
ΦΥΣΙΚΗ ΠΛΑΣΜΑΤΟΣ

Κανάρης Χ. Τσίγκανος
Καθηγητής Πανεπιστημίου Αθηνών
Τμήμα Φυσικής

ΦΥΣΙΚΗ ΠΛΑΣΜΑΤΟΣ

Αθήνα - 2010

Περιεχόμενα

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5. Μιά ιστορική αναδρομή και φυσική παρουσίαση της έννοιας του ηλιακού ανέμου	5
5.1 Εισαγωγή	6
5.2 Η Γεωμαγνητική Δραστηριότητα και η Κλασική Φυσική	8
5.3 Η φύση του σέλαος και η γεωμαγνητική δραστηριότητα	12
5.4 Οι διακυμάνσεις τις κοσμικής ακτινοβολίας	17
5.5 Οι ουρές των κομητών και η ανακάλυψη του Biermann	20
5.6 Το ηλιακό στέμμα	22
5.7 Το δίλημμα των μοντέλων Biermann και Chapman	26
5.8 Η μακροσκοπική δυναμική του αραιού πλάσματος	27
5.9 Εξισώσεις της Δυναμικής του αραιού πλάσματος	30
5.10 Η υδροδυναμική του Ηλιακού στέμματος	34
5.11 Η φυσική της υπερηχητικής εκτόνωσης	36
5.12 Η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου	40
5.13 Το μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο	42
5.14 Το παρασκήνιο της θεωρίας του ηλιακού ανέμου	44

5.15	Περαιτέρω εξέλιξη της έννοιας του Ηλιακού Ανέμου	45
5.16	Άμεσες παρατηρήσεις του ηλιακού ανέμου . . .	48
5.17	Το εξωτερικό όριο του Ηλιακού ανέμου	52
5.18	Συμπεράσματα	53
	Βιβλιογραφία	57

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5

Μιά ιστορική αναδρομή και φυσική
παρουσίαση της έννοιας του ηλιακού
ανέμου ¹



Σχ. 5.1 Ο E.N. Parker κατά την επίσκεψη και ομιλία του στο Τμ. Φυσικής του Παν. Αθηνών το Σεπτέμβριο του 2003.

¹Βασισμένο στο άρθρο *The Century of Space Science* του E. N. Parker, (Ινστιτούτου Enrico Fermi και Τμήμα Φυσικής και Αστρονομίας του Πανεπιστημίου του Chicago, ΗΠΑ) που δημοσιεύθηκε από την Kluwer Academic Publishers, (2001).

5.1 Εισαγωγή

Μπορούμε βέβαια να διατυπώσουμε την υπόθεση ότι ο υπερηχητικός ηλιακός άνεμος υπάρχει και διαδίδεται από τότε που σχηματίστηκε το ηλιακό μας σύστημα, τροφοδοτώντας το μεσοπλανητικό διάστημα με το δυναμικό πλάσμα και το αντίστοιχο μαγνητικό πεδίο. Φαίνεται ότι ο αρχικός πυκνός ηλιακός άνεμος και το έντονο πρωτόγονο ηλιακό μαγνητικό πεδίο, που υπήρχαν ταυτόχρονα, απομάκρυναν την αρχική στροφορμή του νεαρού Ήλιου κατά τη διάρκεια των πρώτων 3×10^8 ετών περίπου, μετατρέποντας την αρχική γρήγορη περιστροφή του Ηλιακού ισημερινού στην αργή περιστροφή των 25 ημερών που παρατηρούμε σήμερα (βλ. Schatzman, 1959, 1973, Biermann, 1973). Σήμερα ο ασθενής ηλιακός άνεμος δεν απομακρύνει σημαντικό ποσοστό στροφορμής ή μάζας από τον Ήλιο, αλλά συνεχίζει να είναι το πιο κυρίαρχο φαινόμενο στο μεσοπλανητικό χώρο, δημιουργώντας ένα σπειροειδές μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο το οποίο αφού ξεκινήσει από τον Ήλιο και προσκρούσει στις μαγνητόσφαιρες της Γης και των άλλων πλανητών επεκτείνεται σε όλο το διαπλανητικό χώρο, μειώνοντας σημαντικά την ένταση της γαλαξιακής κοσμικής ακτινοβολίας και εκτοπίζοντας το μεσοαστρικό αέριο και το γαλαξιακό μαγνητικό πεδίο πέρα από τους εξωτερικούς πλανήτες.

Οι συνέπειες της ύπαρξης του ηλιακού ανέμου στο περιβάλλον της Γης είναι σημαντικές, αλλά όχι ιδιαίτερα προφανείς σε εμάς που κατοικούμε στην επιφάνειά της. Γιαυτό, το ιστορικό των σκέψεων που οδήγησαν τελικά στην σχετικά πρόσφατη καθιέρωση της έννοιας του ηλιακού ανέμου ξεκινά περίπου πριν από δύο χιλιετίες. Σημαντική πρόοδος επακολούθησε λόγω της σχετικής εξέλιξης της Φυσικής από την εποχή του Gilbert (1544-1603) και του Galileo (1562-1642). Πρέπει βέβαια να σημειώσουμε εδώ ότι, με εξαίρεση το πολιτικό σέλας, οι επιδράσεις του ηλιακού ανέμου στον πλανήτη μας δεν είναι ανιχνεύσιμες από τις βιολογικές μας αισθήσεις, αλλά απαιτούν παρατηρήσεις και μετρήσεις που μπορούν να γίνουν μόνο με ειδικά κατασκευασμένα επιστημονικά όργανα. Επιπλέον, χρειάζονται προχωρημένες γνώσεις φυσικής για να κατανοήσουμε τη σημασία των παρατηρήσεων. Έτσι, η ιστορία του ηλιακού ανέμου ακολουθεί παράλληλα την εξέλιξη της βασικής κλασικής φυσικής και των μελετών των φυσικών φαινομένων που σχετίζονται με τον ηλιακό άνεμο.

Η ύπαρξη του ηλιακού ανέμου τεκμαίρεται άμεσα από τις συνεχείς διακυμάνσεις του γεωμαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια της Γης, ιδιαίτερα στα μεγάλα γεωγραφικά πλάτη, τη συνεχή εμφάνιση του πολικού σέλαος στα μεγάλα γεωγραφικά πλάτη, τη μεταβαλλόμενη ένταση της γαλαξιακής κοσμικής ακτινοβολίας και τον αντίθετο ως προς τον ήλιο προσανατολισμό της αέριας ουράς των κομητών. Ωστόσο, αυτά τα φαινόμενα, που είναι γνωστό για δεκαετίες και αιώνες ότι το καθένα από αυτά συμβαίνει ανεξάρτητα από τα υπόλοιπα, είναι απόδειξη μόνο της ύπαρξης κάποιας μορφής εξωτερικής διαταραχής. Η επιστημονική πρόκληση του τελευταίου αιώνα ήταν να μελετηθεί με ακρίβεια ποια διαταραχή πραγματικά είναι αυτή.

Ιστορικά υπήρξαν πολλές παρερμηνείες του φαινομένου του Ηλ. Ανέμου. Για παράδειγμα, ξεκινώντας από την κλασική άποψη ότι το διάστημα είναι απόλυτα κενό, ο Kelvin «απέδειξε» ότι ο Ήλιος δεν είναι σε θέση να έχει τόσο μεγάλες μαγνητικές αυξομειώσεις, όπως θα συμπεραίναμε εξαιτίας των παρατηρούμενων γεωμαγνητικών διακυμάνσεων σε απόσταση 1 AU. Από αυτό κατέληξε στο ότι δεν μπορεί να συνδέεται η δραστηριότητα του Ήλιου με τις μαγνητικές διακυμάνσεις στη Γη. Χρησιμοποιών-

τας την ίδια υπόθεση, ότι το διάστημα είναι απόλυτα κενό, θεωρήθηκε πιθανό ότι οι παρατηρούμενες μεταβολές στην ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας είναι αποτέλεσμα των μεγάλων διαφορών του ηλεκτροστατικού δυναμικού στο μεσοπλανητικό χώρο. Ο αντήλιος προσανατολισμός της αέριας ουράς των κομητών αποδόθηκε στην πίεση της ακτινοβολίας του ηλιακού φωτός. Η διαρκής εμφάνιση του πολικού σέλαος και οι γεωμαγνητικές διακυμάνσεις στα μεγάλα γεωγραφικά πλάτη αγνοήθηκαν κατά ένα μεγάλο μέρος και η προέλευσή τους θεωρήθηκε ότι ήταν πιθανώς μετεωρολογική.

Για να επιστρέψουμε στη βάση των εννοιών στις οποίες ο ηλιακός άνεμος στηρίζεται, πρέπει να υπενθυμίσουμε ότι η ίδια η έννοια του «Διαστήματος» αυτού καθαυτού είναι θεμελιώδης και είναι μια σχετικά πρόσφατη κατάκτηση της ανθρώπινης σκέψης. Σε προγενέστερες εποχές ο ουρανός δεν θεωρούνταν ως το παράθυρο από το οποίο μπορείς να δεις στο Διάστημα. Ο ουρανός ήταν περισσότερο ο τόπος κατοικίας των θεών και των πνευμάτων, που αντιπροσωπευόντουσαν από τον Ήλιο, τη Σελήνη, τους διάφορους πλανήτες και τα άστρα, τα οποία με τη σειρά τους είχαν ισχυρή επιρροή στην προσωπική μας μοίρα. Ο ουρανός εθεωρείτο «...μια κούπα αναποδογυρισμένη που από κάτω της, παγιδευμένοι και έρποντας, ζούν και πεθαίνουν οι άνθρωποι ...» (Omar Khayyam). Η γνώση της γεωγραφίας ήταν τόσο περιορισμένη όσο και η έννοια του ουρανού. Μερικές όχι και τόσο παλιές μυθολογίες θέλουν τους ανθρώπους να κατεβαίνουν στη Γη μετά από τη γένεσή τους στον ουρανό. Η έννοια της έκτασης του χρόνου ήταν τόσο περιορισμένη όσο εντοπισμένη ήταν και η έννοια του ουρανού και του Διαστήματος. Η αντίληψη ότι ολόκληρος ο κόσμος δημιουργήθηκε γύρω μας με σκοπό να φιλοξενήσει εμάς τους ανθρώπους είναι ζωντανή ακόμη μέχρι σήμερα, αποδεικνύοντας την απροθυμία του ανθρώπου να αποχωριστεί τον εγωκεντρικό κόσμο της φαντασίας του.

Επομένως, δεν προκαλεί έκπληξη ότι η διαπίστωση της απεραντοσύνης του χώρου, στον οποίο ευρίσκεται και η μικροσκοπική μας Γη, εξελίχθηκε αργά και σποραδικά. Αξίζει το σεβασμό και το θαυμασμό μας ο Αρίσταρχος ο Σάμιος (περί το 275 πΧ), γιατί φαίνεται να ήταν ο πρώτος καταγεγραμμένος αρχαίος φυσικός φιλόσοφος που διαπίστωσε την κεντρική θέση του Ήλιου στο τοπικό μας σύστημα και την απεραντοσύνη του περιβάλλοντα χώρου. Εφοδιασμένος με βαθιά κατανόηση της γεωμετρίας, συνειδητοποίησε από τη σχηματιζόμενη σκιά της Γης κατά τη διάρκεια μιας έκλειψης Σελήνης, τό ότι ο Ήλιος είναι πολύ μεγαλύτερος από τη Γη. Από αυτό κατέληξε ότι είναι πιο πιθανό η μικρή Γη να περιφέρεται γύρω από το μεγάλο Ήλιο, παρά το αντίστροφο. Έβλεπε το ηλιακό σύστημα όπως περίπου ο Κοπέρνικος 1800 χρόνια αργότερα, αναγνωρίζοντας τη μεγάλη απόσταση των άστρων. Δεν χρειάζεται να πούμε ότι οι ειδικοί της εποχής του βρήκαν τις ιδέες του ενοχλητικές, θεωρώντας ότι υπονομεύουν το αλάθητό τους και τελικά τις απέριψαν επίσημα. Ευτυχώς ο Αρίσταρχος δεν ξεχάστηκε τελείως και οι επαναστατικές του ιδέες, έχουν φτάσει ως εμάς μέσω των γραπτών άλλων, παρόλο που η πρωτότυπη διατύπωσή τους έχει χαθεί.

Ο Κοπέρνικος (1473-1543) ξεκινώντας το 1530 και τελικά δημοσιεύοντας το 1543 το έργο του *De Revolutionibus Orbium Caelestium*, απομάκρυνε τελείως τις γεωκεντρικές κρυστάλλινες σφαίρες του Πτολεμαϊκού γεωκεντρικού συστήματος (που πρωτοδιατυπώθηκε από τον Ίππαρχο περί το 150 πΧ). Με αυτό τον τρόπο άρχισε να ξεκαθαρίζει το τοπίο από τις λαθεμένες επιστημονικές ιδέες και να ανοίγει ο δρόμος για την

κατανόηση των επιδράσεων στη Γη μακρινών αστρονομικών πηγών. Εξίσου σημαντικό ήταν το ότι ο Κοπέρνικος μαζί με τον Kepler (1571- 1630) και τον κατασκευαστή του τηλεσκοπίου Galileo άρχισαν να κατανοούν την Ουράνια Μηχανική. Αυτό προετοίμασε το δρόμο για το Νεύτωνα (1642-1727) για να αναπτύξει τη Νευτώνεια θεωρία της Βαρύτητας και τη Μηχανική που δημοσιεύτηκε στο περίφημο έργο του *Philosophia Naturalis Principia Mathematica* το 1686.

Η σταδιακή ανακάλυψη της ύπαρξης του μαγνητικού πεδίου της Γης σε συνδυασμό με την εφεύρεση της μαγνητικής πυξίδας στην Κίνα κατά τη διάρκεια της δυναστείας των Han, περίπου δύο χιλιετίες πριν, ήταν ένα ακόμα σημαντικό βήμα στη μακρά πορεία της κατανόησης του ηλιακού ανέμου. Η επιστημονική αναγνώριση ανήκει στον Gilbert (1600) του οποίου τα ιδιοφυή, προσεκτικά και πολυπληθή εργαστηριακά πειράματα θεμελίωσαν την ακριβή μορφή του διπολικού μαγνητικού πεδίου γύρω από μια λίγο ως πολύ ομοιόμορφα μαγνητισμένη σφαίρα αποτελούμενη από μαγνητισμένο οξείδιο του σιδήρου και μαγνητίτη. Διαπίστωσε ότι το μαγνητικό πεδίο είναι ένα πολύπλοκο σύστημα (μηχανικών) τάσεων που περιβάλλει τη μαγνητισμένη σφαίρα. Με άλλα λόγια ότι το φαινόμενο δυνάμεων που εξασκούνται μεταξύ μαγνητισμένων αντικειμένων μπορεί να αποδοθεί σε ένα πεδίο δυνάμεων που εκτείνεται στο χώρο αναμεταξύ τους. Ήταν ο πρώτος που τότε αναγνώρισε το μαγνητικό πεδίο ως μια φυσική οντότητα μέσα στο χώρο γύρω από ένα μαγνήτη.

Τα δεδομένα της μαγνητικής απόκλισης και έγκλισης που συγκεντρώθηκαν από εκτεταμένα υπερωκεάνεια ταξίδια ήταν αρκετά για τον Gilbert για να δείξει ότι η Γη η ίδια είναι μια μαγνητισμένη σφαίρα και επεσήμανε ότι ο περιβάλλοντας χώρος είναι μια ιδιόμορφη περιοχή, αποτέλεσμα του μαγνητικού πεδίου που εκτείνεται έξω από τη Γη. Εν συντομία, ο Gilbert διαπίστωσε την ύπαρξη της γήινης μαγνητόσφαιρας όπως αυτή φαίνεται από το κατώτερο όριο της, την επιφάνεια της Γης.

5.2 Η Γεωμαγνητική Δραστηριότητα και η Κλασική Φυσική

Πέρασαν πάνω από εκατό χρόνια από τις πρωτοποριακές μελέτες του Gilbert μέχρις ότου ο Graham (1724) να μελετήσει με το μικροσκόπιο την ευαίσθητη ισορροπία μιάς αιωρούμενης μαγνητικής βελόνας και να παρατηρήσει τις μικρές διαταραχές της που υποδεικνύουν τις διακυμάνσεις του μαγνητικού πεδίου της Γης. Οποιοσδήποτε μπορεί να καταλάβει πόσο προσεκτικός πρέπει να ήταν ο Graham στα πειράματά του αυτά, ώστε να αποφύγει τα αποτελέσματα που μπορούσαν να προκαλέσουν διάφορες δονήσεις και αέρια ρεύματα κατά τη διάρκεια των πειραμάτων του, για να είναι σίγουρος ότι η διαταραχή έχει γεωμαγνητική προέλευση. Ο Celsius (1741) ασχολήθηκε με παρόμοιες παρατηρήσεις και διαπίστωσε ότι η εμφάνιση του σέλαος συνοδευόταν από έντονες μαγνητικές διακυμάνσεις. Οι Celsius και Graham αλληλογραφούσαν και σύντομα κατέληξαν στο κοινό συμπέρασμα ότι οι παρατηρούμενες χρονικές περίοδοι των ισχυρών διακυμάνσεων ήταν συχνά οι ίδιες, αποδεικνύοντας έτσι τη μεγάλη χωρική έκταση του φαινομένου.

Ο Canton (1759) εισήγαγε την πρώτη παρατηρησιακή σύνδεση με τον Ήλιο, επιση-

μαίνοντας ότι οι γεωμαγνητικές διακυμάνσεις ήρεμων περιόδων είναι ισχυρότερες το καλοκαίρι όταν το Βόρεια ημισφαίριο κλίνει προς τον Ήλιο. Ο Wilcke (1777) διαπίστωσε ότι η ακτινοβολία του σέλαος είναι προσανατολισμένη κατά μήκος του μαγνητικού διπόλου του Gilbert.

Είναι ενδιαφέρον να αναφέρουμε ότι ο de Mairan (1754) πρότεινε ότι το σέλας δημιουργείται από την είσοδο σωματιδίων από τον Ήλιο στη γήινη μαγνητόσφαιρα. Η ιδέα του βασιζόταν στη ερμηνεία εκείνης της εποχής για το ζωδιακό φως, σαν μια προέκταση του ηλιακού στέμματος. Έτσι, η Γη κινείται σε τροχιά γύρω από αυτό το εκτεταμένο στέμμα και πρότεινε ότι το σέλας και οι συσχετιζόμενες γεωμαγνητικές διαταραχές είναι το αποτέλεσμα αυτής της κίνησης της Γης. Ήταν μια εμπνευσμένη υπόθεση, αλλά ο de Mairan δεν μπορούσε να κάνει τίποτα περισσότερο γιατί η φυσική των φορτισμένων σωματιδίων και τα μαγνητικά πεδία ήταν άγνωστα εκείνη την εποχή.

Ο Cardan το 1551 είχε καθαρά διαχωρίσει τις μαγνητικές από τις ηλεκτρικές επιδράσεις και ο Gilbert έδωσε έμφαση στη θεμελιώδη διαφορά τους. Το 1733 ο Du Fay επεσήμανε το διαχωρισμό θετικών και αρνητικών φορτίων και μια δεκαετία αργότερα ο Franklin εκτέλεσε έναν αριθμό πειραμάτων που θεμελίωσαν τη διατήρηση του συνολικού ηλεκτρικού φορτίου. Περιέγραψε το θετικό και το αρνητικό φορτίο ως πλεόνασμα ή έλλειμμα αντίστοιχα, κάποιου θεμελιώδους ηλεκτρικού ρευστού. Σήμερα γνωρίζουμε ότι τα φορτισμένα σωματίδια που κινούνται και δημιουργούν το ηλεκτρικό ρεύμα στις περισσότερες περιπτώσεις είναι τα ηλεκτρόνια, έτσι ώστε το θετικό φορτίο στην πραγματικότητα αναπαριστά ένα έλλειμμα και το αρνητικό ένα πλεόνασμα, αλλά είναι φανερό πως ο Franklin κινήθηκε στη σωστή κατεύθυνση.

Ο Priestley ανακάλυψε το 1767 το νόμο του αντιστρόφου τετραγώνου για τη δύναμη μεταξύ ηλεκτρικών φορτίων και ο Coulomb ανακάλυψε ανεξάρτητα το φερώνυμο νόμο το 1785, έτσι ώστε τελικά σήμερα το όνομα Coulomb να είναι αυτό που έχει συνδεθεί με το ηλεκτροστατικό νόμο του αντιστρόφου τετραγώνου $1/r^2$. Ωστόσο, έπρεπε να περιμένουμε ως το 1820 όταν ο Oersted συνέδεσε πειραματικά τον ηλεκτρισμό και μαγνητισμό, παρατηρώντας το μαγνητικό πεδίο γύρω από ένα ηλεκτρικό ρεύμα. Γνωρίζοντας αυτή τη Φυσική, μπορούμε να καταλάβουμε με ποιο τρόπο τα ηλεκτρικά φορτισμένα σωματίδια μπορούν να παράγουν μαγνητικές διακυμάνσεις. Μόνο τρία χρόνια αργότερα ο Ampère έδειξε την ισοδυναμία του μαγνητικού πεδίου ενός κλειστού ηλεκτρικού κυκλώματος και ενός ομοιόμορφα μαγνητισμένου κελύφους, του οποίου η περιφέρεια περικλείεται από το ηλεκτρικό κύκλωμα. Σήμερα γράφουμε το νόμο του Ampère στη γνωστή διαφορική μορφή $c\nabla \times \mathbf{B} = 4\pi\mathbf{J}$, όπου \mathbf{J} είναι η πυκνότητα του ηλεκτρικού ρεύματος και \mathbf{B} είναι το μαγνητικό πεδίο. Μέχρι το 1831 ο Faraday είχε αποδείξει ότι ένα ηλεκτρικό ρεύμα δημιουργείται από έναν αγωγό στον οποίο εφαρμόζουμε χρονικά μεταβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο, υποδεικνύοντας την ύπαρξη ηλεκτρικού πεδίου όταν το $\partial\mathbf{B}/\partial t$ είναι διάφορο του μηδενός. Η διαφορική μορφή του νόμου της επαγωγής του Faraday είναι, βεβαίως, $\partial\mathbf{B}/\partial t = -c\nabla \times \mathbf{E}$. Ο Maxwell ολοκλήρωσε τις ηλεκτρομαγνητικές εξισώσεις το 1864, εισάγοντας το ρεύμα μετατόπισης στο νόμο του Ampère, $(1/4\pi)\partial\mathbf{E}/\partial t$, καταλήγοντας ότι $4\pi\mathbf{J} + \partial\mathbf{E}/\partial t = c\nabla \times \mathbf{B}$. Ο Maxwell επεσήμανε ότι οι πλήρεις εξισώσεις του προβλέπουν τη διάδοση του ηλεκτρομαγνητικού κύματος στο κενό με ταχύτητα c που δίνεται από το λόγο του φορτίου σε μονάδες emu προς το φορτίο σε μονάδες cgs. Ή, όπως θα λέγαμε σήμερα, ο λόγος των μονάδων του

φορτίου στα δύο συστήματα δίνεται από την ταχύτητα του φωτός όταν αυτή μετράται άμεσα στο εργαστήριο.

Είναι ενδιαφέρον, αν και όχι τελείως απρόσμενο, το ιστορικό γεγονός ότι η γενίκευση του νόμου του Ampère από τον Maxwell, που στηρίχτηκε στην άμεση αναλογία με το ηλεκτρικό ρεύμα σε ένα διηλεκτρικό, και η επακόλουθη πρόβλεψη των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων, αγνοήθηκε σε μεγάλο βαθμό στην Αγγλία τις επόμενες δεκαετίες. Ο Kelvin είχε δηλώσει ότι δεν καταλάβαινε την ηλεκτρομαγνητική θεωρία του Maxwell (κάτι το οποίο ίσχυε), δεν χρειαζόταν την ηλεκτρομαγνητική θεωρία του Maxwell επειδή το φως και τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα μπορούσαν να ερμηνευτούν εξίσου καλά από έναν ελαστικό αιθέρα, και δεν έβλεπε κάποιο όφελος από τη θεωρία του Maxwell (ένα άμεσο αποτέλεσμα της ανικανότητας κατανόησης της θεωρίας). Για παράδειγμα, καμιά αναφορά δεν γίνεται στην ηλεκτρομαγνητική θεωρία του Maxwell σε διάφορα εκτεταμένα άρθρα πάνω στον ηλεκτρισμό, το μαγνητισμό και το φως που μπορούν να βρεθούν στην έκδοση του 1894 της εγκυκλοπαίδειας *Britannica*, εκτός από μερικές προτάσεις στη βιογραφία του Maxwell, όπου ο συγγραφέας σχολιάζει τη συνεισφορά του Maxwell στον ηλεκτρισμό και το μαγνητισμό, αναφέροντας το έργο του Maxwell *Treatise on Electricity and Magnetism* (1873) και σημειώνοντας ότι η πρωταρχική επαλήθευση της θεωρίας του Maxwell για τον ηλεκτρομαγνητισμό είναι το γεγονός ότι η ταχύτητα του φωτός δίνεται ακριβώς από το λόγο των μονάδων του φορτίου σε μονάδες emu και cgs. Από την άλλη μεριά, κάποιοι άλλοι όπως ο Heaviside, αναγνώρισαν τη σημασία των ηλεκτρομαγνητικών εξισώσεων του Maxwell όπως έκαναν και οι Helmholtz και Rowland και ειδικά ο Hertz του οποίου τα πειράματα στα ηλεκτρομαγνητικά κύματα τελικά έπεισαν τον κόσμο για την θεμελιώδη σημασία των εξισώσεων του Maxwell. Ο Lorentz (1895) έδειξε ότι οι εξισώσεις του Maxwell παραμένουν αναλλοίωτες κατά το μετασχηματισμό των \mathbf{E} και \mathbf{B} από ένα κινούμενο σύστημα αναφοράς σε ένα άλλο, κάτι που έγινε μέρος της ειδικής θεωρίας της σχετικότητας του Einstein (1905) δέκα χρόνια αργότερα.

Αυτό είναι ίσως ένα κατάλληλο σημείο να αναφέρουμε μια επιπλέον σημαντική συμβολή του Faraday, ο οποίος κατά τη διάρκεια των επικών πειραμάτων του στη μαγνητική επαγωγή διαπίστωσε τη βασική σημασία της έννοιας των γραμμών του πεδίου ή αλλιώς των μαγνητικών και ηλεκτρικών δυναμικών γραμμών, σαν τον πιο άμεσο και αποτελεσματικό τρόπο για την αναπαράσταση της μορφής και της συμπεριφοράς ενός πεδίου. Η μέθοδος αυτή εφαρμόζεται ευρέως σήμερα, ειδικά στη μαγνητοϋδροδυναμική (MHD), όπου το μαγνητικό πεδίο μεταφέρεται αμετάβλητο σε οποιοδήποτε μέσο το οποίο δεν μπορεί να διατηρήσει ένα σημαντικό ηλεκτρικό πεδίο στο δικό του σύστημα αναφοράς. Το μαγνητικό πεδίο και, βέβαια, η μαγνητική ενέργεια και πίεση, κινούνται μαζί με το ρευστό σαν κάθε γραμμή πεδίου να ήταν μια λεπτή γραμμή από μελάνι που παρασύρεται από το ρευστό, παρέχοντας έτσι μια άμεση απεικόνιση της παραμόρφωσης και της μεταφοράς του μαγνητικού πεδίου.

Η θεωρητική θεμελίωση αυτής της μαγνητικής μεταφοράς προκύπτει από τις μελέτες του Faraday και του Lorentz που ήδη αναφέρθηκαν. Ξεκινώντας με τους μη σχετικιστικούς μετασχηματισμούς Lorentz για το ηλεκτρικό πεδίο \mathbf{E}' και το μαγνητικό πεδίο \mathbf{B}' στο σύστημα αναφοράς που κινείται με την ταχύτητα του ρευστού \mathbf{V} ως προς το σύστημα αναφοράς του εργαστηρίου, όπου τα πεδία είναι \mathbf{E} και \mathbf{B} , έχουμε

$$\mathbf{B}' = \mathbf{B} - \frac{\mathbf{V} \times \mathbf{E}}{c}, \quad \mathbf{E}' = \mathbf{E} + \frac{\mathbf{V} \times \mathbf{B}}{c}.$$

Έτσι, το ότι $\mathbf{E}' \cong 0$ στο αγώγιμο ρευστό, συνεπάγεται ότι $\mathbf{E} = -\mathbf{V} \times \mathbf{B}/c$, και επομένως $\mathbf{B} = \mathbf{B}'$ αν αγνοήσουμε όρους δεύτερης τάξης του λόγου V/c και κρατήσουμε μόνο όρους πρώτης τάξης. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα η εξίσωση επαγωγής του Faraday να απλοποιείται στο γνωστό αποτέλεσμα της μαγνητοϋδροδυναμικής (ΜΥΔ) (Alfvén, 1950):

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V} \times \mathbf{B}). \quad (5.1)$$

Ο Poynting (1884, 1885) έδειξε την αμοιβαία συμβατότητα της Νευτώνειας Μηχανικής και της ηλεκτρομαγνητικής θεωρίας του Maxwell, με τον ταυισμό της ηλεκτρομαγνητικής πίεσης $M_{ij} \equiv -\delta_{ij}(E^2 + B^2)/8\pi + (E_i E_j + B_i B_j)/4\pi$ να αντιπροσωπεύει την ισοτροπική πίεση $(E^2 + B^2)/8\pi$ και τις τάσεις $E^2/4\pi$ κατά μήκος των γραμμών του ηλεκτρικού πεδίου και $B^2/4\pi$ κατά μήκος των γραμμών του μαγνητικού πεδίου. Επομένως, η στατική ισορροπία ενός ηλεκτρικού πεδίου περιλαμβάνει την ισορροπία μεταξύ της βαθμίδας πίεσης και της τάσης κατά μήκος των καμπύλων γραμμών του πεδίου. Το ίδιο ισχύει και για τη στατική ισορροπία του μαγνητικού πεδίου. Η ενεργειακή πυκνότητα του ηλεκτρικού και του μαγνητικού πεδίου είναι $E^2/8\pi$ και $B^2/8\pi$ αντίστοιχα. Σε αυτό το σημείο κάποιος θα μπορούσε να εκτιμήσει τη θεώρηση του Gilbert ότι το μαγνητικό πεδίο αντιπροσωπεύει ένα πραγματικό μέσο - ή σύστημα μηχανικών τάσεων (βλ. Gauss, 1839). Το πεδίο δεν είναι ένα υλικό μέσο δεδομένου ότι δεν αποτελείται από ύλη, αλλά είναι ένα ελαστικό φυσικό μέσο με τη δική του ενέργεια και επομένως τη δική του πυκνότητα μάζας. Έτσι, για παράδειγμα, η συνολική ενέργεια του γεωμαγνητικού πεδίου του Gilbert πάνω από τη στερεά επιφάνεια της Γης ισούται με 8×10^{24} erg, αυξάνοντας κατά 9 περίπου kg την συνολική αδρανειακή και βαρυτική μάζα της γης - μιά μάζα ισοδύναμη με ένα μικρό σακί αλεύρι !

Το μαγνητικό πεδίο, βέβαια, γίνεται ένα ελαστικό υλικό μέσο, όταν είναι παρόν πλάσμα στο οποίο δεν γίνονται συγκρούσεις ή ισοδύναμα έχουμε ένα αρκετά καλά ηλεκτρικά αγώγιμο μέσο. Ειδικότερα, ο Poynting έδειξε ότι η ηλεκτρομαγνητική ενέργεια μεταφέρεται με πυκνότητα ροής $c\mathbf{E} \times \mathbf{B}/4\pi$, η οποία γίνεται $\mathbf{V}_\perp B^2/4\pi$ στη ΜΥΔ, όπου \mathbf{V}_\perp είναι η συνιστώσα της ταχύτητας του ρευστού κάθετα στο \mathbf{B} και το $B^2/4\pi$ αντιπροσωπεύει τη μαγνητική ενθαλπία. Κατά συνέπεια, η ηλεκτρομαγνητική μεταφορά στις συνθήκες της Μαγνητοϋδροδυναμικής ($\mathbf{E}' = 0$) αντιστοιχεί στη μετάδοση του μαγνητικού πεδίου και της ενθαλπίας του με τη μεταφορά του ρευστού. Αυτό αντιστοιχεί στη διάδοση της μαγνητικής ενεργειακής πυκνότητας $B^2/8\pi$, επιπρόσθετα στο έργο που παράγεται από τη \mathbf{V}_\perp η οποία προωθεί την μαγνητική πίεση $B^2/8\pi$ αντίθετα στο ρευστό που ευρίσκεται μπροστά του. Στη μη σχετικιστική περίπτωση η ηλεκτρομαγνητική πυκνότητα ορμής $\mathbf{E} \times \mathbf{B}/4\pi c$ συγκρινόμενη με την συνήθη πυκνότητα ορμής στο κινούμενο ρευστό μας δίνουν λόγο $(V/c)^2$, και έτσι μπορεί να αγνοηθεί.

Έτσι, μπορούμε να δούμε πως κατά το τέλος του 19ου αιώνα η βασική κλασική φυσική είχε φθάσει σε ένα επίπεδο συγκρότησης που ήταν ικανό για να ερμηνεύσει τις γεωμαγνητικές διακυμάνσεις. Η τελευταία απαραίτητη ανακάλυψη στη φυσική ήταν η διαπίστωση ότι το ηλεκτρικό φορτίο δεν είναι ρευστό, αλλά αποτελείται από

διακριτά σωματίδια. Η χβαντική φύση του ηλεκτρικού φορτίου υποδείχθηκε από τα πειράματα ηλεκτρόλυσης του Faraday το 1831. Ένας μικρός ακέραιος αριθμός πολλαπλασιασμένος με ένα βασικό συνολικό φορτίο σχετίζεται πάντα με την ηλεκτρόλυση ενός γραμμομορίου (mole) οποιασδήποτε χημικής ένωσης. Έπειτα, παρατηρώντας ότι τα πειράματα ηλεκτρόλυσης έδειχναν ότι η ύλη αποτελείται από διακριτά σωματίδια, ο Helmholtz το 1881 τόνισε ότι το ηλεκτρικό φορτίο, αφού συνδέεται στενά με τα διακριτά ιόντα, πρέπει επίσης να συναντάται σε διακριτές μονάδες. Ο Johnston Stoney ήταν ο πρώτος που χρησιμοποίησε τον όρο ηλεκτρόνιο για το βασικό ηλεκτρικό φορτίο το 1874. Το 1897 ο J.J. Thomson χρησιμοποίησε ένα σωλήνα καθοδικών ακτίνων (σωλήνα Crookes) για να δείξει ότι ο λόγος της μάζας των σωματιδίων που εκπέμπονται από την κάθοδο προς τη μάζα του ατόμου του υδρογόνου είναι περίπου $1/1840$. Με αυτό τον τρόπο γεννήθηκε η ιδέα του ελαφρού ηλεκτρονίου και του σχετικά βαρέως ιόντος υδρογόνου, ως αυτόνομα ελεύθερα σωματίδια. Η πραγματική δομή του ατόμου καθιερώθηκε μετά τα πειράματα σκέδασης των Hans Geiger και Robert Marsden που έγιναν το 1909, στα οποία χρησιμοποίησαν σωματίδια-α από τη ραδιενεργό διάσπαση του ραδίου που πρόσφατα είχε ανακαλυφθεί. Από τα πειράματα αυτά ο Rutherford επεσήμανε το 1911 ότι η κατανομή των σκεδαζόμενων σωματιδίων-α υποδηλώνει ότι τα άτομα από τα οποία σκεδάστηκαν αποτελούνταν από ένα βαρύ κεντρικό πυρήνα που περιβάλλεται από ένα διάχυτο νέφος ηλεκτρονίων. Οι πρώτες μετρήσεις του Millikan για το φορτίο του ηλεκτρονίου (4.8×10^{-10} esu) έγιναν τον ίδιο χρόνο.

5.3 Η φύση του σέλαος και η γεωμαγνητική δραστηριότητα

Σε αυτή τη χρονική περίοδο η Φυσική ήταν έτοιμη να ερμηνεύσει το σέλας και τις γεωμαγνητικές διακυμάνσεις, παρόλο που τα λιγοστά παρατηρησιακά δεδομένα δεν ήταν ιδιαίτερα διαφωτιστικά, επειδή ήταν περιορισμένα γιατί προέρχονταν μόνο από όργανα στην επιφάνεια της Γης. Ο Franklin γύρω στο 1750, ο Dalton (1828, 1834) και ο Gauss (1839) είχαν όλοι καταλήξει στο συμπέρασμα ότι το σέλας είναι ένα ηλεκτρικό φαινόμενο ανάλογο με ηλεκτροστατικά φαινόμενα όπως οι υψηλής τάσης εκροές μάζας του στέμματος και οι ηλεκτρικές εκκενώσεις. Από το 1890 περίπου οι αλλαγές της δομής του σέλαος θύμιζαν στους φυσικούς τον μερικώς κενό καθοδικό σωλήνα του Crookes, βάσει του οποίου ο Fitzgerald και άλλοι πρότειναν ότι το σέλας είναι μια παρόμοια ηλεκτρική εκκένωση. Δηλαδή, αναγνώριζαν ότι το σέλας προέρχεται από ταχέως κινούμενα σωματίδια και θεώρησαν ότι οι συσχετιζόμενες γεωμαγνητικές διακυμάνσεις ήταν προϊόν των ίδιων σωματιδίων σύμφωνα με το φαινόμενο του Oersted και το νόμο του Ampère.

Ευτυχώς, οι παρατηρησιακές μελέτες συνεχίσθηκαν κατά τη διάρκεια του 19ου αιώνα, αν και με αργό ρυθμό. Ο Gauss (1839) ενδιαφέρθηκε για τις γεωμαγνητικές ανωμαλίες και διακυμάνσεις και, ξεκινώντας το 1832, καθιέρωσε τα τυπικά όργανα μαγνητικής παρατήρησης. Έχοντας την υποστήριξη του Humboldt, ξεκίνησε να οργανώνει τη δομή των μαγνητικών παρατηρητηρίων σε όλο τον κόσμο για τις επόμενες δύο δεκαετίες. Τα όργανά του χρησιμοποιούσαν ένα μικρό καθρέφτη στερεωμένο

στη μαγνητική βελόνα μιας πυξίδας πάνω στον οποίο κατευθυνόταν μια εστιασμένη δέσμη φωτός. Η ανακλώμενη δέσμη φωτός έπεφτε πάνω σε μια οθόνη σε κατάλληλη απόσταση, έτσι ώστε να απεικονίζεται έντονα οποιαδήποτε αναταραχή της βελόνας χωρίς να χρειάζεται να καταφύγουμε στην όχι και τόσο αποτελεσματική παρατήρηση από κοντά μέσω μικροσκοπίου (βλ. την σχετική εργασία του Chapman (1967) για μια ανασκόπηση των γεωμαγνητικών μελετών).

Ο Humboldt κοινοποίησε στην επιστημονική κοινότητα την ανακάλυψη του Schwabe για τη δεκαετή περιοδικότητα των ηλιακών κηλίδων (βλ. von Humboldt, 1858). Ο Sabine (1852) παρατήρησε το σημαντικό γεγονός ότι οι γεωμαγνητικές διαταραχές στο Toronto συσχετίζονται ισχυρά με τον αριθμό των κηλίδων στον Ήλιο. Ο Lamont πρόσεξε την ίδια συσχέτιση για τις μαγνητικές διακυμάνσεις στο Μόναχο.

Η σύνδεση της γεωμαγνητικής δραστηριότητας με της ηλιακές κηλίδες ενισχύθηκε όταν ο Broun (1858, 1874) παρατήρησε ότι οι μεταβολές στη δραστηριότητα είχαν περίοδο τεσσάρων εβδομάδων και ο Maunder (1904, 1905, 1916) έδειξε ότι αυτή η περίοδος αντιστοιχεί στην περίοδο των 27-ημερών της περιστροφής του ηλιακού ισημερινού (όπως παρατηρείται από την κινούμενη Γη). Οι Chree (1912, 1922) και Bartels (1930, 1932, 1934) ανέπτυξαν αποτελεσματικότερες στατιστικές μεθόδους για τη μελέτη της συσχέτισης της γεωμαγνητικής δραστηριότητας και των ηλιακών κηλίδων, και έτσι κατάφεραν να συνδέσουν με μεγάλη ακρίβεια και βεβαιότητα τις επαναλαμβανόμενες μεταβολές των 27-ημερών στη δραστηριότητα με τις ηλιακές κηλίδες. Επομένως, δεν προκαλεί έκπληξη το γεγονός ότι η ιδέα των ηλεκτρικών εκφορτίσεων του σέλαος οδήγησε στην αντίληψη ότι οι μαγνητικές ηλιακές κηλίδες είχαν από τον περιστρεφόμενο Ήλιο με κάποιο τρόπο σχέση με την προς τα έξω εκπομπή δεσμών φορτισμένων σωματιδίων κάτι που ονομάστηκε Ηλιακή Σωματιδιακή Ακτινοβολία (Solar Corpuscular Radiation, SCR, ΗΣΑ στα επόμενα). Το διάστημα θεωρούνταν ουσιαστικά σαν το απόλυτο κενό, άδειο από αέριο και πεδία εκτός από καλά καθορισμένες δέσμες σωματιδίων που περιστρέφονταν μαζί με τον Ήλιο και προκαλούσαν την επαναλαμβανόμενη γεωμαγνητική δραστηριότητα με περίοδο 27 ημερών. Αυτή η θεώρηση δεν είναι περιέργη. Το αμετάβλητο ζωδιακό φως γεμίζει το χώρο μεταξύ Γης και Ήλιου και ήταν διαδεδομένη η αντίληψη ότι το ζωδιακό φως υποδείκνυε τη σκέδαση Thomson από ελεύθερα ηλεκτρόνια. Όποιο και να ήταν το αίτιο του ζωδιακού φωτός, η αμετάβλητη παρουσία του απλά αγνοήθηκε, πιθανώς γιατί θεώρησαν ότι το ζωδιακό φως και το συσχετιζόμενο στέμμα του Ήλιου ήταν πολύ ασθενή για να εμποδίσουν την προς τα έξω εκπεμπόμενη ΗΣΑ.

Τότε, σε αυτό το γενικό πλαίσιο, ο Birkeland (1896) πείστηκε ότι η Γη και ο Ήλιος αποτελούν ένα ουράνιο σωλήνα Crookes, με τον Ήλιο να αντιστοιχεί στην κάθοδο, εκπέμποντας ηλεκτρόνια που συγκρούονται με το γεωμαγνητικό πεδίο και κινούνται κατά μήκος των μαγνητικών γραμμών σε μεγάλα γεωγραφικά πλάτη παράγοντας το σέλας. Ο Birkeland θεώρησε ότι οι ηλιακές κηλίδες είναι η πρωταρχική πηγή των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων, λαμβάνοντας υπόψη την ισχυρή συσχέτιση του γήινου σέλαος με τις κηλίδες του Ήλιου. Αυτό ήταν το πρώτο μοντέλο που θεώρησε ότι ο Ήλιος εκπέμπει την ΗΣΑ. Ο Birkeland κατασκεύασε μια αξιοπρόσεκτη εργαστηριακή συσκευή - τη «μικρούλα Γη» (terrella) - που αποτελείται από ένα μεγάλο θάλαμο κενού με μια θερμή κάθοδο στο ένα μέρος που προσομοιώνει τον Ήλιο, και μια ομοιόμορφα

μαγνητισμένη σφαίρα ως άνοδο να προσομοιώνει την Γη από το άλλο μέρος. Ένα ηλεκτροστατικό δυναμικό μεταξύ της καθόδου και της ανόδου παράγει ροή ηλεκτρονίων σε κάθε ημισφαίριο του διπολικού μαγνητικού πεδίου της καθόδου, που προσκρούει και φθορίζει την επιφάνεια μιας λεπτής κυκλικής ζώνης που περιβάλλει τις πολικές περιοχές της ανόδου. Οι μαγνητικές διαταραχές στην άνοδο αναπαριστούν τις παρατηρούμενες διακυμάνσεις του γεωμαγνητικού πεδίου που συχνά σχετίζονται με το έντονο σέλας. Δεν θα μπορούσε κανείς να αναζητήσει μια εντυπωσιακότερη εργαστηριακή επίδειξη του σέλας.

Ο Störmer (1955) παρακινούμενος από τη «μικρούλα Γη» του Birkeland αφιέρωσε αρκετές δεκαετίες στους δύσκολους υπολογισμούς των τροχιών φορτισμένων σωματιδίων πάνω στο μαγνητικό πεδίο ενός διπόλου. Ούτε ο Birkeland ούτε ο Störmer αποθαρρύνθηκαν από την υψηλή μαγνητική δυσκαμψία των 10 MeV ή παραπάνω που χρειαζόνταν τα ηλεκτρόνια για να εισχωρήσουν στην ατμόσφαιρα στα πλάτη που παρατηρούνταν το σέλας. Τέτοια ηλεκτρόνια είναι σχετικιστικά με $\gamma \sim 20$ και φτάνουν από τον Ήλιο μόλις σε 8 λεπτά μετά την εκπομπή τους, όταν (βλ. παρακάτω) ο χρόνος για να φθάσουν στη Γη τα άλλα σωματίδια είναι μερικές μέρες. Αργότερα, με την ανακάλυψη του μαγνητικού πεδίου των 2 ή 3 kilogauss των ηλιακών κηλίδων (Hale 1908; Hale και Nicholson, 1938) η ιδέα να εκπέμπονται από ηλιακές κηλίδες ηλεκτρόνια με ενέργεια 10 MeV έγινε προβληματική, γιατί τέτοια ηλεκτρόνια δεν θα μπορούσαν να διαπεράσουν το πεδίο της κηλίδας και να διαφύγουν από τον Ήλιο. Στην πραγματικότητα, ο Hale (1913, Hale κ.α., 1918) πίστευε ότι ανίχνευαν ένα γενικό διπολικό μαγνητικό πεδίο στον Ήλιο με ένταση στους πόλους περί τα 50 Gauss. Ένα τέτοιο ισχυρό γενικό πεδίο θα εσώχλειε ολόκληρο τον Ήλιο σε ένα μαγνητικό κουκούλι μερικών 10^{12} Gauss cm (πολύ ισχυρότερη της τιμής των 10^8 Gauss cm του αντίστοιχου γεωμαγνητικού πεδίου), το οποίο θα διαπερνούσαν μόνο εκρήξεις που είναι αρκετά βίαιες για να δημιουργήσουν ένα πέρασμα μέσα από το πεδίο αυτό. Σε αντίθεση, ο ισχυρισμός ενός γενικού πεδίου τέτοιας τρομερής ισχύος βασίστηκε στην αποτυχημένη προσπάθεια εκτίμησης του επιπέδου του θορύβου στις φωτογραφικές πλάκες και η παρερμηνεία αυτή παρέμεινε μέχρι που ο Babcock (1955, Babcock, 1959) έστρεψε τον ηλεκτρονικό μαγνητογράφο προς τον Ήλιο πάνω, τρεις δεκαετίες αργότερα.

Τόσο ο Kelvin όσο και ο J. J. Thomson υιοθέτησαν μια αρνητική στάση απέναντι στη «μικρούλα Γη» του Birkeland και η διεθνής επιρροή τους είχε ως αποτέλεσμα να παγώσουν για περίπου μια δεκαετία οι έρευνες, μέχρις ότου ο Sydney Chapman και άλλοι την επανέφεραν στο προσκήνιο κατά την περίοδο του Πρώτου Παγκοσμίου Πολέμου.

Το φαινόμενο των εκλάμψεων στον Ήλιο πρωτοανακαλύφθηκε όταν ο Carrington (1859) και ο Hodgson (1859) παρατήρησαν μια έκλαμψη λευκού φωτός. Αυτή την αξιοσημείωτη έκλαμψη ακολούθησε μερικές μέρες αργότερα μια τεράστια γεωμαγνητική διαταραχή - μια μαγνητική καταιγίδα. Με το πέρασμα των ετών και άλλες παρατηρήσεις έδειξαν ότι αυτό το φαινόμενο είχε επαναληπτικότητα. Η ανακάλυψη του ηλιακού φασματογράφου, που άρχισε να χρησιμοποιείται το 1892, προσέφερε ένα πολύ βελτιωμένο όργανο για την ανίχνευση των εκλάμψεων σε ένα πολύ μεγαλύτερο εύρος εντάσεων από αυτό που χρειάζεται για να εμφανιστούν στο λευκό φως (Hale και Ellerman, 1903, Deslandres, 1910). Μέχρι το 1910 χρησιμοποιούνταν ο ηλιακός φασματογράφος (Hale,

1929, 1930), και υπήρχε η έντονη πεποίθηση ότι οι πιο έντονες εκλάμψεις συχνά συνοδεύονταν μια ή δύο μέρες μετά από έντονο σέλας καθώς και μια μαγνητική καταιγίδα. Αυτό το παρατηρησιακό δεδομένο υπέδειξε ότι υπήρχαν μερικές εξάρσεις στην ΗΣΑ που συνδέονταν με τις εκλάμψεις και προσθέτονται στις σχετικά σταθερά εκπεμπόμενες δέσμες της ΗΣΑ που περιστρέφονται μαζί με τον Ήλιο και παράγουν την γεωμαγνητική δραστηριότητα που επαναλαμβάνεται με περίοδο 27 ημερών. Επίσης, έδειξε το πολύ σημαντικό γεγονός ότι η έξαρση της ΗΣΑ που σχετίζεται με την έκλαμψη, και υποθέσαμε ότι εκπέμπεται τη στιγμή της έκλαμψης, χρειάζεται περίπου δύο μέρες για να φτάσει στη Γη, επομένως, αποδεικνύεται ότι η ταχύτητά της είναι της τάξης των 10^3 km/sec. Τα ηλεκτρόνια σε αυτή την ταχύτητα έχουν κινητική ενέργεια περίπου 3 eV και δεν μπορούν να διεισδύσουν πολύ βαθιά στο γεωμαγνητικό πεδίο και να φτάσουν στα γεωγραφικά πλάτη του σέλαος. Ούτε έχουν αρκετή ενέργεια για να προκαλέσουν έντονο ιονισμό στην ανώτερη ατμόσφαιρα και να παραχθεί το ορατό σέλας. Από το άλλο μέρος, πρωτόνια με την ίδια ταχύτητα έχουν ενέργεια περίπου 5 KeV, η οποία είναι αρκετή για να διεγείρουν την ανώτερη ατμόσφαιρα, αλλά, και πάλι, ανεπαρκή για να διεισδύσουν στα γεωγραφικά πλάτη του σέλαος.

Έτσι, η «μικρή Γη» του Birkeland ήταν ένα εντυπωσιακό πείραμα αλλά τελικά μάλλον άσχετο με την πραγματικότητα. Παρόλα αυτά, παρακίνησε τους ερευνητές να αρχίσουν να σκέφτονται και αυτό είναι πάντα ένα χρήσιμο πρώτο επιστημονικό βήμα. Ο Schuster (1911) επέκρινε τη δέσμη ηλεκτρονίων του Birkeland με την απλή λογική ότι ο Ήλιος θα αποκτούσε τεράστιο θετικό φορτίο και ηλεκτροστατικό δυναμικό σαν αποτέλεσμα της εκπομπής των ηλεκτρονίων. Για παράδειγμα, ένα mole ηλεκτρονίων (6×10^{23} ηλεκτρόνια) όταν απομακρύνονται από τον Ήλιο (ο οποίος έχει ακτίνα 7.0×10^{10} cm) τον αφήνουν θετικά φορτισμένο με δυναμικό πάνω από 10^6 Volts. Πώς θα μπορούσαν τα ηλεκτρόνια να διαφύγουν από ένα τόσο ισχυρό ελκτικό δυναμικό; Ταυτόχρονα, ένα mole ηλεκτρονίων είναι πάρα πολύ λίγα για να παράγουν το σέλας, αφού γεμίζουν μια κυλινδρική περιοχή στο μεσοπλανητικό χώρο με διάμετρο 0.1 AU και μήκος 1 AU με αριθμητική πυκνότητα μόνο 2×10^{-14} ηλεκτρόνια/cm³. Ακόμα και με την ταχύτητα του φωτός αυτή η ποσότητα θα παρήγαγε ένταση μόνο 6×10^{-4} ηλεκτρόνια/cm² sec για ένα διάστημα μόλις 8 λεπτών. Με ταχύτητα 10^8 cm/s που υποδηλώνεται από το χρόνο που χρειάζονται για να διανύσουν την απόσταση Ήλιου - Γης, η ένταση είναι 2×10^{-6} ηλεκτρόνια/cm² sec, δίνοντας 6×10^{-6} eV/cm² sec, αλλά η φωτεινότητα στην επιφάνεια του σέλαος μπορεί να φτάσει 10^{13} eV/cm² sec. Είναι σαφές ότι χρειάζεται πολύ μεγαλύτερο πλήθος σωματιδίων για να εξηγηθεί το σέλας και η μαγνητική δραστηριότητα. Ο Lindemann (1919) επισήμανε ότι η λύση στο πρόβλημα αυτό ήταν απλά να δεχτούμε ότι η ΗΣΑ πρέπει να είναι ηλεκτρικά ουδέτερη, δηλ., να αποτελείται από ίσο αριθμό ηλεκτρονίων και πρωτονίων. Είναι προφανές ωστόσο ότι η ιδέα της ηλεκτρικής ουδετερότητας της ΗΣΑ απομάκρυνε τη θεωρητική πιθανότητα ηλεκτροστατικής επιτάχυνσής της στον Ήλιο.

Η χημική σύσταση του Ήλιου δεν ήταν πλήρως καθορισμένη εκείνη τη χρονική περίοδο. Οι γραμμές παράγονται από χαμηλού βαθμού διεγερμένα άτομα όπως Ca, Si, Fe, κτλ. κυριαρχούν στο φάσμα του Ήλιου, κάτι που σημαίνει ότι η Ηλιακή ατμόσφαιρα αποτελείται κυρίως από ατμούς αυτών των στοιχείων. Από το άλλο μέρος, απλά πολυτροπικά μοντέλα του Ήλιου σε υδροστατική ισορροπία απαιτούν τα μορι-

ακά βάρη να είναι κοντά στη μονάδα. Ωστόσο, στην επιφανειακή θερμοκρασία των 5600 °K οι γραμμές H και He στο ηλιακό φάσμα είναι σχετικά ασθενείς και ασαφείς και η διαφάνεια του υδρογόνου και του ήλιου στους 5600 °K προβλέπει ένα ασαφές χείλος στον Ήλιο αντί για το καλά καθορισμένο χείλος (με χαρακτηριστικό πάχος της τάξης των 10^2 Km) που παρατηρείται. Αυτό το πρόβλημα τελικά λύθηκε με την αναγνώριση του Wildt (1939) του αρνητικού ιόντος υδρογόνου (Bethe, 1929) ως την κυρίαρχη πηγή αδιαφάνειας στην επιφάνεια του Ήλιου. Οι ακριβείς υπολογισμοί του Chandrasekhar (1944, 1945, Chandrasekhar και Munch, 1946, Chandrasekhar και Breen, 1946· Chandrasekhar και Elbert, 1958) προσέφεραν τη βάση για το ποσοτικό μοντέλο της δομής του χείλους του Ήλιου (Minnaert, 1953). Εν τούτοις, η άποψη του Lindemann ήταν αρκετά ξεκάθαρη, όποια και να ήταν η φύση των ιόντων.

Το επόμενο σημαντικό βήμα για την κατανόηση της ΗΣΑ και της επακόλουθης γεωμαγνητικής δραστηριότητας έγινε από τις εργασίες των Chapman και Ferraro (1931, 1932, 1933, 1940) οι οποίοι έδειξαν πως μια ηλεκτρικά ουδέτερη ροή, ηλεκτρονίων και πρωτονίων, με ταχύτητα 10^8 cm/sec από τον Ήλιο, θα προσέκρουε στο τμήμα του γεωμαγνητικού πεδίου που βλέπει προς τον Ήλιο παράγοντας την απότομη έναρξη και αρχική φάση συμπίεσης της γεωμαγνητικής καταιγίδας. Η εργασία τους ήταν η πρώτη ποσοτική θεωρητική δυναμική μελέτη της επίδρασης της ΗΣΑ στο διπολικό μαγνητικό πεδίο της Γης. Το αποτέλεσμα είναι να ωθούνται οι εξωτερικές περιοχές του πεδίου προς τα μέσα όπου η μαγνητική πίεση $B^2/8\pi$ του συμπιεσμένου διπολικού πεδίου γίνεται αρκετά μεγάλη και έτσι αντιστέκεται στην πίεση της ΗΣΑ κατά την πρόσκρουση κατά μήκος ενός καλά ορισμένου οριακού στρώματος του οποίου το πάχος καθορίζεται από την ακτίνα Larmor των ηλεκτρονίων και των πρωτονίων της ΗΣΑ.

Η κύρια φάση της γεωμαγνητικής καταιγίδας, που ακολουθεί την αρχική φάση συμπίεσης, είναι η εξασθένιση της οριζόντιας συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια της Γης. Ο Chapman και ο Ferraro παρατήρησαν ότι, με δεδομένο το νόμο του Ampère, η κατανομή της μείωσης του πεδίου με το γεωγραφικό πλάτος δείχνει ένα ισημερινό ηλεκτρικό ρεύμα κινούμενο δυτικά, γύρω από τη Γη, κάπου έξω στο διάστημα. Δεν κατάφεραν όμως να δείξουν πως η πρόσκρουση της ΗΣΑ θα παρήγαγε ένα τέτοιο δακτυλιοειδές ρεύμα. Χρειάστηκε να περάσουν κάποια χρόνια για να καταλήξουμε στο συμπέρασμα ότι η κύρια φάση αντιστοιχεί σε μια προς τα έξω επέκταση του γεωμαγνητικού διπόλου και ότι ο λόγος είναι η εσωτερική διόγκωση του γεωμαγνητικού πεδίου από ιόντα μερικών KeV παγιδευμένα στο πεδίο (Dessler και Parker, 1959· Dessler, Hanson, και Parker, 1961· Parker, 1968).

Συνοψίζοντας, οι Chapman και Ferraro σχημάτισαν την πρώτη φυσική εικόνα της πρόσκρουσης της ΗΣΑ στο γεωμαγνητικό πεδίο, μελετώντας το φυσικό φαινόμενο της συμπίεσης του γήινου μαγνητικού πεδίου από τον ηλιακό άνεμο. Σε αυτή την περίπτωση, οι καθημερινές χρονικές διακυμάνσεις μπορούσαν να κατανοηθούν ως χρονικές μεταβολές αυτής της μαγνητικής συμπίεσης. Όμως, το διάστημα συνέχισε να θεωρείται σαν το απόλυτο κενό εκτός από τις καλά ορισμένες δέσμες της ΗΣΑ, η οποία πίστευαν ότι παράγεται σε ενεργές περιοχές του Ήλιου, ίσως με κάποιο μηχανισμό που συνδέεται με τα ισχυρά μαγνητικά πεδία των ηλιακών κηλίδων. Δεν ήταν σαφές ποιος ήταν αυτός ο μηχανισμός, αλλά δεν υπήρχε τότε κάποια εναλλακτική ιδέα.

5.4 Οι διακυμάνσεις τις κοσμικής ακτινοβολίας

Ένας διαφορετικός τρόπος για να καταλήξουμε στο συμπέρασμα της ύπαρξης της Η-ΣΑ είναι η διακύμανση της έντασης της γαλαξιακής κοσμικής ακτινοβολίας που φτάνει στη Γη. Η ύπαρξη της κοσμικής ακτινοβολίας αρχικά διαπιστώθηκε από το μερικό ιονισμό που παρατηρείται στον αέρα του εργαστηρίου. Το εργαστηριακό ηλεκτροσκόπιο δεν μένει φορτισμένο για πάντα παρά την απαραίτητη τέλεια ηλεκτρική μόνωση της κατασκευής του. Είχε αποδειχθεί ότι η διαρροή του φορτίου γινόταν μέσω του περιβάλλοντα αέρα. Η ανακάλυψη της ραδιενέργειας στα τέλη του 19ου αιώνα έδωσε μια εξήγηση, οι ακτίνες α , β και γ προκαλούν όλες ιονισμό καθώς διέρχονται από τον αέρα. Το ερώτημα όμως ήταν αν ο συνήθης ιονισμός του αέρα ήταν εξολοκλήρου αποτέλεσμα της διάχυτης ραδιενέργειας, ή αν υπήρχε κάποιος επιπλέον παράγοντας εκτός από την διάχυτη ραδιενέργεια, ίσως κάποια άγνωστη μέχρι τώρα ακτινοβολία ιονισμού από το διάστημα. Το ζήτημα αποσαφηνίστηκε εντυπωσιακά από τον Victor Hess (1912) όταν μετέφερε ένα ηλεκτροσκόπιο ψηλά πάνω σε ένα μπαλόνι και ανακάλυψε ότι όσο πιο ψηλά πήγαινε το ηλεκτροσκόπιο τόσο πιο γρήγορα εκφορτιζόταν. Ήταν ξεκάθαρο ότι η επίδραση προερχόταν από κάπου «εκεί έξω». Στη συνέχεια, η ασυμμετρία της κοσμικής ακτινοβολίας μεταξύ ανατολής και δύσης ανακαλύφθηκε και μετρήθηκε δείχνοντας ότι οι κοσμικές ακτίνες αποτελούνται κυρίως από θετικά φορτισμένα σωματίδια που εκτρέπονται από το γήινο μαγνητικό πεδίο. Τα ιονισμένα σωματίδια που φτάνουν στην επιφάνεια της θάλασσας είναι κυρίως μίονια, ως επί το πλείστον με θετικό φορτίο, που προέρχονται από τα αρχικά πρωτόνια των κοσμικών ακτίνων που βομβαρδίζουν την ανώτερη ατμόσφαιρα (βλ. Rossi, 1964, Rossi και Olbert, 1970) στην οποία διεισδύουν μέχρι μια χαρακτηριστική απόσταση περίπου 60 gr/cm^2 . Χρησιμοποιώντας θαλάμους ιονισμού ο Forbush (1937) ανακάλυψε την ημερήσια μεταβολή του (αφού έκανε πολυαριθμητές διορθώσεις λόγω της ημερήσιας διαστολής και συστολής της ατμόσφαιρας). Ο Forbush (1954) ήταν ο πρώτος που παρατήρησε την ενδεκαετή μεταβολή της έντασης της γαλαξιακής κοσμικής ακτινοβολίας που είχε μία αρνητική συσχέτιση με το γενικό επίπεδο της ηλιακής δραστηριότητας. Επίσης, παρατήρησε την απότομη μείωσή της, σχεδόν τη στιγμή της ξαφνικής έναρξης μιας γεωμαγνητικής καταιγίδας. Αυτή η ονομαζόμενη σήμερα μείωση Forbush, είχε σχεδόν την ίδια χαρακτηριστική διάρκεια με τη μαγνητική καταιγίδα, της τάξης των 20 ωρών, με τη διαφορά ότι η μείωση Forbush μερικές φορές επανερχόταν μόνο κατά το μισό στο αρχικό επίπεδο πριν την μείωση, ειδικά κατά τη διάρκεια των ετών με αυξημένη ηλιακή δραστηριότητα όταν το γενικό επίπεδο των κοσμικών ακτίνων μειωνόταν. Με κάποιο τρόπο η δραστηριότητα του Ήλιου μείωνε την ένταση των κοσμικών ακτίνων στη Γη. Οι περιστασιακές εξάρσεις των «ηλιακών κοσμικών ακτίνων» σε συνδυασμό με ορισμένες εκλάμψεις στον Ήλιο ήταν ένα αντίθετο φαινόμενο που αντιστοιχούσε σε αύξηση των ταχέως κινούμενων σωματιδίων. Η παροδική και η απότομη μείωση του ενεργειακού φάσματος διέφερε καθάρα από τη μείωση Forbush και την ενδεκαετή μεταβολή, της οποίας τα αποτελέσματα σε μεγάλη χρονική κλίμακα είναι πολύ ισχυρότερα.

Ήταν εμφανές ότι οι διακυμάνσεις της γαλαξιακής κοσμικής ακτινοβολίας ήταν ένα ακόμα αποτέλεσμα της ΗΣΑ, και το ενεργειακό φάσμα και το φάσμα ορμής των μεταβολών της κοσμικής ακτινοβολίας μας δίνει κάποια στοιχεία για το ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο και την ΗΣΑ στο μεσοπλανητικό χώρο. Το πρόβλημα ήταν ότι τα

μίονια, που καταγράφονται από το θάλαμο ιονισμού, παράγονται κυρίως από συγκρούσεις των εισερχόμενων πρωτονίων των κοσμικών ακτίνων με ενέργειες 15 GeV και πάνω. Σωματίδια με τόσο μεγάλη μαγνητική δυσκαμψία επηρεάζονται ελάχιστα από τη δραστηριότητα του Ήλιου. Από την άλλη μεριά, τα πολυπληθέστερα πρωτόνια ενέργειας κάτω από 15 GeV είναι κυρίως υπεύθυνα για την ονομαζόμενη νουκλεονική συνιστώσα της κοσμικής ακτινοβολίας που, εδώ στην χαμηλότερη ατμόσφαιρα, είναι κυρίως νετρόνια. Αυτά τα χαμηλότερης ενέργειας πρωτόνια επηρεάζονται πολύ περισσότερο (δηλ. απομακρύνονται) από την ΗΣΑ, όπως κάποιος θα περίμενε, αλλά δεν ανιχνεύονται από το θάλαμο ιονισμού στην επιφάνεια της θάλασσας. Επιπλέον, τα χαμηλής ενέργειας πρωτόνια αποκλείεται να φτάνουν στην ατμόσφαιρα σε χαμηλά γεωγραφικά πλάτη λόγω της εκτροπής τους από το γεωμαγνητικό διπολικό πεδίο. Οι υπολογισμοί του Stortmer (1955) έδειξαν καθαρά πως προέκυπτε η εκτροπή και ο αποκλεισμός αυτός. Επομένως, το γεωμαγνητικό πεδίο ενεργεί σαν ένας μαγνητικός φασματογράφος, με όλες τις ενέργειες ελεύθερες να εισχωρήσουν από τους μαγνητικούς πόλους, ενώ η κάθετη διείσδυση στην ατμόσφαιρα στον ισημερινό απαιτεί πρωτόνια ενέργειας πάνω από 15 GeV. Συνειδητοποιώντας την ευκαιρία να εξετάσει το ενεργειακό φάσμα της μείωσης της κοσμικής ακτινοβολίας από την ΗΣΑ, ο John Simpson ανέπτυξε τον ανιχνευτή νετρονίων της κοσμικής ακτινοβολίας (Simpson, Fonger και Treiman, 1953). Ο ανιχνευτής νετρονίων χρησιμοποιεί παραφίνη σαν επιβραδυντή και μετράει την τοπική ένταση των νετρονίων που παράγονται από την εισερχόμενη κοσμική ακτινοβολία. Ο John Simpson οργάνωσε ένα δίκτυο από πέντε σταθμούς με ανιχνευτές νετρονίων, από το γεωμαγνητικό ισημερινό στο Huancayo του Peru, όπου η χαμηλή ενέργεια αποκοπής είναι περίπου 15 GeV για τα πρωτόνια, μέχρι το Πανεπιστήμιο του Chicago όπου το γεωμαγνητικό κατώφλι είναι περίπου 2 GeV (Simpson, 1951). Οι μειώσεις Forbush παίρνουν μεγάλες τιμές σε αυτές τις χαμηλές ενέργειες και μερικές φορές υπάρχει μείωση κατά 5% μέσα σε μια ώρα όταν η συνολική μείωση είναι 20%.

Στο μεταξύ, ένα πλήθος σεναρίων για το μεσοπλανητικό χώρο προτάθηκαν για να εξηγήσουν πως η ηλιακή δραστηριότητα και η συσχετιζόμενη ΗΣΑ μπορούν να διαμορφώσουν την ένταση της γαλαξιακής κοσμικής ακτινοβολίας που παρατηρείται από τη Γη. Η παραδοσιακή ιδέα ότι το διάστημα είναι απόλυτα κενό χωρίς σημαντικούς πληθυσμούς φορτισμένων σωματιδίων στις γειτονικές στη Γη περιοχές επέτρεψε το ενδεχόμενο ύπαρξης μεγάλων ηλεκτροστατικών δυναμικών στο ηλιακό σύστημα. Προκειμένου να επηρεάσουν το φάσμα των 1–15 GeV της κοσμικής ακτινοβολίας, η διαφορά δυναμικού πρέπει να είναι της τάξης των 10^9 Volts τουλάχιστον.

Ο Davis (1955) θεώρησε την ΗΣΑ σαν πλάσμα που γεμίζει το μεσοπλανητικό χώρο και, σαρώνοντάς τον, σχηματίζει μια γιγάντια κοιλότητα στο γαλαξιακό μαγνητικό πεδίο. Παρατήρησε ότι η εξάλειψη του γαλαξιακού πεδίου ήταν αναγκαία για την ελεύθερη διέλευση των ηλιακών κοσμικών ακτίνων προς τη Γη. Επιπλέον, παρατήρησε ότι οι διαστάσεις της κοιλότητας αυτής θα μεταβάλλονταν με τον ενδεκαετή ηλιακό κύκλο παρέχοντας έτσι ένα μηχανισμό για τη συσχετιζόμενη 11-ετή μεταβολή της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας που ανακάλυψε ο Forbush (1954).

Ο Alfvén (1956) πρότεινε ότι μια καλά καθορισμένη δέσμη ΗΣΑ από τον ισημερινό, που κατευθύνεται ακτινικά μακριά από τον Ήλιο, θα παρέσυρε το διπολικό μαγνητικό πεδίο του Ήλιου, μεταφέροντας το πεδίο αυτό σε μεγάλες αποστάσεις μακριά από τον

Ήλιο. Ένα σωματίδιο κοσμικής ακτινοβολίας στο Ισημερινό επίπεδο θα μεταφερόταν μαζί με το μαγνητικό πεδίο και φυσικά θα επιβραδυνόταν αδιαβατικά ενώ η αριθμητική πυκνότητα των σωματιδίων θα μειωνόταν στο διαστελλόμενο βόρειο - νότιο πεδίο μέσα στη δέσμη. Το αποτέλεσμα θα ήταν η μείωση στην ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας σε κάθε σημείο που κινείται μέσα στη δέσμη όσο το πεδίο συνεχίζει να μειώνεται. Σε αυτή την περίπτωση, το φαινόμενο μπορεί να εφαρμοστεί για τη μείωση Forbush αλλά όχι για τη συνεχή 11-ετή μείωση.

Έπειτα, ο Morrison (1959) πρότεινε την εκπομπή από τον Ήλιο ενός νέφους πλάσματος με ένα εσωτερικό ανακατεμένο μαγνητικό πεδίο, έτσι ώστε τα σωματίδια της κοσμικής ακτινοβολίας να μπορούσαν να εισχωρήσουν στο εσωτερικό του νέφους μόνο με τυχαία σκέδαση στο ανακατεμένο πεδίο, ουσιαστικά με μία διαδικασία διάχυσης. Κατά συνέπεια, το εσωτερικό του διαστελλόμενου νέφους θα περιέχει μειωμένη αριθμητική πυκνότητα κοσμικής ακτινοβολίας με την ενέργεια ανά σωματίδιο να μειώνεται σαν αποτέλεσμα της αδιαβατικής διαστολής. Εναλλακτικά ο Gold (1959) πρότεινε την εκπομπή ενός νέφους πλάσματος (HSA) από μια διπολική ενεργή περιοχή του Ήλιου. Το εκτινασσόμενο νέφος θα μετέφερε το διπολικό πεδίο μαζί του και με αυτό τον τρόπο θα σχηματιζόταν μια μαγνητική «γλώσσα» στο διάστημα με το νέφος πλάσματος στο μπροστινό μέρος. Η ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας στο σχεδόν μη προσβάσιμο εσωτερικό της διαστελλόμενης αυτής «γλώσσας» θα μειωνόταν σημαντικά λόγω της διάχυσης και της αδιαβατικής επιβράδυνσης.

Ο Parker (1956) πρότεινε την απλή ιδέα ότι η Γη είναι μερικώς προστατευμένη από την κοσμική ακτινοβολία λόγω της παγίδευσης των μαγνητικών νεφών πλάσματος από το βαρυτικό πεδίο της Γης. Η απορρόφηση της κοσμικής ακτινοβολίας από τη γήινη ατμόσφαιρα μέσα στον προστατευόμενο όγκο του γεωμαγνητικού πεδίου θα έδινε μια μειωμένη ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας στην επιφάνεια της Γης. Μια άλλη δημοφιλής θεώρηση ήταν ότι η HSA με κάποιο τρόπο είχε ως αποτέλεσμα την παραμόρφωση του μαγνητικού πεδίου της Γης έτσι ώστε να αυξάνει την ενέργεια αποκοπής της κοσμικής ακτινοβολίας για τη διείσδυση στο διπολικό μαγνητικό πεδίο και εν συνεχεία την είσοδο στην ατμόσφαιρα. Το σημαντικό σημείο εδώ είναι ότι οι παρατηρούμενες διακυμάνσεις της κοσμικής ακτινοβολίας προκάλεσαν την εμφάνιση πολλών διαφορετικών ιδεών που σχετίζονται με τη φύση και τις επιπτώσεις της HSA.

Οι μελέτες του Simpson για το ενεργειακό φάσμα της ενδεκαετούς μεταβολής της κοσμικής ακτινοβολίας έδειξαν ότι το αποτέλεσμα προέρχεται από τη μερική απομάκρυνση των χαμηλής ενέργειας σωματιδίων, με σχεδόν ολική απομάκρυνση των σωματιδίων με ενέργεια κάτω των 2 GeV στο μέγιστο του 11-ετή κύκλου των ηλιακών κηλίδων. Κατά συνέπεια, το ενδεχόμενο η επιβράδυνση από μόνη της, είτε προέρχεται από ηλεκτροστατικά πεδία είτε από διαστελλόμενα μαγνητικά πεδία, να μειώνει την ενέργεια των κοσμικών ακτίνων, αποκλείστηκε με βεβαιότητα, επειδή η μείωση των σωματιδίων γίνεται κυρίως στις χαμηλές ενέργειες (Simpson, 1954, Meyer και Simpson, 1955). Με τον έναν ή τον άλλο τρόπο φάνηκε ότι ο μεσοπλανητικός χώρος ήταν γεμάτος με πλάσμα και μαγνητικά πεδία τα οποία με κάποιο τρόπο απομάκρυναν μερικώς τη γαλαξιακή κοσμική ακτινοβολία από το εσωτερικό του ηλιακού συστήματος.

Το επόμενο βήμα έγινε τελειώς ξαφνικά, αν και ήταν καλοδεχούμενο, κατά την εμφάνιση μιας μεγάλης έκλαμψης στον Ήλιο. Η μεγάλη έκλαμψη κοσμικών ακτίνων

ων στις 23 Φεβρουαρίου 1956 παρήγαγε μια τεράστια αύξηση σχετικιστικών πρωτονίων με ενέργειες μέχρι 20 ή 30 GeV. Οι ανιχνευτές νετρονίων κοσμικής ακτινοβολίας του Simpson, συνοδευόμενοι από έναν ανιχνευτή νετρονίων σε ένα πλοίο στο λιμάνι Wellington, στη Νέα Ζηλανδία, καθώς αυτό πήγαινε στην Ανταρκτική, παρείχαν το ενεργειακό φάσμα κατά τη διάρκεια ολόκληρου του χρονικού διαστήματος που αυξάνονταν οι κοσμικές ακτίνες. Μια ανάλυση της ξαφνικής έναρξης σαν συνάρτηση του γεωγραφικού μήκους έδειξε μια γρήγορη άφιξη από την κατεύθυνση του Ήλιου. Η ένταση μεγιστοποιήθηκε και άρχισε να μειώνεται μετά από περίπου 20 λεπτά. Το απλούστερο θεωρητικό μοντέλο που δικαιολογεί την παγκόσμια ταυτόχρονη άφιξη απαιτεί απευθείας προέλευση από τον Ήλιο, υποδεικνύοντας ότι το μαγνητικό πεδίο στο μεσοπλανητικό χώρο μεταξύ του Ήλιου και της Γης είναι ουσιαστικά ακτινικό. Πρέπει να υπενθυμίσουμε ότι ο Davis (1955) είχε υποστηρίξει ότι η άφιξη των ηλιακών κοσμικών ακτίνων στη Γη παρέχει μία σαφή ένδειξη ότι η ΗΣΑ έχει απομακρύνει το γαλαξιακό μαγνητικό πεδίο από το εσωτερικό του ηλιακού συστήματος.

Μετά τη μεγιστοποίηση της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας, η ένταση άρχισε να μειώνεται ανάλογα με το $t^{-3/2}$, και τελικά η μείωση έγινε εκθετική μετά από πολλές ώρες. Ο πιο απλός τρόπος για να αναπαράγουμε αυτή τη συμπεριφορά είναι να υποθέσουμε ένα διάχυτο εμπόδιο που περικυκλώνει το εσωτερικό του ηλιακού συστήματος πέρα από την τροχιά του Άρη. Τότε, η απλούστερη γενική εικόνα ήταν ένα ακτινικό μαγνητικό πεδίο μέχρι περίπου την τροχιά του Άρη με ένα μαγνητικό πεδίο πέρα από τον Άρη με επαρκή εγκάρσια ανωμαλία για να εμποδίσει την έξοδο των ηλιακών κοσμικών ακτίνων. Η καλύτερη προσαρμογή στην παρατηρούμενη μείωση ήταν να δεχτούμε ότι η περιοχή με το διάχυτο μαγνητικό πεδίο τελείωνε περίπου στην τροχιά του Δία (Meyer, Parker και Simpson, 1956).

Συνοψίζοντας, οι μελέτες του Simpson για την εξάρτηση από την ενέργεια των χρονικών μεταβολών στην ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας, όταν η ενέργεια ανά νουκλεόνιο είναι κάτω από περίπου 20 GeV, έδειξαν ότι ο μεσοπλανητικός χώρος είναι γεμάτος με πλάσμα και μαγνητικά πεδία, σε αντίθεση με την παλαιότερη εικόνα σωματιδίων που εκπέμπονται στο απόλυτο κενό από ειδικές περιοχές πάνω στον Ήλιο.

5.5 Οι ουρές των κομητών και η ανακάλυψη του Biermann

Ήταν γνωστό για πάνω από έναν αιώνα ότι η αέριος ουρά των κομητών κατευθύνεται αντίθετα από τον Ήλιο ανεξάρτητα από την κατεύθυνση της κίνησης του κομήτη. Η πίεση της ακτινοβολίας του ηλιακού φωτός, που υποδείχθηκε από τις μελέτες του Rooynting που ήδη έχουν αναφερθεί, ήταν η εξήγηση που είχε υιοθετηθεί για το φαινόμενο αυτό. Ιόντα στην ουρά των κομητών, όπως CO^+ , N_2^+ , θα ήταν οι κύριοι στόχοι του ηλιακού φωτός. Ωστόσο, μέχρι το 1950 η κβαντομηχανική είχε εξελιχθεί σε βαθμό που η ενεργός διατομή απορρόφησης για αυτά τα ιόντα μπορούσε να υπολογιστεί με βεβαιότητα. Ο Biermann (1951) απέδειξε ότι η ενεργός διατομή είναι πολύ μικρή έτσι ώστε να προκαλεί η πίεση της ακτινοβολίας του ηλιακού φωτός την εκπομπή αερίων από τον κομήτη. Στην πραγματικότητα, παρατηρήσεις μικρής κ-

λίμακας στις ουρές κομητών έδειξαν ότι υπήρχε αντήλια επιτάχυνση, περίπου εκατό φορές μεγαλύτερη από την επιτάχυνση προς τον κομήτη εξαιτίας της βαρύτητάς του. Το πρώτο συμπέρασμα ήταν ότι η πίεση ακτινοβολίας δεν μπορεί να είναι η αιτία που προκαλεί την αντήλια κίνηση των ουρών κομητών. Τότε, ο Biermann (1951, 1957) επεσήμανε ότι η μόνη εναλλακτική πρόταση στην πίεση της ακτινοβολίας ήταν η ΗΣΑ, παρατηρώντας ότι οι καταγεγραμμένες χρονικές μεταβολές στην αντήλια επιτάχυνση της ουράς του κομήτη Halley το 1910 έδειχναν μια ισχυρή συσχέτιση με τις γνωστές δέσμες της ΗΣΑ που ξεκινούσαν από τον Ήλιο εκείνη τη χρονική περίοδο. Ο Biermann εκτίμησε ότι μια δέσμη ΗΣΑ που αποτελείται από ηλεκτρόνια και πρωτόνια με αριθμητική πυκνότητα $10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$ θα παρείχε ακόμα και την παρατηρούμενη προς τα έξω επιτάχυνση της ουράς του κομήτη μέσω συγκρούσεων Coulomb με τα άτομα και τα ιόντα της ουράς του κομήτη. Αυτή η αριθμητική πυκνότητα μπορεί να φαίνεται σήμερα παράλογα μεγάλη, αλλά πρέπει να υπενθυμίσουμε ότι εκείνη την εποχή θεωρούσαν ότι το ζωδιακό φως οφειλόταν στη σκέδαση Thomson του ηλιακού φωτός από τα μεσοπλανητικά ηλεκτρόνια και όχι από τους κόκκους σκόνης, όπως σήμερα γνωρίζουμε. Ο Behr και ο Sidentopf (1953, Elsasser, 1954, Blackwell, 1955, 1956, Blackwell και Ingham, 1961) εκτίμησαν (van de Hulst, 1953) ότι οι μετρήσεις τους για τη πολωμένη συνιστώσα του ζωδιακού φωτός χρειάζονταν μια πυκνότητα ηλεκτρονίων περίπου 700 ηλεκτρόνια/cm³ σε απόσταση 1 AU, όχι πολύ διαφορετική από το ελάχιστο όριο του Biermann στα 10^3 ηλεκτρόνια/cm³. Έτσι, το ζωδιακό φως θα μπορούσε να ερμηνευθεί ως το σκεδαζόμενο ηλιακό φως από την ΗΣΑ.

Η ουσιώδης παρατήρηση που έκανε ο Biermann, άσχετα με την πραγματική πυκνότητα των ηλεκτρονίων και των πρωτονίων στο μεσοπλανητικό χώρο, ήταν ότι, αν η ΗΣΑ είναι υπεύθυνη για την αντήλια επιτάχυνση της ουράς των κομητών, τότε ο Ήλιος εκπέμπει ΗΣΑ προς όλες τις διευθύνσεις και κάθε στιγμή. Αυτό συμπεραίνεται από το γεγονός ότι υπάρχουν κάποιοι κομήτες που περνούν πάνω από τους ηλιακούς πόλους και κάποιοι που κινούνται γύρω από χαμηλά ηλιογραφικά πλάτη, και, επίσης, κομήτες περνούν το ίδιο συχνά όταν οι κηλίδες βρίσκονται στο μέγιστό τους και όταν βρίσκονται στο ελάχιστο. Μέχρι τώρα δεν υπάρχει κανένας που να μην έχει αντήλια ουρά. Δηλαδή, ο μεσοπλανητικός χώρος πρέπει να είναι εντελώς γεμάτος με την ΗΣΑ. Υπάρχουν αναγνωρίσιμα πυκνότερα ρεύματα ΗΣΑ, που υποδηλώνονται από τα επαναλαμβανόμενα, με περίοδο 27-ημερών, γεωμαγνητικά γεγονότα και περιστασιακά υπάρχουν βιαιότερες εξάρσεις ΗΣΑ που σχετίζονται με τις εκλάμψεις και διαπερνούν την περιβάλλουσα ΗΣΑ. Αλλά πουθενά και ποτέ δεν απουσιάζει η ΗΣΑ. Αυτή η απλή αποκάλυψη άλλαξε τελείως την εικόνα του προβλήματος της ΗΣΑ.

Ο Kiepenheuer (1953) κατανόησε τις συνέπειες της υπόθεσης του Biermann και μελέτησε τις επιπτώσεις στο ηλιακό στέμμα της εκροής της ΗΣΑ μέσα από αυτό. Έπειτα, όπως ήδη έχει αναφερθεί, ο Davis (1955) ερεύνησε την επίδραση της εκροής της ΗΣΑ στην απομάκρυνση του γαλαξιακού μαγνητικού πεδίου από το ηλιακό σύστημα, παρέχοντας με αυτό τον τρόπο την δυνατότητα πρόσβασης των ηλιακών κοσμικών ακτίνων στη Γη. Αναγνωρίζοντας την ΗΣΑ ως πλάσμα, περιέγραψε με ποιο τρόπο το γαλαξιακό μαγνητικό πεδίο και το τοπικό μεσοαστρικό αέριο απωθούνται σε αποστάσεις που εκτίμησε ότι κυμαίνονται σε 200 - 2000 AU, βασιζόμενος στη μεγάλη πυκνότητα της ΗΣΑ των 10^3 ιόντων και ηλεκτρονίων ανά cm³ και στο ισχυρό γαλαξιακό μαγνητικό

πεδίο των 10^{-5} gauss που πίστευαν εκείνη την εποχή ότι υπήρχε. Κατόπιν, παρατήρησε ότι η κοιλότητα στο γαλαξιακό μαγνητικό πεδίο θα μετέβαλλε τις διαστάσεις της σύμφωνα με τον 11-ετή ηλιακό κύκλο, φαινόμενο το οποίο μπορεί να είναι υπεύθυνο για τη 4% μεταβολή της έντασης της κοσμικής ακτινοβολίας σύμφωνα με τον 11-ετή κύκλο που πρόσφατα είχε ανακαλυφθεί από τον Forbush (1954) με τη βοήθεια θαλάμων ιονισμού ευαίσθητων κυρίως σε σωματίδια με ενέργεια περίπου πάνω από 15 GeV ανά μονάδα φορτίου.

Μερικοί ακόμα έλαβαν υπόψη τους την προτεινόμενη λύση του Biermann για το πρόβλημα της ουράς των κομητών που διαφορετικά θα παρέμενε άλυτο. Ο E.N. Parker ήταν τυχερός να έχει την ευκαιρία να συζητήσει την υπόθεση με τον Biermann κατά τη διάρκεια μιας επίσκεψης του Biermann στο εργαστήριο του John Simpson στο Πανεπιστήμιο του Chicago το 1957. Το αποτέλεσμα της συζήτησης ήταν ότι, αν και φαινόταν ασυνήθιστη η πρόταση, δεν προέκυπτε τελικά καμιά εναλλακτική λύση μέσα από τη γνωστή φυσική.

Έτσι, για μια ακόμα φορά υπήρχαν ακλόνητα στοιχεία ότι το διάστημα δεν μπορεί να θεωρηθεί ότι είναι απόλυτα κενό που διαπερνάται μόνο περιστασιακά από καλά εντοπισμένες δέσμες ΗΣΑ. Η πρόταση του Biermann, σε συνδυασμό με τα αποτελέσματα των μελετών του Simpson πάνω στην κοσμική ακτινοβολία, υποδήλωναν ότι ο μεσοπλανητικός χώρος είναι γεμάτος με πλάσμα ηλεκτρονίων και πρωτονίων με πυκνότητες, όπως φαινόταν εκείνη την περίοδο, 10^3cm^{-3} στην τροχιά της Γης και ταχύτητα προς τα έξω της τάξης των 10^8cm/s . Αλλά ποιος θα μπορούσε να είναι ο μηχανισμός δημιουργίας τους στον Ήλιο; Η άποψη του Biermann ότι η ΗΣΑ βρίσκεται παντού δεν απαιτεί την παρουσία ηλιακών κηλίδων ή εκλάμψεων, έτσι, η επιτάχυνση δεν είναι κυρίως μαγνητική όπως τόσοι πολλοί είχαν ανακριβώς υποθέσει.

5.6 Το ηλιακό στέμμα

Μέχρι αυτό το σημείο έχουμε αγνοήσει τελείως το ηλιακό στέμμα, το οποίο είναι τόσο εντυπωσιακό και πανέμορφο κατά τη διάρκεια μιας ηλιακής έκλειψης. Το στέμμα παίζει ένα πρωταγωνιστικό ρόλο στο φαινόμενο του ηλιακού ανέμου, ο οποίος δεν θα μπορούσε να έχει υπάρξει ως έννοια πριν κατανοηθεί το μυστήριο της φύσης και της δομής του ηλιακού στέμματος.

Το 99% περίπου του φωτός από το στέμμα είναι αποτέλεσμα της σκέδασης Thomson του φωτοσφαιρικού φωτός από ελεύθερα ηλεκτρόνια του στέμματος. Οι φωτοσφαιρικές γραμμές Fraunhofer μπορούν να αναγνωριστούν στο φάσμα του φωτός από το στέμμα, παρόλο που είναι πολύ διευρυμένες εξαιτίας της θερμικής ταχύτητας των 10^9cm/s των ηλεκτρονίων του στέμματος. Το ζωδιακό φως συγχωνεύεται συνεχώς με το ορατό στέμμα. Περί το 1% του φωτός του στέμματος εκπέμπεται από διεγερμένα άτομα του αερίου του στέμματος. Με την πρόοδο της φασματοσκοπίας, κατά τη διάρκεια μιας ολικής έκλειψης το έτος 1869 ανιχνεύθηκε πρώτα η στεμματική πράσινη γραμμή εκπομπής. Καθώς περνούσαν τα χρόνια και άλλες γραμμές εκπομπής ανιχνεύονταν και προσδιορίζονταν τα μήκη κύματός τους. Η εφεύρεση από το Lyot (1939) του στεμματογράφου ήταν ένα μεγάλο βήμα μπροστά και οδήγησε στην ανακάλυψη και την ακριβή μέτρηση ενός πλήθους γραμμών εκπομπής στο εσωτερικό τμήμα του στέμματος.

Το πρόβλημα που προέκυψε ήταν ότι καμιά από της φασματικές γραμμές του στέμματος δεν μπορούσαν να αποδοθούν σε κάποιο γνωστό στοιχείο. Είχε προταθεί ένα υποθετικό στοιχείο, το κορώνιο, με την προσδοκία ότι σύντομα θα ανακαλυπτόταν και στο εργαστήριο, επαναλαμβάνοντας την αξιοσημείωτη επιτυχία των Jansson και Lockyer με το ήλιο, το οποίο πρώτοι ανίχνευσαν μέσω του φάσματός του στον Ήλιο το 1868. Το ήλιο τελικά εντοπίστηκε σε ορυκτά από τον William Ramsey το 1895. Ωστόσο, ο περιοδικός πίνακας ήταν ήδη συμπληρωμένος και θέση για το κορώνιο δεν υπήρχε ..

Η μεγάλη ακτινική έκταση του στέμματος μακριά από τον Ήλιο υποδηλώνει μεγάλες κινητικές θερμοκρασίες, της τάξης των 10^6 K. Η ευρηματική εργαστηριακή δουλειά των μελετητών του φάσματος Grotrian (1933, 1939) και Edlen (1936, 1937, 1942) και έπειτα ο πειραματικός προσδιορισμός από το Lyot (1939) των διάφορων στεμματικών γραμμών και των αντίστοιχων πλατών των γραμμών (βλ. συμπεράσματα στις εργασίες των Billings, 1966, και Golub και Pasachoff, 1997) παρείχαν την οριστική απάντηση σε αυτό το βασικό αστροφυσικό ερώτημα. Χρησιμοποιώντας τις ισοηλεκτρονικές σειρές, π.χ. Li I, Be II, B III, C IV, N V, κτλ. προέκυψε ότι οι στεμματικές γραμμές εκπομπής αντιστοιχούν σε απαγορευμένες μεταπτώσεις πολλαπλά ιονισμένων ατόμων όπως Fe X, Fe XI, Ca XII, Ca XIII, κτλ, οι οποίες απαιτούν τις θερμοκρασίες των 10^6 K, ή και υψηλότερες. Τα μετρούμενα πλάτη των γραμμών επιβεβαίωσαν αυτό το εκπληκτικό αποτέλεσμα. Η παρατηρούμενη κλίμακα ύψους του στέμματος δίνει ένα μέσο μοριακό βάρος συγκρίσιμο με αυτό του ιονισμένου υδρογόνου. Το στέμμα, τότε, είναι απλά η εκτεταμένη εξωτερική ατμόσφαιρα του Ήλιου, με την ίδια αφθονία στοιχείων που συναντάμε στη φωτόσφαιρα, και εκτείνεται βαθιά μέσα στο διάστημα εξαιτίας της απίστευτα υψηλής θερμοκρασίας του (βλ. Billings, 1966). Για να δώσουμε ένα συγκεκριμένο παράδειγμα, η κλίμακα ύψους για την πίεση για 2×10^6 K στο χαμηλό τμήμα του στέμματος είναι 10^{10} cm (η ηλιακή ακτίνα είναι $R_{\odot} = 7 \times 10^{10}$ cm), και αυξάνεται σε 2×10^{10} cm σε απόσταση $r = 1.4 R_{\odot}$.

Αυτή η επιστημονική ανακάλυψη είναι ένα σημείο αναφοράς στην αστροφυσική που αποκαλύπτει ένα φαινόμενο που ποτέ πριν δεν είχαν φανταστεί και σήμερα γνωρίζουμε ότι ισχύει για τα περισσότερα άστρα και ακόμα για γαλαξίες και σμήνη γαλαξιών. Το στέμμα είναι η κύρια πηγή εκπομπής ακτίνων - X ενός άστρου οι οποίες στον Ήλιο ανιχνεύτηκαν για πρώτη φορά από τον Burnight (1949). Επιπλέον, όπως σύντομα θα δούμε, το στέμμα συνδέεται άμεσα με την ΗΣΑ.

Το προφανές ερώτημα ήταν ποια πηγή θερμότητας είναι υπεύθυνη για την τόσο υψηλή θερμοκρασία του στέμματος. Μια κλασική απάντηση ήταν ότι τα μετεωρητικά σωματίδια διατηρούν τη συνολική λαμπρότητα του Ήλιου και η προσρρόφηση του μεσοαστρικού αερίου δημιουργεί το στέμμα. Η αντίθετη προς τον Ήλιο ουρά κομητών βέβαια, αποκλείει την προσρρόφηση μεσοαστρικού αερίου.

Η απάντηση σε γενικές γραμμές είναι θεμελιώδης στην αστροφυσική και εφαρμόζεται στα υπέρθερμα εξωτερικά στρώματα των περισσοτέρων άστρων, όπου κάποια μορφή μηχανικής διαταραχής, π.χ. φαινόμενα μεταφοράς κάτω από την ορατή επιφάνεια του Ήλιου (ή ένα δίσκο προσαύξησης ή ένα διαστελλόμενο κέλυφος σε άλλες περιπτώσεις), προσφέρει μηχανική ενέργεια στο ρευστό και στο μαγνητικό πεδίο. Κάποιο μέρος του μηχανικού έργου καταναλώνεται στη δημιουργία ακουστικών κυμάτων, εσωτερικών κυμάτων βαρύτητας, κυμάτων Alfvén ή άλλων ΜΥΔ κυμάτων, και κάποιο άλλο μέρος

μετατρέπεται σε ελεύθερη μαγνητική ενέργεια στην αργή διάλυση του διπολικού μαγνητικού πεδίου των ενεργών περιοχών. Τα κύματα είναι ελεύθερα να διαδοθούν μέχρι τη χρωμόσφαιρα και στο αραιό στέμμα όπου διαλύονται λόγω του ιξώδους και της θερμικής αγωγής, και με αυτό τον τρόπο μετατρέπουν τη μηχανική ενέργειά τους σε θερμότητα (Alfvén, 1947; Schwarzschild, 1948; Biermann, 1948; Schatzmann, 1949a,b). Επιπρόσθετα, η ελεύθερη μαγνητική ενέργεια στα υπό διάλυση διπολικά μαγνητικά πεδία καταναλώνεται κατά ένα μεγάλο μέρος στις εκλάμψεις που δημιουργούνται ως αποτέλεσμα των εσωτερικών εφαπτομενικών ασυνεχειών που παράγονται από την τοπολογία του πεδίου στη στατική ισορροπία Parker (1983, 1988, 1994) ή από τη σύγκρουση ενός διπολικού μαγνητικού πεδίου με ένα άλλο, κτλ. (Sweet, 1969; Svestka, 1976). Οι Shimizu και Tsuneta (1997) ανακάλυψαν μικρής κλίμακας αυξομειώσεις (νανοεκλάμψεις) στις ακτίνες - X από το ενεργό στέμμα που παρατηρήθηκε από τον Yohkoh. Πρόσφατες παρατηρήσεις από το SOHO έδειξαν ότι η φωτόσφαιρα καλύπτεται από ενεργά μαγνητικά πεδία μικρής κλίμακας, τα οποία έχουν μεγάλη πυκνότητα, αυξομειώνονται και ακτινοβολούν, προφανώς εξαιτίας μικρών εκρήξεων από γρήγορες επανασυνδέσεις (εκλάμψεις) (Schrijver, κ.α., 1997, 1999). Η προσφορά θερμότητας που απαιτείται για να διατηρηθεί το ήρεμο στέμμα υπολογίζεται (Withbroe και Noyes, 1977) ότι είναι περίπου $0.5 \times 10^6 \text{ erg/cm}^2 \text{ sec}$, και είναι ένα μικρό ποσοστό της χαρακτηριστικής ροής κινητικής ενέργειας $\rho \langle v^2 \rangle^{3/2} / 2 \sim 10^8 \text{ erg/cm}^2 \text{ sec}$ στη φωτοσφαιρική μεταφορά όπου $\rho \sim 2 \times 10^{-7} \text{ gr/cm}^3$ και $\sqrt{\langle v^2 \rangle} \sim 10^5 \text{ cm/sec}$.

Στη συνέχεια, ας δούμε τις θεμελιώδεις μελέτες του Chapman για τις φυσικές ιδιότητες του ηλιακού στέμματος των εκατομμυρίων βαθμών θερμοκρασίας. Οι Chapman και Cowling (1958) υπολόγισαν την κινητική αντίδραση ενός αερίου, που διαταράσσεται από ασθενείς θερμοκρασιακές μεταβολές, μεταβολές ταχύτητας, ηλεκτρικά πεδία και πυκνότητες ρεύματος, χρησιμοποιώντας τη μέθοδο η οποία είναι γνωστή ως ανάπτυγμα Chapman-Enskog. Ο Chapman (1954) υπολόγισε τη θερμική αγωγιμότητα κ στην ειδική περίπτωση του πλήρως ιονισμένου υδρογόνου, καταλήγοντας ότι $\kappa(T) = 6 \times 10^{-7} T^{5/2} \text{ erg/cm sec K}$. Η αγωγιμότητα εξαρτάται από την πυκνότητα μόνο μέσω μιας ασθενούς λογαριθμικής εξάρτησης που μπορεί να παραληφθεί με ασφάλεια στην παρούσα περίπτωση. Υπενθυμίζοντας ότι η θερμική αγωγιμότητα επηρεάζεται κυρίως από τα πολύ γρήγορα κινούμενα ηλεκτρόνια, των οποίων οι θερμικές ταχύτητες είναι της τάξης των 10^9 cm/sec σε θερμοκρασίες στέμματος, μπορούμε να εκτιμήσουμε τη μεγάλη θερμική αγωγιμότητα που έχει το ηλιακό στέμμα.

Οι ενεργειακές απώλειες λόγω θερμικής ακτινοβολίας, ϵ , από το οπτικά λεπτό στέμμα είναι περίπου $\epsilon \simeq 1 \times 10^{-23} n^2 \text{ erg/cm}^2 \text{ sec}$. Η χαρακτηριστική αριθμητική πυκνότητα n είναι 10^8 άτομα/cm^3 , με αποτέλεσμα να έχουμε $\epsilon \simeq 10^{-7} \text{ erg/cm}^2 \text{ sec}$. Πάνω από την χαρακτηριστική κλίμακα ύψους της πίεσης $\Lambda \simeq 10^{10} \text{ cm}$ στους $2 \times 10^6 \text{ K}$ οι ολικές ενεργειακές απώλειες λόγω ακτινοβολίας είναι μόνο $W \sim \epsilon \Lambda \simeq 1 \times 10^3 \text{ erg/cm}^2 \text{ sec}$. Όπως αποδεικνύεται παρακάτω, οι ενεργειακές απώλειες λόγω της θερμικής αγωγιμότητας, W_T μέχρι το άπειρο είναι δέκα φορές μεγαλύτερες από το W , έτσι οι συνολικές προς τα έξω ενεργειακές απώλειες λόγω ακτινοβολίας και αγωγιμότητας είναι ουσιαστικά W_T .

Για να εκτιμήσουμε τη σημασία της χαρακτηριστικής θερμικής μεταφοράς προς τα έξω, σημειώνουμε ότι ο Chapman (1959) προσπάθησε ως εξής να εξηγήσει την αναμενόμενη ακτινική μεταβολή της στεμματικής θερμοκρασίας, πέρα από την περιοχική

όπου η θερμότητα καταναλώνεται στο στέμμα. Η θερμοκρασία υπολογίζεται από την εξίσωση διάδοσης θερμότητας,

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \kappa \frac{dT}{dr} \right) = 0. \quad (5.2)$$

Η ολοκλήρωση δείχνει ότι η θερμοκρασία είναι της μορφής $T = (D + C/r)^{2/7}$ όπου τα C και D είναι αυθαίρετες σταθερές ολοκλήρωσης. Για πρακτικούς λόγους η θερμοκρασία θεωρείται αμελητέα όταν $r \rightarrow \infty$, όπου $T_\infty \ll 10^6$ K, και έτσι προκύπτει $D \cong 0$. Επομένως, η θερμοκρασία γράφεται :

$$T(r) = T(r_o) \left(\frac{r_o}{r} \right)^{2/7}, \quad (5.3)$$

για $r \geq r_o$. Με αυτή την λύση για τη θερμοκρασία, ο Charman στράφηκε στην εξίσωση

$$\frac{dP}{dr} = -\rho \frac{GM_\odot}{r^2}, \quad (5.4)$$

για την υδροστατική ισορροπία του στέμματος στο βαρυτικό πεδίο του Ήλιου. Η πίεση του αερίου P για το ιονισμένο υδρογόνο είναι $2nkT$, και έτσι η πυκνότητα του αερίου είναι $\rho = (m/2kT)p$. Η μάζα του Ήλιου συμβολίζεται M_\odot , G είναι η παγκόσμια σταθερά της βαρύτητας και m είναι η μάζα του ατόμου του υδρογόνου. Ολοκληρώνοντας ως προς r παίρνουμε

$$P(r) = P(r_o) \exp \left\{ -\frac{7r_o}{5\Lambda(r_o)} \left[1 - \left(\frac{r_o}{r} \right)^{5/7} \right] \right\}, \quad (5.5)$$

όπου $\Lambda(r_o) = 2kT(r_o)r_o^2/GM_\odot$ είναι η κλίμακα ύψους της πίεσης για $r = r_o$. Σε μεγάλες αποστάσεις η πίεση μειώνεται ασυμπτωτικά μέχρι την πεπερασμένη τιμή:

$$P(r \rightarrow \infty) \rightarrow P(r_o) e^{-7r_o/5\Lambda(r_o)}. \quad (5.6)$$

Για να πάρουμε μια ιδέα για το αποτέλεσμα αυτό, έστω $a = 10^{11}$ cm $\approx 1.4 R_\odot$, έτσι ώστε $\Lambda(r_o) \simeq 1.25 \times 10^{10}$ cm για $T(r_o) = 10^6$ K. Το αποτέλεσμα είναι $P(r) \simeq 1.4 \times 10^{-5} P(r_o)$. Αντιθέτως, για $T(r_o) = 2 \times 10^6$ K το αποτέλεσμα είναι $P(r) \simeq 3.7 \times 10^{-3} P(r_o)$. Η Γη βρίσκεται σε απόσταση $r = 150 r_o$ (και ισχύει $(r/r_o)^{2/7} \simeq 4.18$ και $(r/r_o)^{5/7} \simeq 35.6$) και η πίεση σε απόσταση 1 AU είναι κοντά στο ασυμπτωτικό όριο.

Η θερμοκρασία του στέμματος που προβλέπεται στην τροχιά της Γης είναι κατά ένα παράγοντα 4.18 μικρότερη από την $T(r_o)$ στον Ήλιο. Η πυκνότητα αερίου είναι μικρότερη από ότι αυτή σε απόσταση $r = r_o$ κατά ένα παράγοντα 5.6×10^{-5} όταν $T(r_o) = 1 \times 10^6$ K και κατά 1.55×10^{-2} όταν $T(r_o) = 2 \times 10^6$ K. Επομένως, με 3×10^7 άτομα/cm³ για $r = r_o$, η στεμματική πυκνότητα αερίου στην τροχιά της Γης θα είναι της τάξης των 1.7×10^3 ατόμων/cm³ και 4.6×10^5 ατόμων/cm³, αντίστοιχα.

Ο Charman τόνισε έντονα ότι η Γη κινείται διαμέσου του εκτεταμένου στέμματος του Ήλιου. Αυτή η παρατήρηση είναι θεμελιώδης για την έννοια του ηλιακού ανέμου. Τότε, είναι ενδιαφέρον να σημειώσουμε ότι το στατικό στέμμα μπορεί να έχει επαρκή

ηλεκτρονιακή πυκνότητα για να παράγει το ζωδιακό φως (βλ. Behr και Siedentopf, 1953), το οποίο μας γυρίζει πίσω στον de Mairan (1754). Το σημαντικό είναι ότι ο Chapman έδειξε ότι το ηλιακό στέμμα εκτείνεται σε όλο το ηλιακό σύστημα. Σε αυτή την περίπτωση μπορούμε να δούμε ότι η στεμματική πυκνότητα αυξάνεται προς τα έξω, πέρα από την τροχιά της Γης, καθώς η πίεση πλησιάζει την τελική ασυμπτωτική τιμή της και η θερμοκρασία συνεχίζει να μειώνεται. Αυτό το συμπέρασμα του μοντέλου είναι δύσκολο να το πιστέψει κανείς, λαμβάνοντας υπόψη την αστάθεια της αγωγής θερμότητας. Αλλά δεν υπάρχει προφανής αποτυχία του μοντέλου για αποστάσεις μέχρι την τροχιά της Γης.

Ο E.N. Parker ήταν τυχερός να έχει την ευκαιρία να συζητήσει το μοντέλο του στατικού στέμματος με τον ίδιο τον Chapman, ενώ βρισκόταν στα αρχικά στάδια ανάπτυξης του μοντέλου του ηλιακού ανέμου, στη διάρκεια της επίσκεψής του στο High Altitude Observatory όπου ο Chapman εργαζόταν εκείνη τη χρονική περίοδο. Τα παραπάνω αποτελέσματα που προέκυψαν από τους αρχικούς υπολογισμούς του Chapman, ήταν τόσο εντυπωσιακά ώστε ο E.N. Parker τα επανέλαβε για να τα επαληθεύσει στο ταξίδι γυρισμού του στο Chicago. Ήταν ξεκάθαρο ότι η προκύπτουσα πεπερασμένη τιμή της στεμματικής πίεσης στο άπειρο δεν ταίριαζε στην εικόνα ενός Ήλιου περιβαλλόμενου από το σχετικό κενό του μεσοαστρικού χώρου. Μόνο αν δεχτούμε ότι το $T(a)$ είναι 0.5×10^6 K ή μικρότερο είναι δυνατόν η πίεση το στέμματος να πέσει στις τυπικές μεσοαστρικές τιμές των $10 - 12 \text{ dyn/cm}^2$, και οι παρατηρήσεις του στέμματος κοντά στον Ήλιο έδειχναν ότι η θερμοκρασία ήταν περίπου $1 - 2 \times 10^6$ K (βλ. Billings, 1966) και σίγουρα όχι τόσο μικρή όσο 0.5×10^6 K.

Πρέπει να σημειωθεί ότι το στέμμα των εκατομμυρίων βαθμών κοντά στον Ήλιο είναι ισχυρά δεσμευμένο από το βαρυτικό πεδίο του Ήλιου. Η βαρυτική ενέργεια για κάθε άτομο υδρογόνου είναι $2.2 \times 10^{-9} \text{ erg}$ όταν $r_o = 10^{11} \text{ cm}$ και $3.1 \times 10^{-9} \text{ erg}$ στη βάση του στέμματος όπου $r = 0.7 r_o = R_\odot$, ενώ η θερμική ενέργεια $3kT$ είναι $0.41 \times 10^{-9} \text{ erg}$ για 1×10^6 K και $0.83 \times 10^{-9} \text{ erg}$ για 2×10^6 K. Έτσι, ακόμα και για 2×10^6 K το αέριο είναι ισχυρά δεσμευμένο όταν $r = r_o$.

Η κατάσταση αντιστρέφεται μακριά από τον Ήλιο γιατί η θερμοκρασία μειώνεται ως $(r_o/r)^{2/7}$ ενώ η βαρυτική ενέργεια μειώνεται ως r_o/r . Επομένως, στην τροχιά της Γης, η θερμική ενέργεια ανά άτομο έχει μειωθεί κατά ένα παράγοντα 4.2 ενώ η βαρυτική ενέργεια ανά άτομο έχει μειωθεί κατά ένα παράγοντα 150. Επομένως, η θερμική ενέργεια υπερσχύει κατά πολύ της βαρυτικής ενέργειας, ένα δεδομένο από το οποίο προκύπτει ότι το στέμμα δεν μπορεί πραγματικά να είναι στατικό. Οι εξωτερικές περιοχές επεκτείνονται μέχρι το άπειρο, επιτρέποντας στο κατώτερο στέμμα να διασταλεί προς τα έξω και να αντικαταστήσει το αέριο που διαφεύγει και να απομακρυνθεί και αυτό με τη σειρά του λίγο αργότερα.

5.7 Το δίλημμα των μοντέλων Biermann και Chapman

Οι μελέτες του Chapman, που έδειχναν ότι το στατικό στέμμα του Ήλιου εκτείνεται σε μεγάλες αποστάσεις από τον Ήλιο μέσα στο μεσοπλανητικό χώρο, και οι μελέτες

του Biermann, που έδειχναν ότι ο μεσοπλανητικός χώρος συνεχώς σαρώνεται από την ΗΣΑ, έμοιαζαν να δίνουν συγκρουσιακά αποτελέσματα. Κάποιος θα μπορούσε να διαφωνήσει για την ακριβή πυκνότητα, θερμοκρασία ή ταχύτητα κτλ. αλλά δεν θα μπορούσε να αμφισβητήσει τα ποιοτικά συμπεράσματα. Ωστόσο, ύστερα από σκέψη στο συγκεκριμένο θέμα, έγινε σαφές ότι και οι δύο μελέτες ήταν αποκλειστικό αποτέλεσμα της αστάθειας πλάσματος που προκαλείται όταν δύο ρεύματα πλάσματος κινούνται με διαφορετικές ταχύτητες (βλ. Pierce, 1949, Parker, 1958b, 1959, Parker και Tidman, 1958, Petschek, 1958). Δυο δέσμες πλάσματος, στις οποίες δεν πραγματοποιούνται συγκρούσεις, δεν μπορούν να διαπεράσουν η μία την άλλη με υπερηχητική ταχύτητα χωρίς να προκαλέσουν ηλεκτροστατικές ταλαντώσεις του πλάσματος και στις δύο δέσμες. Ο ρυθμός αύξησης της αστάθειας χαρακτηρίζεται από τη συχνότητα πλάσματος. Το αποτέλεσμα της αστάθειας είναι η δημιουργία έντονων ταλαντώσεων πλάσματος σε κάθε ποσότητα πλάσματος, έτσι ώστε οι δύο ποσότητες να αλληλεπιδρούν ισχυρά, σταματώντας γρήγορα οποιαδήποτε έντονη σχετική κίνηση και σχηματίζοντας ένα μοναδικό πλάσμα με μια ανισοτροπική κατανομή θερμικών ταχυτήτων. Τα μέτωπα κρούσης σε ένα πλάσμα χωρίς συγκρούσεις είναι μια άμεση εκδήλωση της επίδρασης κατά την οποία το υπερηχητικό αέριο που κατευθύνεται προς το μέτωπο κρούσης επιβραδύνεται απότομα από τα δύο ρεύματα, ή διαφορετικά, από την αστάθεια στην περιοχή της διεύθυνσης.

Ο Biermann και Chapman απαιτούσαν δύο δέσμες αραιού πλάσματος που κινούνται ελεύθερα η μία μέσα στην άλλη με σχετικές ταχύτητες της τάξης των 10^8 cm/sec για αποστάσεις της τάξης 1 AU ή μεγαλύτερες. Αυτό δεν είναι δυνατόν, αλλά δεν είναι επίσης δυνατό να αμφισβητηθεί κάποιο από τα συμπεράσματά τους. Έτσι, έγινε σαφές ότι το εκτεταμένο στατικό στέμμα του Chapman ίσχυε σίγουρα κοντά στον Ήλιο, όπου το στέμμα είναι ισχυρά δεσμευμένο από τη βαρύτητα, ενώ η ιδέα της ύπαρξης της ΗΣΑ παντού του Biermann ίσχυε σίγουρα πέρα από κάποια απόσταση από τον Ήλιο όπου οι κομήτες συνήθως περνούν. Η αναπόφευκτη διαστολή των εξωτερικών στρωμάτων του στέμματος του Chapman σήμαινε κάποιου είδους κίνηση του στέμματος προς τα έξω προς την πιο απομακρυσμένη περιοχή του Biermann. Έτσι, ίσως οι δύο θεωρίες θα μπορούσαν να συγχωνευτούν αν το στατικό στέμμα του Chapman κοντά στον Ήλιο με κάποιο τρόπο μετατρέποταν στην υπερηχητική ΗΣΑ του Biermann σε μεγάλες αποστάσεις. Διαφορετικά, οι θεωρίες μεταξύ τους ήταν αντιφατικές.

5.8 Η μακροσκοπική δυναμική του αραιού πλάσματος

Το ερώτημα που προέκυψε στη συνέχεια ήταν πως αντιμετωπίζει κανείς τη μακροσκοπική δυναμική ενός αραιού πλάσματος, όπου πιθανώς υπάρχει ταυτόχρονα και ένα μακροσκοπικό μαγνητικό πεδίο (Cowling, 1953). Στο στέμμα κοντά στον Ήλιο, όπου $n \approx 10^8$ cm⁻³, η μέση ελεύθερη διαδρομή ($\approx 3 \times 10^{16}/n^{-1}$ cm) των ιόντων και των ηλεκτρονίων είναι πραγματικά μικρότερη από ότι η κλίμακα ύψους της πίεσης ($\sim 5 \times 10^9$ cm), επομένως μας έρχονται στο μυαλό οι γνωστές μαγνητοϋδροδυναμικές εξισώσεις ορμής και επαγωγής. Ωστόσο, μακριά έξω στο διάστημα το στεμματικό αέριο

είναι πλάσμα περισσότερο αραιό, στο οποίο οι συγκρούσεις είναι όλο και περισσότερο αραιές αν η θερμοκρασία των εκατομμυρίων βαθμών διατηρείται. Για να μελετήσουμε το φαινόμενο, θα θεωρήσουμε ένα πλάσμα στο οποίο απουσιάζουν πλήρως οι συγκρούσεις.

Είναι γνωστό πως οι ροπές μηδενικής, πρώτης και δεύτερης τάξης της ταχύτητας στην εξίσωση του Boltzmann άνευ συγκρούσεων μας δίνουν τις εξισώσεις της διατήρησης της μάζας, ορμής και ενέργειας αντίστοιχα. Αυτές οι εξισώσεις είναι σε υδροδυναμική μορφή, υποδεικνύοντας ότι η μεγάλης κλίμακας δυναμική του πλάσματος χωρίς συγκρούσεις μπορεί να περιγραφεί από τις εξισώσεις της γνωστής υδροδυναμικής, με κατάλληλη τροποποίηση του τανυστή πίεσης P_{ij} . Στην πραγματικότητα, δεν είναι απαραίτητο να χρησιμοποιήσουμε την εξίσωση του Boltzmann, επειδή η ακριβής έκφραση της κατανομής των θερμικών ταχυτήτων είναι ανεξάρτητη από τη μακροσκοπική ροή. Μόνο η συνολική αριθμητική πυκνότητα n και ο τανυστής πίεσης χρειάζονται για τον υπολογισμό της ταχύτητας της ροής \mathbf{V} , και όχι το μεγάλο πλήθος πληροφοριών για την κατανομή της ταχύτητας. Είναι αρκετό να θεωρήσουμε μόνο τη ροή των σωματιδίων, καθένα από αυτά με μάζα m και ταχύτητα w_i , μέσω ενός συγκεκριμένου κυβικού όγκου \mathcal{V} με πλευρά b , επιλέγοντας το b αρκετά μεγάλο ώστε $n b^3 \gg 1$, δηλ., ο αριθμός των σωματιδίων στον όγκο \mathcal{V} να είναι αρκετά μεγάλος, ενώ το b να είναι μικρό σε σχέση με το χαρακτηριστικό μήκος L του μαγνητικού πεδίου και της ροής. Ο τανυστής του Maxwell συμβολίζεται με M_{ij} και το F_j συμβολίζει τη μη ηλεκτρομαγνητική δύναμη ανά μονάδα όγκου που ασκείται στα σωματίδια στον όγκο \mathcal{V} . Η συνολική ορμή των σωματιδίων στον όγκο \mathcal{V} είναι $\sum m w_j = \sum m V_j$, όπου V_j είναι η μέση ταχύτητα ροής στον όγκο \mathcal{V} , και $w_j = V_j + v_j$ όπου v_j είναι η θερμική ταχύτητα κάθε σωματιδίου ξεχωριστά, ενώ η άθροιση γίνεται στον όγκο \mathcal{V} έτσι ώστε να έχουμε $\sum m v_j = 0$. Ο ρυθμός μεταβολής της συνολικής ορμής των σωματιδίων στον όγκο \mathcal{V} ως προς το χρόνο είναι ίσος με τη συνολική δύναμη, $V(F_j + \partial M_{jk}/\partial x_k)$, αν αφαιρέσουμε την ορμή που απομακρύνεται μέσω της επιφάνειας S του όγκου \mathcal{V} εξαιτίας της ελεύθερης διέλευσης των σωματιδίων. Η ροή της ορμής των σωματιδίων είναι

$$m w_j w_k = m(V_j V_k + V_j v_k + v_j V_k + v_j v_k),$$

και το άθροισμα πάνω στην επιφάνεια S μηδενίζει τους όρους που είναι γινόμενο διαφορετικών ταχυτήτων. Ο τανυστής του Reynolds είναι $R_{jk} = \rho V_j V_k$ και δίνεται από το άθροισμα $\sum m V_j V_k / \mathcal{V}$ και ο τανυστής πίεσης είναι $p_{jk} = \sum m v_j v_k / \mathcal{V}$. Σε αυτή την περίπτωση, από τη διατήρηση της ορμής προκύπτει:

$$\frac{\partial(\rho V_i)}{\partial t} = -\frac{\partial R_{ij}}{\partial x_j} - \frac{\partial P_{ij}}{\partial x_j} + \frac{\partial M_{ij}}{\partial x_j} + F_i. \quad (5.7)$$

Ωστόσο, υπάρχουν ακόμα κάποια ενοχλητικά ερωτήματα. Οι θερμικές κινήσεις σε ένα αραιό (ουσιαστικά χωρίς συγκρούσεις) πλάσμα είναι κυρίως η συνισταμένη της κίνησης παράλληλα στο τοπικό μαγνητικό πεδίο \mathbf{B} και της κυκλοτρονικής κίνησης κάθετα στο \mathbf{B} . Ο νόμος του Ampère, $4\pi\mathbf{J} = c\nabla \times \mathbf{B}$, πρέπει να ικανοποιείται τόσο στην κάθετη διεύθυνση στο \mathbf{B} όσο και στην παράλληλη. Παράλληλα στο \mathbf{B} τα σωματίδια ρέουν σχεδόν ελεύθερα και τους ασκείται μόνο δύναμη που τα ωθεί προς την περιοχή με ασθενέστερο μαγνητικό πεδίο $(m v_{\perp}^2 / 2B) \partial B / \partial s$ όταν το πεδίο συγκλίνει, όπου $B = |\mathbf{B}|$ και το s συμβολίζει το διάστημα κατά μήκος των γραμμών του πεδίου. Έτσι, είναι

εύκολο να δούμε πως μια μικρή ώθηση από ένα ασθενές ηλεκτρικό πεδίο \mathbf{E}_{\parallel} παρέχει το απαραίτητο \mathbf{J}_{\parallel} υπό φυσιολογικές συνθήκες στο μακροσκοπικό και αργά εξελισσόμενο μαγνητικό πεδίο. Γενικά, το \mathbf{E}_{\parallel} μπορεί να αγνοηθεί όσον αφορά τις αργές μεταβολές του μακροσκοπικού \mathbf{B} . Ο σημαντικός ρόλος του \mathbf{E}_{\parallel} στις ειδικές περιπτώσεις όπου δεν είναι αμελητέο έχει περιγραφεί από τους Birn, Hesse και Schindler (1989).

Αντίθετα, κάθετα στο \mathbf{B} τα σωματίδια είναι εντελώς περιορισμένα σε κίνηση κυκλότρου γύρω από τις γραμμές του μαγνητικού πεδίου. Η εισαγωγή ενός κάθετου ηλεκτρικού πεδίου \mathbf{E}_{\perp} προκαλεί μόνο μια στιγμιαία κίνηση των σωματιδίων και ηλεκτρικό ρεύμα στη διεύθυνση του \mathbf{E}_{\perp} . Το τελικό αποτέλεσμα ωστόσο είναι η ηλεκτρική ολίσθηση όλων των φορτισμένων σωματιδίων με την ίδια ταχύτητα $c\mathbf{E} \times \mathbf{B}/B^2$, κάθετα στο \mathbf{E}_{\perp} , και στο \mathbf{B} κάτι που σημαίνει ότι δεν υπάρχει ηλεκτρικό ρεύμα σε ένα ηλεκτρικά ουδέτερο πλάσμα. Δηλαδή, η εισαγωγή του \mathbf{E}_{\perp} δεν παράγει ένα μακροσκοπικό \mathbf{J}_{\perp} . Από το άλλο μέρος, το ηλεκτρικό πεδίο \mathbf{E}' στο σύστημα αναφοράς που κινείται με την ταχύτητα της ηλεκτρικής ολίσθησης είναι μηδέν και η εξίσωση επαγωγής του Faraday δείχνει ότι το μαγνητικό πεδίο \mathbf{B} μεταφέρεται σε αυτό το σύστημα αναφοράς. Αλλά πως μπορεί ο νόμος του Ampère να ικανοποιείται ;

Πρέπει να τονίζουμε ότι οι εξισώσεις των Newton και Maxwell είναι αμοιβαία συνεπείς, όπως έδειξε ο Poynting, επειδή είναι και οι δύο θεμελιώδεις νόμοι της φύσης. Έτσι η κίνηση των ιόντων και των ηλεκτρονίων στο πλάσμα πρέπει με κάποιο τρόπο να παράγει αυτόματα το ρεύμα που προβλέπει ο νόμος του Ampère. Υπάρχουν όμως μη μαγνητοϋδροδυναμικά χαρακτηριστικά στη δυναμική του πλάσματος χωρίς συγκρούσεις σαν αποτέλεσμα της απαίτησης του Ampère. Η ακριβής μορφή των εξισώσεων της δυναμικής για την μικροσκοπική ροή ενός αραιού πλάσματος ήταν σημαντική για να εξελιχθεί η δυναμική του ασθενώς μαγνητισμένου πλάσματος στην αστροφυσική. Στην πραγματικότητα υπάρχει μια έντονη σύγχυση στο συγκεκριμένο ζήτημα ακόμα και σήμερα (βλ. Parker, 1996), με κάποιους συγγραφείς να ανησυχούν για το πόσο κλείνουν τα ηλεκτρικά ρεύματα και κατά πόσο ο νόμος του Ampère ικανοποιείται. Είναι σημαντικό να καταλάβουμε πώς προχωρούμε ξεκινώντας από τις εξισώσεις του Newton και του Maxwell και φθάνοντας στις τελικές εξισώσεις της δυναμικής για τη μακροσκοπική ταχύτητα της ροής \mathbf{V} και το μαγνητικό πεδίο \mathbf{B} .

Ο E.N. Parker σκέφτηκε ότι η γνωστή προσέγγιση του οδηγού κέντρου για την κίνηση ενός ιόντος ή ενός ηλεκτρονίου μέσα σε ένα μακροσκοπικό μαγνητικό πεδίο (Alfvén, 1950) ήταν εφαρμόσιμη στα ιόντα και ηλεκτρόνια ενός πλάσματος στο οποίο δεν γίνονται συγκρούσεις, επιτρέποντας έτσι στην ταχύτητα κάθε φορτισμένου σωματιδίου να εκφράζεται συναρτήσει του τοπικού πεδίου \mathbf{B} και της χωρικής κλίσης του. Τότε θα ήταν απλό, τουλάχιστον θεωρητικά, να αθροίσουμε ως προς όλες τις κινήσεις των σωματιδίων για να πάρουμε το ολικό ηλεκτρικό ρεύμα το οποίο πρέπει να ικανοποιεί το νόμο του Ampère. Ευτυχώς αυτή η εργασία είχε ολοκληρωθεί (Parker, 1957) μέχρι την περίοδο που προέκυψε το δίλημμα Biermann-Chapman, έτσι ώστε ήταν δυνατόν να περιγραφεί η δυναμική του ηλιακού στέμματος με τον τρόπο που περιγράφεται παρακάτω.

5.9 Εξισώσεις της Δυναμικής του αραιού πλάσματος

Η βασική αρχή είναι ότι η μακροσκοπικής κλίμακας δυναμική οποιουδήποτε αερίου, ανεξάρτητα από το αν αυτό είναι ολικά, μερικά ή και καθόλου ιονισμένο, και ανεξάρτητα από το αν γίνονται σε αυτό συγκρούσεις ή όχι, περιγράφεται από τη γνωστή υδροδυναμική εξίσωση της ορμής, για τους λόγους που αναφέρθηκαν στην προηγούμενη ενότητα 5.8. Μόνο η μεταβολή της πίεσης και οι όροι ενεργειακών απωλειών εξαρτώνται από τη μικροσκοπική δομή του αερίου. Αν υπάρχουν αρκετά ελεύθερα ηλεκτρόνια για να βραχυκυκλώσουν το ρεύμα και να εξουδετερώσουν το ηλεκτρικό πεδίο στο σύστημα αναφοράς του κινούμενου αερίου, τότε το μακροσκοπικής κλίμακας μαγνητικό πεδίο μεταφέρεται αμετάβλητο με την κίνηση του αερίου. Οι βασικές έννοιες προκύπτουν κατευθείαν από τις εξισώσεις των Newton, Maxwell και Lorentz (βλ. Parker, 1957, 1996). Και επειδή οι εξισώσεις Newton και Maxwell είναι θεμελιώδεις νόμοι της φυσικής, μπορούμε να είμαστε σίγουροι ότι σε καμία περίπτωση δεν έρχονται σε αντίθεση μεταξύ τους. Έχει μεγάλη εκπαιδευτική σημασία να δούμε πως αυτοί οι νόμοι συμφωνούν στην απλή περίπτωση ενός πλάσματος στο οποίο δεν γίνονται συγκρούσεις.

Ας θεωρήσουμε λοιπόν ένα πλάσμα στο οποίο δεν γίνονται συγκρούσεις και το οποίο αποτελείται από n απλά ιονισμένα άτομα μάζας m και ηλεκτρόνια μάζας m_e , ανά μονάδα όγκου, καθένα από τα οποία κινείται ελεύθερα μέσα στο μακροσκοπικό ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο \mathbf{E} και \mathbf{B} . Το χαρακτηριστικό μήκος L του μαγνητικού πεδίου και η κλίμακα στην οποία το πλάσμα είναι ανομοιογενές είναι μεγάλα σε σχέση με τη χαρακτηριστική ακτίνα κυκλότρου για τα ιόντα $R = mv_{\perp}c/eB$, όπου v_{\perp} είναι η θερμική ταχύτητα που είναι κάθετη στο \mathbf{B} . Η συχνότητα κυκλότρου των ιόντων είναι $\Omega = v_{\perp}/R = eB/mc$. Σε μια πρώτη προσέγγιση, η μέση κίνηση κάθετα στο \mathbf{B} παρουσιάζει κίνηση ενός κάθετου ηλεκτρικού πεδίου \mathbf{E}_{\perp} είναι η ηλεκτρική ολίσθηση με σχετική ταχύτητα $\mathbf{V}_D = c\mathbf{E} \times \mathbf{B}/B^2$ ως προς την ταχύτητα με την οποία το σωματίδιο περιστρέφεται με τη συχνότητα κυκλότρου Ω . Για αργές μεταβολές του \mathbf{B} και για κίνηση σωματιδίου σε ανομοιογενές μαγνητικό πεδίο η μαγνητική ροπή μ της κίνησης κυκλότρου είναι σταθερή, δεδομένου ότι $\mu = mv_{\perp}^2/2B = mv^2 \sin^2\theta/2B$ όπου θ είναι η γωνία μεταξύ της ταχύτητας και του μαγνητικού πεδίου ($\mathbf{v} \cdot \mathbf{B} = vB \cos\theta$). Το κέντρο της κυκλικής κυκλοτρονικής τροχιάς ονομάζεται οδηγό κέντρο και η ταχύτητα ολίσθησης \mathbf{V}_D αντιστοιχεί στην κίνηση του οδηγού κέντρου. Είναι σημαντικό να θυμηθούμε ότι σε αυτή την ολίσθηση του συστήματος αναφοράς το ηλεκτρικό πεδίο \mathbf{E}'_{\perp} δίνεται από τον μετασχηματισμό Lorentz $\mathbf{E}'_{\perp} = \mathbf{E}_{\perp} + \mathbf{V}_D \times \mathbf{B}/c = 0$, και έτσι τα οδηγά κέντρα των ανεξάρτητων ηλεκτρονίων και ιόντων κινούνται σε σύστημα αναφοράς στο οποίο δεν υπάρχει ηλεκτρικό πεδίο.

Η προσέγγιση του οδηγού κέντρου προχωράει ένα βήμα παραπέρα καθ' όσον μικρές μεταβολές στο \mathbf{B} και μικρές μεταβολές στο \mathbf{E} επιφέρουν μια αύξηση της ταχύτητας η οποία είναι, μικρότερη της θερμικής ταχύτητας v κατά ένα παράγοντα της τάξης R/L θερμική ταχύτητα v . Για παράδειγμα, αν η τιμή του μαγνητικού πεδίου B αλλάζει ελαφρά κατά μήκος της ακτίνας κυκλότρου R , τότε η ακτίνα R διαφέρει κατά μήκος της τροχιάς κυκλότρου στην οποία κινείται το σωματίδιο. Έτσι, το σωματίδιο κινείται λίγο περισσότερο στο τμήμα της τροχιάς κυκλότρου που το πεδίο είναι πιο αδύναμο

αφού το R είναι μεγάλο εκεί. Η ταχύτητα του σωματιδίου είναι σταθερή κατά μήκος της τροχιάς του, έτσι προκύπτει μια μικρή ολίσθηση του σωματιδίου προς την κατεύθυνση της ταχύτητας του σωματιδίου που έχει στην ασθενή πλευρά του πεδίου.

Το αποτέλεσμα όλων αυτών των παραγόντων αποδεικνύεται (Parker, 1957) ότι δίνει τη συνολική πυκνότητα ρεύματος που είναι κάθετη στο \mathbf{B} με

$$\mathbf{J}_\perp = \left(\frac{c}{B^2}\right) \mathbf{B} \times \left\{ \nabla P_\perp + \frac{(P_\parallel - P_\perp)}{B^2} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} + nm \frac{d\mathbf{V}_D}{dt} \right\}. \quad (5.8)$$

Στην παραπάνω σχέση P_\perp είναι η πίεση $\sum mv_\perp^2/2$ όπου η άθροιση συμπεριλαμβάνει τα ηλεκτρόνια και τα πρωτόνια στη μονάδα όγκου. Η πίεση P_\parallel είναι $\sum mv_\parallel^2$, όπου η άθροιση γίνεται και πάλι τα ηλεκτρόνια και στα ιόντα στη μονάδα του όγκου. Η αντικατάσταση στην εξίσωση του Maxwell δίνει:

$$\frac{\partial \mathbf{E}_\perp}{\partial t} = \frac{4\pi c \mathbf{B}}{B^2} \times \left\{ -nm \frac{d\mathbf{V}_D}{dt} - \nabla \left(P_\perp + \frac{B^2}{8\pi} \right) + (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} \left[\frac{1}{4\pi} + \left(\frac{P_\perp - P_\parallel}{B^2} \right) \right] \right\}. \quad (5.9)$$

Με $\mathbf{V}_D = c\mathbf{E} \times \mathbf{B}/B^2$ προκύπτει ότι $\mathbf{E}_\perp = -\mathbf{V}_D \times \mathbf{B}/c$. Τότε, αφού $\partial/\partial t = \Theta(V_D/L)$, συνεπάγεται ότι το αριστερό μέλος αυτής της σχέσης, $\partial \mathbf{E}_\perp/\partial t$, είναι δεύτερης τάξης ως προς το V_D/c , δηλ., αμελητέος σε σχέση με κάθε όρο στο δεξί μέλος, και έτσι μπορεί να θεωρηθεί μηδέν, οπότε έχουμε

$$nm \frac{d\mathbf{V}_D}{dt} = -\nabla_\perp \left(P_\perp + \frac{B^2}{8\pi} \right) + \frac{[(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}]_\perp}{4\pi} \left[1 + \frac{4\pi (P_\perp - P_\parallel)}{B^2} \right], \quad (5.10)$$

για κίνηση με ταχύτητα \mathbf{V}_D κάθετα στο \mathbf{B} . Αυτή η σχέση είναι γνωστή σαν η εξίσωση της ορμής όταν συμπεριλαμβάνεται η δύναμη Lorentz $\partial M_{jk}/\partial x_k$, η βαθμίδα της κάθετης πίεσης, ο επιπρόσθετος αυτός όρος της ανισοτροπίας της πίεσης $P_\perp - P_\parallel$. Ο επιπλέον όρος αυτός αντιπροσωπεύει την κεντρόφυγο φυγόκεντρο δύναμη που αισθάνονται τα σωματίδια που κινούνται κατά μήκος των καμπύλων γραμμών του πεδίου όταν $P_\parallel - P_\perp > 0$, και το αντίθετο όταν $P_\parallel - P_\perp < 0$. Έτσι, παίρνουμε ακριβώς την εξίσωση κίνησης που περιμέναμε για ροή με ταχύτητα \mathbf{V}_D . Δηλαδή, αν η ταχύτητα ροής \mathbf{V}_D ικανοποιεί τις εξισώσεις κίνησης του Newton, τότε οι θερμικές περιστροφές των ιόντων και των ηλεκτρονίων γύρω από το μαγνητικό πεδίο αυτόματα παράγουν την πυκνότητα ηλεκτρικού ρεύματος που απαιτείται από τον Ampère. Δεν θα μπορούσε να συμβαίνει κάτι διαφορετικό γιατί οι εξισώσεις του Newton και του Maxwell είναι όλες θεμελιώδεις νόμοι της φυσικής. Στον ενδιαφερόμενο αναγνώστη προτείνεται να διαβάσει την άμεση εξαγωγή της σχέσης 5.10 από τις εξισώσεις κίνησης του Newton από τον Bittencourt (1986).

Κατά την κίνηση του σωματιδίου στο (B) μαγνητικό πεδίο μεταβάλλεται η p_\parallel και δέχεται δύναμη που το ωθεί προς την περιοχή με ασθενέστερο μαγνητικό πεδίο (mirror force):

$$\mathbf{F}_M = - \left(\frac{mw_\perp^2}{2B^4} \right) \mathbf{B} \{ \mathbf{B} \cdot [(\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}] \}, \quad (5.11)$$

που έχει ήδη αναφερθεί, η οποία είναι απλά $F_M = -(mw_\perp^2/2)(1/B)\partial B/\partial s = \mu\partial B/\partial s$, όπου το s συμβολίζει την απόσταση κατά μήκος της γραμμής του πεδίου που περνά από το οδηγό κέντρο. Η δύναμη αυτή απωθεί τα σωματίδια από περιοχές με ισχυρό πεδίο. Για να υπολογίσουμε τη μέση ροή σε πεδίο \mathbf{B} , θεωρούμε ότι η κατανομή των σωματιδίων είναι $F(s, t, w, \theta)$ όταν βρίσκονται στη θέση s τη χρονική στιγμή t με τη γωνία ανάμεσα στην ταχύτητα και το μαγνητικό πεδίο να είναι θ και με ταχύτητα w . Τότε, ο αριθμός των σωματιδίων στη μονάδα του όγκου είναι

$$n(s, t) = \int_0^\pi d\theta \int_0^\infty dw F(s, t, w, \theta). \quad (5.12)$$

Η μέση ταχύτητα ροής \mathbf{V}_\parallel κατά μήκος του \mathbf{B} δίνεται από τη σχέση:

$$n(s, t)V_\parallel(s, t) = \int_0^\pi d\theta \int_0^\infty dw w \cos\theta F(s, t, w, \theta). \quad (5.13)$$

Εύκολα αποδεικνύεται (αντικαθιστώντας $F = B(s)f$ στη σχέση (61) της εργασίας του Parker του 1957) ότι η F ικανοποιεί την εξίσωση Boltzman χωρίς συγκρούσεις:

$$\frac{\partial F}{\partial t} + w \cos\theta \frac{\partial F}{\partial s} + \frac{w \sin\theta}{2B} \frac{dB}{ds} \frac{\partial F}{\partial \theta} - \frac{w \cos\theta}{2B} \frac{dB}{ds} F = 0, \quad (5.14)$$

για σωματίδια σε στατικό ($\partial/\partial t = 0$) πεδίο $B(s)$. Οπότε, για παράδειγμα, μια ισοτροπική κατανομή $F \sim \sin\theta$ μας δίνει $\partial F/\partial t + v \cos\theta \partial F/\partial s = 0$, δηλαδή $dF/dt = 0$, καθώς τα σωματίδια κινούνται στο πεδίο.

Για να προκύψει η σχέση της διατήρησης του αριθμού των σωματιδίων μπορούμε να ολοκληρώσουμε τη σχέση (5.14) ως προς w και θ . Το αποτέλεσμα είναι:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial s} nW_\parallel = \frac{nW_\parallel}{B} \frac{dB}{ds}. \quad (5.15)$$

Το δεξί μέλος μας δείχνει την αύξηση του N καθώς το ρευστό ρέει με ταχύτητα W_\parallel κατά μήκος ενός σταθερού πεδίου που συγκλίνει.

Για να πάρουμε την εξίσωση ορμής για κίνηση με \mathbf{V}_\parallel στο \mathbf{B} , πολλαπλασιάζουμε τη σχέση (4.14) με $w \cos\theta$ και ολοκληρώνουμε ως προς w . Σημειώνουμε ότι σε αυτή την περίπτωση η πίεση p_\parallel αντιπροσωπεύει τη ροή ορμής της θερμικής κίνησης κατά μήκος του \mathbf{B} , έτσι ώστε $P_\parallel = nm \langle v_\parallel^2 \rangle$. Ομοίως, η πίεση P_\perp αντιστοιχεί στην κάθετη συνιστώσα της ροής της ορμής που μεταφέρεται με v_\perp , ώστε $P_\perp = nM \langle v_\perp^2 \rangle / 2$. Το τελικό αποτέλεσμα, αφού ολοκληρώσουμε το $\sin\theta \cos\theta \partial F/\partial \theta$ κατά παράγοντες, είναι η εξίσωση ορμής:

$$\frac{\partial}{\partial t} (nmV_\parallel) + \frac{\partial}{\partial s} (nmV_\parallel^2) + \frac{\partial P_\parallel}{\partial s} - \frac{nmV_\parallel^2}{B} \frac{dB}{ds} + \frac{P_\perp - P_\parallel}{B} \frac{dB}{ds} = 0 \quad (5.16)$$

Έπειτα, πολλαπλασιάζοντας την εξίσωση (5.15) με τον όρο mV_\parallel και αφαιρώντας την από τη σχέση (4.16), παίρνουμε την εξίσωση ορμής στη μορφή

$$nm \left(\frac{\partial V_{\parallel}}{\partial t} + V_{\parallel} \frac{\partial V_{\parallel}}{\partial s} \right) = -\frac{\partial P_{\parallel}}{\partial s} + \frac{P_{\parallel} - P_{\perp}}{B} \frac{dB}{ds} = 0 \quad (5.17)$$

Αυτή είναι η γνωστή υδροδυναμική εξίσωση για ένα ρευστό με ταχύτητα V_{\parallel} και πίεση p_{\parallel} με τον πρόσθετο όρο της ανισοτροπίας $p_{\parallel} - p_{\perp}$, που αντιστοιχεί στην τελική δύναμη που ασκείται στα σωματίδια εξαιτίας της σύγκλισης των δυναμικών γραμμών του πεδίου, όταν η θερμική κίνηση είναι ανισοτροπική.

Το σημαντικό σημείο είναι ότι, σε μια ανισοτροπική θερμική κατανομή, η δύναμη εξαιτίας της ανομοιογένειας του πεδίου που απωθεί κάθε σωματίδιο από μια περιοχή με ισχυρό μαγνητικό πεδίο και, επομένως, μειώνει τη ροή ορμής, αντισταθμίζεται από την αύξηση στην πυκνότητα ροής ορμής καθώς τα σωματίδια συγκεντρώνονται από το συγκλινόν πεδίο. Δηλαδή, είναι λογικό η ταχύτητα ροής \mathbf{u} ενός πλάσματος στο οποίο δεν γίνονται συγκρούσεις με στατιστικά ιστροπικές θερμικές κινήσεις να περιγράφεται από τις ίδιες υδροδυναμικές εξισώσεις που περιγράφουν ένα κλασικό ρευστό. Αυτό το συμπέρασμα φαίνεται και από την εξίσωση 5.7, αλλά το έχουμε εξαγάγει ξανά χρησιμοποιώντας την προσέγγιση του οδηγού κέντρου για να περιγράψουμε την ακριβή σπειροειδή κίνηση των σωματιδίων στο ανομοιογενές μαγνητικό πεδίο. Το σημαντικό είναι ότι οι εξισώσεις υδροδυναμικής, που συνήθως εξάγονται υπό περιορισμούς π.χ. κλασικό ρευστό, είναι στην πραγματικότητα γενικές αρχές για τη διατήρηση των σωματιδίων και της ορμής, για αυτό δεν μπορούν να μην ικανοποιούνται λόγω ύπαρξης ιδιόμορφων εσωτερικών κινήσεων μικρής κλίμακας. Η μεγαλύτερη επίδραση που μπορεί να έχει μια έντονη ανισοτροπία στο μαγνητικό πεδίο είναι να εμφανιστεί η δύναμη που περιγράψαμε παραπάνω «δύναμη του καθρέπτη» δηλαδή να προστεθεί ο τελευταίος όρος στην αγκύλη της εξίσωσης (5.10), και να εμφανιστούν εσωτερικές αστάθειες που μπορεί σύντομα να μειώσουν την ανισοτροπία.

Το επόμενο ερώτημα αφορά τον υπολογισμό των p_{\parallel} και p_{\perp} . Μπορούμε να εξάγουμε εξισώσεις για τον υπολογισμό τους χρησιμοποιώντας όρους όπως ο ταυιστής θερμικής ροής παίρνοντας δεύτερης τάξης όρους ως προς τις ροπές της ταχύτητας στην εξίσωση (5.14), κτλ., αλλά τέτοιες εξισώσεις είναι συχνά πολύ περίπλοκες για να είναι χρήσιμες. Έτσι, ας χρησιμοποιήσουμε τη φυσική. Όπως έχει ήδη αναφερθεί, κάθε ισχυρή θερμική ανισοτροπία είναι ασταθής σε εσωτερικά κύματα πλάσματος, έτσι ώστε μια ισχυρή ανισοτροπία δεν είναι πιθανό να διατηρηθεί για πολύ, εκτός και αν συντηρηθεί από μια συνεχή ανισοτροπική εκτόνωση. Για παράδειγμα, στην αργή εκτόνωση του πυκνού στέμματος κοντά στον Ήλιο, δεν μπορεί να υπάρχουν παρά μόνο ασθενείς ανισοτροπίες. Από το άλλο μέρος, κατά τη διάρκεια της διάδοσης κυμάτων σε ένα αραιό πλάσμα, το πάχος του κύματος αντιπροσωπεύει το βάθος της διεσόδου στο οποίο η ανισοτροπία μειώνεται από την αστάθεια των δύο ρευμάτων πλάσματος. Μέσα σε αυτό το στρώμα η ανισοτροπία είναι μεγάλη. Κατόπιν, στον μεγάλης κλίμακας αραιό ηλιακό άνεμο μακριά από τον Ήλιο, έχουν παρατηρηθεί σημαντικές ανισοτροπίες, που διατηρούνται από τη συνεχή εκτόνωση του πλάσματος στις δύο διευθύνσεις κάθετα στην ακτινική κίνηση. Οι μεγάλης κλίμακας επιπτώσεις της ανισοτροπίας φαίνονται από τον τελευταίο όρο των εξισώσεων ορμής (5.10) και (5.17), και μπορούν να συμπεριληφθούν αν είναι απαραίτητο.

Όταν η θερμική ανισοτροπία δεν είναι σημαντική, η πίεση p μπορεί να χρησιμοποι-

ηθεί και να υπολογιστεί με τη βοήθεια της εξίσωσης διάδοσης της θερμότητας, ή το p μπορεί να περιγραφεί μέσω μίας πολυτροπικής σχέσης $p \sim \rho^\gamma$ για μονότονες μεταβολές στην πυκνότητα ρ . Αν υποθεθεί ότι η θερμική ανισοτροπία μπορεί να παίξει κάποιο ρόλο στη δυναμική, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τη φαινομενολογική προσέγγιση των Chew-Goldberger-Low (1956), η οποία βασίζεται στην εγκάρσια αδιαβατική αναλλοίωτη v_\perp^2/B , τη διαμήκη αναλλοίωτη $v_\parallel b$, και τη σταθερά nb/B που συμβολίζει τη διατήρηση των σωματιδίων, όπου b είναι ένα χαρακτηριστικό μήκος που δηλώνει την κλίμακα της μεταβολής κατά μήκος του \mathbf{B} . Η υπόθεση εδώ είναι ότι τα σωματίδια δεν αναμειγνύονται κατά μήκος του πεδίου μεταξύ περιοχών διαφορετικής θερμοκρασίας και ανισοτροπίας. Τότε, με δεδομένο ότι το p_\parallel μεταβάλλεται ανάλογα με το nv_\parallel^2 και το p_\perp μεταβάλλεται ανάλογα με το nv_\perp^2 , συνεπάγεται ότι

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{P_\perp}{nB} \right) = \frac{d}{dt} \left(\frac{P_\parallel B^2}{n^3} \right) = \frac{d}{dt} \left(\frac{B^5 P_\parallel}{P_\perp^3} \right) = 0. \quad (5.18)$$

Η τελευταία σχέση μας δίνει το p_\parallel και το p_\perp συναρτήσεως των n και B . Τα συμπεράσματα της εργασίας του Bittencourt (1986) είναι ενδιαφέροντα.

5.10 Η υδροδυναμική του Ηλιακού στέμματος

Μετά από αυτή την αυστηρή εξαγωγή των δυναμικών εξισώσεων για τη μακροσκοπική κλίμακα κίνηση ενός αραιού πλάσματος, το επόμενο βήμα είναι η εφαρμογή των εξισώσεων στο ηλιακό στέμμα. Η βασική φυσική της διαστολής περιγράφεται στην επόμενη ενότητα, και ένας βιαστικός αναγνώστης θα μπορούσε να μεταβεί κατευθείαν σε αυτή την ενότητα.

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, το πλάσμα στο μακρινό ηλιακό στέμμα δεν είναι πλήρως δέσμιο στη βαρύτητα, αν και είναι πολύ καλά δέσμιο στη βαρύτητα το πλάσμα που είναι αρκετά κοντά στον Ήλιο. Αυτή καθαυτή η παρατήρηση ήδη υποδηλώνει κάποιο είδος εκροής από το ηλιακό στέμμα. Θεωρείστε την απλή περίπτωση μιας χρονοανεξάρτητης κατάστασης με ακτινική εκροή, όπως θα προέκυπτε από έναν Ήλιο με πλήρη σφαιρική συμμετρία (Parker, 1958e). Το αποτέλεσμα εκροής με ταχύτητα $V(r)$ είναι η προσθήκη ενός όρου αδράνειας στην εξίσωση (4.4), έτσι ώστε:

$$nmV \frac{dV}{dr} = -\frac{dP}{dr} - \frac{GM_\odot mn}{r^2}. \quad (5.19)$$

Η διατήρηση της μάζας απαιτεί η ροή μάζας να είναι ανεξάρτητη από το r , δηλαδή $n(r)V(r)r^2 = n(r_0)V(r_0)r_0^2$, όπου $r = r_0$ είναι κάποιο βολικό επίπεδο αναφοράς κοντά στον Ήλιο. Χρησιμοποιώντας ότι $P = 2nkT$ για το ιονισμένο υδρογόνο, η εξίσωση της ορμής μπορεί να γραφτεί ως:

$$\frac{dV}{dr} \left(V - \frac{2kT}{mV} \right) = -\frac{2k}{m} \frac{dT}{dr} + \frac{4kT}{mr} - \frac{GM_\odot}{r^2}. \quad (5.20)$$

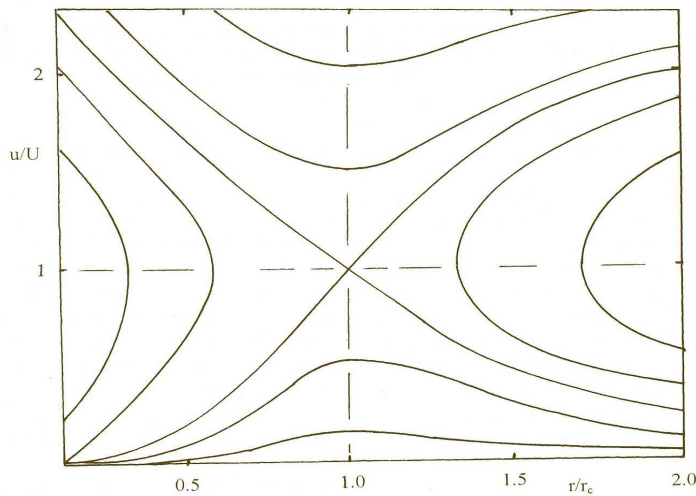
Το απλούστερο μοντέλο που περιγράφει τη θερμοκρασία ενός στέμματος που εκτονώνεται είναι εκείνο της ισόθερμης περίπτωσης, $T(r) = T(r_0)$, και αυτή η ιδανική

κατάσταση χρησιμοποιήθηκε για μια αρχική ποιοτική εκτίμηση των συμπερασμάτων. Έτσι λοιπόν προκύπτει:

$$\frac{dV}{dr} \left(V - \frac{2kT}{mV} \right) = \frac{4kT}{mr} - \frac{GM_{\odot}}{r^2}. \quad (5.21)$$

Μας ενδιαφέρει μια λύση $V(r)$ που μεταβαίνει με συνεχή τρόπο από μια ισχυρά δέσμια, ημιστατική κατάσταση ($GM_{\odot}/r_o \gg 4kT/m \gg 2V^2$) κοντά στον Ήλιο όπου $r = r_o$ σε μια κατάσταση που μηδενίζεται η μεσοαστρική πίεση για $r = \infty$. Επομένως, για $r = r_o$ το δεξί μέλος της εξίσωσης (5.21) είναι αρνητικό και ο παράγοντας στην παρένθεση στο αριστερό μέλος της εξίσωσης (5.21) είναι επίσης αρνητικός. Συνεπάγεται, λοιπόν, ότι $dV/dr > 0$, με την ταχύτητα να αυξάνεται προς τα έξω.

Στο άπειρο, ο κυρίαρχος όρος στο δεξί μέλος είναι ο όρος $4kT/mr$, ο οποίος μειώνεται αργά ως $1/r$. Έτσι, το δεξί μέλος είναι θετικό και από την απλή μορφή του φαίνεται ότι για να γίνει από αρνητικό θετικό πρέπει να μηδενιστεί στην ακτίνα $r_c = GM_{\odot}m/4kT \gg r_o$. Αν η ταχύτητα διαστολής παραμένει υποηχητική ($V^2 < 2kT/m$) κατά τη μετάβαση από $r = r_o$ σε $r = \infty$, ο παράγοντας στην παρένθεση στο αριστερό μέλος θα παραμένει αρνητικός και η παράγωγος dV/dr θα γινόταν αρνητική καθώς το r πλησίαζε το r_c . Επομένως, η λύση $V(r)$ θα μειωνόταν για μεγαλύτερες τιμές του r_c , και το μακρινό στέμμα θα ήταν ουσιαστικά στατικό έχοντας πάλι $P(\infty) > 0$.



Σχ. 5.2 Σχεδιάγραμμα της τοπολογίας της οικογένειας λύσεων της εξίσωσης (4.21), που δείχνει τη σχέση μεταξύ της ταχύτητας $V(r)$ και της απόστασης r για μεγάλα και μικρά r .

Δεν υπάρχει προφανής τρόπος να λύσουμε το πρόβλημα, εκτός και αν υποθέσουμε ότι η ταχύτητα V δεν μηδενίζεται στο άπειρο. Στο σχήμα παρουσιάζεται η τοπολογία της οικογένειας των λύσεων $V(r)$ στο επίπεδο (V, r) . Είναι φανερό ότι η μόνη λύση που μας δίνει μικρές ταχύτητες κοντά στον Ήλιο και μηδενική πίεση σε μεγάλη απόσταση, δηλαδή μη μηδενική ταχύτητα, είναι η λύση που διέρχεται από την κρίσιμη ακτίνα ή το ηχητικό σημείο, $r = r_c$ όπου $V(r_c) = (2kT/m)^{1/2}$. Με αυτό τον τρόπο, ο παράγοντας

στην παρένθεση $(V - 2kT/mV)$ μηδενίζεται στο ίδιο σημείο με το δεξί μέλος και η παράγωγος dV/dr μαζί με την V μεταβάλλονται ομαλά.

Χρησιμοποιώντας αυτές τις υποθέσεις, υπολογίζουμε το ολοκλήρωμα της εξίσωσης (5.20), από το οποίο προκύπτει

$$\frac{1}{2}V^2 - \frac{kT}{m} \ln u^2 = \frac{4kT}{m} \ln r + \frac{GM_{\odot}}{r} + \text{σταθ.} \quad (5.22)$$

Η ποσότητα $V_s = (2kT/m)^{1/2}$ συμβολίζει τη χαρακτηριστική θερμική ταχύτητα των ιόντων και την ταχύτητα του ήχου και απαιτούμε να ισχύει ότι $u(r_c) = V_s$ στην κρίσιμη ακτίνα $r_c = GM_{\odot}/2V_s^2$. Το αποτέλεσμα είναι

$$\frac{V^2}{V_s^2} - \ln \frac{V^2}{V_s^2} = 4 \ln \frac{r}{r_c} - 3 + 4 \frac{r_c}{r}. \quad (5.23)$$

Τελικά, για $r \ll r_c$, έχουμε αργή εκτόνωση ($V^2 \ll V_s^2$) με

$$V^2(r) \cong V_s^2 \left(\frac{r_c}{r} \right)^4 \exp \left(-3 - 4 \frac{r_c}{r} \right), \quad (5.24)$$

ενώ για $r \gg r_c$, η ταχύτητα είναι υπερηχητική με

$$\frac{V^2}{V_s^2} \sim 4 \ln \frac{r}{r_c} - 3 + \ln \frac{V^2}{V_s^2} \sim 4 \ln \frac{r}{r_c} - 3 + \ln \left(4 \frac{r}{r_c} - 3 \right) + \dots \quad (5.25)$$

Το τετράγωνο της ταχύτητας αυξάνεται λογαριθμικά χωρίς όριο στην ιδανική ισόθερμη κατάσταση γιατί η ομοιόμορφη θερμοκρασία υποδεικνύει ότι συνεχώς προστίθεται θερμότητα καθώς το διαστελλόμενο αέριο ρέει προς το άπειρο.

5.11 Η φυσική της υπερηχητικής εκτόνωσης

Η συνεχής απόθεση θερμότητας - μέσω θερμικής αγωγής - επιτρέπει στο στεμματικό αέριο να απομακρυνθεί αργά από το βαθύ βαρυτικό δυναμικό του Ήλιου και μετά να επιταχυνθεί σε υπερηχητική ταχύτητα καθώς αυξάνεται η απόσταση ($r > r_c$) από τον Ήλιο. Αυτή είναι η ειδοποιός διαφορά από το μοντέλο που θέλει το αέριο να εκτοξεύεται από την επιφάνεια του Ήλιου στο άπειρο. Για παράδειγμα, ο μηχανισμός του «σπόρου του πεπονιού» (melon seed) του Schluter (Schluter, 1950, 1952) θεωρεί ένα μαγνητισμένο νέφος πλάσματος (plasmoid) συμπιεσμένο σε ένα αποκλίνον μαγνητικό πεδίο. Η μαγνητική και θερμική ενέργεια του διαστελλόμενου αυτού νέφους πλάσματος μειώνονται προσφέροντας έργο στο βαρυτικό πεδίο και μετακινώντας το νέφος πλάσματος στο άπειρο με πεπερασμένη ταχύτητα. Η απαραίτητη ενέργεια για τη διαφυγή από τον Ήλιο πρέπει προέρχεται από την αρχική θερμική και μαγνητική ενέργεια του νέφους πλάσματος και από την ενέργεια διάλυσης του περιβάλλοντος μακροσκοπικού πεδίου. Μόλις ξεκινήσει την κίνησή του το νέφος πλάσματος κινείται πολύ γρήγορα και επανατροφοδοτείται με ενέργεια κατά μήκος της διαδρομής του. Αντίθετα, το αργά διαστελλόμενο στέμμα βρίσκεται σχεδόν σε υδροστατική ισορροπία με μικρή θερμική ενέργεια, ίσως με το ένα πέμπτο της αρνητικής βαρυτικής ενέργειας. Ωστόσο, θερμική

ενέργεια συνεχώς παρέχεται μέσω θερμικής αγωγής από την υψηλή θερμοκρασία κοντά στον Ήλιο σε κάθε στοιχείο του αερίου - ίσως και από απορρόφηση των κυμάτων Alfvén, κτλ. - καθώς αυτό εκρέει για να διατηρήσει τη θερμοκρασία καθώς εκτονώνεται. Έτσι, τελικά προσφέρεται στο αέριο αρκετά περισσότερη ενέργεια από την αρχική θερμική ενέργεια της περιοχής που ξεκίνησε. Έτσι, το βαρυτικά δέσμιο στέμμα κοντά στον Ήλιο αργά δραπετεύει από το βαρυτικό δυναμικό και εκτονώνεται στο κενό προς το άπειρο, καθώς η θερμική ενέργεια συνεχώς αναπληρώνεται. Αυτή είναι μια απλή φυσική περιγραφή της υπερηχητικής εκτόνωσης του στέμματος.

Ως μια απλή εξήγηση, θεωρήστε ένα ισόθερμο ιονισμένο αέριο σε όγκο V με αριθμητική πυκνότητα n ξεκινώντας από το επίπεδο αναφοράς $r = r_o$ κοντά στον Ήλιο όπου η πίεση είναι $P(r_o)$. Η αρχική θερμική ενέργεια του ιδανικού μονοατομικού αερίου είναι $\Theta(r_o) = (3/2)p(r_o)V(r_o)$. Το γινόμενο $P(r)V(r)$ παραμένει σταθερό κατά την ισόθερμη διαστολή ($\Theta(r) = \Theta(r_o)$), και ο ρυθμός με τον οποίο η θερμότητα Q προσφέρεται καθώς το αέριο εκρέει είναι

$$\frac{dQ}{dt} = P \frac{dV}{dt}. \quad (5.26)$$

Η ολοκλήρωση αυτής της σχέσης μας δίνει τη συνολική θερμότητα $Q(r)$ που προσφέρεται στο αέριο μετά την αναχώρησή του από το $r = r_o$ ως την απόσταση r

$$Q(r) = \frac{2}{3} \Theta(r_o) \ln \left[\frac{n(r_o)}{n(r)} \right], \quad (5.27)$$

έτσι ώστε ο λόγος $Q(r)/\Theta(r)$ αυξάνεται λογαριθμικά καθώς το $n(r)$ μειώνεται όταν το r αυξάνεται.

Παρατηρήστε ότι ακόμα μια απλή προσέγγιση στη δυναμική του ηλιακού στέμματος γίνεται με τη βοήθεια ενός πολυτροπικού νόμου, στο οποίο υποθέτουμε ότι η πίεση p μειώνεται καθώς απομακρυνόμαστε από τον Ήλιο ανάλογα με το n^γ , με $T \sim n^{\gamma-1}$. Είναι φανερό ότι όταν το γ είναι ίσο με την αδιαβατική τιμή $5/3$ δεν μπορεί να υπάρχει εκτόνωση γιατί η αρχική θερμική ενέργεια είναι ανεπαρκής για να ανυψώσει το αέριο μακριά από το βαθύ βαρυτικό πηγάδι δυναμικού του Ήλιου. Από την άλλη μεριά, το ισόθερμο στέμμα, $\gamma = 1$, παράγει μια υπερηχητική εκροή με τον τρόπο που ήδη έχουμε περιγράψει. Το ερώτημα είναι ποιο είναι το άνω όριο για το γ στην υπερηχητική εκτόνωση. Σημειώνουμε ότι με την ταχύτητα V να ισούται με την τελική ασυμπτωτική σταθερή ταχύτητα διαφυγής, η διατήρηση της μάζας μας δίνει $n \sim 1/r^2$ για απλή ακτινική ροή. Επομένως, $T \sim 1/r^{2(\gamma-1)}$. Για να έχουμε υπερηχητική εκροή απαιτούμε ο εκθέτης $2(\gamma - 1)$ να είναι μικρότερος της μονάδας (βλ. εξ. 4.21), από το οποίο προκύπτει ότι $\gamma < 3/2$ (Parker, 1960b, 1963).

Η οριακή περίπτωση $\gamma = 3/2$ μας δίνει υποηχητική ακτινική εκροή του στέμματος για την ειδική περίπτωση $2kT(r_o) = GM_\odot m/3r_o$ ($T(r_o) = 2.6 \times 10^6$ K για το υδρογόνο για $r_o = 10^{11}$ cm και αυξάνεται αναλογικά για βαρύτερα μόρια) για την οποία $V(r) = V(r_o)$ για όλα τα r . Αυτή η λύση μας δείχνει ότι ένα αέριο που αποτελείται από μόρια με τέσσερις βαθμούς ελευθερίας (ένας από τους οποίους είναι εσωτερικός), έτσι ώστε η αδιαβατική εκτόνωση δίνει $\gamma = 3/2$, θα είχε θερμική ενέργεια και θερμοκρασία που μειώνεται ως $n^{1/2}$ ή $1/r$ καθώς το αέριο απομακρύνεται από τον Ήλιο. Η θερμική ενέργεια συν τη βαρυτική δυναμική ενέργεια παραμένει ίση με το μηδέν καθώς το αέριο

διαστέλλεται προς τα έξω με ταχύτητα σταθερού μέτρου. Για ισχυρότερη βαρυτική δέσμευση ($2kT(r_o) < GM_{\odot}m/3r_o$) δεν υπάρχει τρόπος διαφυγής προς το άπειρο εκτός και αν το αέριο εκτοξευθεί προς τα έξω με αρκετή κινητική ενέργεια για να αντισταθμίσει το έλλειμμα της θερμικής του ενέργειας.

Η φυσική της υπερηχητικής διαστολής για θερμοκρασία που αυξάνεται με αυθαίρετο τρόπο εξηγείται όμορφα με μερικές απλές παρατηρήσεις στην εξίσωση της ορμής και την εξίσωση διάδοσης της θερμότητας. Για $r_o < r < r_c$ ο αδρανειακός όρος VdV/dr μπορεί να παραλειφθεί στην εξίσωση (4.20), και η προσέγγιση παύει να ισχύει όταν το r πλησιάζει το r_c . Το αποτέλεσμα είναι η βαρομετρική εξίσωση (4.4), από την οποία παίρνουμε

$$n(r) = n(r_o) \frac{T(r_o)}{T(r)} \exp \left[- \int_{r_o}^r d\xi \frac{GM_{\odot}m}{2kT(\xi)\xi^2} \right]. \quad (5.28)$$

Η διατήρηση της μάζας μας δίνει

$$V(r) = V(r_o) \frac{r_o^2 T(r_o)}{r^2 T(r)} \exp \left[\int_{r_o}^r d\xi \frac{GM_{\odot}m}{2kT(\xi)\xi^2} \right]. \quad (5.29)$$

Δηλαδή, το κοντινό στέμμα είναι κοντά σε υδροστατική ισορροπία και, αν το $T(r)$ είναι αρκετά μικρό ώστε το δεξί μέλος της εξίσωσης (5.20) να είναι αρνητικό, τότε, η αργή εκροή με $V(r)$ αυξάνεται προς τα έξω καθώς το $n(r)$ μειώνεται ώστε να διατηρηθεί η μάζα. Όπως ήδη έχει αναφερθεί, αυτή η απλή συνθήκη παύει να ισχύει καθώς το r γίνεται r_c , αλλά ακόμα και έτσι, το λάθος στη μορφή του $V(r)$ δεν είναι μεγάλο. Η λύση απαιτεί να περάσει από το κρίσιμο σημείο με $V(r_c)^2 = 2kT(r_c)/m$ όπου r_c ορίζεται σαν την ακτίνα για την οποία το δεξί μέλος της εξίσωσης (4.20) μηδενίζεται. Επομένως, γνωρίζοντας το $T(r)$, τα r_c και $V(r_c)$ μπορούν να υπολογιστούν χωρίς να γνωρίζουμε από την αρχή το $V(r)$. Αν αντικαταστήσουμε το αποτέλεσμα στην εξίσωση (4.29) μας δίνει το $V(r_o)$ και ως εκ τούτου το $V(r)$ για $r_o < r < r_c$. Η διαδικασία μπορεί να επαναληφθεί, χρησιμοποιώντας αυτή την πρώτη προσέγγιση στο $V(r)$ για να υπολογιστεί ο όρος VdV/dr που έχει παραληφθεί. Η σύγκλιση προς την ακριβή λύση γίνεται αρκετά γρήγορα (Parker, 1964a,b,c, 1969).

Πέρα από το r_c χρησιμοποιούμε την αντίστροφη προσέγγιση παραλείποντας τον όρο $2kT(r)/V(r)$ ο οποίος είναι μικρός σε σχέση με τον όρο $V(r)$. Η προσέγγιση δεν ισχύει αμέσως μετά το r_c , αλλά το λάθος που διαδίδεται στην ολοκλήρωση της ταχύτητας δεν είναι μεγάλο όταν μειώνεται η θερμοκρασία $T(r)$, και το αποτέλεσμα είναι:

$$\frac{1}{2}V^2(r) + \frac{2kT(r)}{m} - \frac{GM_{\odot}}{r} = \int_{r_o}^r \frac{d\xi}{\xi} \frac{2kT(\xi)}{m} + \frac{3kT(r_o)}{m} - \frac{GM_{\odot}}{r_o} \quad (5.30)$$

που περιγράφει τη διαστολή στο κενό. Ο υπολογισμός μπορεί να επαναληφθεί ξανά, χρησιμοποιώντας την πρώτη εκτίμηση για το V για να υπολογιστεί ο όρος $2kT(r)/mV(r)$ που παραλείφθηκε.

Τότε, μπορούμε να δούμε ότι η υπερηχητική διαστολή ξεκινά σαν μια αργή αν-οδική ροή στο ημιστατικό στέμμα κοντά στον Ήλιο, επιταχύνεται, καθώς η πυκνότητα μειώνεται γρήγορα, στην τοπική ταχύτητα του ήχου καθώς πλησιάζουμε το κρίσιμο σημείο, πέρα από το οποίο γίνεται ελεύθερη εκτόνωση στο κενό, η οποία καθυστερείται ελαφρώς μόνο από τη μικρή, πλέον, βαρυτική έλξη του Ήλιου.

Ο Clauser (1960) επεσήμανε τη μαθηματική αναλογία της στεμματικής εκτόνωσης με την εκτόνωση ενός αερίου μέσω ενός ακροφυσίου Laval που παράγει υπερηχητική εκροή όταν τροφοδοτείται με σταθερό ρυθμό με συμπιεσμένο αέριο. Το ακροφύσιο αποτελείται από ένα σωλήνα με μεταβλητή διατομή $A(s)$, όπου το s συμβολίζει την απόσταση κατά μήκος του σωλήνα. Όταν εξετάζουμε μια λεπτή διατομή του σωλήνα έχουμε δεχτεί ότι η ταχύτητα ροής $V(s)$ είναι ομοιόμορφη κατά μήκος της $A(s)$ έτσι ώστε η διατήρηση της μάζας απαιτεί $V(s)A(s)n(s) = \text{σταθερό}$ όπου το $n(s)$ συμβολίζει την αριθμητική πυκνότητα του αερίου. Αν η πίεση είναι $p(s) = n(s)kT(s)$, η εξίσωση για την κίνηση είναι

$$nmV \frac{dV}{ds} = -\frac{d}{ds}nkT, \quad (5.31)$$

η οποία γράφεται

$$\frac{dV}{ds} \left(V - \frac{kT}{mV} \right) = -\frac{kT}{mA} \frac{dA}{ds} - \frac{d}{ds} \left(\frac{kT}{m} \right) = -A \frac{d}{ds} \left(\frac{kT}{mA} \right), \quad (5.32)$$

Το ακροφύσιο ξεκινά με ελάττωση της διατομής του, $dA/ds < 0$, όπου η υποηχητική ροή αερίου επιταχύνεται με μικρή μεταβολή της πυκνότητας αρχικά, διατηρώντας τη ροή μάζας $A(s)V(s) \sim \text{σταθερό}$. Σε αυτό το στάδιο ισχύει $V^2 < kT/m$ έτσι ώστε ο παράγοντας στις παρενθέσεις στο αριστερό μέλος της εξίσωσης είναι αρνητικό. Επομένως, $dV/ds > 0$, σε συμφωνία με την απαίτηση $A(s)V(s) = \text{σταθερό}$. Η ροή προσεγγίζει την ταχύτητα του ήχου με $V^2 = kT/m$ στο λαιμό του ακροφυσίου, όπου το $A(s)/T(s)$ είναι ελάχιστο ($d(A/T)/ds = 0$). Πέρα από το λαιμό, ο σωλήνας αυξάνει τη διατομή του ($dA/ds > 0$), και το αέριο διαστέλλεται ελεύθερα στο κενό, ή στο μερικώς κενό χώρο, με $dT/ds < 0$ ώστε το δεξί μέλος της εξίσωσης να είναι θετικό την ίδια στιγμή που ο παράγοντας $(V - kT/mV)$ στο αριστερό μέλος είναι επίσης θετικός. Το ηχητικό σημείο, ή κρίσιμο σημείο, όπου ο όρος $(V - kT/mV)$ και το δεξί μέλος μηδενίζονται ταυτόχρονα, είναι απλά το σημείο της ελάχιστης τιμής του λόγου $A(s)/T(s)$ όπου η εκροή γίνεται υπερηχητική.

Η αναλογία με τον ηλιακό άνεμο είναι άμεση, με τη βαρύτητα και τη συσχετιζόμενη έντονη ακτινική μείωση του $n(s)$ να παίζει το ρόλο της μείωσης του $A(s)$ για να σχηματιστεί ο λαιμός του ακροφυσίου. Η φυσική διαφορά είναι μόνο ότι θερμότητα προσφέρεται στο στέμμα που κινείται προς τα έξω για να διατηρήσει τη θερμοκρασία καθώς η πυκνότητα μειώνεται με το ύψος, ενώ στο ακροφύσιο Laval η πυκνότητα παραμένει σχεδόν σταθερή καθώς το αέριο πλησιάζει το κρίσιμο σημείο και δεν χρειάζεται να προσφερθεί θερμότητα. Δηλαδή, το διαστελλόμενο στέμμα παράγει έργο αντίθετο της βαρύτητας, ενώ τέτοιο έργο δεν παράγεται κατά τη διαστολή μέσω ακροφυσίου.

Σημειώνουμε, ότι ο μετακαυστήρας, που χρησιμοποιείται από τα στρατιωτικά μαχητικά αεροσκάφη, στον οποίο το καύσιμο καίγεται στο ακροφύσιο είναι μια αναλογία

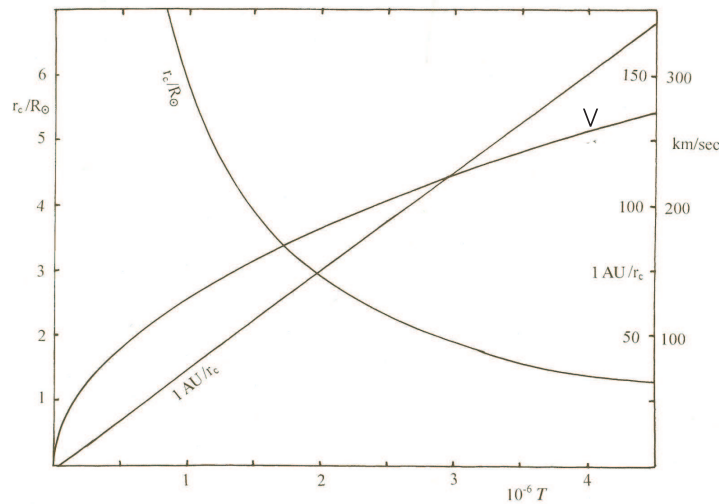
του ηλιακού ανέμου. Ανάλογα προστίθεται θερμότητα στο αέριο του στέμματος αφού περάσει το κρίσιμο σημείο.

5.12 Η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου

Ποια είναι η ταχύτητα της εκροής που λογικά περιμένουμε στην τροχιά της Γης ($r = 1 \text{ AU} = 1.5 \times 10^{13} \text{ cm}$); Η απάντηση εξαρτάται, φυσικά, από τη συνάρτηση που μας δίνει τη θερμοκρασία $T(r)$, για την οποία σχετικά λίγα είναι γνωστά. Οι παρατηρήσεις υποδείκνυαν ότι $T \sim 1 - 2 \times 10^6 \text{ K}$ κοντά στον Ήλιο, αλλά τίποτα δεν ήταν γνωστό για την ακτινική μεταβολή της βασικής πηγής θερμότητας του στέμματος. Ήταν σαφές ότι το πολύ αποτελεσματικό μοντέλο του Chapman, της θερμικής αγωγής από ηλεκτρόνια, κατανέμει ευρύτατα τη θερμότητα και η παρατηρούμενη διαστολή του στέμματος υποδείκνυε μιά ευρεία συνάρτηση της θερμοκρασίας. Ακόμα και σήμερα, πάνω από 40 χρόνια αργότερα, δεν γνωρίζουμε την ακριβή τιμή της θερμοκρασίας σαν συνάρτηση της ακτινικής απόστασης από τον Ήλιο. Η παρατηρησιακή ανακάλυψη της υψηλής θερμοκρασίας του ηλίου και των βαρύτερων ιόντων στον άνεμο, με τις μετρήσεις του SOHO για τη θερμοκρασία των βαρέων ιόντων που έφτανε μέχρι και $5 \times 10^6 \text{ K}$ (Kohl, κ.α., 1997 Raymond, κ.α., 1997), υποδεικνύει την ύπαρξη κάποιας μορφής κυματικής θέρμανσης συντονισμού. Ανεξάρτητα με το ποιός είναι ο ακριβής μηχανισμός της θέρμανσης, προτάθηκε από τον Martin (1984) και τους Porter και Moore (1988) ότι η αρχική εναπόθεση θερμότητας στο διαστελλόμενο (μαγνητικά ασθενές) ανοιχτό στέμμα γίνεται από τις μικρο-εκλάμψεις στα όρια των μεγάλων κυττάρων των δινορευμάτων και στο γενικό μαγνητικό «τάπητα» (Schrijver κ.α., 1997). Όπως έχει ήδη αναφερθεί, η απαραίτητη εναπόθεση θερμότητας εκτιμάται (Withbroe και Noyes, 1977) ότι είναι περίπου $0.5 \times 10^6 \text{ erg/cm}^2 \text{ sec}$, με το μεγαλύτερο μέρος της να ξοδεύεται στη διατήρηση της θερμοκρασίας του αργά διαστελλόμενου στέμματος στις πρώτες ηλιακές ακτίνες πάνω από την επιφάνεια του Ήλιου.

Ήταν ξεκάθαρο πιά ότι το στέμμα διαστέλλεται μακριά από τον Ήλιο για να σχηματίσει τον υπερηχητικό ηλιακό άνεμο μόνο εκεί που το μαγνητικό πεδίο δεν είναι αρκετά ισχυρό για να εμποδίσει τη διαστολή. Επομένως, για παράδειγμα, τα διπολικά μαγνητικά πεδία των ενεργών περιοχών ($B \sim 10^2 - 10^3 \text{ gauss}$) δεν είναι πηγές της στεμματικής διαστολής. Τότε, ήταν φανερό ότι η εκτόνωση του στέμματος από τις περιοχές με ασθενές πεδίο ($B < 10 \text{ gauss}$), που σήμερα ονομάζονται στεμματικές οπές (Waldmeier, 1975 Nolte κ.α., 1976), μπορεί να γίνεται πιο γρήγορα από την ιδανική ακτινική ροή. Η εξίσωση διατήρησης της μάζας, σε αυτή την περίπτωση, προσεγγίζεται καλύτερα με τον όρο nVr^s με $s > 2$, παρά με τον απλό όρο nVr^2 για καθαρά ακτινική ροή. Η αμέσως επόμενη ιδέα που ακολούθησε (Parker, 1958e) ήταν ότι αυτό προκαλεί μια γρηγορότερη εκτόνωση για την ίδια συνάρτηση θερμοκρασίας και ο πρώτος όρος στο δεξί μέλος της εξίσωσης (4.20) πρέπει να αντικατασταθεί με $2skT/mr$ και ο πρώτος όρος στο δεξί μέλος της εξίσωσης (4.23) μετατρέπεται σε $2s \ln(r/r_c)$. Η κρίσιμη ακτίνα ή ηχητικό σημείο, μετατοπίζεται πιο κοντά στον Ήλιο και η ταχύτητα του ανέμου πέρα από αυτό το σημείο είναι μεγαλύτερη επειδή ο συντελεστής του κυρίαρχου λογαριθμικού όρου είναι $2s$ με $s > 2$.

Ωστόσο, αυτές οι λεπτομέρειες προκάλεσαν σχετικά μικρή ποιοτική διαφορά σ-



Σχ. 5.3 Διάγραμμα της θερμικής ταχύτητας $V_s = (2kT/m)^{1/2}$, της ακτινικής απόστασης από το ηχητικό σημείο (κρίσιμη ακτίνα) r_c σε μονάδες της ηλιακής ακτίνας R_\odot και της ακτινικής απόστασης από τη Γη σε μονάδες r_c , συναρτήσει της ισόθερμης θερμοκρασίας στέμματος T .

το εξιδανικευμένο ισόθερμο μοντέλο. Αν υποθέσουμε ότι η μέση τιμή της ενεργού θερμοκρασίας T είναι 1×10^6 K, εύκολα φαίνεται (βλ. Σχήμα) ότι $V_s = 130$ Km/s, $r_c = 4.0 \times 10^{11}$ cm = $5.7R_\odot$, και η τροχιά της Γης βρίσκεται σε απόσταση $37.5 r_c$. Από το Σχ. 3 προκύπτει ότι $V = 3.7V_s = 480$ km/s στην απόσταση της Γης. Ένα θερμότερο στέμμα, με $T = 2 \times 10^6$ K, παρέχει $V_s = 182$ km/sec, $r_c = 2.0 \times 10^{11}$ cm = $2.9R_\odot$, με τη Γη σε απόσταση $75 r_c$, όπου $V = 4.1V_s = 750$ km/sec. Το σημαντικό είναι ότι οι ταχύτητες έχουν τη σωστή τάξη μεγέθους για να δημιουργήσουν την ΗΣΑ η οποία υποδεικνύεται από την αντήλια κατεύθυνση των ουρών των κομητών και από την καθυστέρηση των 2-4 ημερών στις γεωμαγνητικές διακυμάνσεις που ακολουθούν κάποια ιδιαίτερη δραστηριότητα πάνω στον Ήλιο, δίνοντας 880 km/sec και 440 km/sec, αντίστοιχα.

Η υδροδυναμική θεωρία της στεμματικής διαστολής δεν είναι ικανή να εκτιμήσει τη πυκνότητα του ηλιακού ανέμου στην τροχιά της Γης εξαιτίας της μεγάλης ευαισθησίας της πυκνότητας στη θερμοκρασία κοντά στον Ήλιο. Η συσχέτιση του ζωδιακού φωτός με το εκτεταμένο στέμμα (βλ. Behr και Siedentopf, 1954, Elsasser, 1954, van de Hulst, 1954) υπέδειξε μια τιμή 500 ηλεκτρόνια/cm³. Ο Biermann πρότεινε πυκνότητες συγκρίσιμες ή μεγαλύτερες για την ΗΣΑ ώστε να προκύψουν συγκρούσεις Coulomb μεταξύ των ιόντων της ΗΣΑ και των ιόντων στην ουρά του κομήτη, οι οποίες θα είναι υπεύθυνες για την έντονη αντήλια επιτάχυνση των ιόντων της ουράς των κομητών. Οι Unsold και Chapman (1949) πρότειναν σε μια προγενέστερη δημοσίευση ότι οι πυκνότητες μπορεί να φτάνουν μέχρι και την υψηλή τιμή των 10^5 ηλεκτρονίων/cm³ όταν προηγείται μια μεγάλη έκλαμψη στον Ήλιο.

Το θεωρητικό πρόβλημα πρόβλεψης της πυκνότητας μπορεί να φανεί από το γεγονός ότι για $R_\odot < r < r_c$ τα αδρανειακά αποτελέσματα της υποηχητικής διαστολής κοντά σ-

τον Ήλιο μπορούν να αγνοηθούν σε πρώτη προσέγγιση και η πυκνότητα του στέμματος σε απόσταση r_c δίνεται από το στατικό βαρομετρικό νόμο, από τον οποίο προκύπτει ότι $n(r_c) \sim n(r_o) \exp[2(1 - r_c/r_o)]$ για το απλό ισόθερμο στέμμα. Ο παράγοντας $\exp(2r_c/R_\odot)$ έχει τιμή 0.95×10^5 για $T = 1 \times 10^6$ και 3×10^2 για 2×10^6 K, οι τιμές διαφέρουν κατά ένα παράγοντα 300 στον εκθέτη. Αυτό μας δίνει μια ιδέα της αβεβαιότητας σε οποιαδήποτε θεωρητική πρόβλεψη της πυκνότητας του ηλιακού ανέμου όταν απουσιάζει η γνώση της ακριβούς μορφής της $T(r)$.

Κάποια όρια ίσως πρέπει να τοποθετηθούν στη ροή μάζας του ηλιακού ανέμου λαμβάνοντας υπόψη τη συνολική εναπόθεση θερμότητας στο διαστελλόμενο στέμμα. Η ενέργεια που απαιτείται για να ανυψωθεί το αέριο από την επιφάνεια του Ήλιου στο άπειρο είναι $GM_\odot/R_\odot = 2 \times 10^{15}$ erg/gr, ισοδύναμη με την κινητική ενέργεια της ταχύτητας διαφυγής η οποία είναι 640 km/s. Επομένως, για παράδειγμα, ταχύτητα ανέμου 640 km/s σε μεγάλες ακτινικές αποστάσεις απαιτεί μια συνολική δαπάνη ενέργειας ίση με 4×10^{15} erg/gr, και η στεμματική εναπόθεση θερμότητας που απαιτείται για να παραχθεί ροή μάζας nur^2 gm/sec steradian είναι $4 \times 10^{15} nur^2$ erg/sec steradian. Αφού δεν γνωρίζουμε την εναπόθεση θερμότητας στο στέμμα, το n μπορεί να είναι μεγάλο ή μικρό. Μόνο μέσω άμεσων μετρήσεων της ταχύτητας του ηλιακού ανέμου και της πυκνότητάς του στο διάστημα ήταν εφικτό να γυρίσουμε πίσω στον Ήλιο και να εκτιμήσουμε ότι η στεμματική εναπόθεση θερμότητας είναι 0.5×10^6 ergs/cm² sec (Withbroe και Noyes, 1977). Συνοψίζοντας, η πρώτη δημοσίευση του Parker (1958e) προετοίμασε την έννοια της διαστολής του ισχυρά δεσμευμένου στέμματος με θερμοκρασία που αυξάνεται με την προσθήκη θερμότητας, σε αντιδιαστολή με την παραδοσιακή έννοια του στατικού στέμματος που περιορίζεται σε εξάτμιση από την εξώσφαιρα σε ένα κενό διάστημα. Έδειξε ότι, με δεδομένη τη συνάρτηση θερμοκρασίας, δεν υπάρχει προφανής εναλλακτική λύση παρά να διαστέλλεται το στέμμα και να φτάνει σε υπερηχητική ταχύτητα σε μεγάλη απόσταση.

5.13 Το μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο

Όταν η μηχανική του ηλιακού ανέμου προσδιορίστηκε, ένα αμέσως επόμενο συμπέρασμα ήταν ότι το διαστελλόμενο στέμμα έπρεπε να παρασύρει το μαγνητικό πεδίο το οποίο ήταν πολύ ασθενές για να αντισταθεί στη διαστολή, έτσι ώστε το μεσοπλανητικό διάστημα να είναι γεμάτο με το μαγνητικό πεδίο που εκτείνεται προς τα έξω από τις περιοχές με ασθενές πεδίο κοντά στον Ήλιο. Έτσι, για την απλή περίπτωση ακτινικής εκροής με μια συγκεκριμένη ταχύτητα u από έναν υποθετικό Ήλιο που δεν περιστρέφεται, το ακτινικό μαγνητικό πεδίο $B_r(r_o, \theta, \phi)$ σε ηλιοκεντρική πολική γωνία θ και αζιμούθιο ϕ στο επίπεδο αναφοράς $r = r_o$ απλοποιείται στο ακτινικό πεδίο $B_r(r, \theta, \phi) = B_r(r_o, \theta, \phi)(r_o/r)^2$ για $r > r_o$. Επομένως, ένα gauss στο επίπεδο αναφοράς $r_o = 10^{11}$ cm = $1.5R_\odot$ γίνεται 0.45×10^{-4} gauss σε απόσταση 1 AU ($r = 150r_o$).

Η περιστροφή του Ήλιου κάνει την διαστολή του μαγνητικού πεδίου λίγο πιο περίπλοκη, παραμορφώνοντας το μεσοπλανητικό πεδίο σε μια σπείρα του Αρχιμήδη. Συνεχίζοντας με την ιδανική περίπτωση ενός ομοιόμορφου ακτινικού ανέμου ταχύτητας u , μια σταθερή σημειακή πηγή καπνού σε κάποια θέση (r_o, θ_o, ϕ_o) περιστρεφόμενη με τον

Ήλιο (έτσι ώστε το ϕ_0 να μετράται από ένα σταθερό ηλιογραφικό μήκος στην επιφάνεια του περιστρεφόμενου Ήλιου) παράγει ροή καπνού στον άνεμο που δίνεται από τις σχέσεις $\theta = \theta_0$ και $\phi = \phi_0 - \Omega(\theta_0)(r - r_0)/V$ σε ακτινική απόσταση r , όπου $\Omega(\theta_0)$ είναι η γωνιακή ταχύτητα της επιφάνειας που έχουμε πάρει ως αναφορά $r = r_0$, με την προϋπόθεση ότι περιστρέφεται με τον Ήλιο με $\theta = \theta_0$, και $(r - r_0)/V$ είναι ο χρόνος διέλευσης από το r_0 στο r . Η γραμμή πεδίου από το σημείο (θ_0, ϕ_0) διασχίζει τον καπνό και επεκτείνεται προς το διάστημα κατά μήκος της ίδιας διαδρομής που ακολουθεί ο καπνός. Η ακτινική συνιστώσα του πεδίου μεταφέρεται ακτινικά προς τα έξω στον άνεμο καθώς ο Ήλιος περιστρέφεται κατά γωνία $\Omega(\theta)(r - r_0)/V$. Επομένως,

$$B_r(r, \theta, \phi) = B_r[r_0, \theta, \phi + \Omega(\theta)(r - r_0)/V](r_0/r)^2.$$

Η ροή καπνού και η συσχετιζόμενη γραμμή πεδίου αποκλίνουν από την ακτινική διεύθυνση κατά γωνία ψ που δίνεται από τη σχέση :

$$\tan \psi = r \sin \theta d\phi/dr = \Omega(\theta)r \sin \theta/V.$$

Στη συνέχεια, αφού $B_\phi = B_r \tan \psi$, συνεπάγεται ότι

$$B_\phi(r, \theta, \phi) = B_r[r_0, \theta, \phi + \Omega(\theta)(r - r_0)/V]r_0^2 \Omega(\theta) \sin \theta/V_r.$$

Επομένως, ενώ το B_r κυριαρχεί κοντά στον Ήλιο, μειώνεται προς τα έξω ως $(r_0/r)^2$ έτσι ώστε περίπου μετά την τροχιά του Άρη, η αζιμουθιακή συνιστώσα του πεδίου B_ϕ είναι σχεδόν πάντα η ισχυρότερη συνιστώσα, η οποία μειώνεται μόνο ως r_0/r για όσο διάστημα ο ηλιακός άνεμος εκτείνεται προς τα έξω, προς το μεσοαστρικό χώρο. (Parker, 1958e).

Έπειτα, διαπιστώθηκε ότι ο ηλιακός άνεμος ασκεί μια ροπή που καθυστερεί την περιστροφή του Ήλιου, η οποία οφείλεται κυρίως στο αποτέλεσμα της πίεσης Maxwell στο σπειροειδές μαγνητικό πεδίο. Αποδείχτηκε ότι η σημερινή ροπή δεν είναι αρκετά σημαντική για να επιβραδύνει την περιστροφή του Ήλιου.

Προκύπτει, λοιπόν, ότι το ακτινικό πεδίο μεταξύ του Ήλιου και της Γης επιτρέπει την άμεση διέλευση ηλιακών κοσμικών ακτίνων από τη Γη. Πέρα από την τροχιά του Άρη, το πεδίο έχει κλίση μεγαλύτερη από 45° ως προς την ακτινική διεύθυνση, και το μήκος της τροχιάς κατά μήκος του σπειροειδούς πεδίου αυξάνεται ασυμπτωτικά ως r^2 . Γνωρίζοντας την αναμενόμενη σκέδαση των ταχέως κινούμενων σωματιδίων από τις ανωμαλίες μικρής κλίμακας του πεδίου, κάποιος θα μπορούσε να καταλάβει ότι η διαφυγή των ηλιακών κοσμικών ακτίνων από το εσωτερικό ηλιακό σύστημα εμποδίζεται σημαντικά, όπως υποδεικνύεται από την αργή μείωση της έντασης των ηλιακών κοσμικών ακτίνων μετά από μια έκλαμψη (Meyer, Parker και Simpson, 1956). Για τον ίδιο λόγο, η είσοδος γαλαξιακών κοσμικών ακτίνων στο εσωτερικό ηλιακό σύστημα εμποδίζεται, ώστε η προς τα έξω απώθηση του σπειροειδούς μαγνητικού πεδίου μειώνει σημαντικά την ένταση της κοσμικής ακτινοβολίας στην τροχιά της Γης (Parker, 1958c, 1963, 1965a).

Το αέριο που εκτοξεύεται απότομα από τον Ήλιο, ένα φαινόμενο σήμερα γνωστό με το όνομα στεμματική εκτόξευση ύλης (coronal mass ejection - CME) (MacQueen και Holzer, 1988; Jackson, Rompolt και Svestka, 1988), διαστέλλεται προς τα έξω μέσω

του περιβάλλοντος ηλιακού ανέμου και του σπειροειδούς μαγνητικού πεδίου, συμπιέζοντας το πεδίο σε ένα προς τα έξω κινούμενο μαγνητικό εμπόδιο που προκαλεί την απότομη απομάκρυνση της γαλαξιακής κοσμικής ακτινοβολίας, που παρατηρείται από τη Γη ως μείωση Forbush, καθώς το ωστικό κύμα και το αέριο περνάει από τη Γη (Parker, 1961a). Το ίδιο το ωστικό κύμα παράγει ένα πληθυσμό ταχέως κινούμενων σωματιδίων (Parker, 1958d, 1959, 1961c; Parker και Tidman, 1958).

Η πρόσκρουση του ηλιακού ανέμου και του χωρικού μαγνητικού πεδίου του πάνω στο γεωμαγνητικό δίπολο προκαλεί τις γεωμαγνητικές διακυμάνσεις και το σέλας, με μια απότομη έναρξη και μια γεωμαγνητική καταιγίδα που παράγεται από τη σύγκρουση του αερίου της CME (Parker, 1958a, 1961a).

5.14 Το παρασκήνιο της θεωρίας του ηλιακού ανέμου

Η ιστορία που ακολουθεί δίνει μια ανάλαφρη νότα στις αυστηρές υποθέσεις της θεωρίας της εκτόνωσης του στέμματος. Η αρχική εργασία που παρουσίαζε τη στεμματική διαστολή και την έννοια του ηλιακού ανέμου (Parker, 1958ε) στα πλαίσια ενός ισόθερμου στέμματος δεν περιείχε τον όρο ηλιακός άνεμος για τον απλό λόγο ότι ο συγγραφέας δεν είχε ακόμα σκεφτεί αυτόν τον όρο. Από την άλλη πλευρά, διάφορες προηγούμενες εργασίες χρησιμοποιούσαν τον όρο «ηλιακός άνεμος» για να τονίσουν τον υδροδυναμικό χαρακτήρα του φαινομένου. Είναι ενδιαφέρον να δούμε πως προέκυψε η χρονική αυτή αναστροφή. Η αρχική εργασία του Parker παραλήφθηκε από το περιοδικό *Astrophysical Journal* για δημοσίευση στις 2 Ιανουαρίου 1958 ενώ είχε γραφτεί προς το τέλος του 1957. Η επόμενη δημοσίευση στον ηλιακό άνεμο είχε ως θέμα τη διαμόρφωση της έντασης της γαλαξιακής κοσμικής ακτινοβολίας από τις προς τα έξω κινούμενες μαγνητικές ανωμαλίες του ηλιακού ανέμου (Parker, 1958c) και παραλήφθηκε από το περιοδικό *Physical Review* για δημοσίευση στις 19 Φεβρουαρίου 1958. Αυτή ήταν η πρώτη εργασία που χρησιμοποιούσε τον όρο «ηλιακός άνεμος» και δημοσιεύτηκε στο τεύχος της 15ης Ιουνίου 1958 του *Physical Review*. Ακολούθησε η μελέτη της σύγκρουσης του ηλιακού ανέμου με το γεωμαγνητικό πεδίο, η οποία παραλήφθηκε στις 25 Απριλίου από το περιοδικό *Physics of Fluids*, αναθεωρήθηκε στις 16 Μαΐου σύμφωνα με κάποιες προτάσεις του κριτή και δημοσιεύτηκε στο τεύχος Μαΐου - Ιουνίου του 1958 (Parker, 1958a). Στη συνέχεια το ενδιαφέρον στράφηκε στη δομή των κρουστικών κυμάτων χωρίς συγκρούσεις. Αυτή η εργασία (Parker, 1959) παραλήφθηκε από το περιοδικό *Astrophysical Journal* στις 29 Ιουλίου 1958 και δημοσιεύτηκε στο τεύχος του Ιανουαρίου 1959.

Κάποια στιγμή προς το τέλος της Άνοιξης του 1958 η αναφορά του κριτή της αρχικής εργασίας στάλθηκε στον Parker, προτείνοντας στο συγγραφέα να εξοικειωθεί κάπως περισσότερο με το θέμα πριν επιχειρήσει να γράψει ένα επιστημονικό άρθρο πάνω στην ΗΣΑ. Δεν υπήρχε καμιά συγκεκριμένη αντίρρηση στα επιχειρήματα ή στους υπολογισμούς της υποβληθείσας εργασίας. Ο Parker επεσήμανε στον συντάκτη του περιοδικού την απουσία οποιασδήποτε ουσιαστικής αντίρρησης από τον κριτή. Ο συντάκτης του περιοδικού, Καθηγητής S. Chandrasekhar, έστειλε την εργασία σε έ-

να δεύτερο κριτή. Κάποια στιγμή το καλοκαίρι, ο δεύτερος κριτής απάντησε ότι η εργασία έδινε λανθασμένες κατευθύνσεις και πρότεινε τη μη δημοσίευσή της, ξανά χωρίς κάποια συγκεκριμένη κριτική εκτός από το ότι ο συγγραφέας ήταν προφανώς μη εξοικειωμένος με τη βιβλιογραφία. Για άλλη μια φορά, η απάντηση του Parker στο συντάκτη επεσήμανε ότι δεν υπήρχε καμία ουσιαστική κριτική και ότι δεν είχε επισημανθεί κανένα συγκεκριμένο λάθος. Μερικές μέρες αργότερα ο Καθηγητής Chandrasekhar παρουσιάστηκε στο γραφείο του Parker κρατώντας ανά χείρας την εργασία και του είπε περίπου τα εξής : «Parker, θές πραγματικά να δημοσιεύσεις αυτή την εργασία;» Ο Parker απάντησε πως δεν έβλεπε το λόγο να μη δημοσιευθεί.. Οπότε, ο Chandrasekhar του είπε : «Την έστειλα σε δύο εξαιρετικούς επιστήμονες, ειδικευμένους σε αυτό το επιστημονικό πεδίο, και οι δύο είπαν ότι η εργασία παραπλανεί και απέχει πολύ από το να έχει το απαιτούμενο επιστημονικό επίπεδο.» Ο Parker απάντησε ότι το πρόβλημα με τους κριτές ήταν ότι, ενώ σαφώς δεν τους άρεσε η εργασία αυτή, δεν είχαν τίποτα περισσότερο και πιο συγκεκριμένο να πουν. Ο Καθ. Chandrasekhar έμεινε σιωπηλός για μια στιγμή και μετά είπε : «Εντάξει Parker, θα τη δημοσιεύσω.» Και έτσι η εργασία χωρίς τον όρο «ηλιακός άνεμος» τελικά εμφανίστηκε στο τεύχος Νοεμβρίου του περιοδικού *Astrophysical Journal* (Parker, 1958e), ουσιαστικά μετά από τις εργασίες που είχαν γραφτεί αργότερα και χρησιμοποιούσαν τον όρο «ηλιακός άνεμος». Αρκετές φορές ο Parker αναρωτιόταν τι θα συνέβαινε αν κάποιος άλλος ήταν ο συντάκτης του περιοδικού. Λαμβάνοντας υπόψη τον σθεναρό ισχυρισμό των δύο «εξαιρετικών» κριτών ότι η εργασία δεν είχε κάποια ιδιαίτερη επιστημονική αξία, η απόρριψή της θα ήταν το πιο πιθανό αποτέλεσμα. Θα αναγκαζόταν να υποβάλλει την εργασία σε κάποιο περιοδικό με λιγότερο κύρος π.χ. σε κάποιο που δεν χρησιμοποιούσε τόσο «διαπρεπείς επιστήμονες» για κριτές, με αποτέλεσμα, βέβαια, περαιτέρω καθυστερήσεις..

5.15 Περαιτέρω εξέλιξη της έννοιας του Ηλιακού Ανέμου

Το επόμενο βήμα στην εξέλιξη της δυναμικής θεωρίας της υπερηχητικής διαστολής μιας ισχυρά δέσμιας ατμόσφαιρας, μετά την ισόθερμη περίπτωση, ήταν το πολυτροπικό μοντέλο στο οποίο η θερμοκρασία μειώνεται καθώς απομακρυνόμαστε από τον Ήλιο ανάλογα με το $n^{\gamma-1}$, ή $p \sim n^{\gamma}$, όπου γ είναι μια σταθερά (Parker, 1960a,b), δείχνοντας υπερηχητική διαστολή για $\gamma < 3/2$, κάτι που ήδη συζητήσαμε όσον αφορά την ενέργεια.

Μετά ήρθαν τα μοντέλα των εξωτερικών περιοχών του ηλιακού ανέμου όπου συγκρούεται με τη μεσοαστρική ύλη (Parker, 1961b) καθώς η εμπρόσθια πίεση του υπερηχητικού ανέμου μειώνεται στη μεσοαστρική πίεση P . Οι Clauser (1960, 1961) και Weymann (1960) είχαν καταλήξει και οι δύο στο ότι ο ηλιακός άνεμος μπορεί να θεωρηθεί πως περνώντας από ένα κρουστικό κύμα μειώνει την ταχύτητά του σε υποηχητική, στην περιοχή όπου συναντά τη μεσοαστρική ύλη. Αυτός ο σχηματισμός του ωστικού κύματος συμπεριλήφθηκε στα ερευνητικά μοντέλα για να δείξει πως ο υποηχητικός άνεμος μετά το ωστικό αυτό κύμα μπορεί να ρέει στο τοπικό μεσοαστρικό διάστημα.

Εκείνη την περίοδο δεν ήταν δυνατό να γίνουν πολλά στον προσδιορισμό της θέσης

του κύματος. Οι τεράστιες πυκνότητες του ηλιακού ανέμου, 500 άτομα /cm^3 στην τροχιά της Γης, που προέκυψαν από την αντίληψη ότι το ζωδιακό φως αντιπροσωπεύει τη σκέδαση Thomson του ηλιακού φωτός από τα ελεύθερα ηλεκτρόνια και ότι η αλληλεπίδραση της ΗΣΑ με τις ουρές κομητών προκύπτει από συγκρούσεις Coulomb μεταξύ του ανέμου και των ιόντων των κομητών, έδωσε μάλλον μεγάλες αποστάσεις, της τάξης των 500 AU ή μεγαλύτερες, κατά μήκος των γραμμών που είχαν μελετηθεί προηγουμένως από τον Davis (1955). Έτσι, η θεωρητική μελέτη επικεντρώθηκε στη γενική υδροδυναμική της υποηχητικής ροής του ηλιακού ανέμου πέρα από το τερματικό ωστικό κύμα.

Επόμενο ήταν να επεκταθεί η στεμματική διαστολή και η έννοια του ηλιακού ανέμου και σε άλλα άστρα, με πολύ λίγα στοιχεία για να προχωρήσουμε στην ποσοτική περιγραφή του στέμματός τους και των αντιστοίχων αστρικών ανέμων (Parker, 1960b, 1961b). Η ουσία ήταν ότι υπερηχητικές εκροές παρατηρήθηκαν από γίγαντες αστέρες και αν ένα κοινό αστέρι της κύριας ακολουθίας όπως ο Ήλιος έχει ένα εκτεταμένο στέμμα εκατομμυρίων βαθμών, τότε, το ίδιο θα έπρεπε συμβαίνει και στα υπόλοιπα άστρα στο χαμηλότερο άκρο της κύριας ακολουθίας. Το συμπέρασμα ήταν απλά ότι τα περισσότερα άστρα πιθανώς έχουν υπερηχητικούς ανέμους.

Η μαγνητική καταιγίδα, που προκαλείται από τη πρόσκρουση μιας ποσότητας αερίου από τον Ήλιο, ήταν ένα άλλο θέμα που προέκυψε από την έννοια του ηλιακού ανέμου. Οι Dessler και Parker (1959, 1968; Parker, 1967c) μελέτησαν την επίδραση των ενεργητικών ιόντων που παγιδεύονται στο γεωμαγνητικό πεδίο, το διογκώνουν και παράγουν την κύρια φάση της καταιγίδας. Αποδείχτηκε από τους μηχανισμούς της διόγκωσης ότι η κλασματική μείωση $\Delta B/B$ του μαγνητικού πεδίου σε χαμηλά γεωγραφικά πλάτη στην επιφάνεια της Γης είναι συγκρίσιμη με το λόγο της κινητικής ενέργειας των παγιδευμένων σωματιδίων προς την ενέργεια του μαγνητικού πεδίου πάνω από την επιφάνεια της Γης, δηλαδή περίπου $8 \times 10^{24} \text{ erg}$. Επιπλέον, επισημάνθηκε ότι ο κύριος μηχανισμός της μείωσης του πεδίου είναι η ανταλλαγή φορτίου μεταξύ των παγιδευμένων ιόντων και των θερμικά ουδέτερων ατόμων του περιβάλλοντος, μετατρέποντας κάθε kilovolt παγιδευμένου ιόντος σε kilovolt ουδέτερου ατόμου το οποίο ανεμπόδιστο διαφεύγει από την περιοχή. Οι μεγάλες πυκνότητες του ηλιακού ανέμου που ήταν δημοφιλείς εκείνη την περίοδο υποδείκνυαν εμπρόσθια πίεση του ηλιακού ανέμου αρκετή για να ωθήσει προς τα μέσα το γεωμαγνητικό πεδίο σε απόσταση 5 γήινων ακτίνων από το κέντρο της Γης. Έτσι θεωρήθηκε ότι κάποια από τα kilovolt ιόντων του ηλιακού ανέμου εισχωρούν στο γεωμαγνητικό πεδίο σε αυτή την απόσταση περίπου. Έπειτα, όταν η πίεση του ανέμου μειώνεται και τελειώνει η αρχική φάση συμπίεσης της μαγνητικής καταιγίδας, η διόγκωση του πεδίου από την πίεση των παγιδευμένων ιόντων ηλιακού ανέμου που έχουν απομείνει προκαλεί την κύρια φάση διαστολής. Η περιοχή σε απόσταση πέντε γήινων ακτίνων ήταν σχεδόν η κατάλληλη τοποθεσία για να παραχθεί το παρατηρούμενο εγκάρσιο προφίλ της κύριας φάσης, και ήταν η κατάλληλη απόσταση για να υπολογιστεί η επερχόμενη χαλάρωση της κύριας φάσης μέσω ανταλλαγής φορτίου με το γειτονικό ουδέτερο υδρογόνο στο χαρακτηριστικό χρόνο της μιας ημέρας.

Όταν άρχισαν να υπάρχουν άμεσες παρατηρησιακές ενδείξεις (βλ. την επόμενη παράγραφο) ότι ο ηλιακός άνεμος δεν ήταν πουθενά τόσο πυκνός όσο 500 άτομα/cm^3

όπως προέκυπτε από το ζωδιακό φως και την αλληλεπίδραση της ουράς κομητών, προτάθηκε (Dessler, Hanson και Parker, 1961) ότι είναι πιο πιθανό ο ηλιακός άνεμος να μη μπορεί με κάποιο τρόπο να εισχωρήσει τόσο και ότι τα ατμοσφαιρικά και μαγνητοσφαιρικά ιόντα του περιβάλλοντα χώρου είναι αυτά που επιταχύνονται σε ενέργειες της τάξης των kilovolt (Parker, 1962).

Ο χαρακτηριστικός χρόνος ανόδου της ξαφνικής αρχικής φάσης συμπίεσης της γεωμαγνητικής καταιγίδας υπολογίστηκε (Dessler, Francis και Parker 1960) ότι είναι ίσος με το χρόνο διέλευσης του μεσοπλανητικού ωστικού κύματος που απωθείται από τη μαγνητόσφαιρα αν προστεθεί σε αυτόν ο χρόνος που χρειάζεται το κύμα Alfvén για να περάσει από κάθε σημείο της μαγνητόσφαιρας, δηλαδή του εμποδίου του ηλιακού ανέμου (μαγνητόπαυση), μέχρι το σημείο παρατήρησης στην επιφάνεια της Γης. Διαπιστώθηκε ότι η παρατηρούμενη διάχυση των παγιδευμένων σωματιδίων στις ζώνες Van Allen είναι κυρίως αποτέλεσμα των διακυμάνσεων στο γεωμαγνητικό πεδίο που προκύπτουν από την αναταραχή κατά την πρόσκρουση του ηλιακού ανέμου (Parker, 1960c). Έπειτα, οι πρώτοι υπολογισμοί της μορφής της μαγνητόσφαιρας που έμοιαζε με τη μορφή ενός κομήτη, με δεδομένο ότι προσκρούει ένας σταθερός υπερηχητικός άνεμος, άρχισαν να εμφανίζονται (Beard, 1960, 1962; Ferraro, 1960; Davis και Beard, 1962; Beard και Jenkins, 1962; Spreiter και Briggs, 1962a,b; Spreiter και Hyett, 1963; Midgley και Davis, 1963). Η εισαγωγή του ωστικού κύματος κρούσης στο πρόβλημα (Axford, 1962; Kellogg, 1962) έγινε ταυτόχρονα με την εισαγωγή της επίδρασης του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου (Spreiter και Jones, 1963) και η εικόνα του γεωμαγνητικού πεδίου άρχισε να παίρνει τη μορφή που γνωρίζουμε σήμερα.

Ενώ εξελίσσονταν όλα τα παραπάνω, ο J. W. Chamberlain (1960) δήλωσε ότι ο υπερηχητικός ηλιακός άνεμος ήταν ένα λάθος που προέκυπτε από την ακατάλληλη επιλογή της σταθεράς ολοκλήρωσης κατά την ολοκλήρωση της εξίσωσης της ορμής. Στη συνέχεια, παρήγαγε ένα υδροδυναμικό μοντέλο (Chamberlain, 1961), που βασίζεται στη θερμική αγωγή προς τα έξω από μια πηγή θερμότητας στη βάση του στέμματος, με υποηχητικό ηλιακό άνεμο σε όλη τη διαδρομή προς το άπειρο. Αυτό επιτεύχθηκε ξεκινώντας με μια τεράστια πυκνότητα αερίου ($\sim 10^{10}$ άτομα/cm³) στον Ήλιο, κατά ένα παράγοντα 100 πάνω από την παρατηρούμενη πυκνότητα, και μειώνοντας τη θερμική αγωγιμότητα στο ένα όγδοο της κανονικής τιμής, με αποτέλεσμα να μειώνει σημαντικά τη θερμότητα που προσφέρεται σε κάθε ζευγάρι ηλεκτρονίου - ιόντος. Η αριθμητική ολοκλήρωση της ακτινικής ορμής και οι εξισώσεις ροής θερμότητας οδήγησαν σε υποηχητική διαστολή του στέμματος, σχεδόν ανάλογη με την εξάχνωση αερίου από την εξώσφαιρα. Για τον υποηχητικό άνεμο των 10 - 20 km/sec σε απόσταση 1 AU χρησιμοποιήθηκε η έκφραση «ηλιακή αύρα». Ο Chamberlain είχε την εντύπωση ότι αυτή η λύση «εξάτμισης» ήταν η μόνη κατάλληλη θεωρητική αντιμετώπιση της διαστολής του στέμματος. Δικαιολόγησε την μειωμένη θερμική αγωγιμότητα και την υψηλή στεμματική πυκνότητα με το επιχείρημα ότι η υπολογισμένη πυκνότητα ηλεκτρονίων σε μεγάλη ακτινική απόσταση συμφωνούσε με την τεράστια πυκνότητα ηλεκτρονίων που εκτιμήθηκε από την υπόθεση ότι το ζωδιακό φως προκύπτει από τη σκέδαση Thomson ηλιακού φωτός από μεσοπλανητικά ηλεκτρόνια (βλ. van de Hulst, 1953, 1955). Η πίεση του αερίου μειωνόταν στο μηδέν στο άπειρο επειδή η μείωση της μεταφοράς θερμότητας μας δίνει θερμοκρασία που μειώνεται καθώς αυξάνεται η απόσταση, ανάλογα με

το $1/r$, η οποία σχετίζεται με τη συνολική ροή ενέργειας που μειώνεται στη υποηχητική ηλιακή αύρα. Η ταχύτητα της ηλιακής αύρας μειωνόταν προς τα έξω ασυμπτωτικά ως $1/r^{1/2}$ και έφτανε στο άπειρο χωρίς κινητική, θερμική ή βαρυτική ενέργεια, όπως ήδη αναφέρθηκε. Ο Chamberlain προσκλήθηκε να δώσει μια ομιλία στη συνάντηση της National Academy of Sciences την Άνοιξη του 1961. Ωστόσο, το κοινό του έφυγε διαβεβαιωμένο ότι δεν υπήρχε τίποτα άλλο παρά η παραδοσιακή απώλεια αερίου μέσω διαφυγής λόγω εξάτμισης από το ηλιακό στέμμα.

Αργότερα, με την επαναληπτική μέθοδο που περιγράφηκε στα προηγούμενα για τη γενίκευση των αναλυτικών λύσεων της εξίσωσης ορμής και της εξίσωσης διάδοσης θερμότητας (Parker, 1964a,b, 1965a,d, 1969), ήταν δυνατόν να αντιμετωπιστούν οι διάφορες κατηγορίες στεμματικής διαστολής με έναν ενιαίο τρόπο. Μια κρίσιμη ποσότητα είναι η ολική ακτινική ροή ενέργειας ανά στερεακτίνιο,

$$F = r^2 \kappa(T) \frac{dT}{dr} + n(r) V(r) r^2 \left(\frac{1}{2} m V(r)^2 + 5kT(r) - \frac{GM_{\odot} m}{r} \right), \quad (5.33)$$

θεωρώντας ότι δεν υπάρχουν απώλειες μέσω ακτινοβολίας και ότι η διάδοση θερμότητας γίνεται μόνο μέσω θερμικής αγωγής και μεταφοράς. Το μοντέλο εξάτμισης ικανοποιεί τη συνθήκη $F = 0$, από την οποία προκύπτει $v \sim 1/r^{1/2}$ και $T \sim 1/r$ για μεγάλα r . Έτσι, αν η στεμματική πυκνότητα είναι ικανοποιητικά μεγάλη και η θερμική αγωγιμότητα αρκετά χαμηλή, η θερμοκρασία του στέμματος μηδενίζεται γρήγορα μέσα στο διάστημα και υπάρχει η πιθανότητα να αποφύγουμε την υπερηχητική διαστολή (βλέπε την ανταλλαγή απόψεων στις εργασίες των Chamberlain (1965) και Parker, 1965b,c), σύμφωνα με τα παραπάνω το πρόβλημα Biermann-Chapman παραμένει άλυτο. Οι Noble και Scarf (1962, 1963) και Whang και Chang (1965) ολοκλήρωσαν αριθμητικά τις εξισώσεις ορμής και διάδοσης θερμότητας, δείχνοντας πως η θερμική αγωγιμότητα ενός στέμματος με ρεαλιστικές πυκνότητες των 10^8 ιόντων και ηλεκτρονίων/cm³ κοντά στον Ήλιο (όπου η θερμότητα προσφέρεται) είναι αρκετή για να παρέχει υπερηχητικές ταχύτητες και πυκνότητες ανέμου συγκρίσιμες με τις παρατηρούμενες.

Μια πλήρης αυστηρή μαθηματική ανάλυση των συνθηκών ενός αγωγίμου στέμματος που διαστέλλεται ακτινικά υποηχητικά ή υπερηχητικά έγινε από τους Roberts και Soward (1972). Προτείνουμε ο αναγνώστης που ενδιαφέρεται για περισσότερα μπορεί να ανατρέξει στη περιεκτική δημοσίευσή τους για μια ολοκληρωμένη μαθηματική επεξεργασία. Ο Hundhausen (1972) έχει κάνει ανασκόπηση των πολλών θεωρητικών μελετών της στεμματικής διαστολής και του ηλιακού ανέμου που είχαν γίνει μέχρι εκείνη την εποχή.

5.16 Άμεσες παρατηρήσεις του ηλιακού ανέμου

Ήταν ξεκάθαρο ήδη από το 1960 ότι η έμμεση εξαγωγή συμπερασμάτων στην οποία περιορίζεται ο παρατηρητής από τη Γη είχε φτάσει στα όριά της και περαιτέρω συμπεράσματα δεν μπορούσαν να εξαχθούν. Το ζήτημα του ηλιακού ανέμου και της πυκνότητας, θερμοκρασίας, ταχύτητας, κτλ. μπορούσαν να εξεταστούν μόνο μέσω άμεσων

παρατηρήσεων με όργανα μέσα σε κατάλληλο διαστημόπλοιο, εκτός του γεωμαγνητικού πεδίου και μέσα στον άνεμο. Ευτυχώς, η διαστημική εποχή άρχισε στο μέσο της αντιπαράθεσης, και η πρώτη άμεση ανίχνευση και μέτρηση έγινε από τον Gringauz, κ.α. (1960, 1961, 1967) με τα διαστημόπλοια Luna 2, Luna 3 και Venus 3. Το όργανο ήταν ένα δοχείο συλλογής πλάσματος καλυμμένο με μια μεταλλική πλάκα σε θετική τάση 50 Volts, τα ηλεκτρόνια του ηλιακού ανέμου παγιδεύονται στην πλάκα και τα ιόντα του ηλιακού ανέμου με ενέργεια μεγαλύτερη από 50 Volts περνούν στο δοχείο συλλογής και καταμετρούνται. Η συσκευή μέτρησε ροή πρωτονίων της τάξης μεγέθους $10^8 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Γνωρίζοντας ότι ένα πρωτόνιο με ενέργεια 50 eV έχει ταχύτητα 100 km/s, οι μετρήσεις έδειξαν ότι ο ηλιακός άνεμος δεν είχε ταχύτητα μικρότερη από 100 km/s στο χρονικό διάστημα των πτήσεων. Τέτοιες ταχύτητες είναι υπερηχητικές εκτός αν γίνει η παραδοχή ότι η θερμοκρασία του ανέμου στην τροχιά της Γης είναι τουλάχιστον $0.5 \times 10^6 \text{ K}$. Οι συνάδελφοι του Gringauz δεν αναγνώρισαν αμέσως τη θεμελιώδη σημασία τους. Κυριαρχούσε μια γενική δυσπιστία εκείνη την εποχή με το θλιβερό αποτέλεσμα οι πρωτοπόρες επιστημονικές μετρήσεις τους να λάβουν μικρή υποστήριξη.

Το διαστημόπλοιο Explorer 10, που εκτοξεύτηκε το 1961, μετέφερε ένα πιο πολύπλοκο δοχείο πλάσματος που κατασκευάστηκε από την ομάδα του MIT και ήταν ικανό να ανεβάσει τη θετική τάση στη προστατευτική μεταλλική πλάκα σε πάνω από ένα kVolt, επομένως, μπορούσε να μετρήσει τη ροή πρωτονίων που διασχίζουν διάφορα δυναμικά καθυστέρησης (Bonetti, κ.α., 1963). Με μια σειρά αυξήσεων του καθυστερημένου δυναμικού κατά βήματα η ομάδα του MIT βρήκε μια μέση ταχύτητα πρωτονίων ίση με 280 km/s και ροή πρωτονίων $1 - 2 \times 10^8 / \text{cm}^2 \text{ s}$. Αυτό υποδεικνύει πυκνότητες ηλιακού ανέμου 4-8 άτομα/cm³, ουσιαστικά κατά ένα παράγοντα 10^2 μικρότερες από τις εκτιμήσεις που στηρίχθηκαν στη λαμπρότητα του ζωδιακού φωτός και στην ισχυρή αλληλεπίδραση της ΗΣΑ με τις ουρές των κομητών. Το μόνο πρόβλημα με τις μετρήσεις ήταν ότι δεν ήταν χρονικά συνεχείς. Χρονικά διαστήματα μιας ώρας στα οποία εμφανιζόταν ηλιακός άνεμος εναλλάσσονταν με συγκρίσιμα χρονικά διαστήματα στα οποία απουσίαζε ο ηλιακός άνεμος και στη θέση του υπήρχε μαγνητικό πεδίο 10^{-4} Gauss (Heppner, κ.α., 1963). Το γεγονός αυτό υποδείκνυε στεμματική εκροή ηλιακού ανέμου αναμεμιγμένη με ουσιαστικά κενές περιοχές από μαγνητική ροή που επεκτείνονται από τον Ήλιο. Κάποιος θα μπορούσε να αναρωτηθεί αν αυτό το περίεργο φαινόμενο σχετίζεται με τις εκροές μάζας που παρατηρούνται στο ηλιακό στέμμα κατά τη διάρκεια ολικής έκλειψης (Parker, 1964c). Ωστόσο, όπως έχει ήδη αναφερθεί, ποσοτικοί υπολογισμοί των διαστάσεων και της μορφής των κομητών, των οποίων το μαγνητικό πεδίο περιορίζεται από τον ηλιακό άνεμο, γίνονταν διαθέσιμοι. Οι προγενέστερες εκτιμήσεις της πυκνότητας του ανέμου των 500 /cm³ ή περισσότερο υποδείκνυαν ότι το όριο προς την πλευρά του ήλιου του γεωμαγνητικού πεδίου θα βρισκόταν κάπου μέσα σε 5 γήινες ακτίνες, σίγουρα πάντως μέσα στην τροχιά του Explorer 10 στις 10-15 ακτίνες. Ωστόσο, η πραγματική χαμηλή πυκνότητα του ανέμου αναθεώρησε την εκτίμηση σε 10-15 ακτίνες, ανάλογα με την απόσταση μεταξύ του Ήλιου και της Γης. Ήταν ξεκάθαρο από τα αναθεωρημένα μοντέλα της μαγνητόσφαιρας, τότε, ότι το διαστημόπλοιο Explorer 10 ταξίδεψε περίπου κατά μήκος της μαγνητόσφαιρας που οριοθετεί τη μαγνητόσφαιρα και στο αέριο πίσω από το ωστικό κύμα στον ηλιακό άνεμο (Bonetti κ.α.,

1963). Έτσι, τελικά, ο ανιχνευτής πλάσματος πήρε μετρήσεις για τον ηλιακό άνεμο στην περιοχή της πρόσκρουσης και για το εξωτερικό γεωμαγνητικό πεδίο. Έδειξε ξεκάθαρα ότι ο ηλιακός άνεμος υπάρχει, με υπερηχητικές ταχύτητες εκατοντάδων χιλιομέτρων ανά δευτερόλεπτο, θερμοκρασίες της τάξης των 10^5 K, και αριθμητικές πυκνότητες πολλών πρωτονίων/cm³ (Bonetti κ.α., 1963· Scherb, 1964). Επιπλέον, έδειξε ότι το ζωδιακό φως ήταν κυρίως αποτέλεσμα σκέδασης του ηλιακού φωτός από μεσοπλανητικούς κόκκους σκόνης που σχετίζονται ελάχιστα έως καθόλου με ελεύθερα ηλεκτρόνια.

Οι καθοριστικές παρατηρήσεις του ηλιακού ανέμου έγιναν με το όργανο πλάσματος που κατασκευάστηκε στο Jet Propulsion Laboratory (JPL) και μεταφέρθηκε με το διαστημόπλοιο Mariner 2 το οποίο εκτοξεύτηκε προς το τέλος του 1962, με τελικό προορισμό την Αφροδίτη. Ο ανιχνευτής πλάσματος ήταν μια κυρτή μεταλλική επιφάνεια η οποία ήταν ένας ηλεκτροστατικός αναλυτής που μετράει τη ροή πρωτονίων ως συνάρτηση της ενέργειάς τους. Το όργανο έδειχνε ότι ο υπερηχητικός ηλιακός άνεμος ήταν παρών κατά τη διάρκεια ολόκληρου του ταξιδιού που κράτησε πάνω από 3 μήνες. Παρατηρήθηκαν ταχύτητες ροής μικρές, 320 km/s, αλλά και μεγάλες, 770 Km/s, με μια μέση τιμή στα 504 km/s. Οι πυκνότητες πρωτονίων έδειξαν μια ελάχιστη τιμή ίση με 0.44/cm³ και μια μέγιστη 54/cm³, με μέση τιμή 5.4/cm³ (Snyder και Neugebauer, 1964; Neugebauer και Snyder, 1966, 1967). Οι Neugebauer και Snyder (1964) προσπάθησαν να δείξουν από τα δεδομένα ότι η θερμοκρασία πρωτονίων ήταν άλλες φορές τόσο χαμηλή όσο 3×10^4 K και άλλες φορές τόσο υψηλή όσο 6×10^5 K, με μέση τιμή 1.5×10^5 K. Απέδειξαν επίσης ότι το αξιοπρόσεκτο γεγονός ότι τα ιόντα ηλίου (He^{++}) είχαν θερμοκρασία η οποία ήταν περίπου τέσσερις φορές η θερμοκρασία των πρωτονίων, δηλαδή είχαν προσεγγιστικά τις ίδιες θερμικές ταχύτητες οι οποίες αποδεικνύεται ότι είναι και οι δύο ίσες με την τοπική ταχύτητα Alfvén.

Αυτό μας μεταφέρει στο μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο το οποίο είναι χρήσιμο για να προσδιοριστεί η περιοχή προέλευσης του ηλιακού ανέμου στον Ήλιο. Δυστυχώς το διαστημόπλοιο Mariner 2 είχε και το ίδιο μαγνητικό πεδίο και, επομένως, ήταν δύσκολο να καθοριστεί η διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου του ηλιακού ανέμου. Ωστόσο, ο Coleman, κ.α. (1962,1963) και Davis κ.α. (1964) μπόρεσαν να αναγνωρίσουν μια γρήγορα κυμαινόμενη συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου των 4×10^{-5} gauss.

Λαμβάνοντας υπόψη τη δυσκολία που προκύπτει από τα μεταβαλλόμενα μαγνητικά πεδία του διαστημοπλοίου Mariner 2, το πρώτο από τα διαστημόπλοια Interplanetary Monitoring Platforms, IMP 1, κατασκευάστηκε με μεγάλη προσοχή ώστε να μην έχει μαγνητικό πεδίο. Πρέπει να σημειωθεί ότι αυτή η διαδικασία δεν ήταν απλή. Όχι μόνο πρέπει το διαστημόπλοιο και τα ηλεκτρονικά του να κατασκευαστούν εξολοκλήρου από μη μαγνητικά μέταλλα, συμπεριλαμβανομένων λεπτομερειών όπως το μονωτικό στα καλώδια των τρανζίστορ, αλλά και το ηλεκτρικό κύκλωμα έπρεπε να σχεδιαστεί με τέτοια λεπτομέρεια ώστε να μην υπάρχει κανένας βρόγχος ρεύματος. Οποιοσδήποτε βρόγχος ηλεκτρικού ρεύματος γύρω από μια περιοχή παράγει διπολική μαγνητική ροπή και το μαγνητικό πεδίο μειώνεται με την απόσταση d μόνο ως $1/d^3$. Σε αυτή την περίπτωση, το μαγνητόμετρο τοποθετήθηκε σε ένα μακρύ βραχίονα για να απομακρυνθεί όσο γίνεται περισσότερο από το διαστημόπλοιο. Η προσπάθεια είχε αποτέλεσμα και μετά την εκτόξευση του IMP 1 στον ηλιακό άνεμο, το μαγνητόμετρο έδειξε ένα

μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο να μεταβάλλεται έντονα και γρήγορα ($\Delta B \sim B$) γύρω από μια μέση τιμή 6×10^{-5} gauss και ένα μέσο προσανατολισμό σχεδόν κοντά στην αναμενόμενη κατεύθυνση των 40° από την ακτινική διεύθυνση (Ness, Scarce, και Seek, 1964). Αν χρησιμοποιήσουμε ότι το ακτινικό πεδίο μεταβάλλεται αντιστρόφως ανάλογα με το τετράγωνο της απόστασης, τότε, από το δεδομένο ότι στην τροχιά της Γης το πεδίο είναι 6×10^{-5} gauss ($1 AU = 220R_\odot$), συμπεραίνουμε ότι το ακτινικό πεδίο στον Ήλιο είναι περίπου 3 gauss. Αυτή η τάξη μεγέθους συμφωνεί με την περίπτωση που ο άνεμος προέρχεται από μια ήρεμη περιοχή του Ήλιου. Στην πραγματικότητα, αν ο άνεμος προέρχεται από το στέμμα από περιοχές ασθενούς μαγνητικού πεδίου στον Ήλιο, ώστε το στέμμα να μπορεί να απωθήσει το πεδίο και να δραπετεύσει, τότε το πεδίο μετατρέπεται προς τα έξω πιο γρήγορα με την ακτινική απόσταση και το μετρούμενο πεδίο υποδεικνύει πεδία των περί τα 10 gauss στον Ήλιο.

Όμως, η περίεργη ασυμφωνία μεταξύ της μετρούμενης πυκνότητας του ηλιακού ανέμου της τάξης των 5 πρωτονίων/cm³ και των 500 πρωτονίων/cm³ ή μεγαλύτερη, που εκτιμήθηκε από τον Biermann από την έντονη αντηλιακή επιτάχυνση της αεριώδους ουράς των κομητών, παρέμενε. Η εξήγηση είναι ότι το μαγνητικό πεδίο που μεταφέρεται με τον ηλιακό άνεμο αλληλεπιδρά με τα ιόντα και τα ηλεκτρόνια στην ουρά των κομητών και η αιτία του φαινομένου δεν είναι οι συγκρούσεις Coulomb και η ανταλλαγή φορτίων μεταξύ των ιόντων του ηλιακού ανέμου και των ιόντων των κομητών. Ένα ιόν του κομήτη αυξάνει την ταχύτητά του εξαιτίας του μαγνητικού πεδίου του ανέμου (δηλ. επιταχύνεται από το ηλεκτρικό πεδίο $\mathbf{E} \cong -\mathbf{V} \times \mathbf{B}/c$ στο σύστημα αναφοράς του κομήτη) μέσα σε μια απόσταση της τάξης της ακτίνας κυκλότρου του ιόντος του κομήτη όπως υπολογίζεται για τη σχετική ταχύτητα του ιόντος ως προς τον ηλιακό άνεμο (~ 400 km/s), η οποία προκύπτει ότι είναι μόνο λίγο μεγαλύτερη από 700 km για ένα πρωτόνιο στην τροχιά της Γης όπου $B \sim 6 \times 10^{-5}$ Gauss. Έτσι, η αλληλεπίδραση του ηλιακού ανέμου με τα ιόντα στην ουρά του κομήτη είναι μαγνητική, μέσω του μακροσκοπικού γενικού μαγνητικού πεδίου που μεταφέρεται με τον ηλιακό άνεμο. Σημειώνουμε ότι η πυκνότητα των 5 πρωτονίων/cm³ στον ηλιακό άνεμο είναι αρκετή για την απαραίτητη αδράνεια για την επιτάχυνση των ιόντων στην ουρά των κομητών.

Έτσι, η συνεχής υδροδυναμική εκτόνωση του στέμματος που παράγει υπερηχητικό ηλιακό άνεμο ήταν τελικά σωστή, και η μεσοπλανητική κίνηση του πλάσματος και τα μαγνητικά πεδία μπορούν να κατανοηθούν βάσει αυτού. Οι αρχικές προτάσεις των Charman και Biermann συμβιβάστηκαν ως δύο διαφορετικές πτυχές του δυναμικού στέμματος. Η μεταβλητή μείωση της έντασης της γαλαξιακής κοσμικής ακτινοβολίας μπορούσε να θεωρηθεί ως αποτέλεσμα της προς τα έξω σάρωσης των μαγνητικών πεδίων από τον άνεμο. Επιτέλους είχαμε ποσοτικές παρατηρησιακές πληροφορίες για το πλάσμα και το μαγνητικό πεδίο που προσκρούει στο γεωμαγνητικό πεδίο και μια γενική ιδέα της φύσης του μακρινού ηλιακού ανέμου και της δυναμικής του αλληλεπίδρασης με το μεσοαστρικό αέριο και το γαλαξιακό μαγνητικό πεδίο.

5.17 Το εξωτερικό όριο του Ηλιακού ανέμου

Μετά τις μετρήσεις της πυκνότητας του ηλιακού ανέμου προέκυψε το ερώτημα ποια είναι η απόσταση μέχρι την οποία εκτείνεται ο ηλιακός άνεμος μέσα στο μεσοαστρικό χώρο. Η απάντηση, μέχρι να γίνουν οι παρατηρήσεις του Mariner 2, μπορούσε να βασιστεί μόνο σε υποθέσεις για το ποια είναι η μέση πυκνότητα και ταχύτητα της ΗΣΑ (βλ Davis, 1955, Parker, 1961β, 1963). Η πίεση πρόσκρουσης (πυκνότητα τάσης Reynolds) ροής πλάσματος, n ιόντων και ηλεκτρονίων ανά μονάδα όγκου με μάζα υδρογόνου M και ταχύτητα V , είναι nmV^2 . Για καθαρά ακτινική κίνηση με σταθερή ταχύτητα πέρα από την τροχιά της Γης ($r > r_E$) η πυκνότητα του ανέμου μειώνεται ως $n(r) = n(r_E)(r_E/r)^2$. Ο ηλιακός άνεμος απομακρύνει το μεσοαστρικό μέσο σε απόσταση όπου η εμπρόσθια πίεση nmV^2 μειώνεται στη μεσοαστρική πίεση του περιβάλλοντος P , που οφείλεται στο μεσοαστρικό αέριο, μαγνητικό πεδίο και σε κάποιο βαθμό στη γαλαξιακή κοσμική ακτινοβολία, των οποίων η είσοδος στον ηλιακό άνεμο εμποδίζεται από το αζιμουθιακό πεδίο που ωθεί προς τα έξω τα παραπάνω. Η πίεση από το αζιμουθιακό μαγνητικό πεδίο στον ηλιακό άνεμο μπορεί να αγνοηθεί γιατί είναι μικρή σε σύγκριση με την εμπρόσθια πίεση. Ηλιακός άνεμος με $n = 5$ πρωτόνια/cm³ και $V = 500$ km/s σε απόσταση $r = r_E$ έχει εμπρόσθια πίεση περίπου 2×10^{-8} dyn/cm², η οποία μειώνεται πέρα από τη Γη ανάλογα με το $(r_E/r)^2$. Όπως ήδη αναφέρθηκε, ο ηλιακός άνεμος παύει να υπάρχει κάπου στην περιοχή του r που δίνεται από τη σχέση $P = n(r_E)mV^2(r_E/r)^2$, όπου ο άνεμος περνά από το κρουστικό κύμα και παραπέρα γίνεται υποηχητικός και πολύ θερμός.

Στους υπολογισμούς, ο παράγοντας με τη μεγαλύτερη αβεβαιότητα είναι το P . Σαράντα χρόνια πριν τα τυπικά νούμερα ήταν 1 άτομο H/cm^3 στους 10^2 ή 10^3 K και η εκτίμηση για το γαλαξιακό μαγνητικό πεδίο ήταν $5 - 10 \times 10^{-6}$ gauss. Σε αυτή την περίπτωση, η πίεση του αερίου είναι μικρή συγκρινόμενη με τη μαγνητική πίεση που έχει τιμή 10^{-12} dyn/cm³. Σήμερα φαίνεται ότι το γαλαξιακό μαγνητικό πεδίο είναι 3×10^{-6} Gauss και η αριθμητική πυκνότητα του τοπικού μεσοαστρικού αερίου είναι περίπου 0.1 ιόντα/cm³ σε θερμοκρασία 3×10^3 K. Επομένως, $P \sim B^2/8\pi \sim 0.4 \times 10^{-12}$ dyn/cm³. Το αποτέλεσμα είναι να σταματά ο υπερηχητικός άνεμος σε απόσταση $r \sim 250$ AU. Μια χαμηλότερη μέση ταχύτητα ανέμου, της τάξης των 350 km/s, που έδειξαν νεότερες μελέτες, μας δίνει ότι ο άνεμος σταματά σε απόσταση $r \sim 175$ AU. Έτσι, ο ηλιακός άνεμος απομακρύνει το μεσοαστρικό αέριο και τα πεδία σε κάποια σημαντική απόσταση και μετά ρέει μακριά από αυτή την περιοχή. Κατά τη διάρκεια των μελετών εισήχθηκε ο κατάλληλος όρος «ηλιόσφαιρα» για την περιοχή του μεσοαστρικού χώρου που σαρώνεται από τον ηλιακό άνεμο.

Αυτό μας μεταφέρει πίσω στο ερώτημα της στροφορμής που απομακρύνεται από τον Ήλιο μέσω του ηλιακού ανέμου και της τάσης του σπειροειδούς μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου. Όπως έχει ήδη αναφερθεί, η σημερινή ροπή είναι πολύ μικρή για να έχει κάποιο αισθητό αποτέλεσμα στην περιστροφή του Ήλιου (Parker, 1958e, Brandt, 1966, Brandt, Wolff, και Cassinelli, 1969; Urch, 1969), αλλά το θέμα δεν είναι άνευ επιστημονικού ενδιαφέροντος, ειδικά όταν αναλογισθεί κανείς το γεγονός ότι η ροπή του ηλιακού ανέμου τελικά είχε ως αποτέλεσμα την επιβράδυνση της θεωρούμενης αρχικής γρήγορης περιστροφής του Ήλιου κατά τη διάρκεια των πρώτων 3×10^8 χρόνων μετά το σχηματισμό του (Schatzman, 1954, 1973). Πρέπει, επίσης, να σημειωθεί ότι οι

άμεσες παρατηρήσεις έδειξαν μια μέση τελική περιστροφή του ηλιακού ανέμου με την αζιμουθιακή συνιστώσα της ταχύτητας να είναι περίπου 8 Km/s (στον αργό άνεμο των 300-350 Km/s) στην τροχιά της Γης. Η δυναμική αλληλεπίδραση του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου και του πλάσματος του ηλιακού ανέμου μελετήθηκε θεωρητικά από τους Weber και Davis (1967), Modisette (1967), Alonso-Faus (1968), και Urch (1969). Αυτές οι θεωρητικές μελέτες προέβλεψαν μια αζιμουθιακή ταχύτητα της τάξης των 1 - 2 km/s, αρκετά μικρότερη από αυτήν που προέκυψε από την παρατήρηση. Η αιτία της απόκλισης δεν είναι ξεκάθαρη.

Άλλο ένα ερώτημα προέκυψε από τη θεωρητική απόδειξη (Parker, 1967a,b; Lerche και Parker, 1967) ότι από την πρόσκρουση του ηλιακού ανέμου πάνω στο εξωτερικό όριο του γεωμαγνητικού πεδίου δεν μπορεί να προκύψει κατάσταση ισορροπίας για αυτό το όριο του γεωμαγνητικού πεδίου, εκτός αν ικανοποιούνται ορισμένες συνθήκες για τη θερμοκρασία των ηλεκτρονίων. Η εκτροπή των πλάγια προσκρούμενων ιόντων ηλιακού ανέμου παράγει μια έντονη περιστροφή της κατεύθυνσης του μαγνητικού πεδίου της μαγνητόπαυσης, με το περιστρεφόμενο πεδίο να ωθείται προς τα έξω καθώς διέρχονται τα ιόντα. Η γρήγορη μείωση της μαγνητικής ροής από το όριο της μαγνητόσφαιρας είναι το αναμενόμενο αποτέλεσμα όταν δεν υπάρχουν οι συνθήκες για ισορροπία, ενώ, επιπλέον, έχουμε την αναμενόμενη γρήγορη επανασύνδεση του γεωμαγνητικού μαγνητικού πεδίου με το μεσοπλανητικό πεδίο στην προσήλια πλευρά της μαγνητόπαυσης. (Dungey, 1961). Πρόσφατα μοντέλα που περιγράφουν την πρόσκρουση του ανέμου στη μαγνητόπαυση από τους DeKeyser και Roth (1998) παρουσιάζουν, μέχρι κάποιο βαθμό, το εύρος των συνθηκών για την αποτελεσματική συγκράτηση του μαγνητικού πεδίου. Δυστυχώς, η γενική δυναμική αστάθεια της μαγνητόπαυσης (Parker, 1958a, Eniatar και Wolf, 1968) κάνει δύσκολο το διαχωρισμό της μη ισορροπίας από την ασταθή ισορροπία μέσω άμεσων παρατηρήσεων.

5.18 Συμπεράσματα

Μετά την άμεση επιβεβαίωση και επί τόπου μέτρηση του ηλιακού ανέμου έγινε από τους Explorer 10, Mariner 2 και IMP 1, ήταν απαραίτητο να συγκεντρωθούν οι διάφοροι λεπτομερείς υπολογισμοί των χαρακτηριστικών και των επιδράσεων του ηλιακού ανέμου (που έχουν ήδη αναφερθεί) σε μια μονογραφία (Parker, 1963) η οποία θα περιλάμβανε ένα πλήθος επεξηγηματικών παραδειγμάτων της διάχυσης των ηλιακών κοσμικών ακτίνων και της γαλαξιακής κοσμικής ακτινοβολίας διαμέσου ποικίλλων διαμορφώσεων του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου. Εκτός από μια λεπτομερή έκθεση του πολυτροπικού μοντέλου της εκτόνωσης του στέμματος, μελετήθηκε το απλό μοντέλο που χρησιμοποιεί δύο πολυτροπικούς δείκτες, με ισόθερμο στέμμα ($\gamma = 1$) από το επίπεδο αναφοράς $r = r_o$ κοντά στον Ήλιο μέχρι κάποια αυθαίρετη απόσταση b , και ένα αδιαβατικό στέμμα ($\gamma = 5/3$) για μεγαλύτερες αποστάσεις από $r = b$.

Περιγράφοντας τη φαινομενολογία των παρατηρούμενων διακυμάνσεων στο μέτρο της ταχύτητας του ηλιακού ανέμου με την περιστροφή των ήρεμων και των ενεργών περιοχών στον Ήλιο, ήταν φανερό ότι, μέχρι να φτάσει ο άνεμος την τροχιά του Δία στις 5 AU, ο γρήγορος και ο αργός ηλιακός άνεμος, οι οποίοι κινούνται σε σπειροειδή τροχιά ($r = V\phi/\Omega_E$) στο διάστημα ως αποτέλεσμα της περιστροφής του Ήλιου,

αλληλεπιδρούν έντονα, με τον γρήγορο ηλιακό άνεμο να εισχωρεί στον προπορευόμενο αργό ηλιακό άνεμο. Μερικές απλές εξηγήσεις δόθηκαν. Συνεπώς, είναι ενδιαφέρον να δούμε πως επακόλουθες διαστημικές παρατηρήσεις μέχρι το Δία και παραπέρα θα δείξουν την ισχύ και την πολυπλοκότητα αυτής της φαινομενικά απλής διαδικασίας, που διαδοχικά κύματα κρούσης, επιτάχυνση σωματιδίων, τοπική διαμόρφωση της κοσμικής ακτινοβολίας κ.α. (βλ Burlaga, 1997).

Έπειτα, διατυπώθηκε (Parker, 1966) η αδιαβατική επιβράδυνση της κοσμικής ακτινοβολίας στα διαστελλόμενα πεδία του ηλιακού ανέμου. Παράλληλα μελετήθηκε ο ρόλος των μικρής κλίμακας τυχαίων κινήσεων (στοχαστική τοπολογία) των γραμμών του πεδίου στο μεσοπλανητικό χώρο και οι άμεσες επιπτώσεις τους στη διάχυση της κοσμικής ακτινοβολίας από το Γαλαξία στην ηλιόσφαιρα και τη διάδοση της ηλιακής κοσμικής ακτινοβολίας προς τα έξω και γύρω από τον Ήλιο (Jokipii και Parker, 1968a,b). Πράγματι, με τις άμεσες παρατηρήσεις από το διάστημα, παρατηρήθηκε σχεδόν κάθε πτυχή του ηλιακού ανέμου είναι η αιτία απρόσμενων φαινομένων. Για παράδειγμα, τα ιόντα ηλίου απομακρύνονται από τον Ήλιο λίγο ταχύτερα από τα πρωτόνια. Οι θερμοκρασίες όλων των βαρύτερων ιόντων είναι σημαντικά μεγαλύτερες από τη θερμοκρασία των πρωτονίων. Ο άνεμος παρουσιάζει γρήγορες και αργές φάσεις καθώς περιστρέφεται με τον Ήλιο (Wilcox και Ness, 1965; Ness, Hundhausen και Bame, 1971), με τον γρήγορο άνεμο να συνδέεται πλέον με τις στεμματικές οπές (Nolte κ.α., 1976; Sullivan και McIntosh, 1976). Ο αργός και σχετικά πυκνός άνεμος πιστεύεται ότι προέρχεται από την περιφέρεια των ενεργών περιοχών του Ήλιου, ίσως σαν επέκταση του διάχυτου στέμματος στις ακτίνες X. Αλλά αυτό δεν είναι ξεκάθαρο την παρούσα στιγμή. Οι υπεύθυνες πηγές θερμότητας είναι αμυδρά κατανοητές και στις δύο περιπτώσεις. Το μεγάλο και γρήγορο κύμα διαταραχών και οι ασυνέχειες περιστροφής στο μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο που μεταφέρονται και στον άνεμο (Burlaga, 1968,1969; Burlaga και Ness, 1968,1969; Belcher και Davis, 1971) φαίνεται να μας δίνουν πληροφορίες για τις συνθήκες που επικρατούν κοντά στον Ήλιο. Πρόσφατα, το διαστημόπλοιο Ulysses (Marsden, 1994a,b; Marsden, Page και Smith, 1994; Simpson, κ.α., 1994) μελέτησε τον γρήγορο ηλιακό άνεμο πάνω από τις πολικές στεμματικές οπές του Ήλιου στο ελάχιστο της δράσης και τώρα βρίσκεται στο στάδιο που περνάει πάνω από του πόλους κοντά στο μέγιστο της δραστηριότητας. Οι παρατηρήσεις έδειξαν ότι ο αργός ηλιακός άνεμος συναντάται μόνο σε χαμηλά ηλιογραφικά πλάτη ($\leq 30^\circ$), ενώ ο γρήγορος άνεμος παντού στα μεσαία και υψηλά ηλιογραφικά πλάτη (Phillips, κ.α., 1995a,b; Suess, κ.α., 1998).

Η εξώτερη ηλιόσφαιρα και η αλληλεπίδραση του ηλιακού ανέμου με τον τοπικό μεσοαστρικό άνεμο άρχισαν να κατανοούνται με τους Voyagers 1 και 2. Η κύρια αλληλεπίδραση του ηλιακού ανέμου με τη γαλαξιακή κοσμική ακτινοβολία βρίσκεται ακόμα πιο μακριά από τις αποστάσεις που έφτασαν αυτά τα διαστημόπλοια. Η προέλευση της ανώμαλης συνιστώσας της κοσμικής ακτινοβολίας (Garcia-Munoz, Mason και Simpson, 1973), η οποία θεωρείται ότι δημιουργείται στο τερματικό κρουστικό κύμα του ανέμου, από ιόντα που επιταχύνονται εξαιτίας κρούσεων με μεσοαστρικά ουδέτερα άτομα (Fisk, Koslovsky και Ramaty, 1974; Pesses, Jokipii και Eichler, 1981; Jokipii, 1986), πρέπει να ελεγχθεί από άμεσες παρατηρήσεις στην περιοχή αυτή. Είμαστε σίγουροι ότι η εξερεύνηση αυτών των απομακρυσμένων περιοχών θα μας φέρει αντιμέτωπους με

νέες εκπλήξεις.

Η εκπομπή σχετικιστικών ηλεκτρονίων από το Δία (The Jupiter relativistic electron beacon) (Simpson, κ.α., 1974; Chenette, Conlon και Simpson, 1974) είναι ένα εκπληκτικό φαινόμενο, που τελικά προκύπτει από την αλληλεπίδραση του ηλιακού ανέμου με την γρήγορα περιστρεφόμενη μαγνητόσφαιρα του Δία. Η παρατηρούμενη εναλλαγή της πεπλατυσμένης κορυφής με μια οξεία κορυφή στα διαδοχικά 11-ετή μέγιστα της κοσμικής ακτινοβολίας αποδείχθηκε (Jokipii και Kopriva, 1979; Morall, Jokipii και Mewaldt, 1991) ότι είναι αποτέλεσμα των μεταβαλλόμενων ολισθήσεων των σωματιδίων της κοσμικής ακτινοβολίας στο μακροσκοπικής κλίμακας μαγνητικό πεδίο του μεσοαστρικού χώρου (βλ. εξισώσεις (4.8) και (4.9) ενώ έχει γίνει υπέρθεση με την ολίσθηση που προκύπτει εξαιτίας της σκέδασης των σωματιδίων από τις μικρής κλίμακας διαταραχές στο μαγνητικό πεδίο. Η κατεύθυνση της ολίσθησης εξαρτάται από το πρόσημο του μαγνητικού πεδίου στο οποίο τα γενικά ΜΥΔ φαινόμενα παραλείπονται επειδή οι πιέσεις του Maxwell είναι δευτέρου βαθμού ως προς τα πεδία. Κατά τη διάρκεια μιας περιόδου 11 ετών, η κοσμική ακτινοβολία ολισθαίνει στο ηλιακό σύστημα πάνω από τους πόλους του Ήλιου και κινείται προς τα έξω στα χαμηλά ηλιογραφικά πλάτη, αντιστρέφοντας την κατεύθυνση κίνησης για τα επόμενα 11 έτη, ενώ ο ηλιακός άνεμος σαρώνει την ηλιόσφαιρα πάντα με κατεύθυνση προς τα έξω, σε κάθε κατεύθυνση. Για αυτό το λόγο τα διαδοχικά μέγιστα της κοσμικής ακτινοβολίας παρουσιάζουν διαφορές.

Όλα δείχνουν για μια ακόμα φορά το παγκόσμιο γεγονός ότι η Φύση, παρόλο που δεσμεύεται αυστηρά από τις εξισώσεις των Newton, Maxwell, Schrodinger κ.α., είναι πολύ πιο πολύπλοκη και ευφάνταστη από ότι είμαστε εμείς, δημιουργώντας και εμάς και τα φαινόμενα που μας μπερδεύουν. Είναι αυτές οι δίχως όρια καινοτομίες της Φύσης που κάνουν την επιστημονική έρευνα τόσο ενδιαφέρουσα.

Όπως έχει ήδη τονισθεί, το ιστορικό των εννοιών που οδήγησαν στην παρούσα περιορισμένη γνώση του ηλιακού ανέμου έχει ηλικία πάνω από δύο χιλιάδες χρόνια, όταν το διάστημα και τα μαγνητικά πεδία άρχισαν σιγά-σιγά να ανακαλύπτονται. Αν αυτή η πορεία της έρευνας πρέπει να μας διδάξει κάτι, είναι ότι η ανθρώπινη εξοικείωση με κάποιο εξειδικευμένο πεδίο φυσικής δεν θα πρέπει να οριοθετήσει τον συγκεκριμένο κλάδο φυσικής. Περαιτέρω πειράματα και παρατηρήσεις συχνά καταλήγουν σε απρόσμενες νέες τροπές ενάντια σε παλιές αρχές και οικεία φαινόμενα. Άσχετα με το πόσο σκληρά ή για πόσο χρονικό διάστημα έχει δουλέψει κάποιος πάνω σε κάποιο φυσικό αποτέλεσμα ή αρχή, υπάρχουν συνήθως και άλλες πτυχές που απομένουν να ανακαλυφτούν από το διαφορετικό τρόπο σκέψης κάποιου άλλου. Αυτό είναι το συναρπαστικό στην πραγματική επιστήμη. Αυτό σημαίνει ότι κανένας επιστήμονας δεν μπορεί να γίνει ο απόλυτος γνώστης και κανένας αυτοαποκαλούμενος ειδικός δεν μπορεί να λειτουργήσει αποτελεσματικά ως ερευνητής.

Η ανάπτυξη της φυσικής του ηλιακού ανέμου, μαζί με τις άμεσες μελέτες που έγιναν εφικτές με τη βοήθεια των επιστημονικών διαστημικών αποστολών από τη δεκαετία του '60, είναι καταγεγραμμένες στα πρακτικά διαφόρων συνεδρίων για τον ηλιακό άνεμο που ακολούθησαν. Το πρώτο έγινε το 1964 (Mackin και Neugebauer, 1966) και συνεχίζονται μέχρι σήμερα με το πλέον πρόσφατο Ένατο Συνέδριο για τον Ηλιακό Άνεμο (Habbal, κ.α., 1999). Ο αναγνώστης που επιθυμεί να μάθει τις νεώτερες εξελίξεις

στον ηλιακό άνεμο είναι καλό να ανατρέξει σε κλασικές μονογραφίες όπως αυτή των Hundhausen (1972), Burlaga (1997), Golub και Pasachoff (1997) Jokipii, Sonett, και Giampapa (1997). Οι πρόσφατες αστρονομικές γνώσεις για του αστρικούς ανέμους δίνονται στην πρόσφατη πραγματεία των Lamers και Cassinelli (1999). Η φαινομενικά παγκόσμια εκροή ύλης από διάφορα αστρονομικά αντικείμενα περιγράφεται επίσης από τον Parker (1997).

Βιβλιογραφία

- [1] Alfven, H. (1947). Granulation, magnetohydrodynamics, and the heating of the solar corona. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **107**, 211-219.
- [2] Alfven, H. (1950). *Cosmical Electrodynamics*, Clarendon Press, Oxford.
- [3] Alfven, H. (1956). *The Sun's general magnetic field*. *Tellus*, **8**, 1-12.
- [4] Alonso-Faus, A. (1968). Rotation of the solar wind plasma. *Planetary and Space Science*, **16**, 1-6.
- [5] Axford, W.I. (1962). The interaction between the solar wind and the Earth's magnetosphere. *Journal of Geophysical Research*, **67**, 3791-3796.
- [6] Babcock, H.D. (1959). The Sun's polar magnetic field, *Astrophysical Journal*, **130**, 364-365.
- [7] Babcock, H.W. and Babcock, H.D. (1975). The Sun's magnetic field *Astrophysical Journal*, **121**, 3439-366.
- [8] Bartels, J. (1930). Geophysikalischer Nachweis von Veränderungen der Sonnenstrahlung. *Ergebnisse der Exakten Naturwissenschaften*, **9**, 38-78.
- [9] Bartels, J. (1932). Terrestrial magnetic activity and its relation to solar phenomena. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*, **37**, 1-32.
- [10] Bartels, J. (1934). Twenty seven day recurrences in terrestrial magnetic and solar activity. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*, **39**, 210-202.
- [11] Beard, D. (1960). The interaction of the terrestrial magnetic field with the solar corpuscular radiation. *Journal of Geophysical Research*, **65**, 3559-3568.
- [12] Beard, D. (1962). The interaction of the terrestrial magnetic field with the solar corpuscular radiation. 2. Second order approximation. *Journal of geophysical Research*, **67**, 477-483.
- [13] Beard, D.B. and Jenkins, E.B. (1962). The magnetic effects of the magnetospheric surface currents. *Journal of Geophysical Research*, **67**, 3361-3367.

- [14] Behr, A. and Siedentopf, H. (1953). Untersuchungen uber Zodiakallicht und Gegenschein nach lichtelektrischen Messungen auf dem jungfraujoek. *Zeitschrift fur Astrophysik*,**32**, 19-50.
- [15] Belcher, J.W. and Davis, L. (1971). Large-amplitude Alfven waves in the interplanetary medium. 2. *Journal of Geophysical Research*,**76**, 3534-3563.
- [16] Bethe, H. (1929). Berechnung der Electronenaffinitat des Wasserstoffs. *Zeitschrift fur Physik*, **57**, 815-821.
- [17] Biermann, L. (1948). Uber die Ursache der chromospharischen Turbulenz und des UV-Exzesses der Sonnenstrahlung. *Zeitschrift fur Astrophysik*,**25**, 161-168.
- [18] Biermann, L. (1951). Kometenschweife und solare Korpuskularstrahlung. *Zeitschrift fur Astrophysik*,**29**, 274-286.
- [19] Biermann, L. (1957). Solar corpuscular radiation and the interplanetary gas, *Observatory*,**77**, 109-110.
- [20] Biermann, L (1973). Dynamics of interplanetary material , Part 2. In M.S. Uberoi (ed). *Cosmic Gas Dynamics*, Wiley Interscience, New York.pp. 239-249.
- [21] Billings, D.E. (1966) *A Guide to the Solar Corona*, Academic Press, New York.
- [22] Birkeland, K. (1x896). Un globe magnetique tournant dans un faisceau de rayons cathodiques. Archives des Sciences Physiques et Naturelles, Geneva, June 1896 and Sept. 1898 [also in Kongelige Norske Videnskabers Selskabs Skrifter, [1] No. 1,**39**, 1901].
- [23] Birn, J., Hesse, M. and Schindler, K. (1989). General magnetic reconnection, parallel electric fields, and helicity. *Journal of Geophysical Research*,**93**, 5547-5557.
- [24] Bittencourt,J.A. (1986). *Fundamentals of Plasma Physics*, Pergamon Press, Oxford, pp. 312-322.
- [25] Blackwell, DE. (1955). A study of the outer corona from a high altitude aircraft of the eclipse of 1954 June 30. I Observational data.*Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*,**115**, 629-649.
- [26] Blackwell, D.E. (1956). A study of the outer corona from a high altitude aircraft of the eclipse of 1954 June 30. II Electron densities in the outer cornona and zodiacal light region. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*,**116**, 50-68.
- [27] Blackwell, D.E. and Ingham, M.F. (1961). Observations of the zodiacal light from a high altitude station. 1. The average zodiacal light, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*,**122**, 113-127.

- [28] Bonetti, A., Bridge, H.S., Lazarus, A.J., Lyon, E.F., Rossi, B. and Scherb, F. (1963). Explorer 10 plasma measurements. *Journal of Geophysical Research*, **68**, 4017-4063.
- [29] Brandt, J.C. (1066). Consequences of the torque exerted on the Sun by the solar wind. *Astrophysical Journal*, **144**, 1221-1222.
- [30] Brandt, J.C., Wolff, V, and Cassinelli, J.P. (1969). Interplanetary gas XVI. A calculation of the angular momentum of the solar wind. *Astrophysical Journal*, **156**, 1117-1124.
- [31] Broun, J.A. (1858). On certain results of magnetical observations. *Philosophical Magazine*, **16**, 81-99.
- [32] Broun, J.A. (1874). Sur les variations barometiques et leurs rapposts avec les variations magnetiques. *Comptes Rendus*, **76**, 695-699.
- [33] Burlaga, L.F. (1968). Microstructures in the interplanetary medium. *Solar Physics*, **4**, 67-92.
- [34] Burlaga, L.E. (1969). Directional discontinuities in the solar wind. *Solar Physics*, **7**, 54-71.
- [35] Burlaga, L.F. and Ness, N.F. (1968). *Canadian Journal of physics*, **46**, S962-S965.
- [36] Burlaga, L.F. and Ness, N.F. (1069). Tangential discontinuities in the solar wind. *Solar Physics*, **9**, 467-477.
- [37] Burlaga, L.F. (1977). *Interplanetary Magnetohydrodynamics*, Oxford University Press, New York.
- [38] Burnight, T.R. (1949). Soft X-radiation in the upper atmosphere. *Physical Review*, **76**, 165.
- [39] Canton, J. (1759). An attempt to account for the regular diurnal variation of the horizontal magnetic needle. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, Part 1, **49**, 398-448.
- [40] Carrington, R.C. (1859). Description of the peculiar solar event on September 1, 1859. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **20**, 13.
- [41] Celsius, A. (1741). Magnetic-nalens misswisning eller afwinkande fran norr-steket. Kongelige Svenska Vetenskaps Academiens Handligar, **1**, 391 [German translation: 1749, Anmerkungen uber die stundlichen Veranderungen der Magnetnadel. Ibid., **2**, 45-48].
- [42] Chamberlain, J.W. (1960). Interplanetary gas. II. Expansion of a model solar corona. *Astrophysical Journal*, **131**, 47-56.

- [43] Chamberlain, J.W. (1961). Interplanetary gas. III. A hydrodynamic model of the corona. *Astrophysical Journal*, **133**, 675-687.
- [44] Chamberlain, J.W. (1965). On the existence of slow solutions in coronal hydrodynamics. *Astrophysical Journal*, **141**, 320-322.
- [45] Chandrasekhar, S. (1944). Some remarks on the negative hydrogen ion and its absorption coefficient. *Astrophysical Journal*, **100**, 176-180.
- [46] Chandrasekhar, S. (1945). On the continuous absorption coefficient of the negative hydrogen ion. II. *Astrophysical Journal*, **102**, 395-401.
- [47] Chandrasekhar, S. and Breen, F.H. (1946). On the continuous absorption coefficient of the negative hydrogen ion. III. *Astrophysical Journal*, **104**, 430-445.
- [48] Chandrasekhar, S. and Elbert, D.D. (1958). On the continuous absorption coefficient of the negative hydrogen ion. V. *Astrophysical Journal*, **128**, 633-635.
- [49] Chandrasekhar, S. and Munch, G. (1946). The continuous spectrum of the Sun and the stars. *Astrophysical Journal*, **104**, 446-457.
- [50] Chapman, S. (1954). The viscosity and thermal conductivity of a completely ionized gas. *Astrophysical Journal*, **120**, 151-155.
- [51] Chapman, S. (1959). Interplanetary space and earth's outermost atmosphere. *Proceedings of the Royal Society of London A*, **253**, 462-481.
- [52] Chapman, S. (1967). Perspective. In S. Matsushita and W.H. Campbell (eds), *Physics of Geomagnetic Phenomena*, Academic Press, New York, pp. 3-28.
- [53] Chapman, S. and Cowling, T.G. (1958). *The Mathematical Theory of Nonuniform Gases*, Cambridge University Press.
- [54] Chapman, S. and Ferraro, V.C.A. (1931). A new theory of magnetic storms. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*, **36**, 77-97, 171-186.
- [55] Chapman, S. and Ferraro, V.C.A. (1940). A new theory of magnetic storms. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*, **37**, 147-156, 421-429.
- [56] Chapman, S. and Ferraro, V.C.A. (1933). A new theory of magnetic storms. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*, **38**, 79-96.
- [57] Chapman, S. and Ferraro, V.C.A. (1940). The theory of the first phase of a geomagnetic storm. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*, **45**, 245-268.
- [58] Chenette, D.L., Conlon, T.F. and Simpson, J.A. (1974). Bursts of relativistic electrons from Jupiter observed on interplanetary space with the time variation of the planetary rotation period. *Journal of Geophysical Research*, **79**, 3551-3558.

- [59] Chew, G.F., Goldberger, M.L. and Low, FE. (1956). The Boltzmann equation and the one fluid hydromagnetic equations in the absence of particle collisions. *Proceedings of the Royal society of London A*,**236**, 112-118.
- [60] Chree, C. (1912). Some phenomena of sunspots and terrestrial magnetism at Kew Observatory. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A*,**212**, 75-116.
- [61] Chree, C. (1922). The 27-day period (interval) in terrestrial magnetism. *Proceedings of the Royal Society of London A*,**101**, 368-391.
- [62] Clauser, F. (1960). In *4th Symposium on Cosmical Gas Dynamics*, Varenna, Italy.
- [63] Coleman, P.J., Davis, L., Smith, E.J. and Sonett, C.P. (1962). Interplanetary magnetic field measurements. *Science*,**138**, 1099-1100.
- [64] Coleman, P.J., Davis, L., Smith, E.J. and Sonett, C.P. (1936). The magnetic field of Venus. *Science*,**139**, 909-910.
- [65] Cowling, T.G. (1953). Solar electrodynamics. In G.P. Kuiper (ed) *The Sun*, University of Chicago Press, pp. 579-583.
- [66] Dalton, J. (1828) On the height of the aurora borealis above the surface of the earth: particularly one seen on the 29th of March 1826. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, Part 1, **118**, 291-302.
- [67] Dalton, J. (1834). *Meteorological Observations and Essays*, 2nd edn, London [this adds 27 additional pages on aurorae to the 70 pages on aurorae in the 1st edn (Manchester, 17930)].
- [68] Davis, L. (1955). Interplanetary magnetic fields and cosmic rays. *Physical Review*, **100**, 1440-1444.
- [69] Davis, L. and Beard, D.B. (1962). A correction to the approximate condition for locating the boundary between a magnetic field and a plasma. *Journal of Geophysical Research*,**67**, 4505-4507.
- [70] Davis, L., Smith, E.J., Coleman, R.J. and sonett, C.P. (1964. Interplanetary magnetic measurements. In R.J. Mackin and M. Neugebauer (eds). *The Solar wind*, Pergamon Press, New York, pp. 35-49.
- [71] De Keyser, J. and Roth, M. (1998). Equilibrium conditions and magnetic field rotation at the tangential discontinuity magnetopause. *Journal of Geophysical Research*,**103**, 6653-6662.
- [72] De Marian, J.J. d'Or (1754). Traite phisque et historique de l'aurore boreale. *Suite de Mem. Acad. Roy. Sci.*, 1731; Paris, 2nd edition, 1754.

- [73] Deslandres, H. (1910). Recherches sur l'atmosphère solaire. *Annales de l'Observatoire de Meudon*, **4**, No. 1.
- [74] Dessler, A.J., Francis, W.E. and Parker, E.N. (1960) Geomagnetic storm sudden-commencement rise times. *Journal of Geophysical Research*, **65**, 2715-2719.
- [75] Desler, A.J., Hanson, W.B. and Parker, E.N. (1961). Formation of the geomagnetic storm main phase ring current, *Journal of Geophysical Research*, **66**, 3631-3637.
- [76] Dessler, A.J. and Parker, E.N. (1959). Hydromagnetic theory of geomagnetic storms. *Journal of Geophysical Research*, **64**, 2239-2252.
- [77] Dessler, A.J. and Parker, E.N. (1968). Corrections to paper by A.J. Dessler and E.N. Parker, "Hydromagnetic theory of geomagnetic storms". *Journal of Geophysical Research*, **73**, 3091-3092.
- [78] Dungey, J.W. (1961). Interplanetary magnetic field and the auroral zones, *Physical Review Letters*, **6**, 47-48.
- [79] Edlen, J.A. (1936). Mg I-ähnliche Spektren der der Elemente Titan bis Cobalt, Ti XI, V XII, Cr XIII, Mn XIV, Fr XV, und Co XVI. *Zeitschrift für Physik*, **103**, 536-541.
- [80] Edlen, J.A. (1937). Si-ähnliche Spektren der der Elemente Titan bis Eisen, Ti VII, V VIII, Cr IX, Mn x, und Fe XI. *Zeitschrift für Physik*, **104**, 188-193.
- [81] Edlen, B. (1942). Die Deutung der Emissionlinien im Spektrum der Sonnenkorona. *Zeitschrift für Astrophysik*, **22**, 30-64.
- [82] Einstein, A. (1905). Zur Elektrodynamik bewegter Körper. *Annalen der Physik*, **17**, 891-921.
- [83] Elsasser, H. (1954). Die räumliche Verteilung der Zodiakallicht Materie. *Zeitschrift für Astrophysik*, **33**, 274-290.
- [84] Eviatar, A. and Wolf, R.A. (1968). Transfer processes in the magnetopause. *Journal of Geophysical Research*, **73**, 5562-5576.
- [85] Ferraro, V.C.A. (1960). An approximate method of estimating the size and shape of the stationary hollow carved out in a neutral ionized stream of corpuscles impinging on the geomagnetic field. *Journal of Geophysical Research*, **65**, 3951-3953.
- [86] Fisk, L.A., Koslovsky, B. and Ramaty, R. (1974). An interpretation of the observed oxygen and nitrogen enhancements in low-energy cosmic rays. *Astrophysical Journal Letters*, **190**, L35-L37.
- [87] Forbush, S.E. (1937). On the diurnal variation of cosmic ray intensity. *Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity*, **42**, 1-16.

- [88] Forbush, S.E. (1954). World-wide cosmic ray variations, 1937-1952. *Journal of Geophysical Research*, **59**, 525-542.
- [89] Garcia-Munoz, M., Mason, G.M. and Simpson, J.A. (1973). A new test for cosmic ray modulation theory. *Astrophysical Journal Letters*, **182**, L81-L84.
- [90] Gauss, C.F. (1839). Allgemeine Theorie des Erdmagnetismus, Resultate aus den Beobachtungen magnetischen Vereins im Jahre 1838, pp. 1-59.
- [91] Gilber, W. (1600). De Magnete, London [translated from Latin by P.F. Motelay, Dover Publications, New York 1958].
- [92] Gold, T. (1959). Plasma and magnetic fields in the solar system. *Journal of Geophysical Research*, **64**, 1665-1674.
- [93] Golub, L. and Pasachoff, J.M. (1997). *The Solar Corona*, Cambridge University Press.
- [94] Graham, G. (1724). An account of the observations made of the variations of the horizontal needle at London, in the latter part of the year 1722, and beginning 1723, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, Part I, **32**, 96-107.
- [95] Gringauz, K.I., Bezrukikh, V.V., Ozerov, V.D. and Rybchinsky, R.E. (1960). A study of interplanetary ionized gas, high energy electrons, and corpuscular radiation from the Sun by means of the three electrode trap for charged particles on the second Soviet cosmic rocket. *Soviet Physics Doklady*, **5**, 361-367.
- [96] Gringauz, K.I., Bezrukikh, V.V., Ozerov, V.D. and Rybchinsky, R.E. (1961). Some results of experiments in interplanetary space by means of charged particle traps on Soviet space probes. *Space Research*, **2**, 539-553.
- [97] Gringauz, K.I., Ozerov, V.D., Rybchinsky, R.E., Bezrukikh, V.V. and Musatov, S. (1967). Solar wind observations with the Venus 3 probe. *Cosmic Research*, **5**, 216-222.
- [98] Grotrian, W. (1933). Ergebnisse der Potsdamer Expedition zur Beobachtung der Sonnenfinsternis am 9 Mai 1929 in Takengon (Nordsumatra): ?ber den Intensit?tsverlauf und des Intensit?tsverlauf und des Intensit?tsverh?ltnis der Koronalinien. *Zeitschrift f?r Astrophysik*, **7**, 26-45.
- [99] Grotrian, W. (1939). Sonnen und Ionosph?re. *Naturwissenschaft*, **27**, 555-563, 569-577.
- [100] Habbal, S.R., Esser, R., Holweg, J.V. and Isenberg, P.A. (eds) (1999). *Solar Wind Nine*, American Institute of Physics, New York, AIP Conference Proceedings 471.
- [101] Hale, G.E. (1908). On the probable existence of a magnetic field in sunspots. *Astrophysical Journal*, **28**, 100-116, 315-343.

- [102] Hale, G.E. (1913). Preliminary results of an attempt to detect the general magnetic field of the Sun. *Astrophysical Journal*,**38**, 27-98.
- [103] Hale, G.E. (1929). The spectrohelioscope and its work. *Astrophysical Journal*, **70**, 265-311.
- [104] Hale, G.E. (1930). The spectrohelioscope and its work. Part II. The motions of the hydrogen flocculi near sunspots. *Astrophysical Journal*, **71**, 73-101.
- [105] Hale, G.E. and Ellerman, F. (1903). The Rumford spectroheliograph. *Publications of the Yerkes Observatory*,**3**, 1-39.
- [106] Hale, G.E. and Nicholson, S.B. (1938). Magnetic Observations of Sunspots, 1917-1924, Part I, *Publications of the Carnegie Institute*, No. 498.
- [107] Hale, G.E., Seares, F.H., von Maanen, A. and Ellerman, F. (1918). The general magnetic field of the Sun. *Astrophysical Journal*,**47**, 206-254.
- [108] Heppner, J.P., Ness, N.F., Scarce, C.S. and Skilman, T.L. (1963). Explorer 10 magnetic measurements, *Journal of Geophysical Research*,**68**, 1-46.
- [109] Hess, V.F. (1912). ?ber Beobachtungen der Durchdringenden Strahlung bei Sieben Freiballonfahrten. *Physicalische Zeitung*, **13**, 1084-1093.
- [110] Hodgson, R. (1859). A curious appearance seen on the Sun. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*,**20**, 15-16.
- [111] Hundlhausen, A.J. (1972). *Coronal Expansion and the Solar Wind*, Springer - Verlag, Berlin.
- [112] Jackson, B.V., Romolt, B. and Svestka, Z. (1988). Solar wind and interplanetary observations of the emass ejection on 7 May 1979. *Solar Physics*, **115**, 327.
- [113] Jokipii, J.R. (1986). Particle acceleration at a termination shock. 1. Application to the solar wind and the anomalous component. *Journal of Geophysical Research*,**91**, 2929-2932.
- [114] Jokipii, J.R. and Kopriva, D.A. (1979). Effects of particle drift on the transport of cosmic rays. III. Numerical model of galactic cosmic ray modulation. *Astrophysical Journal*,**234**, 384-392.
- [115] Jokipii, J.R. and Parker, E.N. (1968a). Random walk of magnetic lines of force in astrophysics. *Physical Review Letters*,**21**, 44-47.
- [116] Jokipii, J.R. and Parker, E.N. (1968b). Stochastic aspects of magnetic lines of force with applications to cosmic ray propagation. *Astrophysical Journal*, **155**, 777-798.
- [117] Jokipii, J.R., Sonett, C.P. and Giampapa, M.S. (eds) (1997). *Cosmic Winds and the Heliosphere*, University of Arizona Press, Tucson, AZ.

- [118] Kellogg, P.J. (1962). Flow of plasma around Earth. *Journal of Geophysical Research*, **67**, 3805-3811.
- [119] Kiepenheuer, K.O. (1953). Solar activity. In G.P. Kuiper (ed), *The Sun*, University of Chicago Press, pp 437-450.
- [120] Kohl, J.L., et al. (1997). First results from the SOHO ultraviolet coronagraph spectrometer. *Solar Physics*, **175**, 613-644.
- [121] Lamers, H.J.G.L.M. and Cassinelli, J.P. (1999). *Introduction to Stellar Winds*, Cambridge University Press.
- [122] Lerche, I. and Parker, E.N. (1967). Nonequilibrium and enhanced mixing at a plasma field interface. *Astrophysical Journal*, **150**, 731-732.
- [123] Liedemann, F.A. (1919). Note on the theory of magnetic storms. *Philosophical Magazine*, **38**, 669-684.
- [124] Lorentz, H.A. (1895), Versuch einer Theorie der electrischen und optischen Erscheinunge in bewegten K?rpen. *In Collected Papers, 1935-1939*, **5**, 1-128.
- [125] Lyot, B. (1939). A study of the solar corona and prominences without eclipse. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **99**, 580-594.
- [126] Mackin, R.J. and Neugebauer, M. (eds) (1966). *The Solar Wind*, Pergamon Press, Oxford.
- [127] MacQueen, R.M. and Holzer, T.E. (1988). The coronal mass ejection of 20-21 November 1973. *Solar Physics*, **116**, 349-367.
- [128] Marsden, R.G. (ed) (1994a). The high latitude heliosphere. *Space Science Reviews*, **72**(1/2).
- [129] Marsden, R.G. (1994b). Surprises and successes from Ulysses" polar pass of the Sun. *Physics World*, **7**(11), 24-25.
- [130] Marsden, R.G., Page, D.E. and Smith, E.J. (1994). Ulysses at high solar latitude: An overview. *Transactions of the American Geophysics Union*, **75**, 511.
- [131] Martin, S. (1984). In S.L. Keil (ed), Small-Scale Dynamical Processes in Quiet Stellar Atmospheres, National Solar Observatory, *Sunspot*, NM. p. 30.
- [132] Maunder, E.W. (1904). Magnetic disturbances at Greenwich, and their association with sunspots. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, Geophysics Supplement*, **64**, 705-716.
- [133] Maunder, E.W. (1905). *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, **65**, 2-34.

- [134] Maunder, E.W. (1916). *Monthly Notices of Royal Astronomical Society*, **76**, 63-68.
- [135] Maxwell, J.C. (1873). *A Treatise on Electricity and Magnetism*, 3rd edn, 1954, Dover, New York.
- [136] Meyer, P. and Simpson, J.A. (1955). Changes in the low-energy particle cutoff and primary spectrum of cosmic radiation. *Physical Review*, **99**, 1517 -1523.
- [137] Meyer, P., Parker, E.N. and Simpson, J.A. (1956). Solar cosmic rays of February 1956 and their propagation through interplanetary space *Physical Review*, **104**, 768-783.
- [138] Midgley, J.E. and Davis, L. (1963). Calculation by a moment technique of the perturbation of the geomagnetic field by the solar wind. *Journal of Geophysical Research*, **68**, 5111-5123.
- [139] Minnaert, M. (1953). The photosphere. In G.P. Kuiper (ed). *The Sun*, University of Chicago Press, pp. 88-185.
- [140] Modisette, J.L., (1967). Solar wind induced torque on the Sun. *Journal of Geophysical Research*, **72**, 1521-1526.
- [141] Moraal, H., Jokipii, J.R. and Mewaldt, R.A. (1991). Heliospheric effects on cosmic ray electrons. *Astrophysical Journal*, **367**, 191-199.
- [142] Morrison, P. (1959). Solar origin of cosmic ray time variations. *Physical Review*, —bf 101, 1397-1404.
- [143] Ness, N., Hundhausen, A.J. and Bame, S.J. (1971). Observations of the interplanetary medium: Vela 3 and Imp 3, 1965-1967. *Journal of Geophysical Research*, **76**, 6643-6665.
- [144] Ness, N.F., Scearce, C.S. and Seek, J.B. (1964). Initial results of the Imp I magnetic field experiment. *Journal of Geophysical Research*, **69**, 3531-3569.
- [145] Neugebauer, M. and Snyder, C.W. (1964). Mariner 2 measurements of the solar wind. In R.J. Mackin and M. Neugebauer (eds), *The Solar Wind*, Pergamon Press, Oxford, pp. 3-21.
- [146] Neugebauer, M. and Snyder, C.W. (1966). Mariner 2 observations of the solar wind: 1. Average properties, *Journal of Geophysical Research*, **71**, 4469-4484.
- [147] Neugebauer, M. and Snyder, C.W. (1967). Mariner 2 observations of the solar wind: 2. Relation of plasma properties to the magnetic field. *Journal of Geophysical Research*, **72**, 1823-1828.
- [148] Noble, L.M. and Scarf, F.L. (1962). Hydrodynamic models of the solar wind. *Journal of Geophysical Research*, **67**, 4577-4584.

- [149] Noble, L.M. and Scarf, F.L. (1963). Conductive heating of the solar wind. I. *Astrophysical Journal*, **138**, 1169-1181.
- [150] Nolte, J.T., Krieger, A.S., Timothy, A.F., Gold, R.E., Roelof, E.C., Vaiana, G., Lazarus, A.J., Sullivan, J.D. and McIntosh, P.S. (1976). Coronal holes as sources of solar wind, *Solar Physics*, 46, 303-322.
- [151] Parker, E.N. (1956). Modulation of the primary cosmic ray intensity. *Physical Review*, **103**, 1518-1533.
- [152] Parker, E.N. (1957). Newtonian development of the dynamical properties of ionized gases of low density. *Physical Review*, **107**, 924-933.
- [153] Parker, E.N. (1958a). Interaction of the solar wind with the geomagnetic field. *Physics of Fluids*, **1**, 171-187.
- [154] Parker, E.N. (1958b). Dynamical instability in an anisotropic ionized gas of low density. *Physical Review*, **109**, 1874-1876.
- [155] Parker, E.N. (1958c). Cosmic ray modulation by the solar wind. *Physical Review*, **110**, 1445-1449.
- [156] Parker, E.N. (1958d). Suprathermal particles III: Electrons. *Physical Review*, **112**, 1429-1435.
- [157] Parker, E.N. (1958c). Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields. *Astrophysical Journal*, **128**, 644-676.
- [158] Parker, E.N. (1959). Plasma dynamical determination of shock thickness in an ionized gas. *Astrophysical Journal*, **129**, 217-223; erratum, 860.
- [159] Parker, E.N. (1960b). The hydrodynamic theory of solar corpuscular radiation and stellar winds. *Astrophysical Journal*, **132**, 821-826.
- [160] Parker, E.N. (1960c). Geomagnetic fluctuations and the form of the outer zone of the Van Allen radiation belt. *Journal of Geophysical Research*, **65**, 3117-3130.
- [161] Parker, E.N. (1961a). Sudden expansion of the corona following a large solar flare and the attendant magnetic field and cosmic ray effects. *Astrophysical Journal*, **133**, 1014-1033.
- [162] Parker, E.N. (1961b). The solar wind regions. *Astrophysical Journal*, **134**, 20-27.
- [163] Parker, E.N. (1961c). Quasi-linear model of plasma shock structure in a longitudinal magnetic field. *Journal of Nuclear Energy C*, **2**, 146-153.
- [164] Parker, E.N. (1962). Dynamics of the geomagnetic storm. *Space Science Reviews*, **1**, 62-69.

- [165] Parker, E.N. (1963). *Interplanetary Dynamical Processes*, Wiley Interscience, New York.
- [166] Parker, E.N. (1964a). Dynamical properties of stellar coronas and stellar winds: I Integration of the momentum equations. *Astrophysical Journal*, **139**, 72-79.
- [167] Parker, E.N. (1964b). Dynamical properties of stellar coronas and stellar winds: II Integration of the heat flow equations. *Astrophysical Journal*, **139**, 93-122.
- [168] Parker, E.N. (1964c). Dynamical properties of stellar coronas and stellar winds: III The dynamics of coronal streamers. *Astrophysical Journal*, **139**, 690-709.
- [169] Parker, E.N. (1965a). The passage of energetic particles through interplanetary space. *Planetary and Space Science*, **13**, 9-49.
- [170] Parker, E.N. (1965b). On the existence of slow solutions in coronal hydrodynamics. *Astrophysical Journal*, **141**, 320-324.
- [171] Raymond, J.C., et al. (1997). Composition of coronal streamers from the SOHO ultraviolet coronagraph spectrometer. *Solar Physics*, **175**, 645-665.
- [172] Roberts, P.H. and Soward, A.M. (1972). Stellar wind and breezes. *Proceedings of the Royal Society A*, **328**, 185-215.
- [173] Rossi, B. (1964). *Cosmic Rays*, McGraw Hill, New York, Chap. 5
- [174] Rossi, B. and Olbert, S. (1970). *Introduction to the Physics of Space*, McGraw Hill, New York, pp. 111, 112.
- [175] Sabine, E. (1852). On periodical laws discoverable in the mean effects of the Larger magnetic disturbances. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A*, **142**, 103-125; **146**, 357-374.
- [176] Schatzman, E. (1949a) . Le chauffage de la couronne solaire, *Comptes Rendus*, **228**, 738-739.
- [177] Schatzman, E. (1949b). The heating of the solar corona and chromosphere. *Annales d' Astrophysiques*, **12**, 203-228.
- [178] Schatzman, E. (1954). *Annales d' Astrophysiques*, **17**, 300-308, 382-389.
- [179] Schatzman, A. (1973). Cosmic gas dynamics, Part 1. In M.S. Uberoi (ed). *Cosmic Gas Dynamics*, Wiley-Interscience, New York, pp. 1-176.
- [180] Scherb, F. (1964). Velocity distributions of the interplanetary plasma detected by Explorer 10. *Space Research*, **4**, 797-818.

- [181] Schl?ter, A. (1950). Dynamik des plasma: 1. Grundgleichungen, Plasma in Getreuzten Feldern. *Zeitschrift f?r Naturforschung*,**5a**, 72-78.
- [182] Schl?ter, A. (1952). Plasma in magnetfeld. *Annalen der Physik*,**10**, 422.
- [183] Schrijver, C.J., Title, A.M., Van Ballegooijen, A.A., Hagenar, H.J. and Shine, R.A. (1997). Sustaining the quiet photospheric network: The blance of flux emergence, fragmentation, merging, and cancellation. *Astrophysical Journal*,**487**, 424-436.
- [184] Schrijver, C.J., et al. (1999). A new view of the solar outer atmosphere by the Transition Region and Coronal Explorer. *Solar Physics*, **187**, 261.
- [185] Sch?ster, A. (1911). On the origin of magnetic storms. *Proceedings of the Royal Society of London A*,**85**, 44-50.
- [186] Schwarzschild, M. (1948). On noise arising from solar granulation. *Astrophysical Journal*,**107**, 1-5.
- [187] Shimizu, T. and Tsuneta, S. (1997). Deep survey of solar nanoflares with Yohkoh. *Astrophysical Journal*,**486**, 1045-1057.
- [188] Simpson, J.A. (1951). Neutrons produced in the atmosphere by cosmic radiations. **Physical Review**,**83**, 1175-1188.
- [189] Simpson, J.A. (1954). Cosmic radiation intensity-time variations and their origins. III. The origin of 27-day variations. **Physical Review**, **94**, 426-440.
- [190] Simpson, J.A., Anglin, J.D., Hynds, R.J., Kunow, H., Marsden, R.G., Wenzel, K.P., Bame, S.J. and Balogh, A. (1994). The first solar polar pass of Ulysses: Preliminary findings from cosmic ray and anomalous nuclear component investigations. *Transactions of the American Geophysics Union*, **75**, 513.
- [191] Simpson, J.A., Fonger, W. and Treiman, S. (1953). Cosmic radiation intensity-time variations and their origins. I Neutron intensity variation method and meteorological factors. *Physical Review*,**90**, 934-950.
- [192] Simpson, J.A., et al. (1974). Protons and electrons in Jupiter's magnetic field: Results from the University of Chicago experiment on Pioneer 10. *Science*, **183**, 306-309.
- [193] Synder, C.W. and Neugebauer, M. (1964). Interplanetary solar wind measurements by Mariner II. *Space Research*, **4**, 89-113.
- [194] Spreiter, J.R. and Briggs, B.R. (1962a). Theoretical determination of the form of the boundary of the solar corpuscular stream produced by the interaction with the magnetic dipole field of Earth. *Journal of Geophysical Research*,**67**, 37-51.

- [195] Spreiter, J.R. and Briggs, B.R. (1962b). On the choice of condition to apply at the boundary of the geomagnetic field in the steady-state Chapman-Ferraro problem. *Journal of Geophysical Research*, **67**, 2983-2985.
- [196] Spreiter, J.R. and Hyett, B.J. (1963). On the effect of a weak interplanetary magnetic field on the interaction between the solar wind and the geomagnetic field. *Journal of Geophysical Research*, **68**, 3555-3568.
- [197] Størmer, C. (1995). *The Polar Aurora*, Oxford University Press, Oxford.
- [198] Suess, S.T., Phillips, J.L., McComas, D.J., Goldstein, B.E. and Neugebauer, M. (1998). The solar wind-inner heliosphere. *Space Science Reviews*, **83**, 75-86.
- [199] Svestka, Z. (1976). *Solar Flares*, Reidel, Dordrecht.
- [200] Sweet, P.A. (1969). Mechanisms of solar flares. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **7**, 149-176.
- [201] Unsöld, A. and Chapman, S. (1949). Optical and radio frequency absorption by solar corpuscular bursts. *Observatory*, **69**, 219-221.
- [202] Urch, I.H. (1969). A model of the magnetized solar wind. *Solar Physics*, **10**, 219-228.
- [203] Van de Hulst, H.C. (1953). The chromosphere and corona. In G.P. Kuiper (ed), *The Sun*, University of Chicago Press, Chicago, pp. 259-278.
- [204] Van de Hulst, H.C. (1995). On the polarization of the zodiacal light. *Mémoires de la Société Royale des Sciences, Liège [series 4]*, **15**, 89-95. Von Humboldt, A. (1858). *Cosmos*, translated by Otte and Dallas, H.G. Bohn, London, pp. 49-87.
- [205] Waldmeier, M. (1975). The coronal hole of the 7 March 1970 solar eclipse. *Solar Physics*, **40**, 351-358.
- [206] Weber, E.J. and Davis, L. (1967). The angular momentum of the solar wind. *Astrophysical Journal*, **148**, 217-227.
- [207] Weyman, R. (1960). Coronal evaporation as a possible mechanism for mass loss from red giants. *Astrophysical Journal*, **132**, 380-403.
- [208] Whang, Y.C. and Chang, C.C. (1965). An inviscid model of the solar wind. *Journal of Geophysical Research*, **70**, 4175-4180.
- [209] Wilcke, J.C. (1777). Om magnet-nålsens rliga och dageliga ändringar I Stockholm. Kongelige Svenska Vetenskaps Akademiens Handlingar, **38**, 273-300; [German translation: 1782, Über der Magnetnadel jährlichen und täglichen Änderungen zu Stockholm, Hamburg, **39**, 239-284].
- [210] Wilcox, J.M. and Ness, N.F. (1965). Quasi-stationary corotating structure in the interplanetary medium. *Journal of Geophysical Research*, **70**, 5793-5805.

-
- [211] Wildt, R. (1939). Electron affinity in astrophysics. *Astrophysical Journal*,**89**, 295-301.
- [212] Withbroe, G.L. and Noyes, R.W. (1977). Mass and energy flow in the solar chromosphere and corona. *Annual Review of Astronomy Astrophysics*,**15**, 363-387.
- [213] Yu, G. (1974). The interstellar wake of the solar wind. *Astrophysical Journal*,**194**, 187-202.