org/record/47832</a> |
| 8.11   | <a href="https://zenodo.org/record/47833">https://zenodo.org/record/47833</a> |
| 8.12   | <a href="https://zenodo.org/record/47834">https://zenodo.org/record/47834</a> |
| 8.13   | <a href="https://zenodo.org/record/47835">https://zenodo.org/record/47835</a> |
| 9.1    | <a href="https://zenodo.org/record/47836">https://zenodo.org/record/47836</a> |
| 9.2    | <a href="https://zenodo.org/record/47838">https://zenodo.org/record/47838</a> |
| 9.3    | <a href="https://zenodo.org/record/47839">https://zenodo.org/record/47839</a> |
| 9.4    | <a href="https://zenodo.org/record/47840">https://zenodo.org/record/47840</a> |
| 9.5    | <a href="https://zenodo.org/record/47841">https://zenodo.org/record/47841</a> |
| 9.6    | <a href="https://zenodo.org/record/47842">https://zenodo.org/record/47842</a> |
| 9.7    | <a href="https://zenodo.org/record/47843">https://zenodo.org/record/47843</a> |
| 9.8    | <a href="https://zenodo.org/record/47844">https://zenodo.org/record/47844</a> |
| 9.9    | <a href="https://zenodo.org/record/47845">https://zenodo.org/record/47845</a> |
| 9.10   | <a href="https://zenodo.org/record/47846">https://zenodo.org/record/47846</a> |
| 9.11   | <a href="https://zenodo.org/record/47847">https://zenodo.org/record/47847</a> |
| 11.1   | <a href="https://zenodo.org/record/47848">https://zenodo.org/record/47848</a> |
| 11.2   | <a href="https://zenodo.org/record/47850">https://zenodo.org/record/47850</a> |
| 11.3   | <a href="https://zenodo.org/record/47851">https://zenodo.org/record/47851</a> |
| 12.1   | <a href="https://zenodo.org/record/47853">https://zenodo.org/record/47853</a> |
| A1.1   | <a href="https://zenodo.org/record/47854">https://zenodo.org/record/47854</a> |



# Ευρετήριο

## Λεξιλόγιο Αγγλικών όρων

- absorption coefficient (συντελεστής απορρόφησης), 12  
active regions (κέντρα δράσης), 89  
adaptive optics (προσαρμοζόμενα οπτικά συστήματα), 273  
arch filaments (αψιδωτά νήματα), 175  
Astronomical Unit, AU (αστρονομική μονάδα), 1  
auroral oval (σελαϊκή ζώνη), 260
- Bilderberg Continuum Atmosphere, BCA (ατμόσφαιρα συ-  
νεχούς του Bilderberg), 42  
bound-bound (δέσμιες-δέσμιες μεταπτώσεις), 21  
bound-free (δέσμιες-ελεύθερες μεταπτώσεις), 18  
bow shock (χρυστικό κύμα της μαγνητόσφαιρας), 248  
bremsstrahlung (ακτινοβολία πέδησης), 20  
bright mottles (λαμπρές ψηφίδες), 154  
brightness temperature (θερμοκρασία λαμπρότητας), 15
- chromosphere (χρωμόσφαιρα), 4  
chromospheric network (χρωμοσφαιρικό δίκτυο), 152  
cloud model (μοντέλο σύννεφου), 17  
collisionless shock (χρυστικό κύμα χωρίς συγκρούσεις), 139  
coronal bright points (λαμπρά σημεία του στέμματος), 159  
coronal holes (τρύπες του στέμματος), 158  
coronal mass ejections (εκτοξεύσεις στεμματικού υλικού),  
196  
coronal rays, 160  
corona (στέμμα), 4  
current sheet (φύλλο ρεύματος), 113  
current-free/potential magnetic field (μαγνητικό πεδίο χωρίς  
ρεύμα), 103  
curve of growth (καμπύλη αύξησης), 31
- dark mottles (σκοτεινές ψηφίδες), 154  
differential emission measure (DEM) (διαφορικό μέτρο εκ-  
πομπής), 47  
differential rotation (διαφορική περιστροφή), 3  
diffusion equation (εξίσωση διάχυσης), 113  
dispersion relation (σχέση διασποράς), 83  
Doppler dimming (αμείωση Doppler), 51  
Doppler shift (μετάθεση Doppler), 1
- effective temperature (ενεργός θερμοκρασία), 3  
emission coefficient (συντελεστής εκπομπής), 12  
emission measure (μέτρο εκπομπής), 47  
equivalent width (ισοδύναμο εύρος), 28  
eruptive prominences (εκρηκτικές προεξοχές), 157  
extraordinary mode (έκτακτη ακτινοβολία), 145
- f-modes (επιφανειακά κύματα βαρύτητας), 83  
faculae (φωτοσφαιρικοί πυρσοί), 174
- filaments (νήματα), 155  
filling factor (παράγοντας πληρότητας), 50  
fine structure (λεπτή υφή), 37  
flare (έκλαμψη), 188  
flux (ροή της ακτινοβολίας), 11  
force-free magnetic field (μαγνητικό πεδίο χωρίς δυνάμεις),  
103  
free-free (ελεύθερες-ελεύθερες μεταπτώσεις), 19  
frozen-in (παγωμένες δυναμικές γραμμές), 112
- g-modes (κύματα βαρύτητας), 82  
granulation (κοκκίαση), 150
- Harvard Smithsonian Reference Atmosphere, HSRA (ατμό-  
σφαιρα αναφοράς Harvard Smithsonian), 43  
heliosphere (ηλιόσφαιρα), 5  
heliospheric termination shock (χρυστικό κύμα της ηλιό-  
σφαιρας), 67
- interior (εσωτερικό), 4  
interplanetary CME (μεσοπλανητική CME), 231
- linear force-free field (γραμμικό πεδίο χωρίς δυνάμεις), 106  
Local Thermodynamic Equilibrium, LTE (τοπική θερμοδυ-  
ναμική ισορροπία), 14  
loop prominences (βροχοειδείς προεξοχές), 191  
loss cone (κώνος απώλειας), 94
- macroturbulence (μακροστροβιλισμός), 32  
magnetic clouds (μαγνητικά σύννεφα), 235  
magnetic helicity (μαγνητική ελικότητα), 125  
magnetic reconnection (μαγνητική επανασύνδεση), 116  
magneto-tail (μαγνητοουρά), 247  
magnetohydrodynamics, MHD (μαγνητοϋδροδυναμική, ΜΥΔ),  
94  
magnetopause (μαγνητόπαυση), 247  
magnetosheath (μαγνητοθήκη), 249  
magnetosphere (μαγνητόσφαιρα), 245  
magnetospheric plasma sheet (μαγνητοσφαιρικό φύλλο πλά-  
σματος), 250  
magnetospheric pulsations (μαγνητοσφαιρικές παλμώσεις),  
258  
microflares (μικροεκλάμψεις), 193  
microturbulence (μικροστροβιλισμός), 32
- non-linear force-free field (μη γραμμικό πεδίο χωρίς δυνά-  
μεις), 107
- optical depth (οπτικό βάθος), 13  
ordinary mode (τακτική ακτινοβολία), 145

p-modes (ακουστικά κύματα), 82  
 partition function (συνάρτηση διαμερισμού), 18  
 partol telescopes (τηλεσκοπία επισκόπησης), 288  
 penumbra (παραστιά), 175  
 photosphere (φωτόσφαιρα), 4  
 plage (χρωμοσφαιρικοί πυρσοί), 174  
 plane parallel (προσέγγιση παραλλήλων επιπέδων), 10  
 polar cusp (πολική χοάνη), 250  
 prominences (προεξοχές), 155

quasi-separatrix layers (ημι-διαχωριστικές επιφάνειες), 208  
 quiet sun (ήρεμος ήλιος), 89

radiative transfer equation (εξίσωση μεταφοράς της ακτινοβολίας), 14  
 radio burst (ραδιοέξαρση), 195  
 residual intensity (ένταση γραμμής), 28  
 resolution (διακριτική ικανότητα), 275  
 ring current (δακτυλιοειδές ρεύμα), 258

scale height (κλίμακα ύψους), 6  
 scattering (σκέδαση), 13  
 seeing (ατμοσφαιρική διαταραχή), 272  
 semi-infinite atmosphere (ημι-άπειρη ατμόσφαιρα), 15  
 sidereal period (αστρική περίοδος), 2  
 solar constant (ηλιακή σταθερά), 3  
 solar energetic particles (ηλιακά ενεργητικά σωματίδια), 237  
 solar luminosity (λαμπρότητα του ήλιου), 3  
 solar wind (ηλιακός άνεμος), 5  
 source function (συνάρτηση πηγής της ακτινοβολίας), 14  
 space weather (διαστημικός καιρός), 187  
 specific intensity (ειδική ένταση), 10  
 spicules (πίδακες), 154  
 stellar atmosphere (αστρική ατμόσφαιρα), 4  
 streamers, 160, 161, 163, 166, 170, 197, 199, 202, 233  
 sudden ionospheric disturbance (αφνίδια ιονοσφαιρική διαταραχή), 253  
 synodic period (συνοδική περίοδος), 2

tearing mode instability (αστάθεια διάλυσης), 120  
 transition region (μεταβατική περιοχή), 4  
 two ribbon flare (έκλαμψη δύο λαμπρών ταινιών), 191

umbra (στιά), 175  
 Utrecht Reference Photosphere, URP (ατμόσφαιρα αναφοράς της Ουτρέχτης), 42

whistler wave (συριχτικό κύμα), 146  
 wings (πτέρυγες γραμμής), 28

## Ευρετήριο όρων

αδιαβατικά αμετάβλητες ποσότητες, 92  
 αδιαβατική θερμοβαθμίδα, 77, 78  
 αφνίδια ιονοσφαιρική διαταραχή, 253  
 ακουστικά κύματα, 82  
 ακτίνα Larmor, 91  
 ακτινοβολία γυρομαγνητική, 26, 179, 184, 194  
 ακτινοβολία γυροσύγχροτρον, 27, 193  
 ακτινοβολία πέδης (bremsstrahlung), 20, 38, 52, 146, 284  
 ακτινοβολία πλάσματος, 27, 195  
 ακτινοβολία σύγχροτρον, 27  
 ακτινοβολιακή θερμοβαθμίδα, 74, 77  
 αμαύρωση Doppler, 51  
 ανατρεπτική στοιβάδα, 29  
 ανοιχτές μαγνητικές δομές, 104  
 απαγορευμένες μεταπτώσεις, 57, 58, 70  
 απόκριση οργάνου, 274  
 απόλυτη λαμπρότητα, 12  
 αριθμός Mach, 60, 62, 139  
 αριθμός Wolf, 215–217, 224, 291  
 αριστερόστροφο κύμα, 145  
 αρνητικό ιόν υδρογόνου, 21, 38  
 αστάθεια Reyleigh-Taylor, 220  
 αστάθεια διάλυσης, 120  
 αστρική ατμόσφαιρα, 4  
 αστρική περίοδος, 2  
 αστρονομική μονάδα, 1  
 ατμόσφαιρα αναφοράς Harvard-Smithsonian, 43  
 ατμόσφαιρα αναφοράς της Ουτρέχτης, 42  
 ατμόσφαιρα συνεχούς του Bilderberg, 42  
 ατμοσφαιρική απορρόφηση, 271  
 ατμοσφαιρική διαταραχή, 272  
 αψιδωτά νήματα, 175

βάθος γραμμής, 28  
 βροχοειδείς προεξοχές, 191

γεωμαγνητικές διαταραχές, 258  
 γεωμαγνητικές καταιγίδες, 258  
 γεωμαγνητικές υποκαταιγίδες, 258, 259  
 γεωμαγνητικοί δείκτες, 261  
 γινόμενο συγκερασμού, 274  
 γραμμές, 39, 44–47, 49–51, 57, 58, 69  
 γραμμές απορρόφησης, 37, 38, 54  
 γραμμές εκπομπής, 37–39, 44, 47, 57  
 γραμμές ιονισμένου ασβεστίου, 33, 34, 38  
 γραμμή Ηα, 33, 34, 154, 174, 191, 281, 288, 289, 291  
 γραμμή Ly-α, 38  
 γραμμή K, 281, 288  
 γραμμική διασπορά, 278  
 γραμμικό φάσμα, 17  
 γραμμικό πεδίο χωρίς δυνάμεις, 106  
 γυροσυχνότητα, 26, 90  
 γωνιακή διασπορά, 277

δακτυλιοειδές ρεύμα, 258  
 δείκτης διάθλασης, 52, 53  
 δεξιόστροφο κύμα, 145  
 δέσιμες-δέσιμες μεταπτώσεις, 21  
 δέσιμες-ελεύθερες μεταπτώσεις, 18

- διάγραμμα Hertzsprung-Russell, 4  
 διάγραμμα πεταλούδας, 218  
 διάγραμμα του Maunder, 218  
 διακριτική ικανότητα, 275, 279  
 διαστημικά τηλεσκόπια, 299  
 διαστημικός καιρός, 187  
 διαφορική περιστροφή, 2  
 διαφορικό μέτρο εκπομπής, 47–49, 69  
 διάχυση του μαγνητικού πεδίου, 112–114, 116–118, 120, 121, 124, 206  
 διαχωρισμός Zeeman, 25, 31, 282  
 διεύρυνση, 17, 23, 26, 33  
 διεύρυνση Doppler, 23  
 διεύρυνση Stark, 25  
 διεύρυνση Zeeman, 25  
 διεύρυνση από συγχρούσεις, 25  
 διηλεκτρική επανασύνδεση, 58  
 δύναμη Lorentz, 94–103, 109, 158, 236, 248  
 δυναμικό φάσμα, 27, 195, 294
- ειδική ένταση, 10–15, 17, 19, 21, 28, 35, 36  
 έκλαμψη, 187–189, 191–193, 195, 197, 201–205, 207–209, 212  
 έκλαμψη δύο ταινιών, 191  
 εκρηκτικές προεξοχές, 157, 203  
 έκτακτη ακτινοβολία, 145, 147  
 εκτοξεύσεις στεμματικού υλικού (CMEs), 140, 164, 187, 193, 195, 197–204, 227–235, 237–239, 241, 242  
 ελάχιστο του Maunder, 215  
 ελάχιστο του Spörer, 217  
 ελάχιστο του Wolf, 217  
 ελεύθερες-ελεύθερες μεταπτώσεις, 19, 20, 193  
 ενεργός διατομή, 13, 18–20, 23  
 ενεργός θερμοκρασία, 3  
 ένταση γραμμής, 28–30  
 εξαναγκασμένη εκπομπή, 21  
 εξισώσεις Rankine-Hugoniot, 140, 142  
 εξίσωση Boltzmann, 18, 22, 32  
 εξίσωση Milne-Eddington, 29  
 εξίσωση Saha, 20  
 εξίσωση διάχυσης, 113  
 εξίσωση μεταφοράς της ακτινοβολίας, 14, 28, 29, 35, 39  
 επιφανειακά κύματα βαρύτητας, 83  
 εσωτερικά βαρυτικά κύματα, 135  
 εσωτερικό, 4, 73, 78  
 εύρος Doppler, 24, 31, 32, 51, 54, 69
- ζωδιακό φως, 59  
 ζώνες van Allen, 245, 250, 254, 257  
 ζώνη μεταφοράς, 69, 220, 222
- ηλεκτρομαγνητικά κύματα, 144, 145, 147  
 ηλιόπαιση, 67  
 ηλιόσφαιρα, 5, 37, 67, 169  
 ηλιακά ενεργητικά σωματίδια (SEPs), 237–241, 245, 256  
 ηλιακή αύρα, 63–65  
 ηλιακή δραστηριότητα, 215–219, 225  
 ηλιακή σταθερά, 3  
 ηλιακός άνεμος, 5, 59, 63, 65–68, 162, 195, 229, 231, 232, 237, 239, 245, 247–249, 254–256, 259, 262, 266  
 ηλιακός πύργος, 292
- ηλιογραφικές συντεταγμένες, 287  
 ηλιογραφικό μήκος Carrington, 288  
 ηλιοσεισμολογία, 81  
 ηλιοστάτης, 276  
 ημι-άπειρη ατμόσφαιρα, 15  
 ημι-διαχωριστικές επιφάνειες, 208  
 ημιεύρος γραμμής, 22, 23, 25  
 ήρεμος ήλιος, 89, 150, 153, 154
- θέρμανση της χρωμόσφαιρας και του στέμματος, 181  
 θερμοκρασία διέγερσης, 32  
 θερμοκρασία λαμπρότητας, 15, 17, 36  
 θωράκιση, 90
- ιδανική μαγνητοϋδροδυναμική, 94, 116, 126, 127  
 ιονόσφαιρα, 250, 271  
 ισοδύναμο εύρος, 28, 31  
 ισότροπο πεδίο ακτινοβολίας, 11
- καμπύλη Gauss, 20, 24  
 καμπύλη Lorentz, 22, 24  
 καμπύλη αύξησης, 31  
 κατανομή Maxwell-Boltzmann, 20, 23  
 καταστατική εξίσωση, 74, 94  
 κέντρα δράσης, 89, 150, 163, 171, 174, 175, 179–181  
 κέντρο γραμμής, 28  
 κηλίδες, 150, 174, 175, 177, 179, 181, 183, 215, 216, 218, 219, 224  
 κλειστές μαγνητικές δομές, 104  
 κλίμακα ύψους, 6, 43, 46, 60, 63, 64  
 κλίμακα εικόνας, 276  
 κοκκίαση, 150  
 κομήτες, 267  
 κοσμικές ακτίνες, 232, 237, 238  
 κρίσιμο σημείο, 61  
 κριτήριο Schwarzschild, 77, 135, 136  
 κρουστικά κύματα χωρίς συγχρούσεις, 139  
 κρουστικό κύμα, 132, 136, 140, 168, 199, 227, 232–235, 238–241, 245, 266, 269  
 κρουστικό κύμα της ηλιόσφαιρας, 67, 237  
 κρουστικό κύμα της μαγνητόσφαιρας, 248  
 κύκλος πρωτονίου-πρωτονίου, 75  
 κύκλος του άνθρακα, 75  
 κύματα Alfvén, 131, 132, 171, 259  
 κύματα βαρύτητας, 76, 82, 136  
 κώνος Mach, 137  
 κώνος απώλειας, 94
- λαμπρά σημεία του στέμματος, 159  
 λαμπρές ψηφίδες, 154  
 λαμπρότητα του ήλιου, 3  
 λεπτή υφή, 37, 50  
 λογάριθμος Coulomb, 114
- μαγνητικά σύννεφα, 163, 235–238, 242  
 μαγνητικές καταιγίδες, 59, 116, 261  
 μαγνητική άνωση, 171, 220  
 μαγνητική διπολική εκπομπή, 57  
 μαγνητική ελικότητα, 125, 126, 210  
 μαγνητική επανασύνδεση, 111, 116–126, 192, 195, 201, 206, 208, 210, 211, 228, 230, 237, 245, 251, 254–256, 259, 260, 262, 269

- μαγνητική παγίδα, 93  
μαγνητική πίεση, 95–101, 103, 109, 158, 211, 227, 232  
μαγνητική ροπή, 92, 93, 109  
μαγνητική τάση, 96–101, 103, 229  
μαγνητική φιάλη, 93  
μαγνητικό πεδίο, 25, 26, 36, 89, 91–109, 111–115, 118, 121–127, 149, 150, 152–154, 156–158, 161–168, 171, 174, 175, 177–179, 181, 182, 187, 189, 191, 196, 197, 202, 203, 205–207, 209–212, 216–220, 222, 223, 227–237  
μαγνητικό πεδίο χωρίς δυνάμεις, 103  
μαγνητικό πεδίο χωρίς ρεύμα, 103, 104  
μαγνητικός αριθμός Reynolds, 112, 114, 119, 120, 126  
μαγνητικός βρόχος, 93, 156–158, 160, 174, 175, 180, 181, 183  
μαγνητικός σωλήνας ροής, 103, 157  
μαγνητο-ακουστικά κύματα, 133  
μαγνητογράφημα, 89  
μαγνητοθήκη, 249  
μαγνητούρα, 116, 247, 249  
μαγνητόπαυση, 247, 256  
μαγνητόσφαιρα, 119, 245, 247  
μαγνητοσφαιρικές παλμώσεις, 258  
μαγνητοσφαιρικό φύλλο πλάσματος, 250  
μαγνητοσφαιρικοί λοβοί, 250  
μαγνητοϋδροδυναμικά κύματα, 130  
μαγνητοϋδροδυναμική (MHD), 94, 108, 111  
μακροσκοπικές ποσότητες, 94  
μακροστροβιλισμός, 32  
μέση ένταση της ακτινοβολίας, 11  
μεσοαστρικό υλικό, 57, 59, 66, 67  
μεσοκοκκίαση, 151  
μεσοπλανητική CME, 231–233, 235–237, 240  
μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο, 164, 167, 170  
μεσοπλανητικό φύλλο ρεύματος, 166, 169  
μεσοπλανητικός χώρος, 119  
μεταβατική περιοχή χρωμόσφαιρας-στέμματος, 4, 16, 28, 33, 37–39, 43–47, 69, 155, 179, 184  
μετάθεση Doppler, 1, 23, 26, 31, 81, 87, 150, 279, 280  
μετασχηματισμός Fourier, 131, 133  
μέτρο εκπομπής, 47  
μη γραμμικό πεδίο χωρίς δυνάμεις, 107  
μήκος Debye, 90, 141  
μικρή εποχή των πάγων, 216  
μικροεκλάμψεις, 193  
μικροστροβιλισμός, 32, 51, 69  
μονάδες ηλιακών νετρίων (SNU), 80  
μονοχρωματική εικόνα, 280  
μοντέλο Avrett και Loeser, 44  
μοντέλο Babcock, 219–221  
μοντέλο Carmichael, Sturrock, Hirayama, Kopp και Pneuman, 208  
μοντέλο Heyvaerts, Priest, & Rust, 207  
μοντέλο Leblanc, Dulk and Bougeret (LDB), 57  
μοντέλο Newkirk, 55–57, 69, 70  
μοντέλο Petschek, 120  
μοντέλο Saito, 56, 199  
μοντέλο Schuster-Schwarchild, 29  
μοντέλο Sweet-Parker, 117–120, 206  
μοντέλο Vernazza, Avrett και Loeser (VAL), 43  
μοντέλο σύννεφου, 17  
νανοεκλάμψεις, 181  
νετρίνα, 79, 80  
νήματα, 155  
νόμος Rayleigh-Jeans, 15  
νόμος Stefan-Boltzmann, 3, 74  
νόμος της πολικότητας του Hale, 219, 220, 226  
νόμος του Ampère, 95, 97, 103, 113, 115, 118, 133, 144, 166, 236, 250  
νόμος του Faraday, 95, 111, 131, 133, 165  
νόμος του Gauss, 108, 165  
νόμος του Ohm, 94, 111, 118, 131, 133, 165, 207  
νόμος του Spörer, 218, 220  
ολική ανάκλαση, 52, 69  
ολίσθηση, 91  
οπτικά τηλεσκόπια, 288  
οπτικό βάθος, 13–17, 29, 30, 32  
οπτικό παράθυρο, 272  
όργανα σύνθεσης εικόνας, 294  
όριο Lyman, 34  
όριο Balmer, 19  
όριο Lyman, 19  
όριο Paschen, 19  
ουδέτερη γραμμή, 105, 156, 174, 175, 191, 203, 205  
παγωμένες δυναμικές γραμμές, 112, 116, 117  
παράγοντας Gaunt, 18, 20  
παράγοντας Landé, 282  
παράγοντας απόσβεσης, 24, 32  
παράγοντας πληρότητας, 50  
παράμετρος  $\beta$ , 96  
παρασικιά, 175  
πείραμα Gallex, 80  
πείραμα Kamiokande, 80  
πείραμα SAGE, 80  
πείραμα του Davis, 79  
περιοχές M, 59  
πίδακες, 154  
πλασμόπαυση, 254  
πλασμόσφαιρα, 250  
πολική χροάνη, 250  
πολικό σέλας, 59  
πόροι, 171, 174, 175  
προεξοχές, 155  
προσαρμοζόμενα οπτικά συστήματα, 273  
προσέγγιση παραλλήλων επιπέδων, 10  
προφίλ Chapman, 252  
προφίλ γραμμής, 28  
πτέρυγες γραμμής, 28  
ραδιοέξαρση, 195  
ραδιοτηλεσκόπια, 293  
ραδιοφασματογράφοι, 294  
ραδιοφωνικό παράθυρο, 272  
ρεύμα Chapman-Ferraro, 248  
ρεύματα Birkeland, 254  
ρεύματα Foucault, 113  
ρεύματα μεταφοράς, 74, 76–78, 83, 151, 153, 177  
ροή της ακτινοβολίας, 11, 12, 28



- ρυθμός αποπληθυσμού στάθμης, 23  
 σειρά Balmer, 26, 33, 34, 38  
 σειρά Lyman, 35, 38  
 σελαϊκές υποκαταιγίδες, 116  
 σελαϊκή ζώνη, 260  
 σέλας, 260  
 σημειακή πηγή, 12  
 σκέδαση, 13, 51–54  
 σκέδαση Thomson, 54, 198, 204  
 σκιά, 175  
 σκοτεινές ψηφίδες, 154  
 σπείρα του Αρχιμήδη, 164  
 σταθερά Rydberg, 18  
 στατιστικό βάρος, 18  
 στέμμα, 4, 17, 20, 26–28, 33, 35–39, 44–46, 49–60, 63, 64, 67–70, 102–104, 106–109, 112, 114–116, 119–121, 133, 143, 145, 150, 154, 155, 157, 158, 160–162, 166, 168–171, 177, 179–183, 189, 191, 195, 202, 207, 208, 210, 227, 231–233  
 στέμμα F, 54  
 στέμμα K, 54, 55  
 στεματογράφος, 285  
 συλλέκτης ακτινοβολίας, 274  
 συμβολόμετρα, 294  
 συμπεριστεφόμενες περιοχές αλληλεπίδρασης, 167  
 συνάρτηση Airy, 275  
 συνάρτηση Voigt, 24  
 συνάρτηση διαμερισμού, 18  
 συνάρτηση πηγής της ακτινοβολίας, 14–17, 31, 34  
 συνάρτηση του Planck, 14, 15, 17, 22, 30, 34  
 συνεχές φάσμα, 17  
 συνθήκη Littrow, 277  
 συνοδική περίοδος, 2  
 συνοπτικοί χάρτες, 291  
 συντελεστές Einstein, 22  
 συντελεστής απόσβεσης, 22, 23  
 συντελεστής απορρόφησης, 12, 13, 17–23, 25, 28–31, 36–38, 40–42, 47, 54  
 συντελεστής εκπομπής, 12, 13  
 συριχτικό κύμα, 146  
 συχνότητα Brunt-Väisälä, 136  
 συχνότητα πλάσματος, 27, 90  
 σφαιρικές αρμονικές, 83, 84, 104  
 σχέση Eddington-Barbier, 15  
 σχέση διασποράς, 83, 130, 132, 134, 136, 144, 145, 147  
 σχοινί μαγνητικής ροής, 197, 198, 203, 209, 210, 227–229, 237  
 σωλήνες μαγνητικής ροής, 150  
 τακτική ακτινοβολία, 145, 147  
 ταλαντώσεις, 76, 81, 85, 86  
 ταλαντώσεις νετρίων, 81  
 ταχύτητα Alfvén, 102, 117–120, 132, 134, 138, 139, 143, 168, 195, 199, 231, 233  
 ταχύτητα ελεύθερης πτώσης, 102  
 ταχύτητα ομάδας, 129  
 ταχύτητα του ήχου, 83, 86, 102, 138  
 ταχύτητα φάσης, 129  
 τηλεσκόπια επισκόπησης, 288  
 τοπική θερμοδυναμική ισορροπία (ΤΘΙ), 14, 15, 17, 18, 20, 29, 34, 39, 43, 74  
 τρύπες του στέμματος, 158, 160–162, 168, 171  
 υπερ-παρασκιά, 178  
 υπερκοκκίαση, 151  
 ψυχρό πλάσμα, 144  
 φαινόμενα τύπου II, 27, 195  
 φαινόμενα τύπου III, 27, 195  
 φαινόμενα τύπου IV, 195  
 φαινόμενο Evershed, 178  
 φαινόμενο Joule, 113  
 φαινόμενο Stark, 25  
 φαινόμενο Wilson, 177  
 φάσμα Fraunhofer, 54  
 φασματογράφος, 276  
 φασματοηλιογράφος, 280  
 φίλτρο Lyot, 281  
 φράγμα περίθλασης, 277  
 φύλλο ρεύματος, 113–115, 120  
 φωτόσφαιρα, 4, 16, 19, 21, 25, 28, 32, 34, 35, 37–39, 42–45, 47, 54, 56, 63, 74, 78, 87, 89, 103–105, 107, 109, 112, 114, 119, 123, 126, 150–152, 154, 157, 159, 171, 174, 175, 177, 178, 180–184, 189, 193, 204, 205, 207, 208, 220, 222, 223  
 φωτοσφαιρικοί πυρσοί, 174  
 χρόνος Alfvén, 121  
 χρόνος διάχυσης, 113  
 χρόνος ζωής στάθμης, 23  
 χρωμόσφαιρα, 4, 16, 20, 33, 37–39, 42–46, 49, 63, 69, 102, 103, 106, 112, 114, 150, 152, 154, 156, 157, 171, 174, 178, 179, 181, 188, 189, 191, 193  
 χρωμοσφαιρικό δίκτυο, 152  
 χρωμοσφαιρικοί πυρσοί, 174