



Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων

Σχολή Θετικών Επιστημών
Τμήμα Φυσικής

**Μελέτη Κρουστικών Κυμάτων στο Ηλιακό
Στέμμα και το Μεσοπλανητικό Χώρο**

Αθανάσιος Κουλουμβάκος

Διδακτορική Διατριβή

Ιωάννινα 2017

Τριμελής συμβουλευτική επιτροπή:

Αλέξανδρος Νίντος, Αναπλ. Καθηγητής, Τμήμα Φυσικής, Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων (Επιβλέπων)

Σπυρίδων Πατσουράκος, Αναπλ. Καθηγητής, Τμήμα Φυσικής, Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων
Κωνσταντίνος Αλυσσανδράκης, Ομότιμος Καθηγητής, Τμήμα Φυσικής, Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων

Επταμελής Εξεταστική Επιτροπή:

Αλέξανδρος Νίντος, Αναπλ. Καθηγητής, Τμήμα Φυσικής, Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων (Επιβλέπων)

Σπυρίδων Πατσουράκος, Αναπλ. Καθηγητής, Τμήμα Φυσικής, Πανεπιστήμιο Ιωαννίνων
Αναστάσιος Αναστασιάδης, Ερευνητής Α΄, Ινστιτούτο Αστρονομίας, Αστροφυσικής, Διαστημικών Εφαρμογών και Τηλεπισκόπησης, Εθνικό Αστεροσκοπείο Αθηνών

Εμμανουήλ Γεωργούλης, Ερευνητή Β΄, Κέντρο Ερευνών Αστρονομίας και Εφαρμοσμένων Μαθηματικών, Ακαδημία Αθηνών

Όλγα Μαλανδράκη, Ερευνήτρια Β΄, Ινστιτούτο Αστρονομίας, Αστροφυσικής, Διαστημικών Εφαρμογών και Τηλεπισκόπησης, Εθνικό Αστεροσκοπείο Αθηνών

Παναγιώτα Πρέκα-Παπαδήμα, Επίκ. Καθηγήτρια, Τμήμα Φυσικής, ΕΚΠΑ

Γεωργία Τσιροπούλα, Ερευνήτρια Α΄, Ινστιτούτο Αστρονομίας, Αστροφυσικής, Διαστημικών Εφαρμογών και Τηλεπισκόπησης, Εθνικό Αστεροσκοπείο Αθηνών

“We all have our time machines, don’t we.
Those that take us back are memories...
And those that carry us forward, are dreams.”

—H.G. WELLS, 1866-1946

Ευχαριστίες

Θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον επιβλέποντα καθηγητή μου κ. Αλέξανδρο Νίντο, αναπληρωτή καθηγητή του τμήματος Φυσικής του πανεπιστημίου Ιωαννίνων, για την υπόδειξη του θέματος της παρούσας διατριβής, τη συνεχή καθοδήγησή του κατά τη διάρκεια της ερευνητικής εργασίας μου στο πανεπιστήμιο Ιωαννίνων, τη στήριξη και τη συμπαράστασή του σε οποιοδήποτε πρόβλημα παρουσιάστηκε, καθώς και για τις συμβουλές του οι οποίες ήταν και θα είναι πολύτιμες για εμένα. Επιπλέον, τον ευχαριστώ γιατί αφιερώνοντας σε εμένα ένα μεγάλο μέρος του χρόνου του για τις παρατηρήσεις του στο κείμενο που ακολουθεί, ολοκλήρωσα τη διατριβή μου με το καλύτερο δυνατό αποτέλεσμα.

Θερμές ευχαριστίες θα ήθελα να εκφράσω και στα υπόλοιπα μέλη της τριμελούς επιτροπής μου: τον κ. Κωνσταντίνο Αλυσσανδράκη, ομότιμο καθηγητή του τμήματος Φυσικής του πανεπιστημίου Ιωαννίνων και τον κ. Σπυρίδωνα Πατσουράκο, αναπληρωτή καθηγητή του τμήματος Φυσικής του πανεπιστημίου Ιωαννίνων για την επιστημονική βοήθεια που μου παρείχαν, τις εποικοδομητικές υποδείξεις τους, τις πολύτιμες συμβουλές τους καθώς και για την εξαιρετική συνεργασία που μου προσέφεραν στο χρονικό διάστημα της ολοκλήρωσης της διατριβής μου. Η συνεργασία μας θα μου μείνει αξέχαστη.

Θα ήθελα να εκφράσω τις ειλικρινείς μου ευχαριστίες στους κ. Αναστάσιο Αναστασιάδη Διευθυντή Ερευνών στο Ινστιτούτο Αστρονομίας, Αστροφυσικής, Διαστημικών Εφαρμογών και Τηλεπισκόπησης του Εθνικού Αστεροσκοπείου Αθηνών και κ. Αθανάσιο Παπαϊωάννου μεταδιδάκτορα του Εθνικού Αστεροσκοπείου Αθηνών για τις επιστημονικές συμβουλές τους, τις ενδιαφέρουσες συζητήσεις και για την ευκαιρία που μου προσέφεραν να εργαστώ στο πρόγραμμα “*FORecasting Solar Energetic Particles and Flares (FORSPEF)*” το οποίο ήταν χρηματοδοτούμενο πρόγραμμα του Ευρωπαϊκού Οργανισμού Διαστήματος. Επιπλέον θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμές ευχαριστίες στον κ. Άγγελο Βουρλίδα ερευνητή του εργαστηρίου εφαρμοσμένης Φυσικής του πανεπιστημίου Johns Hopkins των ΗΠΑ, του οποίου η ενεργός συνεισφορά και οι επιστημονικές συμβουλές του, υπήρξαν πολύτιμες σε όλη τη διάρκεια της διατριβής μου.

Επίσης ευχαριστώ τους φορείς των προγραμμάτων «ΘΑΛΗΣ» (*Thales. Investing in knowledge society through the European Social Fund*) και FP7 (*Seventh Framework Programme for Research and Technological Development*) για την ερευνητική μου εργασία στα προγράμματα “*Εθνικό Δίκτυο Έρευνας Διαστημικού Καιρού*” και “*SEPServer: Data Services and Analysis Tools for Solar Energetic Particle Events and Related Electromagnetic Emissions*”, αντίστοιχα, μέσω της οποίας μου παρασχέθηκε οικονομική βοήθεια η οποία ήταν απαραίτητη για την εκπόνηση της διδακτορικής μου διατριβής.

Ευχαριστώ τον φορέα λειτουργίας του ραδιοφασματογράφου ARTEMIS-IV για την παροχή των πολύτιμων δεδομένων του καθώς επίσης και τις χρήσιμες συζητήσεις που κατά καιρούς είχα με τους ερευνητές που το λειτουργούν γενικά και πιο συγκεκριμένα την κα. Παναγιώτα Πρέκα-Παπαδήμα, επίκουρη καθηγήτρια του τμήματος Φυσικής του πανεπιστημίου Αθηνών, τον κ. Ξενοφώντα Μουσά αφυπηρετήσαντα καθηγητή του τμήματος Φυσικής του πανεπιστημίου Αθηνών, τον κ. Αλέξανδρο Χείλαρη, ερευνητή στο τμήμα Φυσικής του

πανεπιστήμιου Αθηνών και τους κυρίους Αθανάσιο Κοντογιώργο και Παναγιώτη Τσιτσιπή καθηγητές στο ΤΕΙ στερεάς Ελλάδας. Ευχαριστώ επίσης τους φορείς των οργάνων AIA της διαστημικής αποστολής SDO, τους φορείς των οργάνων LASCO της διαστημικής αποστολής SOHO, τους φορείς των οργάνων SHECCI της διαστημικής αποστολής STEREO, καθώς και τους φορείς των οργάνων GOES, RSTN, SOHO/ERNE, WIND/WAVES και WIND/3DP, ACE/EPAM, που χορηγούν ελεύθερα τα παρατηρησιακά δεδομένα που αναλύθηκαν και επεξεργάστηκαν στην διατριβή μου.

Τέλος, ιδιαίτερες ευχαριστίες θα ήθελα να απευθύνω στους γονείς μου, Απόστολο και Μυρσίνη, στη γυναίκα μου, Μαρία, και σε όλους τους κοντινούς μου ανθρώπους που στάθηκαν δίπλα μου και με στήριξαν σε κάθε στιγμή της ζωής μου. Χωρίς την αμέριστη ηθική συμπαράστασή τους, την εμπύχωση και τη συνεχή παρότρυνση, τη στήριξη και υπομονή που έδειξαν σε ολόκληρη τη διάρκεια των σπουδών μου, η διατριβή αυτή ούτε θα είχε ξεκινήσει, ούτε θα είχε ολοκληρωθεί ποτέ.

Περίληψη

Η παρούσα διατριβή ασχολείται με τη μελέτη κρουστικών κυμάτων που παρατηρούνται στο ηλιακό στέμμα και το μεσοπλανητικό χώρο. Επικεντρωθήκαμε κυρίως στη μελέτη μερικών από τα χαρακτηριστικά των κρουστικών κυμάτων όπως είναι οι περιοχές προέλευσής τους, ο προσδιορισμός του διεγείροντος αιτίου τους, ο υπολογισμός του λόγου συμπίεσής τους, η κινηματική τους και τα χαρακτηριστικά της χωρικής τους διάδοσης στο στέμμα και την εσωτερική ηλιόσφαιρα. Επίσης, μελετήσαμε το ρόλο της χωρικής εξέλιξης ενός κρουστικού κύματος στο χαμηλό στέμμα και το μεσοπλανητικό χώρο σε σχέση με την απελευθέρωση ηλιακών ενεργητικών σωματιδίων (SEPs) σε διαφορετικά σημεία στην ηλιόσφαιρα. Επιπλέον, εξετάσαμε τη συνεισφορά των κρουστικών κυμάτων και των εκλάμψεων στα χαρακτηριστικά των φαινομένων που περιλαμβάνουν ηλιακά ενεργητικά σωματίδια. Τα παραπάνω αντικείμενα μελέτης αποτελούν βασικά στοιχεία στην κατανόηση αρχικά των φυσικών διεργασιών/φαινομένων που εμπλέκονται στην δημιουργία και την εξέλιξη των κρουστικών κυμάτων στο ηλιακό στέμμα, επιπλέον της φύσης και των χαρακτηριστικών τους καθώς και της δυνατότητάς τους να επιταχύνουν και να απελευθερώσουν φορτισμένα σωματίδια (ηλεκτρόνια και πρωτόνια) σε ανοικτές μαγνητικές δυναμικές γραμμές στην ηλιόσφαιρα.

Για να υλοποιήσουμε τη παρούσα διατριβή εκμεταλλευτήκαμε ένα μεγάλο πλήθος παρατηρήσεων του Ήλιου και της εσωτερικής ηλιόσφαιρας οι οποίες παρέχονται από όργανα επίγεια και διαστημικά, που μας επέτρεψαν να παρατηρήσουμε και να μελετήσουμε κρουστικά κύματα, εκρηκτικά φαινόμενα και ενεργητικά σωματίδια. Σημαντικό στοιχείο των εργασιών μας είναι ότι χρησιμοποιήθηκαν και συνδυάστηκαν (βλ. Κεφάλαιο 2 της διατριβής) επιτόπιες μετρήσεις και δεδομένα από όργανα τηλεπισκόπησης που παρατηρούν τον Ήλιο με υψηλό ρυθμό δειγματοληψίας σε μια ευρεία περιοχή του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος (υπεριώδες και μακρινό υπεριώδες EUV, λευκό φως, ραδιοκύματα και ακτίνες X).

Στο Κεφάλαιο 3 της διατριβής αναλύσαμε ένα εκρηκτικό φαινόμενο που έλαβε χώρα κοντά στο δυτικό χείλος του ηλιακού δίσκου, στις 13 Ιουνίου 2010, το οποίο περιλάμβανε μία έκλαμψη τάξης M1.0 στις μαλακές ακτίνες X, εκτόξευση ενός μικρού νήματος και τη δημιουργία μιας σχετικά στενής εκτόξευσης στεμματικού υλικού (CME-φουσαλίδας) που περιβαλλόταν από ένα κύμα στο μακρινό υπεριώδες (κύμα EUV). Συνδυάζοντας τις παρατηρήσεις του SDO/AIA στο μακρινό υπεριώδες και το υψηλής φασματικής ανάλυσης δυναμικό ραδιοφάσμα από το ραδιοφασματογράφο ARTEMIS IV, μελετήσαμε τη φύση και το διεγείρον αίτιο του κρουστικού κύματος που ήταν υπεύθυνο για την εκπομπή τύπου II στα ραδιοκύματα που παρουσίαζε συχνοτικό διαχωρισμό σε δυο λωρίδες. Βρήκαμε ότι το κρουστικό κύμα προέρχεται από τη διάδοση της CME και τη μη γραμμική εξέλιξη του κύματος EUV στο χαμηλό στέμμα. Επιπλέον, το κρουστικό κύμα αρχικά είναι “οδηγούμενο από διεγείρον αίτιο” και έπειτα καταλήγει σε εκρηκτικό κύμα όταν τελικώς αποκόπτεται από το “έμβολο”.

Βρήκαμε επίσης ότι η ραδιοέξαρχση τύπου II αρχίζει κοντά στη φάση της ασύμμετρης πλευρικής επέκτασης της φουσαλίδας και αυτό είναι μια ισχυρή ένδειξη ότι το φαινόμενο

αυτό μπορεί να παίζει ένα σημαντικό ρόλο στη δημιουργία του κρουστικού κύματος. Τα αποτελέσματά μας δίνουν μια περαιτέρω υποστήριξη στο ρόλο που μπορεί να παίζει η ασύμμετρη πλευρική επέκταση των CMEs στη δημιουργία κυματικών φαινομένων και κρουστικών κυμάτων που παρατηρούνται σε διάφορες φασματικές περιοχές στο εσωτερικό στέμμα. Ακόμα, η ταχύτητα που υπολογίστηκε για κάθε λωρίδα της εκπομπής τύπου Π ταιριάζει με την κινηματική της φουσαλίδας και του κύματος EUV. Τέλος, αναπτύξαμε μια νέα μέθοδο υπολογισμού του λόγου συμπίεσης του κρουστικού κύματος από τις εικόνες του AIA στο EUV. Από τη σύγκριση μεταξύ του λόγου συμπίεσης από το συχνοτικό διαχωρισμό σε δυο λωρίδες της εκπομπής τύπου Π και του λόγου συμπίεσης από τα δεδομένα στο μακρινό υπεριώδες, βρήκαμε ότι η ραδιοέξαρση τύπου Π, άρα και το κρουστικό κύμα, μπορεί να προέρχεται από την περιοχή της θήκης (sheath region) του κρουστικού κύματος, δηλαδή μεταξύ της φουσαλίδας και του μετώπου του κύματος EUV, στην ακτινική όσο και στην πλευρική διεύθυνση.

Στο κεφάλαιο 4 της διατριβής επικεντρωθήκαμε στην ανάλυση ενός φαινομένου που συνέβη στις 7 Μαρτίου 2012 όπου δυο ισχυρά εκρηκτικά φαινόμενα έλαβαν χώρα στο ίδιο κέντρο δράσης, με διαφορά μιας ώρας το ένα από το άλλο. Κάθε φαινόμενο περιελάμβανε μια έκλαμψη τάξης X, μια CME, ένα κύμα EUV και ένα κρουστικό κύμα. Τα δυο ομόλογα εκρηκτικά φαινόμενα προκάλεσαν ένα από τα ισχυρότερα φαινόμενα SEPs του 2012 που ανιχνεύτηκε σε τρεις διαφορετικές θέσεις στην ηλιόσφαιρα, από διαστημόπλοια που χωρίζονταν μεταξύ τους με γωνία τουλάχιστον 120° στο επίπεδο της εκλειπτικής. Η μελέτη αυτή είχε ως στόχο να αναδείξει τη σημασία και το ρόλο των κρουστικών κυμάτων στη διάδοση και την απελευθέρωση των ηλιακών ενεργητικών σωματιδίων στην ηλιόσφαιρα, μέσα από την ανάλυση μιας πολύπλοκης αλληλουχίας φαινομένων. Πρωτίστως, αναδείξαμε τη χρησιμότητα της τριδιάστατης ανασύνθεσης ενός κρουστικού κύματος για τη μελέτη της χωρικής εξέλιξής του στην εσωτερική ηλιόσφαιρα. Ακόμα, με τη μελέτη μας αποκαλύπτονται οι δυσκολίες στην κατανόηση της ευρείας διαμήκους έκτασης ορισμένων φαινομένων SEPs στην εσωτερική ηλιόσφαιρα.

Από τη τριδιάστατη ανασύνθεση του κρουστικού κύματος που σχετίζεται με τη πρώτη CME, μελετήσαμε την πλευρική επέκτασή του στο στέμμα και συνδέσαμε τη διαμήκη έκτασή του με τους χρόνους απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων και ηλεκτρονίων. Βρήκαμε ότι το φαινόμενο SEP στο STEREO-B (STB) και το πρώτο σημείο Lagrange (L1) σχετίζεται με το κρουστικό κύμα της πρώτης CME από το κέντρο δράσης 11429. Ο χρόνος απελευθέρωσης των πρωτονίων στο STB είναι συνεπής με την άφιξη στο σημείο με καλή μαγνητική σύνδεση με το STB, τόσο του πρώτου κύματος EUV όσο και της ανατολικής πτέρυγας του πρώτου κρουστικού κύματος που παρατηρήθηκε στο λευκό φως. Επιπλέον, βρήκαμε ότι η απελευθέρωση των σωματιδίων στο L1 είναι γενικά συνεπής με την άφιξη και τη θέση της δυτικής πτέρυγας του πρώτου κρουστικού κύματος που παρατηρήθηκε στο λευκό φως ενώ παράλληλα δεν βρήκαμε στοιχεία που να υποστηρίζουν ότι οποιοδήποτε από τα δυο κύματα EUV έφτασε στην περιοχή με καλή μαγνητική σύνδεση με το L1.

Ωστόσο, η τριδιάστατη ανασύνθεση του κρουστικού κύματος δεν μπορεί να εξηγήσει την απελευθέρωση των σωματιδίων στο STEREO-A (STA). Οι ασθενείς ανισοτροπίες στο STA υποδηλώνουν ότι η μεσοπλανητική πλάγια διάδοση των σωματιδίων μπορεί να ήταν υπεύθυνη για τη μεταφορά τους στο STA. Η αφθονία των στοιχείων και των ισotόπων του φαινομένου SEP στο STB και L1 είναι συνεπής με τις μέσες τιμές που παρατηρούνται σε διαδικασίες απελευθέρωσης σωματιδίων σχετικές με κρουστικά κύματα και “βαθμιαία” φαινόμενα SEP. Τέλος, η γεωμετρική ανασύνθεση του κρουστικού κύματος στο λευκό φως σε συνδυασμό με ΜΥΔ προσομοίωση του κρουστικού κύματος που πραγματοποιήσαμε με τη χρήση του κώδικα ENLIL, δείχνει ότι υπήρξε κάποιο τμήμα του πρώτου κρουστικού κύματος με κατεύθυνση προς τη Γη το οποίο δεν πρέπει να συγχέεται με τη δεύτερη CME που και αυτή είχε κατεύθυνση προς τη Γη.

Στο κεφάλαιο 5 της διατριβής εξετάσαμε τον ρόλο των κρουστικών κυμάτων, έναντι των εκλάμψεων, στην επιτάχυνση και την απελευθέρωση των υψηλο-ενεργειακών σωματιδίων (solar energetic particles, SEPs) που παρατηρούνται την 1 AU. Για το σκοπό αυτής της εργασίας μελετήσαμε τα χαρακτηριστικά ισχυρών φαινομένων SEPs, εστιάζοντας ιδιαίτερα στη σχέση του χρόνου απελευθέρωσης των ενεργητικών σωματιδίων με τις παροδικές ηλιακές ραδιοεκπομπές που καταγράφονται από διαστημικούς ή/και επίγειους ραδιοφασματογράφους. Επιπλέον έμφαση δώσαμε στη μελέτη της χρονικής διαφοράς μεταξύ του χρόνου απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων σε σχέση με την απελευθέρωση των ενεργητικών ηλεκτρονίων όπως αυτή προκύπτει είτε από τις ραδιοεξάρσεις τύπου III είτε από την εφαρμογή της μεθόδου ανάλυσης διασποράς ταχυτήτων στις επιτόπιες μετρήσεις του οργάνου WIND/3DP.

Από τη μελέτη μας βρήκαμε ότι οι διαδικασίες απελευθέρωσης ενεργητικών σωματιδίων που προέρχονται είτε από κρουστικά κύματα είτε από εκλάμψεις παρατηρούνται και οι δυο σε υψηλο-ενεργειακά φαινόμενα ενεργητικών πρωτονίων και είναι δύσκολο να γίνει μια ξεκάθαρη διάκριση μεταξύ των φαινομένων που σχετίζονται με εκλάμψεις και αυτών που σχετίζονται με κρουστικά κύματα από CMEs. Από την ανάλυση των ραδιοσυσχετίσεων βρήκαμε ότι η απελευθέρωση των ενεργητικών πρωτονίων συνοδεύεται πιο συχνά τόσο από ραδιοεξάρσεις τύπου III όσο και από ραδιοεξάρσεις τύπου II ταυτόχρονα (φαινόμενα με ραδιοσυσχέτιση “τύπου III/II”), αλλά υπάρχει και ένα σημαντικό ποσοστό φαινομένων στα οποία η απελευθέρωση συνοδεύεται μόνο από ραδιοεξάρσεις τύπου III.

Για να διερευνήσουμε περαιτέρω τη σχετική συνεισφορά του κρουστικού κύματος στην επιτάχυνση των SEPs μελετήσαμε τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά του ραδιοφάσματος για τα φαινόμενα με ραδιοσυσχέτιση “τύπου III/II” και βρήκαμε ότι στις περισσότερες περιπτώσεις η ραδιοέξαρση τύπου III προέρχεται από την περιοχή του κρουστικού κύματος καθώς φαινομενολογικά οι τύποι III εκπηγάζουν από τη ραδιοέξαρση τύπου II. Το αποτέλεσμα αυτό υποστηρίζει την υπόθεση ότι τα ηλεκτρόνια που προκαλούν την εκπομπή τύπου III επιταχύνονται στην περιοχή του κρουστικού κύματος για αυτές τις περιπτώσεις. Επιπλέον, για τα φαινόμενα τα οποία έχουν συσχέτιση με ραδιοεξάρσεις τύπου II βρήκαμε ότι το ενεργειακό τους φάσμα είναι πιο σκληρό από αυτό των φαινομένων που δεν σχετίζονται με ραδιοεξάρσεις τύπου II το οποίο υποδηλώνει μια συμβάλλουσα διαδικασία επιτάχυνσης από το κρουστικό κύμα. Η απελευθέρωση των ενεργητικών πρωτονίων στις περιπτώσεις των φαινομένων SEPs που σχετίζονται με κρουστικά κύματα βρήκαμε ότι συνήθως συμβαίνει σε ύψος από 2.0 έως 3.5 R_{\odot} .

Κατόπιν μελετήσαμε τους χρονισμούς μεταξύ της απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων και της έναρξης της εκπομπής των σχετιζομένων ραδιοεξάρσεων τύπου III, θεωρώντας ότι οι τύπου III είναι ιχνηθέτες της αρχικής επιτάχυνσης και διαφυγής των ηλεκτρονίων. Επιπλέον, μελετήσαμε τους χρονισμούς μεταξύ της απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων και υψηλο-ενεργειακών ηλεκτρονίων, χρησιμοποιώντας για τη ροή των ηλεκτρονίων δεδομένα του οργάνου WIND/3DP. Από τη μελέτη μας συμπεράναμε ότι η απελευθέρωση των ηλεκτρονίων που δίνουν τύπους III συμβαίνει συνήθως πριν την απελευθέρωση των ενεργητικών πρωτονίων ενώ τα υψηλο-ενεργειακά ηλεκτρόνια απελευθερώνονται ταυτόχρονα ή μετά από την απελευθέρωση των ενεργητικών πρωτονίων. Τέλος, στην προσπάθειά μας να χωρίσουμε τα φαινόμενα SEPs σε κατηγορίες ανάλογα με την χρονική ακολουθία της απελευθέρωσης των ηλεκτρονίων από τους τύπους III και των υψηλο-ενεργειακών πρωτονίων-ηλεκτρονίων βρήκαμε ότι η διαδικασία αυτή είναι αρκετά πολύπλοκη και δεν φαίνεται ότι υπάρχει ένα μοναδικό σενάριο απελευθέρωσης.

Abstract

In this thesis I provide a detailed study of shock waves that are observed in solar corona and interplanetary space. In particular, I have mainly focused on the study of some of the shock waves characteristics such as their regions of origin, the determination of their driver, the calculation of their compression ratio, their kinematics and spatial characteristics during their propagation in the solar corona and interplanetary (IP) space. Furthermore, for a shock wave that was observed in both the low corona and IP space, I studied the role of its spatial evolution in relation to the release of solar energetic particles (SEPs) in different-widely-distributed observing points in heliosphere. Additionally, I studied the relative contribution of shock waves and solar flares on the properties of SEP events. The above-mentioned studies are key elements in our understanding of the physical processes and phenomena that are involved in the development and evolution of coronal and IP shock waves in the heliosphere. Furthermore, they elucidate their nature and characteristics alongside with their capability to accelerate and release charged particles (electrons and protons) in open magnetic field lines in the heliosphere.

For the implementation of this thesis I exploited a big amount of solar and inner-heliosphere observations that are provided from space-born and ground-based instruments (see Chapter 2 of my theses). Those data allowed me to observe and study shock waves, eruptive events, and solar energetic particles. A key element of my studies is that I used and combined in-situ data with remote sensing solar observations obtained with high temporal and spatial resolution in a broad region of the electromagnetic spectrum (ultraviolet and extreme ultraviolet EUV, white light, radio waves, and X-rays).

In Chapter 3 of my thesis I studied an eruptive event which occurred near the west solar limb, on 13 June 2010, and it included an M1.0 class soft X-ray flare, an eruption of a small filament, and the development of a narrow coronal mass ejection (CME/bubble) surrounded by an extreme ultraviolet (EUV) wave. The combined observations of SDO/AIA in extreme ultraviolet with the high-resolution dynamic spectra from the ARTEMIS-IV radiospectrograph, allowed me to study the nature and the driver of the coronal shock wave that was responsible for the band-split type-II radio emission. It was found that the CME's propagation and the non-linear evolution of the EUV wave in the low corona is responsible for the observed coronal shock wave. Additionally, the shock wave was found to be piston-driven in the first stages of its evolution and afterwards it results in a blast wave when it finally detaches from its driver.

The type-II radio burst starts around the lateral over-expansion phase of the bubble, which suggests that this phenomenon could play an important role in driving the shock. This result gives further support to the role of the lateral over-expansion of CMEs in driving wave and shock phenomena that are observed in various spectral domains in the inner corona. The velocity calculated for each lane of the type-II burst was found to be consistent with the derived kinematics of the bubble and the EUV wave. Finally, in this study I introduce a new method to calculate a compression-ratio proxy from the EUV images of AIA. From

the comparison of the compression ratio from the type-II radio burst's band split and the compression-ratio proxy from the EUV images I found that the type-II radio burst could originate in the sheath region between the bubble and the EUV shock front, in both radial and lateral directions.

In Chapter 4 of my thesis I focused on the analysis of two large eruptive events that occurred on 7 March 2012, in the same active region within an hour from each other. Each consisted of an X-class flare, a CME, an EUV wave, and shock wave. The two homologous eruptive events gave rise to a major SEP event observed at widely-separated (120° in the ecliptic plane) points in the heliosphere. With my analysis I mainly promoted the usefulness of the three-dimensional representation of a shock wave for the study of its spacial evolution in the inner heliosphere. Additionally, this study is a demonstration of the importance of shock waves for tracing the generation and distribution of energetic particles. It also reveals the complexities in understanding the wide SEP longitudinal extents in the inner heliosphere.

From the three-dimensional reconstruction of the shock wave that is related with the first CME, I studied its lateral expansion higher in the corona and I connected its longitudinal extent with the energetic proton and electron release times. I found that the SEP event that was observed in STEREO-B (STB) and the first Lagrange point (L1) was associated with the shock wave driven by the first CME that was initiated in active region 11429. The proton release time at STB was found to be consistent with the arrival of both the first EUV wave and the first shock wave's eastern flank that was observed in white light at the well-connected magnetic field lines with the STB. Additionally, I found that the particle release at L1 is broadly consistent with the timing and location of the western flank of white-light shock to the "expected" L1-connected magnetic field lines. No evidence was found that either of the EUV waves reached the L1's well-connected region.

I note, however that the three-dimensional reconstruction of the shock wave and our overall analysis, offers no convincing evidence that the shock was eventually magnetically connected to STA and its lateral expansion cannot explain the particles' release in STA. Therefore, it is possible that the energetic particles were not released directly onto the STA-connected field lines but were transported there. A weak anisotropy in the electron pitch-angle-dependent intensity distributions detected at STA favors this scenario. The SEP elemental abundance at STB and L1 is consistent with the average values observed in shock-related particle release processes and gradual SEP events. Finally, the three-dimensional geometrical fitting of the white light shock, combined with a magnetohydrodynamic simulation of the shock wave with the use of ENLIL code, suggests an Earth-directed shock component which should not be confused with an Earth-directed CME.

In Chapter 5 of my thesis I studied the relative role of CME-related shock waves and solar flares in the acceleration and release of high-energy SEP events. For the purpose of this study I studied selected properties of SEP events as inferred from their associated radio emissions, focusing in particular in the relation of the energetic particle release time with the transient radio emissions that are recorded from space and/or ground radiospectrographs. I further studied the time difference between the energetic proton release time with the energetic electron release time as inferred either from the type-III radio bursts or from the velocity dispersion analysis in WIND/3DP in-situ electron data.

From my study it is clear that both flare- and shock-related particle release processes are observed in high-energy solar proton events and a clear-cut distinction between flare-related and CME/shock-related SEP events is difficult to establish. From the analysis of the radio associations with the proton release times it is evident that proton release is most frequently accompanied by both type III and II radio bursts, but there is a significant percentage of cases with only type III occurrence.

To investigate the relative contribution of the shock waves to the acceleration of the SEPs, I further studied the SEP composite radio spectra for the cases of type III/II association and I found that in most of the cases type III bursts emanated from the shock wave region, i.e. the type II bursts. This result provides a good argument in support of the scenario that the type III emitting electrons are accelerated by the shock wave at least for those cases. As an additional argument, I computed the proton energy spectra for all the SEP events and found that the events with type II association have a harder energy spectrum than those without a type II, therefore, the presence of a type II may indicate a contributing acceleration process from the associated shock wave. The proton release for the type II associated cases typically occurs at heights from 2.0 to 3.5 R_{\odot} .

I also investigated the relative timing between the proton and electron release using both the start of the associated type III radio emission as proxy of the initial electron acceleration and escape and Wind/3DP in-situ electron data. From this analysis I conclude that typically, the protons are released after the start of the associated type III bursts and simultaneously or before the release of energetic electrons traced in-situ. Finally, in my effort to separate the release timings into groups according to the sequence of the type III-proton-electron occurrence, I found that the release sequence of energetic protons, the high-energy electrons, and the type III emitting electrons is more complex than a single release scenario.

Περιεχόμενα

Ευχαριστίες	v
Περίληψη	vii
Abstract	xi
1 Εισαγωγή	1
1.1 Γενικά χαρακτηριστικά του Ήλιου	1
1.2 Δομή του Ήλιου	2
1.2.1 Διαστρωμάτωση του Εσωτερικού	2
1.2.2 Διαστρωμάτωση της Ατμόσφαιρας	3
1.3 Η Δομή του στέμματος	4
1.4 Μονοδιάστατα μοντέλα του ηλιακού στέμματος	4
1.4.1 Μηχανισμοί ακτινοβολίας στο ηλιακό στέμμα	4
1.4.2 Μοντέλα πυκνότητας του ηλιακού στέμματος	7
1.5 Ο Ηλιακός Άνεμος	9
1.6 Η Ηλιόσφαιρα	10
1.7 Αλληλεπίδραση Πλάσματος-Μαγνητικού πεδίου	10
1.7.1 Χρονική εξέλιξη του μαγνητικού πεδίου	10
1.7.2 Όριο άπειρης αγωγιμότητας ($R_m \gg 1$)	11
1.7.3 Όριο διάχυσης ($R_m \ll 1$)	12
1.7.4 Μαγνητική επανασύνδεση	12
1.8 Κέντρα Δράσης	13
1.9 Ηλιακές Εκλάμψεις	15
1.9.1 Γενικά Χαρακτηριστικά	15
1.9.2 Συσσώρευση ενέργειας πριν την έκλαμψη	15
1.9.3 Η έκλυση της ελεύθερης ενέργειας	16
1.9.4 Μηχανισμοί ακτινοβολίας και μορφολογία των εκλάμψεων	17
1.9.5 Χρονική εξέλιξη των εκλάμψεων	18
1.10 Εκτοξεύσεις στεμματικού υλικού (CMEs)	19
1.10.1 Γενικά χαρακτηριστικά	19
1.10.2 Παρατηρήσεις των CMEs στο λευκό φως	20
1.10.2.α' Μορφολογία των CMEs	20

1.10.2.β' Κινηματική των CMEs	21
1.10.2.γ' Μάζα και Ενέργεια των CMEs	23
1.10.3 CMEs στο μεσοπλανητικό χώρο (ICMEs)	24
1.10.4 Οι περιοχές προέλευσης των CMEs	24
1.11 Μοντέλα εκλάμψεων–CMEs	25
1.11.1 Το τυπικό μοντέλο εκλάμψεων–CMEs	26
1.11.2 Άλλα μοντέλα CMEs	27
1.12 Κυματικά φαινόμενα στο πλάσμα	27
1.13 Κρουστικά Κύματα	29
1.13.1 Πληροφορία και μη-γραμμικότητα	29
1.13.2 Τύποι και χαρακτηριστικά κρουστικών κυμάτων	30
1.13.3 Μαγνητοϋδροδυναμικές ασυνέχειες και κρουστικά κύματα	32
1.13.4 Παρατηρήσεις κρουστικών κυμάτων στην εσωτερική ηλιόσφαιρα	33
1.13.4.α' Παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα–ραδιοεξάρσεις τύπου Π	33
1.13.4.β' Παρατηρήσεις στο μακρινό υπεριώδες–μεγάλης κλίμακας ΜΥΔ κύματα στο στέμμα	35
1.13.4.γ' Κρουστικά κύματα στο λευκό φως	37
1.13.5 Οι περιοχές προέλευσης των κρουστικών κυμάτων	38
1.14 Ηλιακά Ενεργητικά Σωματίδια (SEPs)	39
1.14.1 Προέλευση των SEPs	40
1.14.2 Μηχανισμοί επιτάχυνσης SEPs	41
1.14.2.α' Στοχαστική επιτάχυνση	41
1.14.2.β' Επιτάχυνση από κρουστικό κύμα	42
1.14.2.γ' Σύμφωνη (Coherent) επιτάχυνση	45
1.14.2.δ' Σύνδεση των μηχανισμών επιτάχυνσης με παρατηρήσεις	46
1.14.3 Διάδοση των SEPs στην εσωτερική ηλιόσφαιρα	47
1.14.3.α' Αδιαβατική κίνηση στο μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο	47
1.14.3.β' Πλάγια διάδοση στο μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο	48
2 Όργανα και Παρατηρήσεις	51
2.1 Όργανα τηλεπισκόπησης	53
2.1.1 Όργανα στο υπεριώδες και το μακρινό υπεριώδες	53
2.1.1.α' Το τηλεσκόπιο SDO/AIA	53
2.1.1.β' Το τηλεσκόπιο STEREO/EUVI	53
2.1.2 Όργανα στο λευκό φως	54
2.1.2.α' Οι στεμματογράφοι SOHO/LASCO	54
2.1.2.β' Οι στεμματογράφοι STEREO/COR	56
2.1.2.γ' Τα ηλιοσφαιρικά τηλεσκόπια STEREO/HI	57
2.1.3 Όργανα στα ραδιοκύματα	58
2.1.3.α' Ο ηλιακός ραδιοφασματογράφος ARTEMIS-IV	58
2.1.3.β' Τα όργανα WIND/WAVES και STEREO/WAVES	59
2.1.3.γ' Το δίκτυο ηλιακών ραδιοτηλεσκοπίων (RSTN)	61

2.1.4	Όργανα στις ακτίνες X	62
2.1.4.α'	Το όργανο GOES/XRS	62
2.2	Όργανα επιτόπιων μετρήσεων	62
2.2.1	Ανιχνευτές ηλιακών ενεργητικών σωματιδίων	62
2.2.1.α'	Το όργανο SOHO/ERNE	64
2.2.1.β'	Τα όργανα STEREO/SEP	64
2.2.1.γ'	Το όργανο GOES/EPAM	66
2.2.2	Το όργανο ACE/EPAM	66
2.2.3	Το όργανο WIND/3DP	67
2.2.4	Μετρήσεις του πλάσματος του Ηλιακού Ανέμου	67
2.2.5	Μετρήσεις Μαγνητικού Πεδίου	68
3	Χαρακτηριστικά κρουστικού κύματος στο χαμηλό στέμμα	71
3.1	Εισαγωγή	71
3.2	Παρατηρήσεις και ανάλυση δεδομένων	74
3.2.1	Η έκλαμψη στις μαλακές και σκληρές ακτίνες X	75
3.2.2	Παρατηρήσεις στο μακρινό υπεριώδες	76
3.2.2.α'	Δεδομένα από SDO/AIA	76
3.2.2.β'	Δεδομένα από STEREO-A/EUVI	80
3.2.3	Παρατηρήσεις στο λευκό φως	80
3.2.4	Παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα	81
3.3	Χαρακτηριστικά της φουσαλίδας	83
3.3.1	Σχηματισμός και εξέλιξη της φουσαλίδας	83
3.3.2	Χωρικά χαρακτηριστικά της φουσαλίδας	84
3.3.3	Κινηματική της φουσαλίδας	86
3.4	Χαρακτηριστικά του κύματος EUV	87
3.4.1	Δημιουργία και εξέλιξη του κύματος EUV	87
3.4.2	Χωρικά χαρακτηριστικά του κύματος EUV	87
3.4.3	Κινηματική του κύματος EUV	89
3.5	Το διαφορικό μέτρο εκπομπής (DEM) του κύματος EUV	90
3.6	Μη γραμμική διάδοση του κύματος EUV	92
3.7	Χαρακτηριστικά του κρουστικού κύματος από παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα	93
3.7.1	Χρονική εξέλιξη του κρουστικού κύματος	93
3.7.2	Θέση και ταχύτητα του κρουστικού κύματος	94
3.7.2.α'	Επιλογή μοντέλου πυκνότητας	95
3.7.2.β'	Ύψος διάδοσης του κρουστικού κύματος στα ραδιοκύματα και το μακρινό υπεριώδες	96
3.7.2.γ'	Μετρήσεις του ρυθμού ολίσθησης και ταχύτητας της τύπου II	97
3.7.3	Ο λόγος συμπίεσης του κρουστικού κύματος από το συχνοτικό διαχωρισμό σε λωρίδες	100
3.8	Χαρακτηριστικά του κρουστικού κύματος από παρατηρήσεις στο EUV	103
3.9	Προέλευση του κρουστικού κύματος και της εκπομπής τύπου II	104
3.9.1	Υπολογισμός του λόγου συμπίεσης από τις παρατηρήσεις στο μακρινό υπεριώδες	104
3.9.2	Χρονική και χωρική εξέλιξη του λόγου συμπίεσης στο μακρινό υπεριώδες	109
3.10	Σύνοψη των αποτελεσμάτων	113

4	Τριδιάστατη ανασύνθεση κρουστικού κύματος στο ηλιακό στέμμα και το μεσοπλανητικό χώρο	115
4.1	Εισαγωγή	115
4.2	Εκρηκτικά φαινόμενα στο κέντρο δράσης 11429 το Μάρτιο 2012	118
4.3	Παρατηρήσεις και ανάλυση δεδομένων	119
4.4	Τα δύο μεγάλα εκρηκτικά φαινόμενα στις 7 Μαρτίου	122
4.4.1	Το κέντρο δράσης 11429 και οι δυο εκλάμψεις τάξης X	122
4.4.2	Παρατήρηση των εκλάμψεων στο EUV	123
4.4.3	Κύματα EUV, CMEs και κρουστικά κύματα στο λευκό φως	125
4.4.4	Το ισχυρό φαινόμενο SEP	127
4.4.5	Ταχύτητα ηλιακού ανέμου	132
4.4.6	Ηλιακές και μεσοπλανητικές εκπομπές στα ραδιοκύματα	132
4.5	Υπολογισμός του χρόνου απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων	134
4.5.1	Χρόνοι έλευσης των πρωτονίων	134
4.5.2	Ανάλυση διασποράς ταχυτήτων (VDA)	137
4.5.3	Ανάλυση μετάθεσης χρόνου (TSA)	141
4.6	Αφθονία στοιχείων και ισοτόπων – ενεργειακό φάσμα	143
4.7	Το φαινόμενο ενεργητικών ηλεκτρονίων στις 7 Μαρτίου	145
4.8	Χωρικά χαρακτηριστικά της CME και του κρουστικού κύματος	147
4.8.1	Παρατηρήσεις στο χαμηλό στέμμα στο EUV	148
4.8.2	Τριδιάστατη ανασύνθεση του πρώτου κρουστικού κύματος	153
4.8.3	ΜΥΔ προσομοίωση του κρουστικού κύματος στην ηλιόσφαιρα	159
4.9	Συζήτηση και σύνοψη των αποτελεσμάτων	162
5	Συνεισφορά των κρουστικών κυμάτων και των εκλάμψεων στα χαρακτηριστικά των φαινομένων SEPs	167
5.1	Εισαγωγή	167
5.2	Παρατηρήσεις και ανάλυση δεδομένων	169
5.2.1	Επιλογή φαινομένων ενεργητικών πρωτονίων	169
5.2.2	Εκτίμηση του χρόνου απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων	174
5.2.2.α'	Χρόνοι έλευσης των ενεργητικών πρωτονίων	174
5.2.2.β'	Ανάλυση διασποράς ταχυτήτων (VDA)	177
5.2.3	Υπολογισμός της πυκνότητας ενέργειας των ενεργητικών πρωτονίων	180
5.2.4	Σύνθετα δυναμικά ραδιοφάσματα	181
5.3	Εκπομπή στα ραδιοκύματα που σχετίζεται με φαινόμενα SEPs	183
5.3.1	Γενικές παρατηρήσεις	183
5.3.2	Φαινόμενα SEPs “που συνάγεται ραδιοσυσχέτιση”	184
5.3.3	Ο ρόλος των κρουστικών κυμάτων στην απελευθέρωση των ενεργητικών σωματιδίων	188
5.3.3.α'	Ιδιαίτερα χαρακτηριστικά των ραδιοεξάρσεων τύπου III και II	189
5.3.3.β'	Ενεργειακό φάσμα των ενεργητικών πρωτονίων	190
5.3.3.γ'	Μέγιστη ροή των ενεργητικών πρωτονίων	192
5.3.3.δ'	Επιτάχυνση σε φύλλο ρεύματος πίσω από τη CME	193

5.4	Η θέση των σχετιζομένων εκλάμψεων με τα φαινόμενα SEPs	193
5.5	Σύγκριση των χρόνων απελευθέρωσης μεταξύ πρωτονίων–ηλεκτρονίων	195
5.5.1	Χρονισμός μεταξύ ενεργητικών πρωτονίων και ραδιοεξάρσεων τύπου III	195
5.5.2	Χρονισμός μεταξύ ενεργητικών πρωτονίων και ηλεκτρονίων από το WIND/3DP	199
5.5.3	Συνδυασμένοι χρονισμοί πρωτονίων, ηλεκτρονίων και τύπων III	202
5.5.4	Σχετική ραδιοεκπομπή κατά την απελευθέρωση των ενεργητικών ηλεκτρονίων	204
5.6	Εκτίμηση του ύψους απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων	205
5.7	Συζήτηση και σύνοψη των αποτελεσμάτων	208
6	Συμπεράσματα	213
6.1	Διάδοση κρουστικών κυμάτων στο ηλιακό στέμμα και το μεσοπλανητικό χώρο	214
6.1.1	Παραγωγή κρουστικού κύματος στο χαμηλό στέμμα	214
6.1.2	Διάδοση στο στέμμα και το μεσοπλανητικό χώρο	217
6.2	Συνεισφορά των κρουστικών κυμάτων στα χαρακτηριστικά των φαινομένων SEPs	219
6.2.1	Συνεισφορά των κρουστικών κυμάτων στη διαμήκη έκταση των φαινομένων SEPs	219
6.2.2	Ο σχετικός ρόλος των κρουστικών κυμάτων στην επιτάχυνση και απελευθέρωση των υψηλο-ενεργειακών φαινομένων SEPs	223
6.3	Ανοικτά προβλήματα–Μελλοντικά Σχέδια	226

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

Εισαγωγή

“Κατακλυσμούς ποτέ δε λογαριάσαμε
μπήκαμε μες στα όλα και περάσαμε
Κι έχουμε στο κατάρτι μας βιγλάτορα
παντοτινό τον Ήλιο τον Ηλιάτορα!”

— ΟΔΥΣΣΕΑΣ ΕΛΥΤΗΣ, 1911-1996

Ο Ήλιος στην αρχαία Ελληνική μυθολογία ταυτίστηκε με το θεό Απόλλωνα, γιο του Διός, ο οποίος καβαλούσε το άρμα του και διέτρεχε κάθε μέρα τον ουρανό φέροντας το φως στην οικουμένη. Ο Απόλλωνας δεν αντιπροσώπευε βέβαια μόνο το ζωοδότη και ακτινοβόλο Ήλιο, αλλά προοδευτικά έγινε και θεός της μουσικής, της λογικής και των γραμμάτων. Για την αστροφυσική ο Ήλιος αποτελεί το πλησιέστερο αστρικό εργαστήριο και παρόλο που είναι ένα συνηθισμένο άστρο, στο εσωτερικό και την ατμόσφαιρά του συμβαίνουν φαινόμενα αυξημένης πολυπλοκότητας. Μελετώντας τον Ήλιο μπορούμε να κατανοήσουμε καλύτερα τις φυσικές διεργασίες που συμβαίνουν και σε άλλα μακρινά αστέρια. Η μελέτη τέτοιων πολύπλοκων φυσικών διεργασιών έχει βοηθήσει δραματικά στην ανάπτυξη κλάδων της φυσικής όπως: η φυσική πλάσματος, η φασματοσκοπία και η σωματιδιακή φυσική. Η κατανόησή μας για τις διεργασίες που συμβαίνουν στον Ήλιο εξελίχθηκε ραγδαία, ιδιαίτερα όταν η τεχνολογία επέτρεψε την αποστολή στο διάστημα οργάνων παρατήρησης με δυνατότητα συνεχούς λήψης δεδομένων τηλεπισκόπησης και επιτόπιων μετρήσεων.

1.1 Γενικά χαρακτηριστικά του Ήλιου

Ο Ήλιος είναι ένας τυπικός αστέρας της κύριας ακολουθίας στο διάγραμμα Hertzsprung-Russel (H-R) ο οποίος βρίσκεται περίπου στο μέσο της ζωής του. Ο φασματικός του τύπος είναι G2V, η ηλικία του είναι $\sim 4.9 \times 10^9$ χρόνια και το απόλυτο αστρικό του μέγεθος είναι ίσο με 4.84. Η μέση απόστασή του Ήλιου από τη Γη είναι ίση με μια αστρονομική μονάδα (*Astronomical Unit*, AU), δηλαδή $\sim 1.5 \times 10^{11}$ m και η ακτίνα του είναι $R_{\odot} = 696 \times 10^3$ km. Η ολική επιφανειακή λαμπρότητά του, δηλαδή η ροή ακτινοβολίας για όλα τη μήκη κύματος είναι $F_{\odot} = 6.29 \times 10^3$ W cm⁻². Από το νόμο Stefan-Boltzmann ($F_{\odot} = \sigma T_{eff}^4$) υπολογίζεται ότι η ενεργός θερμοκρασία στην επιφάνεια του Ήλιου είναι $T_{eff} = 5800$ K. Το απόλυτο μέγεθος σε σχέση με την ενεργό θερμοκρασία του, τοποθετούν τον Ήλιο, στη μέση της κύριας ακολουθίας του διαγράμματος H-R. Η ταχύτητα ιδιοπεριστροφής του Ήλιου εξαρτάται από το ηλιογραφικό πλάτος, με τον ισημερινό να περιστρέφεται γρηγορότερα από τους πόλους. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται διαφορική περιστροφή του Ήλιου και έχει ιδιαίτερη σημασία στη διαμόρφωση της ηλιακής δραστηριότητας. Στον ισημερινό ο Ήλιος έχει αστρική περίοδο

ιδιοπεριστροφής 24.47 μέρες και ταχύτητα ιδιοπεριστροφής 1.9 km s^{-1} . Η αστρική γωνιακή ταχύτητα ιδιοπεριστροφής όπως προσδιορίζεται από παρατηρήσεις κηλίδων, δίνεται από την εμπειρική σχέση, $\Omega(\phi) = \Omega_{eq.}(1 - 0.206 \sin^2 \phi)$ [°/ημέρα], όπου ϕ είναι το ηλιογραφικό πλάτος και $\Omega_{eq.} = 14.38^\circ/\text{ημέρα}$ η ταχύτητα ιδιοπεριστροφής στον ισημερινό. Στην επιφάνεια του Ήλιου εκτιμάται ότι το περιβάλλον μαγνητικό πεδίο έχει ένταση περίπου 5 G.

1.2 Δομή του Ήλιου

Συνηθίζεται να χωρίζουμε τη δομή του Ήλιου σε δύο περιοχές: το εσωτερικό και την ατμόσφαιρα. Μεταξύ της ατμόσφαιρας και του εσωτερικού ενός αστέρα δεν υπάρχει σαφές όριο. Δεχόμαστε ότι η ατμόσφαιρα ενός αστέρα είναι η περιοχή εκείνη από την οποία δεχόμαστε άμεσα ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία, σε αντίθεση με το εσωτερικό από το οποίο τα φωτόνια δεν φτάνουν στον παρατηρητή. Το εσωτερικό και η ατμόσφαιρα του Ήλιου αποτελούνται από διαφορετικά στρώματα. Αν και ο Ήλιος δεν έχει τέλειο σφαιρικό σχήμα, θεωρούμε ότι τα στρώματα αυτά είναι ομόκεντρα σφαιρικά κελύφη. Η οριζόντια δομή της ατμόσφαιρας και του εσωτερικού του είναι ένδειξη της ανομοιογένειας των στρωμάτων η οποία προέρχεται από τα διαφορετικά φυσικά χαρακτηριστικά τους. Μια σχηματική αναπαράσταση των διαφορετικών στρωμάτων του εσωτερικού και της ατμόσφαιρας του Ήλιου δίνεται στο σχήμα 1.1.

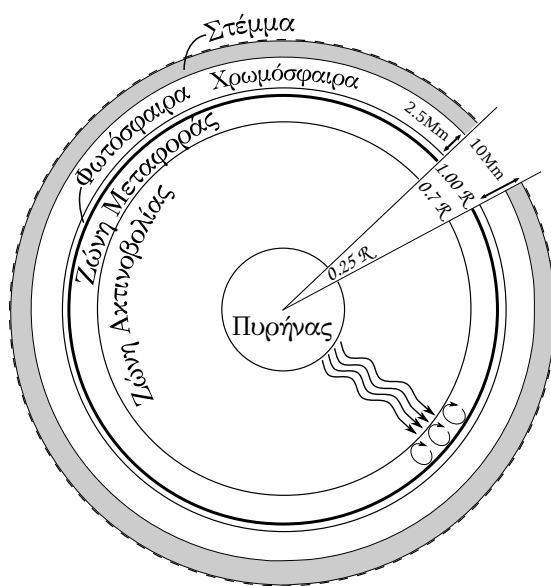
1.2.1 Διαστρωμάτωση του Εσωτερικού

Το εσωτερικό του Ήλιου, από το κέντρο του προς τα έξω, αποτελείται από τον πυρήνα, τη ζώνη ακτινοβολίας και τη ζώνη μεταφοράς.

Ο **πυρήνας (core)** είναι η κεντρική περιοχή του Ήλιου (μέχρι $\sim 0.25 R_\odot$) στην οποία παράγεται το μεγαλύτερο ($\sim 99\%$) μέρος της Ηλιακής ενέργειας. Η μεγάλη θερμοκρασία ($\sim 15 \text{ MK}$) και η πυκνότητα του πυρήνα επιτρέπει αντιδράσεις θερμοπυρηνικής σύντηξης κατά τις οποίες μετατρέπεται το υδρογόνο σε ήλιο και εκλύεται ενέργεια. Το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας που παράγεται στον πυρήνα του Ήλιου οφείλεται στον κύκλο πρωτονίου-πρωτονίου όπου τέσσερα πρωτόνια δίνουν ένα πυρήνα ηλίου, δυο ποζιτρόνια, δυο νετρίνα και ενέργεια (26.33 MeV) με τη μορφή ακτινοβολίας. Η μάζα του πυρήνα είναι η μισή μάζα περίπου της ολικής ηλιακής μάζας, ενώ η περιεκτικότητα σε υδρογόνο είναι μειωμένη σε σχέση με τα άλλα στρώματα, σχεδόν κατά ένα παράγοντα δύο, λόγω της μετατροπής ενός μέρους από αυτό σε ήλιο.

Η **ζώνη ακτινοβολίας (radiation zone)** είναι το επόμενο τμήμα του εσωτερικού ($0.25 - 0.7 R_\odot$) στο οποίο η παραγόμενη ενέργεια από τον πυρήνα διαδίδεται με ακτινοβολία. Σε αυτό το κέλυφος η μέση θερμοκρασία είναι μικρότερη ($\sim 8 \text{ MK}$) από το πυρήνα και δεν συμβαίνουν πλέον θερμοπυρηνικές αντιδράσεις. Τα πρωτόνια και τα ηλεκτρόνια κινούνται ελεύθερα και τα φωτόνια συνεχώς σκεδάζονται στα ελεύθερα σωματίδια εκτελώντας κίνηση τυχαίου βηματισμού (*random walk*) μέχρι να φτάσουν στην επιφάνεια. Η πυκνότητα της ζώνης ακτινοβολίας είναι $2 - 20 \times 10^{-2} \text{ kg m}^{-3}$ και η μέση ελεύθερη διαδρομή για τα φωτόνια υπολογίζεται ότι είναι περίπου 0.009 m.

Η **ζώνη μεταφοράς (convection zone)** είναι το στρώμα στο οποίο η διάδοση της ενέργειας γίνεται με ρεύματα μεταφοράς. Στα βαθύτερα στρώματα της ζώνης μεταφοράς ($\sim 0.7 R_\odot$) η θερμοκρασία είναι 1 MK και σταδιακά μειώνεται μέχρι τους 5800 K στην $\sim 1.0 R_\odot$. Τα ελεύθερα ηλεκτρόνια, δεδομένης της χαμηλής θερμοκρασίας επανασυνδέονται με τους πυρήνες. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση της αδιαφάνειας του πλάσματος και συνεπώς της θερμοβαθμίδας. Όταν η τοπική θερμοβαθμίδα είναι μεγαλύτερη από την αδιαβατική θερμοβαθμίδα (κριτήριο Schwarzschild) λαμβάνει χώρα η αστάθεια μεταφοράς και αυτό έχει ως αποτέλεσμα τη μεταφορά ενέργειας από ρεύματα μεταφοράς.



Σχήμα 1.1: Αριστερά: Αναπαράσταση της διαστρωμάτωσης στο εσωτερικό και την ατμόσφαιρα του Ήλιου. Το πάχος των διαφορετικών στρωμάτων δεν έχει σχεδιαστεί με ακριβή κλίμακα. Το ηλιακό στέμμα (η περιοχή με γκρι σκίαση) δεν έχει σαφή εξωτερικά όρια και εκτείνεται εκατοντάδες ακτίνες ηλίου προς τα έξω. Κάτω: Χαρακτηριστικές τιμές για τη μέση θερμοκρασία και πυκνότητα για κάθε περιοχή του εσωτερικού και της ατμόσφαιρας του Ήλιου.

Περιοχή	Θερμοκρασία (K)	Πυκνότητα (kg m^{-3})
Πυρήνας	$\sim 1.5 \cdot 10^7$	~ 150
Ζώνη Ακτινοβολίας	$\sim 8.0 \cdot 10^6$	~ 10
Ζώνη Μεταφοράς	$\sim 5.0 \cdot 10^5$	~ 0.2
Φωτόσφαιρα	~ 5800	$\sim 2 \cdot 10^{-4}$
Χρωμόσφαιρα	~ 15000	$\sim 0.5 \cdot 10^{-8}$
Στέμμα	$\sim 10^6$	$< 2 \cdot 10^{-13}$

1.2.2 Διαστρωμάτωση της Ατμόσφαιρας

Η ηλιακή ατμόσφαιρα αποτελείται από τα εξής διαδοχικά τέσσερα στρώματα: τη φωτόσφαιρα, τη χρωμόσφαιρα, τη μεταβατική περιοχή χρωμόσφαιρας-στέμματος και το στέμμα (βλ. σχήμα 1.1).

Η **φωτόσφαιρα (photosphere)** είναι το πρώτο στρώμα της ηλιακής ατμόσφαιρας πάνω από το εσωτερικό και ορίζεται ως το στρώμα πάχους $\sim 550 \text{ km}$ το οποίο οριοθετείται αφενός από την περιοχή όπου το οπτικό βάθος στα 500 nm είναι ίσο με τη μονάδα και αφετέρου την περιοχή στην οποία η θερμοκρασία παρουσιάζει ελάχιστο στους $\sim 4300 \text{ K}$ (βλ. [Vernazza et al. 1981](#)). Η φωτόσφαιρα έχει μέση θερμοκρασία $\sim 5800 \text{ K}$ η οποία μειώνεται με το ύψος και πυκνότητα $2 \cdot 10^{-4} \text{ kg m}^{-3}$. Ακόμα, στο στρώμα αυτό εκπέμπεται το μεγαλύτερο μέρος (99%) της ηλιακής ακτινοβολίας, κυρίως στο οπτικό μέρος του φάσματος. Στη φωτόσφαιρα παράγεται συνεχές φάσμα ακτινοβολίας ενώ υπάρχουν και γραμμές απορρόφησης στα οπτικά μήκη κύματος, στο υπέρυθρο και το εγγύς υπεριώδες.

Η **χρωμόσφαιρα (chromosphere)** είναι η περιοχή της ηλιακής ατμόσφαιρας που εκτείνεται έως και 2.5 Mm πάνω από τη φωτόσφαιρα. Η πυκνότητά της χρωμόσφαιρας είναι μικρότερη από αυτή της φωτόσφαιρας και μειώνεται περίπου λογαριθμικά καθ' ύψος από τα $10^{-4} \text{ kg m}^{-3}$ έως τα $1.6 \cdot 10^{-11} \text{ kg m}^{-3}$ στο εξώτερο τμήμα της. Η θερμοκρασία στη βάση της χρωμόσφαιρας είναι $\sim 4300 \text{ K}$ και αυξάνεται με το ύψος μέχρι τους $\sim 25000 \text{ K}$. Η χρωμόσφαιρα παρατηρείται στα χιλιοστομετρικά μήκη κύματος της ραδιοφωνικής περιοχής και σε ισχυρές γραμμές στο ορατό και το υπεριώδες.

Το επόμενο στρώμα της ηλιακής ατμόσφαιρας, μετά τη χρωμόσφαιρα, ονομάζεται **μεταβατική περιοχή (transition region)** χρωμόσφαιρας-στέμματος. Πρόκειται για μια περιοχή μικρού πάχους ($\sim 100 - 150 \text{ km}$) η οποία διαχωρίζει τη χρωμόσφαιρα από το στέμμα. Το κυριότερο χαρακτηριστικό της είναι η απότομη άνοδος της θερμοκρασίας από τους $\sim 10^4 \text{ K}$ στους $\sim 10^6 \text{ K}$. Παρατηρήσεις της μεταβατικής περιοχής γίνονται κυρίως στο υπεριώδες (UV), μακρινό υπεριώδες (EUV) και τα ραδιοκύματα.

Το **στέμμα (corona)** είναι το εξωτερικό στρώμα της ηλιακής ατμόσφαιρας. Η μέση πυκνότητα ηλεκτρονίων στη βάση του στέμματος είναι 10^{14} m^{-3} και μειώνεται με το ύψος. Σε απόσταση μιας ηλιακής ακτίνας από τη φωτόσφαιρα η πυκνότητα του στέμματος είναι 10^{12} m^{-3} ενώ στις $10 R_{\odot}$ η πυκνότητα είναι 10^{10} m^{-3} . Η θερμοκρασία του στέμματος είναι

της τάξης των 10^6 K. Το ηλιακό στέμμα είναι σημαντικά πιο αμυδρό από τη φωτόσφαιρα, με το μέγιστο λόγο στη μεταξύ τους φωτεινότητά να είναι $\sim 10^{-6}$ στη βάση του στέμματος και $\sim 10^{-9}$ μόλις μια ηλιακή διάμετρο πέραν από το ηλιακό χείλος. Το στέμμα παρατηρείται στο λευκό φως στη διάρκεια ολικών εκλείψεων και από στεμματογράφους. Παρατηρείται επίσης τις μαλακές ακτίνες X, τα ραδιοκύματα και σε γραμμές εκπομπής στο ορατό και το υπεριώδες. Η παρατηρούμενη ακτινοβολία σε κάθε φασματική περιοχή προέρχεται από διαφορετικούς μηχανισμούς εκπομπής (βλ. εδάφιο 1.4.1). Τονίζουμε ότι σε αντίθεση με τη φωτόσφαιρα, το στέμμα εμφανίζεται χωρίς να παρουσιάζει σαφή εξωτερικά όρια.

1.3 Η Δομή του στέμματος

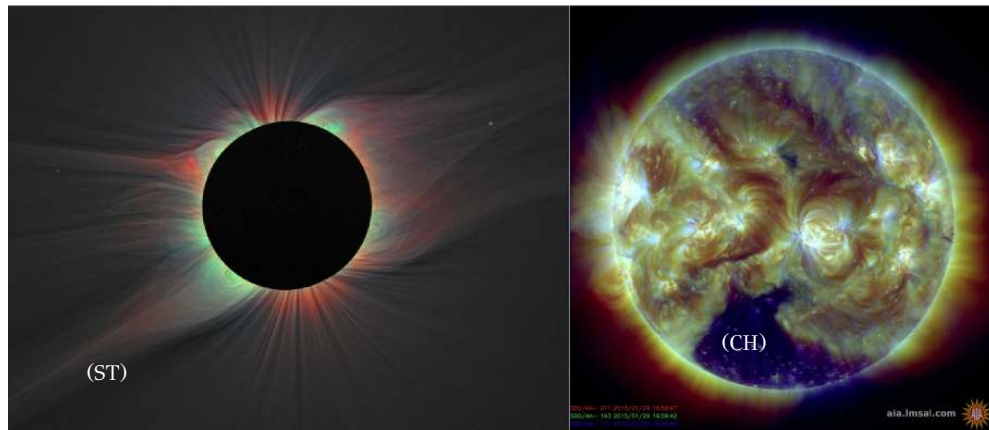
Το στέμμα παρουσιάζεται πολύ πιο ανομοιογενές από τη φωτόσφαιρα και τη χρωμόσφαιρα, με μεγάλης κλίμακας λαμπρές και σκοτεινές περιοχές που αντανακλούν κυρίως διαφορές στην πυκνότητα. Οι λαμπρές περιοχές είναι και αυτές ανομοιογενείς και αποτελούνται από ένα πλήθος κλειστών δομών που έχουν τη μορφή βρόχων και ιχνογραφούν τις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου. Οι περιοχές του στέμματος που λόγω της μικρής τους πυκνότητας έχουν μειωμένη εκπομπή σε σχέση με το περιβάλλον στέμμα (βλ. σχήμα 1.2) ονομάζονται τρύπες του στέμματος (*coronal holes*). Σε αυτές τις περιοχές οι δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου είναι ανοιχτές, δηλαδή ξεκινούν από τη φωτόσφαιρα και φτάνουν σε πολύ μεγάλες αποστάσεις από τον ήλιο πριν κλείσουν. Η μικρή πυκνότητά αυτών των περιοχών δείχνει ότι το μαγνητικό πεδίο δεν μπορεί να συγκρατήσει το πλάσμα. Στα κατώτερα στρώματα της ηλιακής ατμόσφαιρας οι τρύπες δεν έχουν εμφανή ίχνη, πέρα από το ότι αντιστοιχούν σε μεγάλης κλίμακας μονοπολικές περιοχές όπως σε περιοχές κοντά στους πόλους. Τα φορτισμένα σωματίδια που διαφεύγουν κατά μήκος αυτών των περιοχών αποτελούν το γρήγορο ηλιακό άνεμο (βλ. εδάφιο 1.5).

Ακόμα, σε παρατηρήσεις του στέμματος στο λευκό φως εμφανίζονται περιοχές που αποτελούνται στη βάση τους από λαμπρούς μαγνητικούς βρόχους, ενώ σε μεγάλα ύψη στενεύουν καταλήγοντας σε μια μορφολογία ακίδας που υποδεικνύει την ύπαρξη φύλλου ρεύματος. Οι περιοχές αυτές ονομάζονται *streamers* και η πυκνότητά τους είναι σχεδόν διπλάσια από το περιβάλλον στέμμα (βλ. σχήμα 1.2). Οι *streamers* όπως και οι τρύπες του στέμματος διατηρούνται για μεγάλα χρονικά διαστήματα στο στέμμα. Στη διάρκεια του κύκλου της ηλιακής δραστηριότητας η μορφολογία του στέμματος αλλάζει σημαντικά. Το στέμμα του ελαχίστου χαρακτηρίζεται από ανοιχτές περιοχές στους πόλους και εκτεταμένους *streamers* στον ισημερινό. Αντίθετα, η δομή του στέμματος κοντά στο μέγιστο γίνεται πολύ πιο πολύπλοκη: η ζώνη των *streamers* αποκλίνει σημαντικά πάνω και κάτω από τον ισημερινό και ταυτόχρονα οι τρύπες του στέμματος, που στο ελάχιστο περιορίζονται στις πολικές περιοχές, φτάνουν σε χαμηλά ηλιογραφικά πλάτη, μέχρι και τον ισημερινό.

1.4 Μονοδιάστατα μοντέλα του ηλιακού στέμματος

1.4.1 Μηχανισμοί ακτινοβολίας στο ηλιακό στέμμα

Το φως του στέμματος προέρχεται από διαφορετικούς μηχανισμούς εκπομπής. Στα οπτικά μήκη κύματος παρατηρούμε το στέμμα μόνο εάν αποκόψουμε την έντονη ακτινοβολία της φωτόσφαιρας, όπως συμβαίνει κατά τη διάρκεια ολικών εκλείψεων Ηλίου ή με τη χρήση στεμματογράφων. Αυτό που παρατηρούμε κατά τη διάρκεια των εκλείψεων δεν είναι η αυτούσια εκπομπή του στέμματος αλλά η σκέδαση του φωτός που προέρχεται από τη φωτόσφαιρα. Από τις παρατηρήσεις του στέμματος στο λευκό φως, συνηθίζεται να διαχωρίζουμε την ακτινοβολία του στέμματος σε τρεις συνιστώσες, το K-στέμμα (“*Kontinuierlich*”),



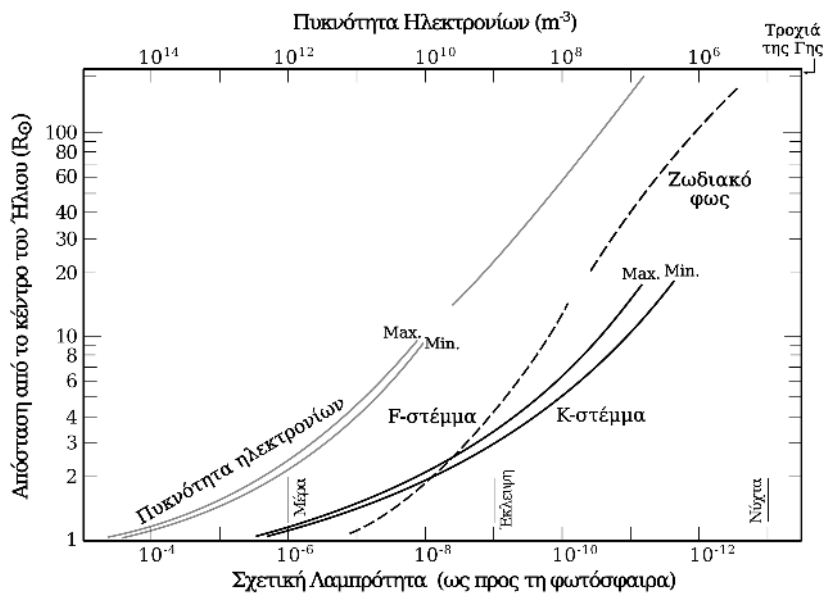
Σχήμα 1.2: Παρατηρήσεις του ηλιακού στέμματος σε διαφορετικά μήκη κύματος. Αριστερά: σύνθεση εικόνων στο οπτικό και υπέρυθρο μέρος του φάσματος, κατά τη διάρκεια της ολικής έκλειψης του ήλιου το 2008, στις απαγορευμένες γραμμές του Fe XI 789.2 nm (κόκκινο), Fe XIII 1074.7 nm (μπλε), Fe XIV 530.3 nm (πράσινο) και στο λευκό φως (γκρι) (από [Habbal et al. 2010](#)). Δεξιά: σύνθεση εικόνων στο μακρινό υπεριώδες από το SDO/AIA στις απαγορευμένες γραμμές του Fe XIV (21.1 nm, κόκκινο), Fe IX/X (17.1 nm, πράσινο) και Fe XII/XXIV (19.3 nm, μπλε). Με (ST) και (CH) σημειώνονται η περιοχή ενός streamer (αριστερά) και μιας τρύπας του στέμματος (δεξιά), αντίστοιχα.

το F-στέμμα (“Fraunhofer”) και το E-στέμμα (“Emission”). Στο σχήμα 1.3 παρουσιάζεται η σχετική λαμπρότητα του K- και F-στέμματος σαν συνάρτηση του ύψους από το κέντρο του Ήλιου.

Το **K-στέμμα** δημιουργείται από το φως της φωτόσφαιρας το οποίο καθώς διέρχεται από το στέμμα σκεδάζεται από ελεύθερα ηλεκτρόνια (σκέδαση Thomson). Η εκπεμπόμενη ακτινοβολία του K-στέμματος είναι συνεχής και μερικώς πολωμένη ενώ είναι υπεύθυνη για το μεγαλύτερο μέρος της ακτινοβολίας του στέμματος μέχρι και τις $\sim 2 R_{\odot}$ (βλ. σχήμα 1.3). Στην περιοχή του K-στέμματος οι γραμμές απορρόφησης δεν είναι δυνατόν να παρατηρηθούν λόγω των μεγάλων θερμικών ταχυτήτων των ηλεκτρονίων που προκαλούν τεράστια διεύρυνση Doppler. Επίσης, η συνεχής εκπομπή λόγω σκεδάσεων Thomson δεν έχει εξάρτηση από το μήκος κύματος και ο ρυθμός σκεδάσεων είναι ανάλογος της πυκνότητας ηλεκτρονίων.

Το **F-στέμμα** προέρχεται και αυτό από το φως της φωτόσφαιρας το οποίο σκεδάζεται από βαριά σωματίδια σκόνης (σκέδαση Mie) που βρίσκονται μεταξύ του Ήλιου και της γης και κινούνται αργά στο επίπεδο της εκλειπτικής. Σε αυτή την περίπτωση το παρατηρούμενο φάσμα είναι το ίδιο με αυτό της φωτόσφαιρας και περιέχει γραμμές απορρόφησης (γραμμές Fraunhofer). Σε αντίθεση με την πολωμένη ακτινοβολία του K-στέμματος η εκπομπή του F-στέμματος δεν είναι πολωμένη και σύμφωνα με αυτό το χαρακτηριστικό διαχωρίζονται οι δυο συνιστώσες. Το F-στέμμα εκτείνεται πολύ μακρύτερα από την τροχιά της γης και παρατηρείται κατά μήκος του επιπέδου της εκλειπτικής σαν μια λωρίδα φωτός η οποία ονομάζεται ζωδιακό φως.

Τέλος το **E-στέμμα** οφείλεται σε ακτινοβολία των γραμμών εκπομπής που προέρχονται από στοιχεία του στέμματος με μεγάλο βαθμό ιονισμού. Από τη μελέτη και την αναγνώριση των γραμμών εκπομπής του στέμματος οι [Edlén \(1945\)](#) και Grotrian ταύτισαν τις γραμμές με “απαγορευμένες μεταπτώσεις” σε ιόντα με υψηλό βαθμό ιονισμού. Τα άτομα που έχουν υποστεί πολλαπλό ιονισμό όπως ο Fe XIV ή ο Fe X παράγουν τις ισχυρές γραμμές εκπομπής του στέμματος στο ορατό μέρος του φάσματος. Οι πιο ισχυρές γραμμές στο στέμμα είναι του Fe XIV (530.3 nm, πράσινη γραμμή), Fe X (637.4 nm, κόκκινη γραμμή) και Ca XV (569.4 nm,



Σχήμα 1.3: Μεταβολή της σχετικής λαμπρότητας του K- και F-στέματος (κάτω οριζόντιος άξονας) και της πυκνότητας ηλεκτρονίων του στέματος (πάνω οριζόντιος άξονας), σαν συνάρτηση του ύψους από το κέντρο του Ήλιου (από Phillips, 1995).

κίτρινη γραμμή). Στο σχήμα 1.2.(αριστερά) δίνεται μια σύνθεση εικόνων από παρατηρήσεις του ηλιακού στέματος στο οπτικό και υπέρυθρο μέρος του φάσματος, κατά τη διάρκεια της ολικής έκλειψης του ήλιου το 2008, στις απαγορευμένες γραμμές ιόντων του σιδηρού.

Εκτός από τα οπτικά μήκη κύματος το στέμμα εκπέμπει ακτινοβολία σε μικρότερα (ακτίνες X, μακρινό υπεριώδες) και μεγαλύτερα (ραδιοφωνικά) μήκη κύματος, το δε μέγιστο της ακτινοβολίας του βρίσκεται στις ακτίνες X λόγω της μεγάλης του θερμοκρασίας. Στην περίπτωση της ακτινοβολίας στις ακτίνες X και στο μακρινό υπεριώδες (EUV) το στέμμα είναι οπτικά λεπτό. Επίσης, καθώς η φωτόσφαιρα δεν ακτινοβολεί σε μικρά μήκη κύματος λόγω της μικρής θερμοκρασίας της, η ακτινοβολία του στέματος στις ακτίνες X και το μακρινό υπεριώδες εμφανίζεται ως μια λαμπρή εκπομπή σε ένα σκοτεινό υπόβαθρο. Η εκπομπή του στέματος στις ακτίνες X και στο μακρινό υπεριώδες προέρχονται είτε από γραμμική είτε συνεχή εκπομπή.

Η γραμμική εκπομπή στις ακτίνες X και το μακρινό υπεριώδες προέρχεται από στοιχεία με μεγάλο βαθμό ιονισμού τα οποία εκπέμπουν ακτινοβολία με ατομικές μεταπτώσεις όπως συμβαίνει και στο σχηματισμό των απαγορευμένων γραμμών στα οπτικά μήκη κύματος. Η παρατήρησή τους περιορίζεται στο χαμηλό στέμμα καθώς η έντασή τους εξαρτάται από το τετράγωνο της πυκνότητας των ιόντων. Από τις πιο γνωστές γραμμές στις ακτίνες X (0.01–10 nm) είναι του Fe XIV (5.90 και 5.96 nm) και του Fe XVII (1.5 και 1.7 nm). Στο μακρινό υπεριώδες μέρος του φάσματος (10–124 nm), παρατηρούνται γραμμές εκπομπής από διάφορα ιόντα όπως του σιδήρου: Fe IX/X (17.1 nm), Fe XII (19.5 nm), Fe XV (28.4 nm), του οξυγόνου: O IV (103.2 και 103.8 nm), του μαγνησίου: Mg X (61.0 και 62.5 nm) και άλλα. Στο σχήμα 1.2.(δεξιά) δίνεται μια σύνθεση εικόνων του ηλιακού στέματος στο μακρινό υπεριώδες από το όργανο SDO/AIA.

Η σημαντικότερη συνεισφορά στη συνεχή ακτινοβολία του στέματος στις ακτίνες X, το μακρινό υπεριώδες και τα ραδιοκύματα, προέρχεται από την ακτινοβολία πέδησης¹ (Bremsstrahlung).

¹Στη γενικότερη περίπτωση, η ακτινοβολία πέδησης παράγεται όταν ένα φορτισμένο σωματίο το οποίο κινείται

Στην περίπτωση αραιού και θερμού πλάσματος όπως το στέμμα έχουμε θερμική ακτινοβολία πέδης η οποία παράγεται όταν τα ελεύθερα ηλεκτρόνια του πλάσματος αλληλεπιδρούν με το ηλεκτρικό πεδίο των βαρύτερων πυρήνων. Η ακτινοβολία πέδης έχει συνεχές φάσμα, το οποίο γίνεται πιο έντονο και μεγιστοποιείται προς τις υψηλότερες συχνότητες καθώς η αλλαγή της ενέργειας του επιταχυνόμενου σωματιδίου αυξάνει. Το φάσμα της παρατηρούμενης θερμικής ακτινοβολία πέδης στο στέμμα αντιστοιχεί σε θερμοκρασία πλάσματος ~ 2 MK και έχει μέγιστο στις μαλακές ακτίνες X στα ~ 4 nm. Ο συντελεστής απορρόφησης της ακτινοβολίας πέδης αυξάνει ανάλογα με το τετράγωνο του μήκους κύματος άρα το πλάσμα γίνεται αρκετά αδιαφανές στις χαμηλές συχνότητες (ραδιοκύματα). Στα ραδιοκύματα η θερμική ακτινοβολία πέδης παρατηρείται στα μετρικά και εκατοστομετρικά μήκη κύματος σε κέντρα δράσης (βλ. εδάφιο 1.8) και τον ήρεμο Ήλιο. Εκτός από το μηχανισμό πέδης, στο στέμμα μπορεί να έχουμε εκπομπή στα ραδιοκύματα μέσω του γυροσυντονιστικού μηχανισμού. Η ακτινοβολία από το γυροσυντονιστικό μηχανισμό παρατηρείται πάνω από κηλίδες με έντονο μαγνητικό πεδίο στη φασματική περιοχή των μικροκυμάτων.

1.4.2 Μοντέλα πυκνότητας του ηλιακού στέμματος

Ενδεικτικό της πολύ χαμηλής πυκνότητας στο στέμμα είναι η παρουσία απαγορευμένων γραμμών στο φάσμα του (βλ. εδάφιο 1.4.1). Η μέση πυκνότητα του ηλιακού στέμματος κυμαίνεται από 10^{12} m^{-3} στη μια ηλιακή ακτίνα έως $\sim 10^{15} \text{ m}^{-3}$ στη βάση του στέμματος (δηλ. ~ 2.5 Mm) σε ήρεμες περιοχές του ήλιου, ενώ σε βρόχους έκλαμψης αυξάνεται έως και $\sim 10^{17} \text{ m}^{-3}$. Στοιχείο της ανομοιογένειας του στέμματος είναι η διαφοροποίηση της πυκνότητας που παρατηρείται σε διαφορετικές περιοχές του. Για παράδειγμα, η πυκνότητα του στέμματος είναι ελάχιστη στις τρύπες του στέμματος και μέγιστη σε κέντρα δράσης.

Ο προσδιορισμός της πυκνότητας του στέμματος μπορεί να γίνει είτε από διάφορες μεθόδους που εφαρμόζονται σε παρατηρήσεις του στέμματος στο λευκό φως και το μακρινό υπεριώδες είτε από εμπειρικά μοντέλα πυκνότητας. Μια διαδεδομένη μέθοδος για τον υπολογισμό της πυκνότητας του στέμματος είναι αυτή που στηρίζεται στη μέθοδο αντιστροφής του [van de Hulst \(1950a,b\)](#), με χρήση παρατηρήσεων της πολωμένης ακτινοβολίας του στέμματος στο λευκό φως. Βασική υπόθεση της μεθόδου είναι ότι η πολωμένη ακτινοβολία στο λευκό φως προέρχεται από τη σκέδαση Thomson των ηλεκτρονίων και είναι ανάλογη της ολοκληρωμένης πυκνότητας ηλεκτρονίων στη διεύθυνση παρατήρησης. Μια άλλη διαγνωστική μέθοδος της πυκνότητας στηρίζεται σε παρατηρήσεις στο μακρινό υπεριώδες και χρησιμοποιεί το μέτρο εκπομπής (*emission measure*). Στην περίπτωση της οπτικά λεπτής ακτινοβολίας το ισόθερμο μέτρο εκπομπής είναι ανάλογο του τετραγώνου της πυκνότητας ολοκληρωμένο σε όλη την έκταση του οπτικά λεπτού στρώματος, δηλαδή,

$$EM = \int_0^L N_e^2 d\ell \quad (1.1)$$

Αν το γενικεύσουμε σε μια συνεχή κατανομή θερμοκρασιών, μπορούμε να ορίσουμε το διαφορικό μέτρο εκπομπής (*differential emission measure, DEM*). Το DEM δίδει την κατανομή της πυκνότητας του πλάσματος ως προς τη θερμοκρασία και δίνεται από τη σχέση,

$$DEM(T_e) = N_e^2 \frac{d\ell}{dT_e}. \quad (1.2)$$

υπό την επίδραση ενός ηλεκτρικού πεδίου χάνει μέρος της κινητικής του ενέργειας με τη μορφή εκπεμπόμενης ακτινοβολίας.

Η παραπάνω σχέση εφαρμόζεται σε διαφορετικές φασματικές γραμμές έτσι ώστε η πυκνότητα να μπορεί να προσδιοριστεί σε πολύ-θερμικές περιοχές του στέμματος. Πιο συγκεκριμένα, το διαφορικό μέτρο εκπομπής μπορεί να υπολογιστεί με τη μέθοδο της αντιστροφής σε παρατηρήσεις των εντάσεων μιας σειράς φασματικών γραμμών που σχηματίζονται σε μια εκτεταμένη περιοχή θερμοκρασιών. Ωστόσο, το πρόβλημα της αντιστροφής του DEM περιέχει περισσότερες άγνωστες μεταβλητές από της γνωστές με αποτέλεσμα το προκύπτον σύστημα γραμμικών εξισώσεων να έχει άπειρο πλήθος λύσεων. Για αυτό το λόγο επιλέγονται λύσεις που ικανοποιούν βασικές προϋποθέσεις για τη συμπεριφορά του DEM (π.χ. να έχει θετικές τιμές).

Τα εμπειρικά μοντέλα πυκνότητας του στέμματος χρησιμοποιούνται συχνά κυρίως λόγω της απλότητάς τους. Το πιο διαδεδομένο μοντέλο πυκνότητας είναι του [Newkirk \(1961\)](#) ο οποίος για τον υπολογισμό της πυκνότητας εφάρμοσε τη μέθοδο της αντιστροφής του [van de Hulst \(1950a\)](#) σε παρατηρήσεις της πολωμένης ακτινοβολίας του στέμματος από στεμματογράφο, κατά τη διάρκεια του ελαχίστου της ηλιακής δραστηριότητας. Σύμφωνα με το μοντέλο του [Newkirk \(1961\)](#) η μεταβολή πυκνότητας του στέμματος σε συνάρτηση με το ύψος δίνεται από τη σχέση:

$$N_e(r) = 4200 \cdot 10^{4.32R_\odot/r} = 4200 \cdot 10^{9.95R_\odot/r} \quad (1.3)$$

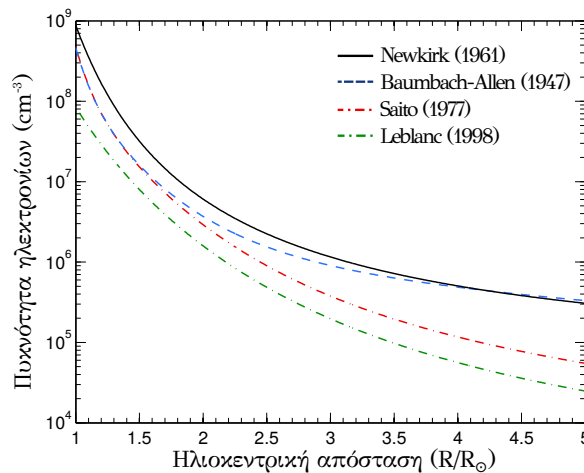
όπου η πυκνότητα δίνεται σε cm^3 και r είναι η απόσταση από το κέντρο του ήλιου. Η εξάρτηση της πυκνότητας με το ύψος σύμφωνα με το εμπειρικό μοντέλο του [Newkirk \(σχέση 1.3\)](#) είναι ίδια με αυτή που προβλέπεται από το ισόθερμο υδροστατικό μοντέλο με μεταβλητή βαρύτητα σε σφαιρική γεωμετρία. Συγκρίνοντας τους συντελεστές του μοντέλου του [Newkirk](#) και του ισόθερμου υδροστατικού μοντέλου βρίσκουμε ότι η κλίμακα ύψους² είναι $H_0=0.1005 R_\odot$, που αντιστοιχεί σε θερμοκρασία $T=1.41 \times 10^6$ K.

Ένα επίσης διαδεδομένο μοντέλο πυκνότητας είναι αυτό των [Saito et al. \(1977\)](#). Η μεταβολή της πυκνότητας στο μοντέλο αυτό περιγράφεται ως άθροισμα σειράς με όρους δυνάμεων της ηλιοκεντρικής απόστασης και επίσης επιχειρείται η περιγραφή της μεταβολής της πυκνότητας συναρτήσει του ηλιογραφικού πλάτους. Το μοντέλο πυκνότητας του [Saito](#) δίνεται από τη σχέση,

$$N_e(r) = 3.09 \cdot 10^8 \frac{1 - 0.95 \sin \varphi}{(r/R_\odot)^{16}} + 1.58 \cdot 10^8 \frac{1 - 0.5 \sin \varphi}{(r/R_\odot)^6} + 0.0251 \cdot 10^8 \frac{1 - \sqrt{\sin \varphi}}{(r/R_\odot)^{2.5}} \quad (1.4)$$

όπου η πυκνότητα δίνεται σε cm^3 και το φ είναι είναι το ηλιογραφικό πλάτος. Άλλα διαδεδομένα μοντέλα που περιέχουν όρους δυνάμεων της απόστασης είναι των [Baumbach – Allen \(Allen 1947\)](#) και [Leblanc et al. \(1998\)](#). Εκτός από της οπτικές παρατηρήσεις η πυκνότητα του στέμματος μπορεί να προσδιοριστεί και από παρατηρήσεις στα ραδιοφωνικά μήκη κύματος. Ο προσδιορισμός της πυκνότητας στα ραδιοκύματα βασίζεται κυρίως σε μετρήσεις της συχνότητας ραδιοεξάρσεων τύπου III (βλ. εδάφιο [1.9.4](#)). Βασική υπόθεση στην περίπτωση αυτή είναι ότι εκπομπή τους αντιστοιχεί στη θεμελιώδη (ή αρμονική) συχνότητα πλάσματος, η οποία είναι συνάρτηση της πυκνότητας ηλεκτρονίων. Ένα από τα μοντέλα που προέρχονται από αυτή τη μέθοδο είναι των [Leblanc et al. \(1998\)](#). Στο σχήμα [1.4](#) δίνεται η πυκνότητα ηλεκτρονίων στο ηλιακό στέμμα σε συνάρτηση με το ύψος, υπολογισμένη από τα μοντέλα του [Newkirk](#), του [Saito](#), των [Baumbach – Allen](#) και των [Leblanc et al.](#)

²Η κλίμακα ύψους (scale height), είναι μια ποσότητα που εξαρτάται από τη θερμοκρασία και την ένταση της βαρύτητας, η οποία εκφράζει το πόσο γρήγορα ελαττώνεται η πυκνότητα με το ύψος.



Σχήμα 1.4: Η πυκνότητα ηλεκτρονίων στο ηλιακό στέμμα σε συνάρτηση με το ύψος. Οι υπολογισμοί της πυκνότητας ηλεκτρονίων έχουν γίνει από τα μοντέλα των Newkirk, Baumbach-Allen, Saito, και Leblanc (βλ. κείμενο για λεπτομέρειες).

1.5 Ο Ηλιακός Άνεμος

Από παλιά υπήρχαν παρατηρησιακές ενδείξεις για το ότι ο μεσοπλανητικός χώρος δεν είναι κενός αλλά συνεχώς σαρώνεται από σωματίδια που προέρχονται από τον Ήλιο. Μερικές από αυτές ήταν το ζωδιακό φως που μαρτυρά την ύπαρξη μικρών σωματιδίων σκόνης και ο προσανατολισμός των ιοντικών ουρών των κομητών (βλ. [Biermann 1951](#)) που δείχνει ότι υπάρχει μια συνεχής ροή υλικού από το στέμμα. Ακόμα, μία σειρά από γήινα φαινόμενα που συμβαίνουν λόγω της ηλιακής δραστηριότητας όπως το πολικό σέλας και οι μαγνητικές καταιγίδες, δείχνουν την ύπαρξη ροής σωματιών από τον ήλιο, χωρίς όμως να είναι φανερό κατά πόσον τα σωματίδια αυτά κινούνται στο κενό ή συνιστούν αύξηση μιας προϋπάρχουσας ροής. Η αναπόφευκτη διαστολή των εξωτερικών στρωμάτων του πολύ θερμού στέμματος, θεωρήθηκε ότι σήμαινε κάποιου είδους εκτόνωση του στέμματος προς τα έξω, μέχρι το μεσοπλανητικό χώρο (βλ. [Chapman & Zirin 1957](#)).

Η πρώτη ολοκληρωμένη απάντηση στο ερώτημα της έκτασης του ηλιακού στέμματος δόθηκε από τον [Parker \(1958\)](#) ο οποίος λύνοντας την εξίσωση κίνησης του πλάσματος σε συνδυασμό με την εξίσωση συνέχειας και μια καταστατική εξίσωση, επέλεξε ως φυσικά πραγματοποιήσιμη λύση τον ηλιακό άνεμο. Η μοναδικότητα της δουλειάς του Parker δεν έγκειται τόσο στο ότι έλυσε το σύστημα εξισώσεων, αλλά στο ότι επέλεξε ως φυσικά πραγματοποιήσιμη λύση τον ηλιακό άνεμο σε αντίθεση με την ηλιακή αύρα. Ο ηλιακός άνεμος ξεκινά με υποηχητικές ταχύτητες και όταν περνά από ένα κρίσιμο σημείο καταλήγει σε υπερηχητικές ταχύτητες. Αντίθετα η ηλιακή αύρα είναι παντού υποηχητική. Η θέση του κρίσιμου σημείου, r_c , προσδιορίζεται από την ακτίνα του ήλιου και την κλίμακα ύψους, $r_c = R_{\odot}^2/2H$. Αντικαθιστώντας την έκφραση για την κλίμακα ύψους βρίσκουμε ότι η θέση του κρίσιμου σημείου δίνεται από τη σχέση $r_c = u_{esc}^2/4u_s^2$ όπου u_{esc} είναι η ταχύτητα διαφυγής από το βαρυτικό δυναμικό και u_s η ταχύτητα του ήχου. Με την κλίμακα ύψους στο στέμμα ίση με $0.14 R_{\odot}$, η θέση του κρίσιμου σημείου είναι $r_c = 3.6 R_{\odot}$.

Στον ηλιακό άνεμο παρατηρούνται δύο διαφορετικοί τύποι ροής πλάσματος: ο γρήγορος και ο αργός ηλιακός άνεμος. Ο γρήγορος ηλιακός άνεμος προέρχεται από τις τρύπες του στέμματος (βλ. εδάφιο 1.3), ενώ ο αργός ηλιακός άνεμος προέρχεται από περιοχές κοντά στον ηλιομαγνητικό ισημερινό κατά το ηλιακό ελάχιστο και πάνω από κέντρα δράσης στη ζώνη των streamers (βλ. εδάφιο 1.3) κατά το ηλιακό μέγιστο. Η ταχύτητα του γρήγορου ηλιακού ανέμου κυμαίνεται από 400 μέχρι 800 km s^{-1} και η μέση πυκνότητά του είναι

χαμηλή, γύρω στα 3×10^6 ιόντα ανά m^{-3} σε απόσταση 1 AU. Ακόμα, για το γρήγορο άνεμο, η θερμοκρασία των πρωτονίων είναι $\sim 2.3 \times 10^5$ K και των ηλεκτρονίων $\sim 10^5$ K. Περίπου το 4% των ιόντων του είναι ιόντα He. Ο αργός ηλιακός άνεμος έχει χαμηλότερες ταχύτητες που κυμαίνονται μεταξύ 250 και 400 km s^{-1} . Η πυκνότητά του είναι $\sim 8 \times 10^6$ ιόντα ανά m^{-3} σε απόσταση 1 AU. Η θερμοκρασία των πρωτονίων είναι $\sim 3.4 \times 10^5$ K και των ηλεκτρονίων $\sim 1.3 \times 10^5$ K. Το σχετικό ποσοστό του He στον αργό ηλιακό άνεμο μπορεί να μεταβάλλεται σημαντικά, η μέση τιμή του όμως είναι περίπου 2%.

Ο ηλιακός άνεμος εκτός από πλάσμα μεταφέρει και ηλιακό μαγνητικό πεδίο στο μεσοπλανητικό χώρο. Ο συνδυασμός της ακτινικής προς τα έξω ροής του ηλιακού ανέμου, με την ηλιακή περιστροφή, δίνει στο μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο μορφολογία σπείρας του Αρχιμήδη. Μια πιο πλήρης περιγραφή αυτής της κατάστασης δίνεται στο εδάφιο [1.14.3.α'](#). Στον ηλιακό άνεμο η ύπαρξη μαγνητικών γραμμών αντίθετης φοράς συνεπάγεται και την ύπαρξη φύλλου ρεύματος. Αυτό το φύλλο ρεύματος επεκτείνεται στο διάστημα ως μεσοπλανητικό φύλλο ρεύματος το οποίο ονομάζεται και *ηλιοσφαιρικό φύλλο ρεύματος*. Επειδή οι περιοχές προέλευσης του ηλιοσφαιρικού φύλλου ρεύματος δεν ακολουθούν τον ηλιακό ημερινό, αυτό παρουσιάζει κυματοειδή μορφολογία.

1.6 Η Ηλιόσφαιρα

Ο ηλιακός άνεμος διαδίδεται με υπερηχητική ταχύτητα μέχρι πέρα από τα όρια του ηλιακού συστήματος. Το σύστημα ηλιακής ατμόσφαιρας και ηλιακού ανέμου ονομάζεται *ηλιόσφαιρα*, έχει σχήμα ελλειψοειδές και περιβάλλει τον Ήλιο και τους πλανήτες. Επειδή δεν υπάρχει κάποια εσωτερική πίεση ή μαγνητική δύναμη που να μπορεί να επιβραδύνει τον ηλιακό άνεμο ώστε αυτός να συγχωνευτεί ομαλά με το μεσοαστρικό υλικό, πιστεύεται ότι σε κάποια απόσταση πολύ μακριά από τον Ήλιο σχηματίζεται κρουστικό κύμα που επιβραδύνει τον ηλιακό άνεμο σε υποηχητικές ταχύτητες. Το κρουστικό κύμα αυτό ονομάζεται *κρουστικό κύμα παύσης (termination shock)* και έχει ανιχνευτεί σε απόσταση 84–94 AU από τον Ήλιο από τα διαστημόπλοια Voyager 1 και 2. Η εξωτερική δομή της ηλιόσφαιρας καθορίζεται από την αλληλεπίδραση του ηλιακού ανέμου με τα σωματίδια του μεσοαστρικού χώρου. Πέρα από το όριο του κρουστικού κύματος παύσης το ηλιακό πλάσμα σταδιακά προσαρμόζεται σε δυναμική ισορροπία και ισορροπία πιέσεων με το μεσοαστρικό υλικό. Το εξωτερικό όριο της ηλιόσφαιρας ονομάζεται *ηλιόπαυση* και σε αυτή την περιοχή συγχωνεύεται τελικά ο ηλιακός άνεμος με το μεσοαστρικό υλικό. Σε αυτό το σημείο περίπου στις 121 AU ο ηλιακός άνεμος έχει εξασθενήσει αρκετά ώστε να τον σταματήσει το μεσοαστρικό υλικό.

1.7 Αλληλεπίδραση Πλάσματος-Μαγνητικού πεδίου

1.7.1 Χρονική εξέλιξη του μαγνητικού πεδίου

Η λεπτή υφή και τα δυναμικά φαινόμενα που συμβαίνουν στα διάφορα στρώματα της ηλιακής ατμόσφαιρας, είναι αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης του μαγνητικού πεδίου με το πλάσμα. Για να μελετήσουμε τη μεταβολή του μαγνητικού πεδίου χρησιμοποιούμε συνήθως την *εξίσωση επαγωγής (induction equation)* του μαγνητικού πεδίου. Συνδυάζοντας το νόμο του Ohm με το νόμο του Faraday μπορούμε να πάρουμε την παρακάτω εξίσωση επαγωγής,

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \frac{\eta c^2}{4\pi} \nabla^2 \vec{B} + \nabla \times (\vec{V} \times \vec{B}) \quad (1.5)$$

όπου V είναι η ταχύτητα ροής του πλάσματος και $\eta = 1/\mu\sigma$ είναι ο συντελεστής μαγνητικής διάχυσης (ή ειδική αντίσταση του πλάσματος) όπου μ και σ είναι η μαγνητική διαπερατότητα και η ηλεκτρική αγωγιμότητα του μέσου, αντίστοιχα. Η εξίσωση 1.5 περιγράφει με ποιους τρόπους μεταβάλλεται το μαγνητικό πεδίο $\mathbf{B}(\mathbf{x},t)$, ως αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης του με το πλάσμα.

Στην εξίσωση 1.5 ο πρώτος όρος του δεύτερου μέρους συνδέει τη χρονική μεταβολή του μαγνητικού πεδίου με τη χωρική του μεταβολή ενώ ο δεύτερος μας λέει ότι το μαγνητικό πεδίο μπορεί να μεταβληθεί χρονικά λόγω των κινήσεων του πλάσματος. Επομένως είναι σημαντικό να προσδιορίσουμε έστω και διαστατικά σε ποια περίπτωση υπερσχύει ο πρώτος όρος έναντι του δεύτερου και το αντίστροφο. Από τη διαστατική ανάλυση του δεύτερου μέλους της σχέσης 1.5 και ορίζοντας την ποσότητα $R_m = 4\pi VL/\eta c^2$ (μαγνητικός αριθμός Reynolds), όπου το L είναι το χαρακτηριστικό μήκος, προκύπτει ότι: Για $R_m \ll 1$, ο πρώτος όρος της σχέσης 1.5 κυριαρχεί και η (1.5) είναι μια εξίσωση διάχυσης, ενώ όταν $R_m \gg 1$, ο δεύτερος όρος της (1.5) κυριαρχεί και οι δυναμικές γραμμές είναι παγωμένες στο πλάσμα. Στην ηλιακή ατμόσφαιρα ο μαγνητικός αριθμός Reynolds είναι πολύ μεγαλύτερος της μονάδας, με εξαίρεση κάποια μικρής κλίμακας φαινόμενα όπως στα φύλλα ρεύματος όπου σε χωρικές κλίμακας μερικών χιλιομέτρων (ή και λιγότερο) ο R_m είναι μικρότερος από τη μονάδα.

1.7.2 Όριο άπειρης αγωγιμότητας ($R_m \gg 1$)

Στην περίπτωση για την οποία ισχύει ότι $R_m \gg 1$ τότε οι χρονικές και χωρικές μεταβολές του μαγνητικού πεδίου συνδέονται με τις κινήσεις του πλάσματος και θεωρούμε ότι οι δυναμικές γραμμές είναι παγωμένες στο πλάσμα (Alfvén 1942). Η σχέση 1.5 για $R_m \gg 1$ απλοποιείται στη σχέση,

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{V} \times \vec{B}) \quad (1.6)$$

Απόρροια της παραπάνω σχέσης είναι ότι η μαγνητική ροή σε ένα αγωγίμο ρευστό διατηρείται πάντα. Θεωρώντας μια κλειστή καμπύλη που κάθε σημείο της κινείται με την τοπική ταχύτητα του πλάσματος μπορεί ναδειχθεί ότι η μαγνητική ροή που περνά από την επιφάνεια που ορίζεται από την κλειστή καμπύλη παραμένει σταθερή. Επίσης η τοπολογία των δυναμικών γραμμών διατηρείται στην περίπτωση των παγωμένων δυναμικών γραμμών.

Όταν οι δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου είναι παγωμένες μέσα στο πλάσμα τότε μπορούμε να διακρίνουμε δυο περιπτώσεις, (1) όταν η πυκνότητα ενέργειας του πλάσματος (θερμική και κινητική ενέργεια) είναι **πολύ μικρότερη** από την πυκνότητα ενέργειας του μαγνητικού πεδίου, το πλάσμα κινείται παράλληλα στις δυναμικές γραμμές, (2) όταν η πυκνότητα ενέργειας του πλάσματος είναι **πολύ μεγαλύτερη** από την πυκνότητα ενέργειας του μαγνητικού πεδίου, η κίνηση του πλάσματος παρασύρει και παραμορφώνει τις δυναμικές γραμμές.

Οι δυο παραπάνω περιπτώσεις περιγράφονται επίσης με την εισαγωγή της παραμέτρου- β του πλάσματος. Η παράμετρος- β ορίζεται ως το πηλίκο της πίεσης του πλάσματος ($nk_B T$), προς τη μαγνητική πίεση ($B^2/2\mu_0$). Συνήθως η παράμετρος- β προσδιορίζεται από μοντέλα και παρατηρήσεις του μαγνητικού πεδίου, της πυκνότητας και της θερμοκρασίας στην ηλιακή ατμόσφαιρα. Μια περιεκτική μοντελοποίηση της παραμέτρου- β στην ηλιακή ατμόσφαιρα, επιτεύχθηκε από τον Gary (2001) με τη χρησιμοποίηση ενός μεγάλου αριθμού παραμέτρων του πλάσματος και μετρήσεων του μαγνητικού πεδίου. Η σχέση της πυκνότητας ενέργειας πλάσματος και μαγνητικού πεδίου αλλάζει από το ένα στρώμα της ατμόσφαιρας στο άλλο και αυτό δίνει σε κάθε στρώμα διαφορετική δομή. Στη φωτόσφαιρα και τον

ηλιακό άνεμο η παράμετρος β είναι μεγαλύτερη της μονάδας (μεγάλη πυκνότητα ή μεγάλη ταχύτητα, αντίστοιχα) ενώ στην ηλιακή χρωμόσφαιρα και το στέμμα είναι μικρότερη της μονάδας.

1.7.3 Όριο διάχυσης ($R_m \ll 1$)

Στην περίπτωση κατά την οποία $R_m \ll 1$ τότε στην εξίσωση 1.5 υπερισχύει ο όρος της διάχυσης του μαγνητικού πεδίου. Στο όριο της διάχυσης η (1.5) γράφεται,

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \frac{\eta c^2}{4\pi} \nabla^2 \vec{B} \quad (1.7)$$

Από την παραπάνω σχέση συνεπάγεται ότι η μαγνητική ενέργεια μετατρέπεται τελικά σε θερμότητα. Αυτό συμβαίνει γιατί οι χωρικές μεταβολές του μαγνητικού πεδίου προκαλούν ηλεκτρικό ρεύμα και το ηλεκτρικό ρεύμα παράγει θερμότητα μέσω των απωλειών Ohm καθώς ρέει στο πλάσμα. Επίσης, οποιεσδήποτε μεταβολές του μαγνητικού πεδίου που έχουν χωρική έκταση μεγαλύτερη από ένα χαρακτηριστικό μήκος διάχυσης, L_0 , αποσβένονται με χαρακτηριστικό χρόνο διάχυσης, $\tau_d = 4\pi L_0^2 / \eta c^2$. Στις ηλιακές κηλίδες για παράδειγμα όπου $L_0 \sim 10^4$ m, ο χαρακτηριστικός χρόνος διάχυσης είναι $\tau_d = 10^3$ έτη. Ο χρόνος διάχυσης, τ_d , είναι πολύ μεγαλύτερος από το χρόνο ζωής των κηλίδων άρα η διάχυση δεν παίζει σημαντικό ρόλο στη χρονική εξέλιξη αυτών των σχηματισμών, πράγμα που επιβεβαιώνεται και από τις πολύ μεγάλες τιμές του αριθμού Reynolds. Όμως η διάχυση είναι πολύ σημαντικός μηχανισμός για τη μετατροπή μαγνητικής ενέργειας σε θερμότητα που συμβαίνει σε μία σειρά από παροδικά ηλιακά φαινόμενα, όπως είναι οι ηλιακές εκλάμψεις.

1.7.4 Μαγνητική επανασύνδεση

Η μαγνητική επανασύνδεση (*magnetic reconnection*) είναι ένα από τα πιο σημαντικά φαινόμενα στην αστροφυσική πλάσματος και την ηλιακή φυσική. Η έννοια της μαγνητικής επανασύνδεσης χρησιμοποιήθηκε για πρώτη φορά από τον Giovanelli (1946) ενώ λίγα χρόνια αργότερα ο Dungey (1953) ήταν ο πρώτος που πρότεινε ότι οι “οι γραμμές του μαγνητικού πεδίου μπορούν να σπάσουν και να ανασυνδεθούν” με αποτέλεσμα την έκλυση ενέργειας. Η μαγνητική επανασύνδεση εκδηλώνεται τοπολογικά με δυναμικές γραμμές αντίθετης πολικότητας που αλληλεπιδρούν μεταξύ τους και επανασυνδέονται, δημιουργώντας με αυτό τον τρόπο μια εναλλακτική σύνδεσή τους. Συνήθως, η μαγνητική επανασύνδεση συνδέεται με την παρουσία ηλεκτρικών ρευμάτων σε σημεία ασυνέχειας του μαγνητικού πεδίου και την αλληλεπίδραση πλάσματος – μαγνητικού πεδίου στην περίπτωση του ορίου διάχυσης.

Περιοχές στις οποίες το μαγνητικό πεδίο μηδενίζεται ($\mathbf{B} = 0$) συνήθως εμφανίζονται εκεί που συναντώνται μαγνητικές γραμμές αντίθετης φοράς. Στις περιοχές αυτές το πλάσμα παύει να είναι ιδανικό και έχει μια μικρή αλλά μη μηδενική ειδική αντίσταση με αποτέλεσμα τα φαινόμενα διάχυσης του μαγνητικού πεδίου να μην είναι αμελητέα οπότε μπορεί να συμβεί μαγνητική επανασύνδεση. Στη διδιάστατη περίπτωση η επανασύνδεση μπορεί να συμβεί μόνο σε ουδέτερα σημεία τύπου-X (δηλαδή σημεία όπου η ένταση του μαγνητικού πεδίου μηδενίζεται) και οι μαγνητικές γραμμές είναι ασυνεχείς εκατέρωθεν του σημείου-X. Στην τριδιάστατη περίπτωση η πολυπλοκότητα του μαγνητικού πεδίου είναι γενικά μεγαλύτερη με αποτέλεσμα να αναπτύσσονται έντονες συγκεντρώσεις ρευμάτων και τελικά να συμβαίνει μαγνητική επανασύνδεση σε μια μεγαλύτερη ποικιλία μαγνητικών δομών.

Γενικά η επανασύνδεση συμβαίνει σε περιοχές ασυνέχειας του μαγνητικού πεδίου στις οποίες αναπτύσσονται ισχυρά ρεύματα. Στη διάρκεια της επανασύνδεσης αναπτύσσεται ηλεκτρικό πεδίο και υπάρχει αλλαγή στην τοπολογία των μαγνητικών γραμμών στην περιοχή

διάχυσης όπου η ιδανική ΜΥΔ παύει να ισχύει. Επίσης υπάρχει ροή πλάσματος κατά μήκος των διαχωριστών³ (*separators*).

Τα πρώτα θεωρητικά μοντέλα μαγνητικής επανασύνδεσης προτάθηκαν από τους Sweet – Parker (Sweet 1958) και Petschek (1964). Και τα δυο μοντέλα θεωρούν μία περιοχή του στέμματος στην οποία οι δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου αντίθετης πολικότητας σταδιακά πλησιάζουν μεταξύ τους και ένα φύλλο ρεύματος αναπτύσσεται ανάμεσά τους (π.χ. Somov 2013). Στο σημείο όπου οι αντιπαράλληλες δυναμικές γραμμές συναντώνται (σημείο-X) και τελικώς συνενώνονται η ελεύθερη μαγνητική ενέργεια μετατρέπεται σε κινητική ενέργεια. Τα δυο μοντέλα διαφέρουν μεταξύ τους ως προς το ρυθμό επανασύνδεσης που είναι το πηλίκον της ταχύτητας εισροής προς την ταχύτητα εκροής του πλάσματος. Στο μοντέλο των Sweet – Parker ο ρυθμός επανασύνδεσης είναι αντιστρόφως ανάλογος της τετραγωνικής ρίζας του μαγνητικού αριθμού *Reynolds* ενώ για το μοντέλο του Petschek είναι αντιστρόφως ανάλογος του λογαρίθμου του μαγνητικού αριθμού *Reynolds*. Η διαφορά αυτή προέρχεται κατά κύριο λόγο από τη διαφορετική χωρική κλίμακα της περιοχής επανασύνδεσης. Ο μηχανισμός Petschek φαίνεται να περιγράφει ικανοποιητικά το μεγάλο ρυθμό μαγνητικής επανασύνδεσης που συμβαίνει στις ηλιακές εκλάμψεις.

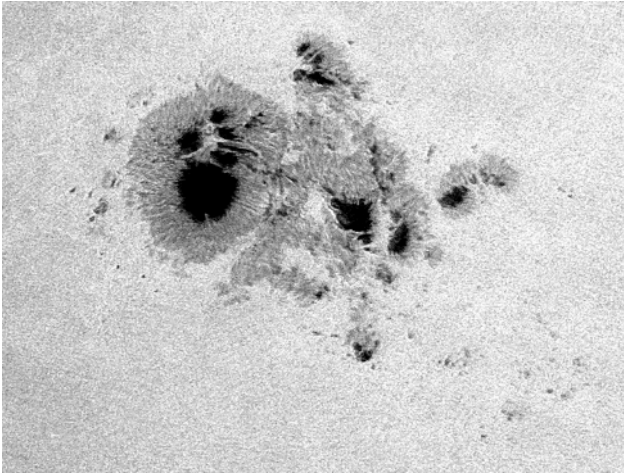
Τα κύρια αποτελέσματα της μαγνητικής επανασύνδεσης μπορούν να συνοψιστούν ως εξής (π.χ. Priest 2014): (1) μέρος της μαγνητικής ενέργειας μετατρέπεται σε θερμότητα μέσω απωλειών του Ohm, (2) μέρος της μαγνητικής ενέργειας μετατρέπεται σε κινητική ενέργεια (κίνηση του πλάσματος), (3) δημιουργείται τύρβη και κατακεραματισμός των φύλλων ρεύματος, (4) δημιουργούνται πλασμοειδή, ΜΥΔ κύματα και πίδακες (*jets*), (5) επιταχύνονται φορτισμένα σωμάτια λόγω του ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου.

1.8 Κέντρα Δράσης

Εκτός από το διαχωρισμό της ηλιακής ατμόσφαιρας σε διαφορετικά στρώματα, βολεύει στη μελέτη του Ήλιου να χωρίζουμε αυτή σε ήρεμες περιοχές και κέντρα δράσης (*active regions*). Τα κέντρα δράσης είναι περιοχές στην ηλιακή ατμόσφαιρα που παρατηρείται αυξημένη συγκέντρωση μαγνητικής ροής. Οι περιοχές έξω από τα κέντρα δράσης συγκροτούν τον ήρεμο ήλιο (*quiet sun*). Ο διαχωρισμός αυτός, αν και εμπειρικός, εύκολα μπορεί να ποσοτικοποιηθεί στις παρατηρήσεις της διαμήκους συνιστώσας του φωτοσφαιρικού μαγνητικού πεδίου (μαγνητογραφήματα) όπου τα κέντρα δράσης αντιστοιχούν σε διπολικές περιοχές και ο ήρεμος Ήλιος αντιστοιχεί στο υπόβαθρο. Συνήθως τα κέντρα δράσης χωρίζονται σε μια περιοχή θετικής και μια περιοχή αρνητικής πολικότητας. Οι δυο περιοχές αντίθετης πολικότητας χωρίζονται από μια στενή ζώνη όπου το μαγνητικό πεδίο είναι οριζόντιο και ονομάζεται ουδέτερη γραμμή (*neutral line*) ή γραμμή αναστροφής της πολικότητας (*polarity-inversion line*).

Στη φωτόσφαιρα το πιο χαρακτηριστικό στοιχείο της ύπαρξης ενός κέντρου δράσης είναι οι ηλιακές κηλίδες. Οι κηλίδες είναι πιο ψυχρές, οπότε και πιο σκοτεινές, από την υπόλοιπη φωτόσφαιρα και το μαγνητικό τους πεδίο είναι εξαιρετικά μεγάλο (~3000 G). Εξαιτίας του μεγάλου μαγνητικού πεδίου τους, η μεταφορά ενέργειας από ρεύματα μεταφοράς εμποδίζεται, με αποτέλεσμα να έχουν μικρότερη θερμοκρασία σε σχέση με την περιβάλλουσα φωτόσφαιρα. Οι κηλίδες έχουν τυπική διάμετρο 20 με 40 Mm και αποτελούνται από μια κεντρική σκοτεινή περιοχή η οποία ονομάζεται σκιά και μια περιβάλλουσα περιοχή λιγότερο σκοτεινή με νηματοειδείς απολήξεις η οποία ονομάζεται παρασκιά. Στη σκιά το μαγνητικό πεδίο είναι σχεδόν κάθετο στη φωτόσφαιρα και κυμαίνεται από 1.5 έως και 3.0 kG ενώ στην παρασκιά η απόκλισή του από την κατακόρυφη διεύθυνση μεγαλώνει

³ Διαχωριστές (*separators*) είναι δυναμικές γραμμές που συνδέουν δύο ουδέτερα σημεία.



Σχήμα 1.5: Εικόνα ενός ηλιακού κέντρου δράσης στη φωτόσφαιρα, με κηλίδες και πόρους, από παρατηρήσεις στο λευκό φως. Το συγκεκριμένο κέντρο δράσης (NOAA A.R. 12192) αποτέλεσε το μεγαλύτερο σε έκταση σύμπλεγμα κηλίδων για τον 24^ο ηλιακό κύκλο με συνολική έκταση 2700 εκατομμυριοστών του ηλιακού δίσκου (~8218 Mm²). Η καταγραφή του πραγματοποιήθηκε με τον εξοπλισμό του τομέα Αστρογεωφυσικής του Πανεπιστημίου Ιωαννίνων.

σταδιακά μέχρι που γίνεται σχεδόν παράλληλο με τη φωτόσφαιρα. Στην παρασκιά η ένταση του μαγνητικού πεδίου είναι λιγότερη από 700 με 900 G. Οι περισσότερες κηλίδες έχουν ενιαία μαγνητική πολικότητα. Στο σχήμα 1.5 παρουσιάζεται η παρατήρηση ενός κέντρου δράσης στη φωτόσφαιρα, με κηλίδες και πόρους. Οι πόροι, είναι μικρές σκοτεινές περιοχές με έντονο μαγνητικό πεδίο (~1000 G) και μέγεθος ~2500 km. Από την ανάπτυξη ή και συνένωση των πόρων δημιουργούνται οι κηλίδες. Ένα κέντρο δράσης συνήθως περιέχει περισσότερες της μίας ηλιακές κηλίδες όπως φαίνεται και στο σχήμα 1.5.

Σε αντίθεση με τη φωτόσφαιρα στην οποία οι κηλίδες είναι το κύριο στοιχείο ενός κέντρου δράσης, στη χρωμόσφαιρα παρατηρούνται και άλλοι σχηματισμοί όπως: οι πυρσοί (*plages*) και τα νήματα ή προεξοχές. Στη χρωμόσφαιρα, σε ένα αναπτυγμένο κέντρο δράσης, συνήθως παρατηρείται ένας επιμήκης σχηματισμός πάνω από την ουδέτερη γραμμή του μαγνητικού πεδίου. Αυτός ο σχηματισμός ονομάζεται νήμα και είναι σκοτεινός όταν προβάλλεται στην ηλιακή ατμόσφαιρα, ενώ όταν προβάλλεται στο υπόβαθρο του ουρανού ονομάζεται προεξοχή και είναι φωτεινός σχηματισμός. Τα νήματα ή προεξοχές αποτελούνται από υλικό που βρίσκεται στο στέμμα και είναι ψυχρότερο και πυκνότερο από το περιβάλλον πλάσμα και συγκρατείται από το οριζόντιο μαγνητικό πεδίο. Έχουν μήκος από ~10 Mm έως 600 Mm και εμφανίζονται τόσο στον ήρεμο Ήλιο όσο και σε κέντρα δράσης. Οι προεξοχές είναι συνήθως σταθεροί σχηματισμοί με μεγάλο χρόνο ζωής, ωστόσο όταν γίνονται ασταθείς εκτινάσσονται και σε αυτή την περίπτωση ονομάζονται εκρηκτικές προεξοχές. Οι πυρσοί είναι λαμπρές περιοχές που εμφανίζονται στον περιβάλλοντα χώρο γύρω από την κηλίδα. Συνήθως αντιστοιχούν στα πόδια μαγνητικών βρόχων και είναι λαμπροί επειδή έχουν ασθενέστερο μαγνητικό πεδίο από τις κηλίδες που επιτρέπει την έκλυση ενέργειας από ΜΥΔ κύματα.

Στο στέμμα, το μαγνητικό πεδίο των κέντρων δράσης ιχνογραφείται από βρόχους. Τόσο στη χρωμόσφαιρα όσο και στο στέμμα το μαγνητικό πεδίο είναι αυτό που καθορίζει τις περιοχές κίνησης του πλάσματος. Αποτέλεσμα είναι η διάταξη του στεμματικού υλικού κατά μήκος των δυναμικών γραμμών, στην οποία οφείλονται οι βρόχοι που παρατηρούμε στο στέμμα. Οι στεμματικοί βρόχοι είναι πιο θερμοί από το περιβάλλον πλάσμα, εκτείνονται σε ύψος αρκετών δεκάδων χιλιάδων χιλιομέτρων και συνδέουν περιοχές αντίθετης πολικότητας.

1.9 Ηλιακές Εκλάμψεις

1.9.1 Γενικά Χαρακτηριστικά

Οι ηλιακές εκλάμψεις (*solar flares*) είναι δυναμικά φαινόμενα που εκδηλώνονται σε ένα περιορισμένο χώρο του ηλιακού στέμματος λόγω της ξαφνικής, γρήγορης και έντονης μεταβολής της ενεργειακής κατάστασης ενός ηλιακού κέντρου δράσης και επηρεάζουν όλα τα στρώματα της ηλιακής ατμόσφαιρας. Κατά τη διάρκεια μιας έκλαμψης απελευθερώνονται τεράστια ποσά ενέργειας με αποτέλεσμα τη θέρμανση του πλάσματος, την ακτινοβολία στο μεγαλύτερο μέρος του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος και την επιτάχυνση φορτισμένων σωματιδίων σε (υπο)σχετικιστικές ενέργειες. Η ενέργεια που απελευθερώνεται κατά τη διάρκεια μιας έκλαμψης είναι της τάξης των $10^{22} - 10^{25}$ J, η διάρκειά της κυμαίνεται από μερικά λεπτά έως μερικές ώρες και ο ρυθμός έκλυσης ενέργειας είναι περίπου 10^{22} W.

Ανάλογα με τη μέγιστη ροή ακτινοβολίας στις ακτίνες X (0.1–0.8 nm) οι εκλάμψεις ταξινομούνται σε διάφορα μεγέθη. Οι εκλάμψεις χαρακτηρίζονται ως τάξης X, M, C, B και A, με την τάξη X να αντιστοιχεί στις ισχυρές εκλάμψεις και σε μέτρηση μέγιστης ροής από 10^4 W m^{-2} και πάνω. Οι επόμενες τάξεις αντιστοιχούν σε ροή μιας τάξης μεγέθους μικρότερη κάθε φορά. Μια παλαιότερη ταξινόμηση του μεγέθους των εκλάμψεων στηρίζεται στις παρατηρήσεις των εκλάμψεων στη χρωμοσφαιρική γραμμή H α . Σε αυτή την ταξινόμηση λαμβάνεται υπόψη η φαινόμενη λαμπρότητα της έκλαμψης και η επιφάνειά της.

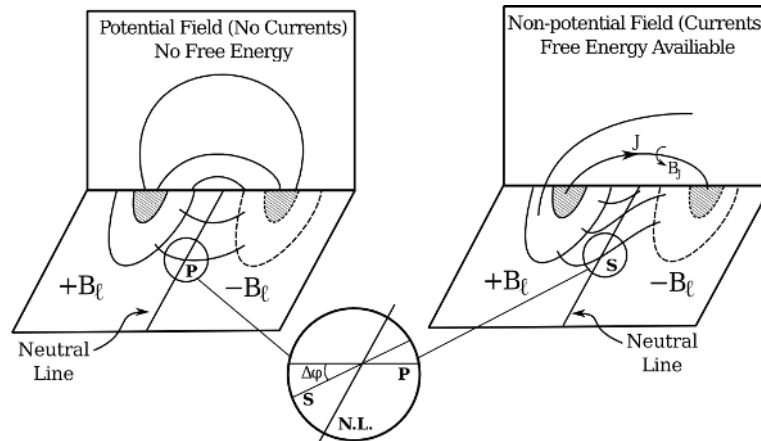
1.9.2 Συσσώρευση ενέργειας πριν την έκλαμψη

Η ενέργεια που απελευθερώνεται σε μια ηλιακή έκλαμψη αποτελεί μέρος της αποθηκευμένης ελεύθερης ενέργειας του μαγνητικού πεδίου στο κέντρο δράσης. Ως ελεύθερη ενέργεια του μαγνητικού πεδίου ορίζουμε τη διαφορά της συνολικής ενέργειας του πεδίου, μείον την ενέργεια του πεδίου που δεν έχει ρεύματα, δηλαδή,

$$E_f = \frac{1}{2\mu_0} \left(\int_V \vec{B}^2 dV - \int_V \vec{B}_p^2 dV \right) \quad (1.8)$$

όπου V είναι ο όγκος της περιοχής, \mathbf{B} είναι το μαγνητικό πεδίο και \mathbf{B}_p το αντίστοιχο πεδίο χωρίς ρεύματα. Το μαγνητικό πεδίο βρίσκεται σε κατάσταση ελάχιστης ενέργειας όταν δεν υπάρχουν ηλεκτρικά ρεύματα (δηλ. $\nabla \times \mathbf{B} = 0$) και στην περίπτωση αυτή λέμε ότι το μαγνητικό πεδίο προέρχεται από δυναμικό (potential ή current free magnetic field). Σύμφωνα με τη σχέση 1.8, οποιαδήποτε μαγνητική τοπολογία αποκλίνει από την τοπολογία του μαγνητικού πεδίου που προέρχεται από δυναμικό περιέχει ελεύθερη ενέργεια η οποία απελευθερώνεται στην έκλαμψη και στα φαινόμενα που τη συνοδεύουν.

Σε ένα κέντρο δράσης η ελεύθερη ενέργεια συσσωρεύεται είτε με την ανάδυση μαγνητικής ροής (*flux emergence*) όταν αυτή γίνεται από ήδη συστραμμένες δυναμικές γραμμές είτε με την παραμόρφωση των μαγνητικών γραμμών λόγω αποσχιστικών κινήσεων (*shearing motions*). Συνήθως οι αποσχιστικές κινήσεις περιλαμβάνουν την αντιπαράλληλη μετατόπιση δύο μαγνητικών φωτοσφαιρικών βάσεων αντίθετης πολικότητας, ως προς την ουδέτερη γραμμή του μαγνητικού πεδίου. Και οι δύο μηχανισμοί προκαλούν διάτμηση των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου. Με τον όρο *μαγνητική διάτμηση* (*magnetic shear*) εννοούμε την αξιμουθιακή απόκλιση του εγκάρσιου μαγνητικού πεδίου από την ουδέτερη γραμμή σε σχέση με την αντίστοιχη απόκλιση όταν το μαγνητικό πεδίο προέρχεται από δυναμικό (βλ. και Zhang 2001). Όσο διαρκεί η ανάδυση συστραμμένων μαγνητικών γραμμών ή οι αποσχιστικές κινήσεις, η γωνία διάτμησης μεταξύ των δυναμικών γραμμών και της ουδέτερης γραμμής αυξάνεται (βλ. σχήμα 1.6).



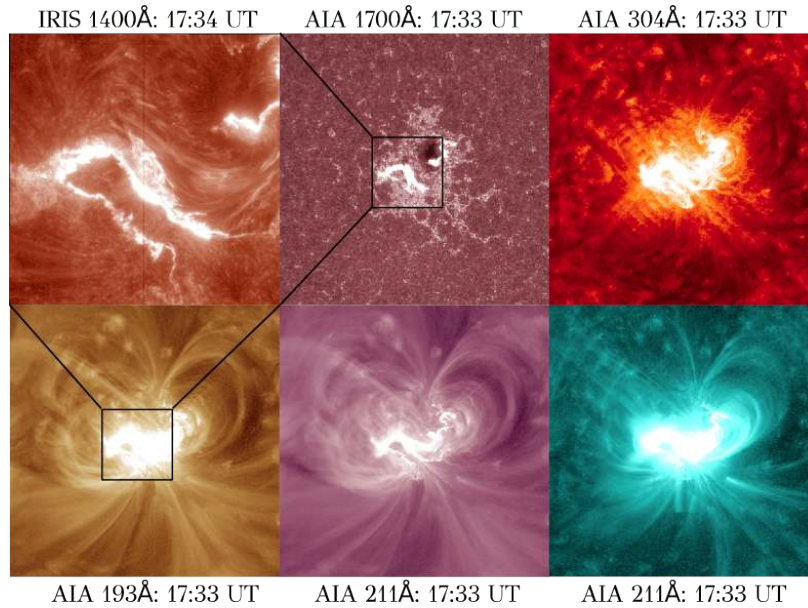
Σχήμα 1.6: Σχηματική αναπαράσταση της διάτμησης των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου. Στο αριστερό σκίτσο το μαγνητικό πεδίο προέρχεται από δυναμικό ενώ στο δεξί η παρουσία ρεύματος παράλληλου με το πεδίο προκαλεί διάτμηση των δυναμικών γραμμών. Στον κυκλικό τομέα παρουσιάζεται η διάτμηση του παραμορφωμένου μαγνητικού πεδίου (S) σε σχέση με το μαγνητικό πεδίο που προέρχεται από δυναμικό (P). (από Gary et al. 1991 με τροποποιήσεις)

Σε ένα μαγνητικό βρόχο όταν δεν υπάρχουν ρεύματα οι δυναμικές γραμμές είναι σχεδόν παράλληλες με τον άξονα του όπως φαίνεται και στο αριστερό σχέδιο του σχήματος 1.6. Αντιθέτως όταν υπάρχουν ρεύματα εισάγεται στο μαγνητικό πεδίο μια αξιμουθιακή συνιστώσα που προκαλεί στροφή των δυναμικών γραμμών όπως και στο δεξί σκίτσο του σχήματος 1.6. Η κάθετη συνιστώσα του ηλεκτρικού ρεύματος στο μαγνητικό πεδίο οδηγεί στην επέκταση αυτού, λόγω της δύναμης Lorentz, ενώ η παράλληλη συνιστώσα προκαλεί παραμόρφωση των δυναμικών γραμμών με αποτέλεσμα τη συσσώρευση ελεύθερης ενέργειας.

Η ενέργεια μεταφέρεται γρηγορότερα σε κέντρα δράσης με ισχυρό μαγνητικό πεδίο αφού η συνεισφορά στο διάνυσμα Poynting είτε από την ανάδυση μαγνητικού πεδίου ($P_z^e = v_z B_x^2 / \mu_0$) είτε από τις αποσχιστικές κινήσεις ($P_z^s = v_x B_z B_x / \mu_0$) είναι ανάλογη του B^2 . Για ένα τυπικό κέντρο δράσης (δηλ. επιφάνεια $A = 10^{16} \text{ m}^2$), η ενέργεια που συσσωρεύεται σε μια μέρα είναι περίπου $10^{25} - 10^{26} \text{ J}$. Αυτή η ενέργεια είναι επαρκής για την εμφάνιση τουλάχιστον μιας μεγάλης έκλαμψης ανά ημέρα και μερικών δεκάδων εκλάμψεων μικρότερης έντασης.

1.9.3 Η έκλυση της ελεύθερης ενέργειας

Όταν ένα δυναμικό σύστημα βρίσκεται μακριά από την κατάσταση ελάχιστης ενέργειας έχει την τάση να επιστρέψει ξανά σε αυτή. Αυτό συμβαίνει και στα κέντρα δράσης λίγο πριν την εμφάνιση της έκλαμψης. Στη διάρκεια της συσσώρευσης της ελεύθερης ενέργειας το κέντρο δράσης περνάει από μια σειρά μετασταθών καταστάσεων μέχρι το σύστημα να οδηγηθεί σε αστάθεια. Στην περίπτωση κατά την οποία το μαγνητικό πεδίο του κέντρου δράσης γίνεται ασταθές και λαμβάνει χώρα η έκλαμψη, έχουμε απελευθέρωση της αποθηκευμένης ελεύθερης ενέργειας μέχρι να επιστρέψει το σύστημα σε μια νέα σταθερή κατάσταση. Κατά τη διάρκεια της έκλαμψης η πυκνότητα μαγνητικής ενέργειας του συστήματος μειώνεται και η διαφορά ενέργειας μεταξύ της ασταθούς και της σταθερής κατάστασης είναι η ενέργεια που απελευθερώνεται στην έκλαμψη. Στις ηλιακές εκλάμψεις το φαινόμενο της μαγνητικής επανασύνδεσης (βλ. εδάφιο 1.7.4) ευθύνεται για την έκλυση της ελεύθερης μαγνητικής ενέργειας.



Σχήμα 1.7: Παρατηρήσεις μιας έκλαμψης τάξης X1.6, στις 10 Σεπτεμβρίου 2014, από τα διαστημικά τηλεσκόπια AIA/SDO και IRIS στο μακρινό υπεριώδες. Τα στιγμιότυπα που παρουσιάζονται είναι κατά το μέγιστο της έκλαμψης. Η μορφολογία αυτής της έκλαμψης περιλαμβάνει δυο λαμπρές ταινίες που φαίνονται καλύτερα στο πάνω-αριστερό στιγμιότυπο από παρατηρήσεις του IRIS. Με το μαύρο τετράγωνο σημειώνεται το οπτικό πεδίο της εικόνας του IRIS που είναι $119'' \times 119''$ ενώ το οπτικό πεδίο των εικόνων του AIA είναι $436'' \times 436''$.

1.9.4 Μηχανισμοί ακτινοβολίας και μορφολογία των εκλάμψεων

Στην περιοχή που λαμβάνουν χώρα οι ηλιακές εκλάμψεις απελευθερώνονται μεγάλα ποσά ακτινοβολίας, πρακτικά σε όλα τα μήκη κύματος. Η εκπεμπόμενη ακτινοβολία προέρχεται είτε από τη θερμική εκπομπή του πλάσματος που έχει θερμανθεί ($>10^7$ K) κατά τη διάρκεια της έκλαμψης είτε από τη μη-θερμική εκπομπή σωματιδίων που έχουν επιταχυνθεί λόγω της έκλαμψης.

Οι **θερμικές εκπομπές** των εκλάμψεων παρατηρούνται κυρίως στο στέμμα και τη χρωμόσφαιρα και προέρχονται κυρίως από τη θέρμανση του πλάσματος σε θερμοκρασίες μεγαλύτερες των $>10^7$ K. Η θέρμανση αυτή προκαλεί έντονη εκπομπή σε χρωμοσφαιρικές φασματικές γραμμές, στο υπεριώδες και τις μαλακές ακτίνες X. Στο σχήμα 1.7 παρουσιάζονται παρατηρήσεις μιας έκλαμψης από τα διαστημικά τηλεσκόπια AIA/SDO και IRIS στο μακρινό υπεριώδες. Κατά την εκδήλωση πολύ μεγάλων εκλάμψεων η παρατήρησή τους επεκτείνεται και στο φωτοσφαιρικό λευκό φως και τότε ονομάζονται **εκλάμψεις λευκού φωτός** (*white light flares*).

Συνήθως η μορφολογία μιας έκλαμψης περιλαμβάνει **δυο λαμπρές ταινίες** (*two ribbons*) στη χρωμόσφαιρα και τη μεταβατική περιοχή (βλ. πάνω-αριστερό στιγμιότυπο στο σχήμα 1.7), που εδρεύουν εκατέρωθεν της ουδέτερης γραμμής του κέντρου δράσης. Οι δύο λαμπρές ταινίες βρίσκονται πάντοτε σε περιοχές που έχουν αντίθετη μαγνητική πολικότητα. Κατά τη διάρκεια της έκλαμψης, οι λαμπρές ταινίες απομακρύνονται η μία από την άλλη. Ακόμα, η μορφολογία μιας έκλαμψης περιλαμβάνει πυκνούς και θερμούς βρόχους οι οποίοι συνδέουν τις λαμπρές ταινίες και είναι ευδιάκριτοι κυρίως στις ακτίνες X και το μακρινό υπεριώδες αλλά και σε χρωμοσφαιρικές γραμμές. Στην αρχή οι βρόχοι σχηματίζουν σχετικά μικρή γωνία με τις λαμπρές ταινίες και την ουδέτερη γραμμή (λόγω της διάτμησης των δυναμικών γραμμών από την παρουσία ρευμάτων, βλ. σχήμα 1.6) κάτι που αλλάζει με την πάροδο του χρόνου μέχρι η διεύθυνσή τους να γίνει περίπου κάθετη στις λαμπρές ταινίες.

Οι μη-θερμικές εκπομπές των εκλάμψεων εμφανίζονται κυρίως στις σκληρές ακτίνες X (HXR) και τα ραδιοκύματα. Στις HXR οι εκπομπές προέρχονται κυρίως από ηλεκτρόνια που κινούνται υπό μικρή γωνία ως προς τις δυναμικές γραμμές και διαφεύγουν προς τη χρωμόσφαιρα. Εκεί επιβραδύνονται από συγκρούσεις με το ψυχρό, πυκνό υλικό. Το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειάς τους θερμαίνει το χρωμοσφαιρικό πλάσμα, όμως ένα ποσοστό εκπέμπεται στην περιοχή των σκληρών ακτίνων X μέσω του μηχανισμού πέδησης. Η μη θερμική εκπομπή στις HXR εμφανίζεται κυρίως πάνω στις λαμπρές ταινίες της έκλαμψης, στα πόδια των βρόχων. Ακόμα, μη-θερμική εκπομπή παράγεται και από μέτρια-σχετικιστικά ηλεκτρόνια με μεγαλύτερες γωνίες ανάμεσα στην ταχύτητά τους και το μαγνητικό πεδίο, καθώς αυτά στροβιλίζονται γύρω από τις δυναμικές γραμμές. Σε αυτή την περίπτωση παράγεται ακτινοβολία γυροσύγχροτρον στη φασματική περιοχή από τα δεκατομετρικά (dm) έως και τα χιλιοστομετρικά (mm) μήκη κύματος

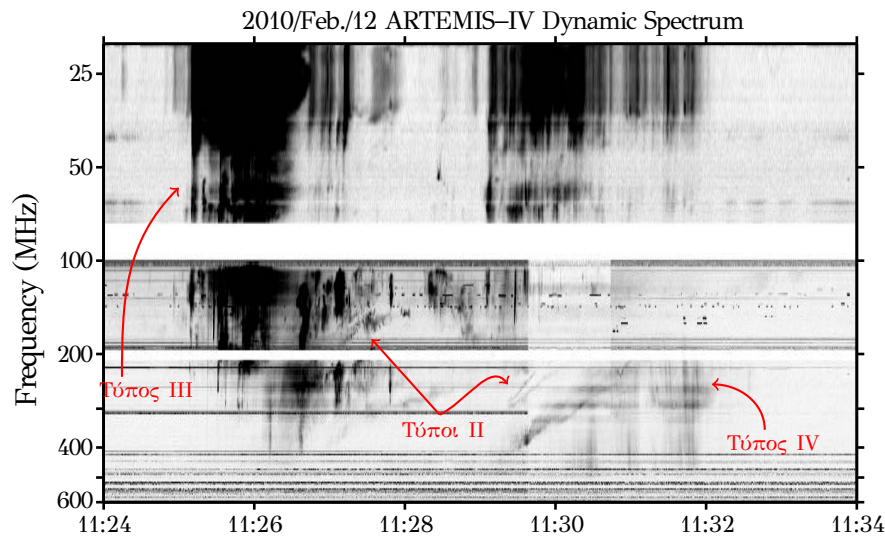
Υπάρχουν επίσης και ηλεκτρόνια που επιταχύνονται έξω από τους κλειστούς βρόχους και διαδίδονται στο ηλιακό στέμμα και το μεσοπλανητικό χώρο. Σε αυτή την περίπτωση σχηματίζονται δέσμες ηλεκτρονίων οι οποίες διεγείρουν κύματα πλάσματος. Αυτά, όταν αποσβέσουν ή αλληλεπιδράσουν με άλλα κύματα (βλ. εδάφιο 1.13.4.α') παράγουν ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία στη συχνότητα πλάσματος ή/και την αρμονική της που παρατηρείται στα δεκατομετρικά (dm) και μετρικά (m) μήκη κύματος. Η παραγόμενη ακτινοβολία στα ραδιοκύματα αποτυπώνεται στα δυναμικά ραδιοφάσματα⁴ ως εκπομπές διαφορετικών τύπων οι οποίες ανάλογα με τα χαρακτηριστικά τους ονομάζονται ραδιοεξάρσεις τύπου III, τύπου II και τύπου IV (βλ. Wild & McCready 1950). Ένα παράδειγμα δυναμικού ραδιοφάσματος και των παρατηρούμενων ηλιακών ραδιοεξάρσεων, δίνεται στο σχήμα 1.8. Η εκπομπή των ραδιοεξάρσεων τύπου III προέρχεται από δέσμες ηλεκτρονίων που κινούνται σε ανοικτές δυναμικές γραμμές μέσα στο στέμμα και το μεσοπλανητικό χώρο. Χαρακτηριστικό των εκπομπών αυτών είναι το περιορισμένο φασματικό τους εύρος και η ελάττωση της συχνότητας εκπομπής με το χρόνο με γρήγορο ρυθμό (μεγάλη κλίση). Οι ραδιοεξάρσεις τύπου II είναι εκπομπές στενού φασματικού εύρους με λιγότερο απότομη κλίση από τις εκπομπές τύπου III οι οποίες προέρχονται από γρήγορα ΜΥΔ κρουστικά κύματα (βλ. εδάφιο 1.13). Οι ραδιοεξάρσεις τύπου IV έχουν φασματικό εύρος που είναι σημαντικά μεγαλύτερο από τις εκπομπές τύπου III και II και η εκπομπή τους πιστεύεται ότι προέρχεται από ηλεκτρόνια που επιταχύνονται από τη μαγνητική επανασύνδεση που συμβαίνει πίσω από τη CME (για τις CMEs, βλ. εδάφιο 1.10). Σε αυτή την περίπτωση τα ηλεκτρόνια αυτά πιστεύεται ότι εκπέμπουν μέσω του μηχανισμού της ακτινοβολίας από κύματα πλάσματος, ή ενδεχομένως και μέσω του μηχανισμού γυροσύγχροτρον.

1.9.5 Χρονική εξέλιξη των εκλάμψεων

Η χρονική εξέλιξη των εκλάμψεων χαρακτηρίζεται από τρία διαφορετικά στάδια: το στάδιο πριν από την απότομη απελευθέρωση ενέργειας, το στάδιο της απότομης απελευθέρωσης της συσσωρευμένης ενέργειας ή αλλιώς εκρηκτική φάση (impulsive phase) και το στάδιο της αποκατάστασης της ηλιακής ατμόσφαιρας σε νέα κατάσταση ισορροπίας ή αλλιώς βαθμιαία φάση (gradual phase).

Στο στάδιο πριν από την απότομη απελευθέρωση ενέργειας γίνεται συνεχής συσσώρευση της ενέργειας που έχει ως αποτέλεσμα τη βαθμιαία αύξηση της θερμοκρασίας στο κέντρο δράσης. Σε αυτό το στάδιο παρατηρείται: αυξανόμενη εκπομπή στη γραμμή Η α , τις μαλακές ακτίνες X και τα εκατοστομετρικά ραδιοκύματα. Ακόμα, εμφανίζονται στο κέντρο δράσης μικρής κλίμακας λαμπρά σημεία στο υπεριώδες και τις ακτίνες X, τα οποία πιστεύεται

⁴ Διαγράμματα ροής της ακτινοβολίας συναρτήσει του χρόνου και της συχνότητας.



Σχήμα 1.8: Δυναμικό ραδιοφάσμα για το φαινόμενο της 12ης Φεβρουαρίου 2010. Παρατήρηση από το ραδιοτηλεσκόπιο ARTEMIS-IV που βρίσκεται στις Θερμοπύλες.

ότι σχετίζονται με τις περιοχές αποσταθεροποίησης του μαγνητικού πεδίου και αποτελούν προδρόμους (precursors) της έκλαμψης.

Στην **εκρηκτική φάση** συμβαίνει η απότομη απελευθέρωση της ενέργειας που έχει συσσωρευτεί στο κέντρο δράσης (βλ. σχήμα 1.7). Η διάρκειά της εκρηκτικής φάσης κυμαίνεται από μερικά δευτερόλεπτα έως και λίγα λεπτά. Παρατηρείται έντονη εκπομπή πρακτικά σε όλο το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα ενώ παράλληλα ηλεκτρόνια και ιόντα επιταχύνονται σε μεγάλες ενέργειες.

Τέλος στην **βαθμιαία φάση** αρχίζει το στάδιο της αποκατάστασης του κέντρου δράσης σε νέα κατάσταση ισορροπίας. Η φάση αυτή μπορεί να διαρκέσει από μερικά λεπτά μέχρι και αρκετές ώρες και χαρακτηρίζεται από τη βαθμιαία μείωση της ακτινοβολίας στις ακτίνες X, την H α και τα μικροκύματα. Παράλληλα στη φάση αυτή παρατηρούνται μόνο οι θερμικές εκπομπές από το πλάσμα που έχει θερμανθεί και ψύχεται με αργό ρυθμό. Ανάμεσα στις δυο ταινίες εμφανίζονται βρόχοι οι οποίοι ακτινοβολούν στις μαλακές ακτίνες X και το μακρινό υπεριώδες.

1.10 Εκτοξεύσεις στεμματικού υλικού (CMEs)

1.10.1 Γενικά χαρακτηριστικά

Εκτός από τις εκλάμψεις, στο στέμμα συμβαίνει παροδικά και ένα άλλο δυναμικό φαινόμενο το οποίο περιλαμβάνει την αποβολή σημαντικής ποσότητας πλάσματος το οποίο μαζί με το μαγνητικό πεδίο που μεταφέρει απομακρύνεται από τον Ήλιο κινούμενο στο μεσοπλανητικό χώρο. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται **εκτόξευση στεμματικού υλικού** (*coronal mass ejection, CME*). Σε ορισμένες περιπτώσεις οι CMEs σχετίζονται με εκλάμψεις, ενώ σε άλλες οι CMEs σχετίζονται με την έκρηξη κάποιας προεξοχής, χωρίς να υπάρχει παρατηρούμενη έκλαμψη. Στο μέγιστο της ηλιακής δραστηριότητας συμβαίνουν περίπου 6 CMEs/μέρα ενώ στο ηλιακό ελάχιστο περίπου 0.5 CMEs/μέρα (με δεδομένα από τη βάση NASA/CDAW [Chen 2011](#)). Η συχνότητα εμφάνισης των CMEs συνήθως είναι μικρότερη από τη συχνότητα εμφάνισης των εκλάμψεων όμως στο ηλιακό ελάχιστο των ηλιακών κύκλων 23-24 ο λόγος εκλάμψεων/CMEs ήταν περίπου 0.46 (βλ. [Hudson & Li 2010](#)).

Οι μάζες των τυπικών CMEs είναι γύρω στα $10^{11} - 10^{13}$ kg ενώ οι ταχύτητες τους κυμαίνονται από $\sim 200 \text{ km s}^{-1}$ μέχρι $> 2000 \text{ km s}^{-1}$. Η κατανομή του ηλιογραφικού πλάτους που προκύπτει από τη γωνία κεντρικής θέσης⁵ (*central position angle*) των CMEs δείχνει ότι αυτές κατά προτίμηση εμφανίζονται κοντά στον ισημερινό στο ηλιακό ελάχιστο και η κατανομή διευρύνεται σε μεγαλύτερα ηλιογραφικά πλάτη στο ηλιακό μέγιστο (Gopalswamy *et al.* 2010). Η κατανομή του γωνιακού εύρους⁶ (*CME width*) των CMEs από δεδομένα του LASCO δείχνει ότι το μέσο γωνιακό εύρος τους είναι 60° (Gopalswamy *et al.* 2010).

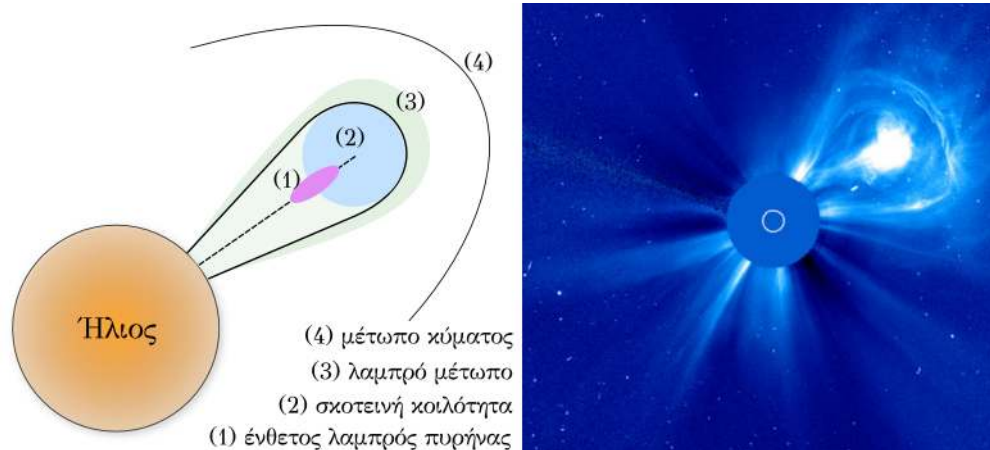
1.10.2 Παρατηρήσεις των CMEs στο λευκό φως

Οι CMEs παρατηρούνται στο λευκό φως με στεμματογράφους. Οι στεμματογράφοι εκ κατασκευής καλύπτουν τον ηλιακό δίσκο και ένα τμήμα του χαμηλού στέμματος για να αποκρύψουν το φως της φωτόσφαιρας. Η ακτινοβολία των CMEs στο λευκό φως προέρχεται από τη σκέδαση Thomson των φωτονίων της φωτόσφαιρας σε ελεύθερα ηλεκτρόνια (βλ. εδάφιο 1.4.1). Στο σχήμα 1.9 (δεξιά) δίνεται η παρατήρηση μιας CME από στεμματογράφο. Η πρώτη καταγραφή CME επιτεύχθηκε το 1971 (Tousey 1973) από τα όργανα τηλεπισκόπησης του δορυφόρου *7th Orbiting Solar Observatory (OSO-7)* που ήταν ο πρώτος δορυφόρος που μετέφερε στεμματογράφο στο διάστημα. Μετά την εκτόξευση του διαστημοπλοίου *Solar and Heliospheric Observatory (SOHO: Domingo et al. 1995a)* το οποίο φέρει δυο διαφορετικούς στεμματογράφους (όργανο LASCO) η καταγραφή των CMEs στο λευκό φως γίνεται σε καθημερινή βάση μέχρι και σήμερα. Από το 2006 και έπειτα, στις παρατηρήσεις του LASCO προστέθηκαν και οι παρατηρήσεις των δυο στεμματογράφων (COR1/2) που βρίσκονται στα δίδυμα διαστημόπλοια *Solar Terrestrial Relations Observatory (STEREO: Kaiser et al. 2008)*. Περισσότερες λεπτομέρειες για τα όργανα αυτά δίνονται στο κεφάλαιο 2.

1.10.2.α' Μορφολογία των CMEs

Το σχήμα των CMEs συνήθως επηρεάζεται σημαντικά από τα φαινόμενα προβολής (Schwenn, 2006) τα οποία προκύπτουν όταν μια τριδιάστατη οπτικά λεπτή δομή αποτυπώνεται στο επίπεδο του ουρανού. Αυτός είναι ένας από τους λόγους που στις εικόνες του λευκού φωτός η μορφολογία των CMEs έχει μεγάλη ποικιλομορφία. Αρκετές CMEs που συμβαίνουν κοντά στο κέντρο του δίσκου κατευθύνονται προς τη Γη με μικρή γωνία ως προς τη διεύθυνση παρατήρησης. Σε αυτή την περίπτωση το εκτοξευμένο υλικό περιβάλλει τον αδιαφανή δίσκο του στεμματογράφου σαν μια αμυδρή άλω και έχουμε τις CMEs τύπου άλω (*halo CME*).

Αρκετές CMEs και ιδιαίτερα αυτές που συμβαίνουν σχετικά κοντά στο χείλος συνήθως παρουσιάζουν τη λεγόμενη “μορφολογία τριών μερών” (βλ. Illing & Hundhausen 1985). Η μορφολογία αυτή περιλαμβάνει ένα λαμπρό μέτωπο με τοξοειδές σχήμα ως εξωτερικό όριο της CME, από κάτω του υπάρχει μια σκοτεινή κοιλότητα και ένας ένθετος λαμπρός πυρήνας μέσα σε αυτήν. Ο λαμπρός πυρήνας είναι συνήθως προεξοχή ή νήμα, ενώ η κοιλότητα αντιστοιχεί σε σχοινί μαγνητικής ροής (*flux rope*). Με τον όρο σχοινί μαγνητικής ροής εννοούμε, μια οργανωμένη δομή από μαγνητικές δυναμικές γραμμές που περιελίσσονται γύρω από μια κεντρική αξονική δυναμική γραμμή του πεδίου. Το μπροστινό λαμπρό μέτωπο πιθανότατα προκύπτει από τη συσσώρευση υλικού στην εξωτερική επιφάνεια του σχοινού μαγνητικής ροής. Στο σχήμα 1.9 (αριστερά) δίνεται η σχηματική αναπαράσταση της “μορφολογίας τριών μερών” και η παρατήρηση μιας CME (δεξιά) που παρουσιάζει και τα τρία



Σχήμα 1.9: Αριστερά: Σχηματική αναπαράσταση CME με “μορφολογία τριών μερών”. Αποτυπώνεται ο ένθετος λαμπρός πυρήνας, η σκοτεινή κοιλότητα και το λαμπρό μέτωπο. Δεξιά: Παρατήρηση μιας CME στις 27 Φεβρουαρίου 2000 από το όργανο LASCO/C3 του διαστημόπλοιου SOHO. Η συγκεκριμένη CME παρουσιάζει και τα τρία χαρακτηριστικά της “μορφολογίας τριών μερών”.

χαρακτηριστικά της “μορφολογίας τριών μερών”.

Εστιάζοντας στην παρουσία της σκοτεινής κοιλότητας προκύπτουν ενδιαφέροντες παρατηρήσεις. Η κοιλότητα δεν είναι τελείως εκκενωμένη από πλάσμα αλλά έχει μικρότερη πυκνότητα ηλεκτρονίων από το περιβάλλοντα χώρο της. Το βασικό επιχείρημα για την ταύτιση της σκοτεινής κοιλότητας με σχοινί μαγνητικής ροής είναι η ύπαρξη αμυδρών λεπτών σχηματισμών οι οποίοι ξεκινούν από τον ένθετο λαμπρό πυρήνα, έχουν τα κοίλα προς τα έξω και φαίνεται να σχιαγραφούν μεγάλες χωρικές κλίμακες μέσα στην κοιλότητα. Ωστόσο οι αμυδροί λεπτοί σχηματισμοί λόγω της χαμηλής πυκνότητας μέσα στην κοιλότητα δεν είναι δυνατόν να παρατηρηθούν σε κάθε φαινόμενο. Η μορφολογία των αμυδρών λεπτών σχηματισμών είναι συμβατή με μοντέλα προεξοχών που εδρεύουν στο κατώτερο τμήμα της κοιλότητας ενός σχοινοειδούς μαγνητικής ροής.

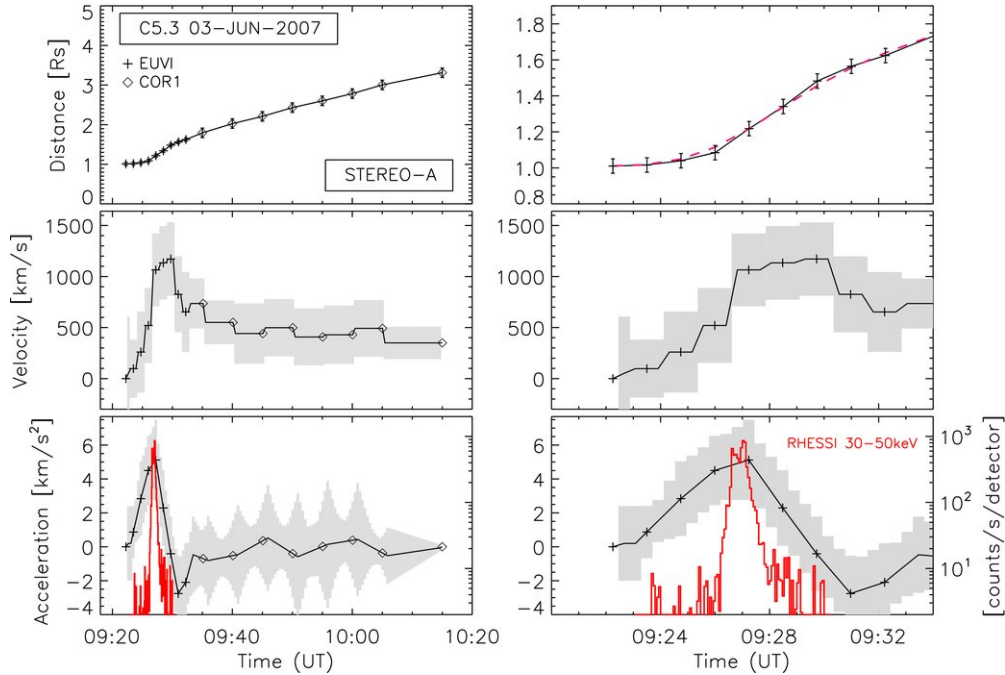
Τουλάχιστον το 40% των CMEs περιέχει μαγνητικό σχοινί ροής (Vourlidis *et al.* 2013). Η πιθανότερη αιτία για την παρατηρούμενη απουσία σχοινοειδούς μαγνητικής ροής σε μερικά φαινόμενα είναι ότι αυτό υπάρχει αλλά δεν παρατηρείται. Η υποχρεωτική παρουσία του σχοινοειδούς μαγνητικής ροής προέρχεται κυρίως από προσομοιώσεις. Αυτές δείχνουν πως δεν υπάρχει κανένας φυσικός μηχανισμός που να μπορεί να προκαλέσει στο στέμμα μια μεγάλης κλίμακας εκτόξευση υλικού χωρίς την εκτίναξη ενός σχοινοειδούς μαγνητικής ροής.

1.10.2.β' Κινηματική των CMEs

Διάφορες στατιστικές μελέτες που έχουν γίνει με δεδομένα του SOHO/LASCO έχουν δείξει ότι οι CMEs έχουν ταχύτητα από 20 έως $\sim 2500 \text{ km s}^{-1}$ (Gopalswamy *et al.* 2010), ενώ σε λίγες περιπτώσεις ξεπερνούν τα 2500 km s^{-1} . Η μέση ταχύτητα των CMEs κατά τη διάρκεια του 23ου ηλιακού κύκλου ήταν $\sim 470 \text{ km s}^{-1}$ αν και η τιμή αυτή δεν ήταν σταθερή αλλά ακολουθούσε τον ηλιακό κύκλο (Gopalswamy 2004). Οι Sheeley *et al.* (1999) χρησιμοποιώντας δεδομένα του LASCO έδειξαν ότι οι CMEs μπορούν να ταξινομηθούν σε δύο

⁵ Η γωνία κεντρικής θέασης μιας CME προκύπτει από τη γωνία που σχηματίζει το διάνυσμα θέσης στο ηγούμενο άκρο της CME με τον ηλιακό βορά, μετρούμενη αριστερόστροφα.

⁶ Το γωνιακό εύρος των CMEs μετρείται από τη γωνία που σχηματίζουν τα δυο διανύσματα θέσης στις πτέρυγες της CME.



Σχήμα 1.10: Κινηματική μιας CME που σχετίζεται με έκλαμψη τάξης C5.3 στις 3 Ιουνίου 2007. Από πάνω προς τα κάτω δίνεται η χρονική μεταβολή της απόστασης, της ταχύτητας και της επιτάχυνσης του μετώπου της CME. Στην αριστερή στήλη δίνονται οι μετρήσεις μέχρι τις $4 R_{\odot}$ ενώ στη δεξιά στήλη παρουσιάζονται οι μετρήσεις στα αρχικά στάδια εξέλιξης της ίδιας CME μέχρι τη $1 R_{\odot}$. Στη κάτω σειρά οι κόκκινες καμπύλες δίνουν τη χρονική μεταβολή της ροής της σχετιζόμενης έκλαμψης στις σκληρές ακτίνες X (30–50 keV) όπως καταγράφηκε από το διαστημικό τηλεσκόπιο RHESSI (από [Temmer et al. 2010](#)).

κατηγορίες ανάλογα με την ταχύτητα και την επιτάχυνσή τους. Στην πρώτη κατηγορία είναι οι λεγόμενες σταδιακές CMEs οι οποίες έχουν ταχύτητα $\sim 400-600 \text{ km s}^{-1}$, παρουσιάζουν επιτάχυνση και σχετίζονται με εκρήξεις προεξοχών χωρίς συνοδεία εκλάμψεων, ενώ στη δεύτερη κατηγορία είναι οι εκρηκτικές CMEs που σχετίζονται με εκλάμψεις, έχουν ταχύτητα πάνω από 750 km s^{-1} και παρουσιάζουν επιβράδυνση στο οπτικό πεδίο του στεμματογράφου. Ωστόσο, ο παραπάνω διαχωρισμός έχει αμφισβητηθεί κατά καιρούς. Για παράδειγμα οι [Vršnak et al. \(2005b\)](#) συγκρίνοντας CMEs με και χωρίς έκλαμψη βρήκαν ότι υπάρχει σημαντική επικάλυψη στις επιταχύνσεις και τις ταχύτητες μεταξύ των δυο κατηγοριών CMEs.

Στο ηλιακό στέμμα, σε ύψος μεγαλύτερο από $2 R_{\odot}$ η ταχύτητα των CMEs είναι συνήθως σταθερή ενώ αρκετές CMEs επιταχύνονται σε ύψος μικρότερο των $2 R_{\odot}$. Οι [Yashiro et al. \(2004\)](#) από τις παρατηρήσεις των δύο στεμματογράφων LASCO C2/C3, έδειξαν ότι οι CMEs που διαδίδονται σε ύψος μεταξύ $2.2-30 R_{\odot}$ άλλοτε έχουν σχετικά σταθερή ταχύτητα και άλλοτε παρουσιάζουν μικρή επιτάχυνση ή επιβράδυνση ($\pm 30 \text{ km s}^{-2}$). Πρόσφατες μελέτες σε πιο χαμηλά ύψη με υψηλή χρονική διακριτική ικανότητα δείχνουν ότι σε κάποιες περιπτώσεις μερικές CMEs, που ονομάζονται εκρηκτικές, επιταχύνονται ραγδαία στο χαμηλό στέμμα ([Patsourakos et al. 2010](#), [Zhang et al. 2012](#)) μέχρι η βαρύτητα και η αεροδυναμική οπισθέλκουσα δύναμη να τις επιβραδύνουν.

Ένα επιπλέον χαρακτηριστικό της κινηματικής των εκρηκτικών CMEs είναι η εξέλιξη της ταχύτητάς τους η οποία συνήθως παρουσιάζει τρία στάδια (βλ. [Zhang et al. 2001](#), [Zhang & Dere 2006](#)). Τα δύο πρώτα στάδια συμβαίνουν στο χαμηλό στέμμα κυρίως σε αποστάσεις $< 2 R_{\odot}$, ενώ το τρίτο στάδιο συμβαίνει ψηλότερα στο στέμμα σε αποστάσεις $> 2 R_{\odot}$. Ένα παράδειγμα της χρονικής μεταβολής της απόστασης, της ταχύτητας και της επιτάχυνσης του μετώπου μιας CME δίνεται στο σχήμα 1.10. Το πρώτο στάδιο ξεκινά πριν

την έναρξη της έκλαμψης και χαρακτηρίζεται από την αργή άνοδο της CME ($10 - 100 \text{ km s}^{-1}$) για μερικές δεκάδες λεπτά. Το δεύτερο στάδιο ονομάζεται εκρηκτικό και χαρακτηρίζεται από την απότομη επιτάχυνση της CME όπως φαίνεται και στο σχήμα 1.10 μεταξύ 9:25 UT και 9:27 UT. Η εκρηκτική φάση διαρκεί περίπου 10 λεπτά και συμπίπτει χρονικά με το διάστημα κατά το οποίο αυξάνει η ροή της σχετιζόμενης έκλαμψης. Στο τρίτο και τελευταίο στάδιο η CME κινείται με ταχύτητα που είναι σχεδόν σταθερή (σχήμα 1.10 μεταξύ 9:35 UT και 10:15 UT). Τα τρία στάδια της εξέλιξης της ταχύτητας μπορούν να ερμηνευτούν στα πλαίσια του τυπικού μοντέλου εκλάμψεων-CMEs (βλ. εδάφιο 1.11).

1.10.2.γ' Μάζα και Ενέργεια των CMEs

Η μάζα των CMEs προσδιορίζεται συνήθως από τις παρατηρήσεις τους στο λευκό φως. Η μέθοδος για τον υπολογισμό της μάζας περιλαμβάνει τη μετατροπή της έντασης ακτινοβολίας τους σε πυκνότητα ηλεκτρονίων χρησιμοποιώντας τη θεωρία της σκέδασης Thomson (βλ. Howard & Tappin 2009). Από υπολογισμούς των Vourlidas *et al.* (2010) με χρήση δεδομένων του LASCO για τον 23ο ηλιακό κύκλο βρέθηκε ότι οι CMEs έχουν μάζα που κυμαίνεται από 10^{10} μέχρι 10^{13} kg με μέσο όρο $1.3 \times 10^{12} \text{ kg}$.

Για τον υπολογισμό της μάζας, εκτός από τις εικόνες του λευκού φωτός μπορούν να χρησιμοποιηθούν και άλλα μήκη κύματος όπως το μακρινό υπεριώδες και τα ραδιοκύματα. Συνήθως στις παρατηρήσεις στο μακρινό υπεριώδες η περιοχή από όπου εκτοξεύτηκε μια CME ανιχνεύεται σαν μια σκοτεινή περιοχή κοντά ή τριγύρω από το κέντρο δράσης. Η μείωση στη φωτεινότητα της περιοχής οφείλεται στο έλλειμμα πυκνότητας που προκύπτει ως συνέπεια του υλικού που εκτοξεύτηκε και ονομάζεται αμαύρωση του στέμματος (*coronal dimming*). Οι Aschwanden *et al.* (2009) υπολόγισαν τη μάζα σε οκτώ CMEs από την αμαύρωση του στέμματος στο μακρινό υπεριώδες και τη συνέκριναν με τη μάζα που προκύπτει από το λευκό φως. Τα αποτελέσματά τους έδειξαν καλή συμφωνία μεταξύ των δυο μετρήσεων ($m_{EUV}/m_{WL} = 1.1 - 1.3$). Πιθανότατα η μοναδική απόπειρα να προσδιοριστεί η μάζα των CMEs από παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα έχει γίνει από τους Gopalswamy & Kundu (1992). Για ένα φαινόμενο στις 6 Φεβρουαρίου 1986 υπολόγισαν τη μάζα της CME στα $2.7 \times 10^{12} \text{ kg}$ υποθέτοντας ότι η παρατηρούμενη εκπομπή προέρχεται από θερμική ακτινοβολία πέδης.

Η ολική ενέργεια των CMEs υπολογίζεται από το άθροισμα της κινητικής ενέργειας, της δυναμικής ενέργειας και της ενέργειας του μαγνητικού πεδίου. Η ενθαλπία και η θερμική ενέργεια έχουν μικρή συνεισφορά στην ολική ενέργεια και ως πρώτη προσέγγιση μπορούν να αγνοηθούν. Άρα, η ολική ενέργεια μιας CME υπολογίζεται από τη σχέση,

$$E = \underbrace{\frac{1}{2}mv^2}_{E_{kin.}} + \underbrace{\int_{R_{\odot}}^R \frac{GM_{\odot}m}{r^2} dr}_{E_{dyn.}} + \underbrace{\int \frac{1}{2\mu_0} B^2 dV}_{E_{mag.}} + E_{th.}^{\beta < 1} + \Delta H^{\ll E_{kin.}} \quad (1.9)$$

Ο υπολογισμός της κινητικής ενέργειας γίνεται από παρατηρήσεις στο λευκό φως. Σύμφωνα με τους Vourlidas *et al.* (2010) ο μέσος όρος της ενέργειας των CMEs είναι $2.0 \times 10^{30} \text{ erg}$. Επίσης, για τις αργές CMEs συνήθως παρατηρείται ότι η $E_{dyn.}$ είναι μεγαλύτερη από την $E_{kin.}$, ενώ το αντίστροφο ισχύει για τις γρήγορες CMEs. Σε αντίθεση με τις $E_{kin.}$ και $E_{dyn.}$, η μαγνητική ενέργεια, $E_{mag.}$, δεν μπορεί να υπολογιστεί απευθείας από τις παρατηρήσεις των CMEs. Για τον υπολογισμό της συνήθως χρησιμοποιούνται δεδομένα επιτόπιων μετρήσεων του μαγνητικού πεδίου όταν η CME είναι στην 1 AU και έχει μορφολογία μαγνητικού σύννεφου (βλ. εδάφιο 1.10.3) και η τιμή αυτή προεκτείνεται για να βρεθεί η ένταση του μαγνητικού πεδίου σε προγενέστερη θέση (βλ. Vourlidas *et al.* 2000). Συνήθως η $E_{kin.}$ και η $E_{dyn.}$ αυξάνουν εις βάρος της $E_{mag.}$ καθώς η CME απομακρύνεται από τον Ήλιο, ενώ ταυτόχρονα η ολική ενέργεια παραμένει σταθερή.

1.10.3 CMEs στο μεσοπλανητικό χώρο (ICMEs)

Ο όρος *μεσοπλανητικές CMEs (interplanetary CMEs, ICMEs)* χρησιμοποιείται (βλ. [Dryer 1994](#)) για να ξεχωρίσει τις CMEs που καταγράφονται μακριά από τον Ήλιο, περίπου στη μια αστρονομική μονάδα, σε επιτόπιες μετρήσεις του πλάσματος του ηλιακού ανέμου, από τις CMEs που παρατηρούνται σχετικά κοντά στον ήλιο από τους στεμματογράφους. Μερικές από τις ICMEs που διαδίδονται προς τη Γη και παρέρχονται από αυτή σχετίζονται άμεσα με τη δημιουργία γεωμαγνητικών διαταραχών. Λόγω της διεύθυνσης διάδοσης των CMEs τύπου άλω ως προς τη Γη είναι αναμενόμενο οι τελευταίες να σχετίζονται σε ποσοστό μεγαλύτερο του 70% με τις παρατηρούμενες ICMEs.

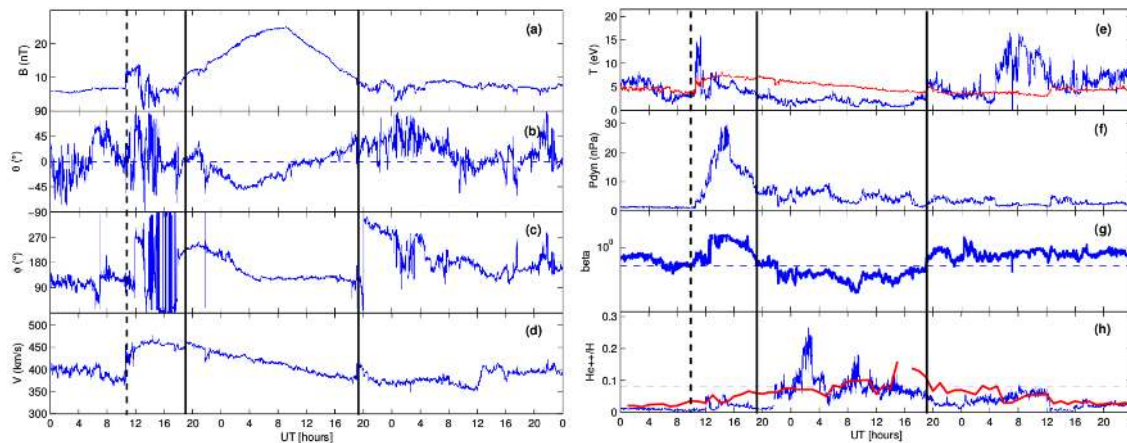
Οι επιτόπιες μετρήσεις των ICMEs αντανακλούν τις φυσικές συνθήκες της περιοχής του στέμματος όπου δημιουργήθηκαν, την εξέλιξή τους καθώς διαδίδονται στο μεσοπλανητικό χώρο και τη θέση του διαστημοπλοίου ως προς τη διεύθυνση διάδοσης τους. Κατά την έλευση μιας ICME στο όργανο παρατηρείται αύξηση του μαγνητικού πεδίου και μείωση στην παράμετρο β του πλάσματος, στις γαλαξιακές κοσμικές ακτίνες και τη θερμική ταχύτητα των πρωτονίων. Επίσης, παρατηρείται μεταβολή στην αφθονία και το βαθμό ιονισμού των διαφόρων ιόντων του πλάσματος του ηλιακού ανέμου. Όταν οι ICMEs προέρχονται από στεμματικές περιοχές σχετικά θερμές παρατηρείται αύξηση στην αφθονία του Fe και O, ενώ όταν προέρχονται από περιοχές χαμηλότερης θερμοκρασίας είναι αυξημένο το ποσοστό του He σε σχέση με τα πρωτόνια.

Στο σχήμα [1.11](#) παρουσιάζουμε ένα παράδειγμα επιτόπιων μετρήσεων του πλάσματος του ηλιακού ανέμου και του μεσοπλανητικού πεδίου. Στο αριστερό και στο δεξιό πλαίσιο οι δύο συνεχείς κατακόρυφες γραμμές περικλείουν το χρόνο κατά τον οποίο το διαστημόπλοιο πέρασε μέσα από μια ICME. Στο σχήμα εμφανίζονται αρκετές από τις παρατηρησιακές εκδηλώσεις των ICMEs που αναφέραμε παραπάνω: αυξημένο μαγνητικό πεδίο (με μέγιστο που φτάνει τα 25 nT), ελαττωμένη θερμοκρασία πρωτονίων και β του πλάσματος. Ο λόγος O^{+7}/O^{+6} είναι μόνο λίγο αυξημένος σε σχέση με την αδιατάρακτη τιμή του, όμως ο λόγος του ποσοστού He προς το ποσοστό πρωτονίων είναι σε όλη τη διάρκεια του φαινομένου μεγαλύτερος από τον αναμενόμενο για αδιατάρακτο ηλιακό άνεμο. Πιθανόν αυτή η ICME προέρχεται από την CME τύπου άλω που παρατηρήθηκε από το στεμματογράφο LASCO στις 13 Απριλίου, 1999.

Μια ιδιαίτερη κατηγορία ICMEs είναι τα *μαγνητικά σύννεφα (magnetic clouds, [Burlaga et al. 1981](#))* που τα εξετάζουμε ξεχωριστά λόγω της ιδιαίτερης μαγνητικής τους δομής. Στα μαγνητικά σύννεφα το μαγνητικό πεδίο είναι αυξημένο σε σχέση με αυτό του περιβάλλοντος χώρου. Επίσης στο μαγνητικό πεδίο παρατηρείται συστροφή και το άνυσμα του περιστρέφεται ομαλά κατά μία μεγάλη γωνία. Ακόμα, η θερμοκρασία των πρωτονίων είναι σχετικά χαμηλότερη από αυτή του περιβάλλοντος πλάσματος. Τέτοιου είδους δομές συνδέονται με την παρουσία σχοινιών μαγνητικής ροής (βλ. [Wood et al. 2012](#)). Οι [Howard & DeForest \(2012\)](#) με τη μελέτη ενός μαγνητικού σύννεφου έδειξαν ότι η περιοχή προέλευσής του ήταν η κοιλάδα σε μια CME που αντιστοιχήθηκε στο σχοινί μαγνητικής ροής σύμφωνα με την “μορφολογία τριών μερών”. Η ICME του σχήματος [1.11](#) είναι ένα μαγνητικό σύννεφο: η περιστροφή του ανύσματος του μαγνητικού πεδίου συνάγεται από τη χρονική μεταβολή του γωνίας ύψους και του αζιμουθίου του (βλ. σχήμα [1.11](#) (b) και (c), αντίστοιχα). Επίσης στο σχήμα [1.11](#) (a) βλέπουμε την αύξηση του μαγνητικού πεδίου και στο [1.11](#) (e) τη μειωμένη θερμοκρασία πρωτονίων.

1.10.4 Οι περιοχές προέλευσης των CMEs

Σε αντίθεση με τις εκλάμψεις που συμβαίνουν σχεδόν αποκλειστικά σε κέντρα δράσης οι CMEs μπορούν να συμβούν τόσο σε κέντρα δράσης όσο και έξω από αυτά. Ακόμα, οι CMEs



Σχήμα 1.11: Το πλάσμα του ηλιακού ανέμου και το αντίστοιχο μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο όπως καταγράφηκαν στις 16-18 Απριλίου 1999 από το δορυφόρο ACE (από [Huttunen 2005](#)). Συναρτήσεις του χρόνου τα διαγράμματα δείχνουν: (a) ένταση του μαγνητικού πεδίου, (b) γωνία ύψους του ανύσματος του μαγνητικού πεδίου, (c) αξιμούθιο του ανύσματος του μαγνητικού πεδίου, (d) ταχύτητα του ηλιακού ανέμου, (e) θερμοκρασία πρωτονίων με την κόκκινη γραμμή να δείχνει την αναμενόμενη θερμοκρασία για συνθήκες αδιατάραχτου ηλιακού ανέμου, (f) πίεση, (g) το β του πλάσματος σε λογαριθμική κλίμακα, (h) το λόγο της αριθμητικής πυκνότητας σωματιών α προς αυτή τον πρωτονίων. Η κόκκινη γραμμή δείχνει το λόγο O^{+7}/O^{+6} διαιρεμένο δια 10.

μπορεί να σχετίζονται ή να μην σχετίζονται με εκλάμψεις. Γενικότερα, όσο πιο ισχυρή είναι μια έκλαμψη τόσο πιο πιθανό είναι να σχετίζεται με CME. Αρκετές CMEs σχετίζονται με την έκρηξη προεξοχών/νήματων. Προεξοχές ή νήματα μπορούν να υπάρξουν και έξω από κέντρα δράσης και όταν εκρήγνυνται σχεδόν πάντα δημιουργούν CME. Οι εκρήξεις προεξοχών έξω από κέντρα δράσης παρουσιάζουν μια σειρά από φαινόμενα που είναι παρόμοια με αυτά των εκλάμψεων (αν και μικρότερης έντασης από αυτά των εκλάμψεων, λόγω του μικρότερου μαγνητικού πεδίου που υπάρχει έξω από τα κέντρα δράσης) όπως οι ταινίες και οι βρόχοι και παρατηρούνται στη χρωμοσφαιρική γραμμή του He I στα 1083.0 nm. Σύμφωνα με τα παραπάνω προκύπτει ότι οι CMEs προέρχονται πάντα από περιοχές που το μαγνητικό πεδίο είναι συστραμμένο.

Στην περιοχή από όπου εκτοξεύτηκε μια CME μπορούμε να ανιχνεύσουμε στο μακρινό υπεριώδες μια σκοτεινή περιοχή που οφείλεται στο έλλειμμα μάζας που προκύπτει ως συνέπεια της μάζας που εκτοξεύτηκε. Η σκοτεινή περιοχή ονομάζεται αμαύρωση του στέμματος (βλ. εδάφιο 1.10.2.γ') και αρκετά συχνά οι αμαυρώσεις συνοδεύονται από κυματικά φαινόμενα που ονομάζονται κύματα EUV (βλ. εδάφιο 1.13.4.β'). Συνήθως στις περιοχές προέλευσης των CMEs το μαγνητικό πεδίο είναι κλειστό πριν την έκρηξη. Οι περισσότερες γρήγορες CMEs προέρχονται από κέντρα δράσης όπου οι περισσότερες δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου είναι κλειστές. Όταν οι CMEs συμβαίνουν έξω από κέντρα δράσης σχετίζονται με streamers. Η μαγνητική δομή των streamers είναι επίσης κλειστή και στη βάση τους εδρεύουν προεξοχές/νήματα. Ως αποτέλεσμα των CMEs οι κλειστές δυναμικές γραμμές ανοίγουν.

1.11 Μοντέλα εκλάμψεων – CMEs

Η ανάπτυξη μοντέλων εκλάμψεων–CMEs και η κατανόηση των μηχανισμών που οδηγούν σε αυτές προϋποθέτει την απάντηση στα εξής ερωτήματα: 1) πώς γίνεται η συσσώρευση της μαγνητικής ενέργειας, 2) πώς η ενέργεια αυτή μπορεί να απελευθερωθεί, 3) πώς “ανοίγει” το μαγνητικό πεδίο όταν έχουμε CMEs ώστε να διαφύγει το υλικό. Για το πρώτο ερώτημα

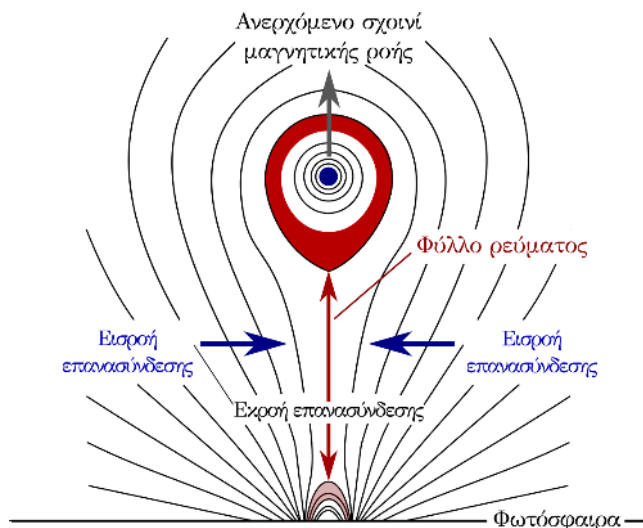
τα περισσότερα μοντέλα εξετάζουν τη δυνατότητα συσσώρευσης ενέργειας ως αποτέλεσμα της παραμόρφωσης των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου όταν υπάρχουν ηλεκτρικά ρεύματα παράλληλα προς τις δυναμικές γραμμές. Η εμφάνιση των ηλεκτρικών ρευμάτων ή ισοδύναμα η παραμόρφωση των δυναμικών γραμμών μπορεί να προκύψει είτε μέσω αποσχιστικών κινήσεων είτε με την ανάδυση συστραμένου μαγνητικού πεδίου από τα υποφωτοσφαιρικά στρώματα (βλ. εδάφιο 1.9.3). Για το ζήτημα της απελευθέρωσης της ενέργειας τα μοντέλα στηρίζονται στο μηχανισμό της διάχυσης του μαγνητικού πεδίου (βλ. εδάφιο 1.7.3). Για να περιγράψουμε τη μετατροπή της μαγνητικής ενέργειας σε ενέργεια του πλάσματος χρειάζεται να αναζητήσουμε διαδικασίες που μπορούν να δημιουργήσουν φύλλα ρεύματος και επανασύνδεση των μαγνητικών δυναμικών γραμμών.

1.11.1 Το τυπικό μοντέλο εκλάμψεων – CMEs

Το τυπικό μοντέλο εκλάμψεων – CMEs (μοντέλο CSHKP) αναπτύχθηκε στις δεκαετίες 60 με 70 από τους [Carmichael \(1964\)](#), [Sturrock \(1966\)](#), [Hirayama \(1974\)](#) και [Kopp & Pneuman \(1976\)](#) και εκσυγχρονίστηκε στις δεκαετίες 1990 και 2000 για να ερμηνευτούν τα παρατηρησιακά δεδομένα του δορυφόρου *Yohkoh* (βλ. [Shibata et al. 1995](#)). Το μοντέλο ερμηνεύει με επιτυχία μεγάλες εκλάμψεις που η χρωμοσφαιρική εκπομπή τους παρουσιάζει μορφολογία λαμπρών ταινιών και οι οποίες συσχετίζονται με CMEs. Επίσης, ερμηνεύει ικανοποιητικά τον καλό συγχρονισμό ανάμεσα στην επιτάχυνση μερικών CMEs και τη χρονική μεταβολή της ροής της σχετιζόμενης έκλαμψης στις ακτίνες X (βλ. κάτω σειρά στο σχήμα 1.10).

Η γεωμετρία του τυπικού μοντέλου περιλαμβάνει ένα σχοινί μαγνητικής ροής ένθετο σε ένα σύστημα μαγνητικών βρόχων που το περιβάλλουν. Όταν κάποια αστάθεια λαμβάνει χώρα, το σχοινί μαγνητικής ροής αρχίζει να κινείται σταδιακά ανοδικά και αυτό το στάδιο αντιστοιχεί στην έναρξη της CME. Καθώς το σχοινί μαγνητικής ροής ανέρχεται οι μαγνητικές γραμμές αντίθετης πολικότητας στο πίσω μέρος της CME έρχονται κοντά δημιουργώντας ένα φύλλο ρεύματος. Όταν οι δυναμικές γραμμές του συστήματος επανασυνδέονται είτε στο φύλλο ρεύματος είτε με το περιβάλλον στεμματικό πεδίο προκαλείται η απότομη απελευθέρωση ενέργειας και το στάδιο αυτό συμπίπτει με την εκρηκτική φάση της έκλαμψης. Σε αυτό το στάδιο παρατηρείται η ραγδαία επιτάχυνση της CME καθώς το σχοινί μαγνητικής ροής ανέρχεται εκρηκτικά και παράλληλα παρατηρείται εκπομπή μαλακών ακτίνων X από θερμούς βρόχους και λαμπρές ταινίες στη γραμμή $H\alpha$ στα πόδια των βρόχων. Οι λαμπρές χρωμοσφαιρικές ταινίες απομακρύνονται η μία από την άλλη καθώς αυξάνεται το ύψος της περιοχής επανασύνδεσης και οι θερμοί βρόχοι κινούνται ανοδικά. Στο σχήμα 1.12 δίνεται η σχηματική αναπαράσταση του τυπικού μοντέλου στο οποίο αποτυπώνεται η φαινομενολογία που περιγράφηκε παραπάνω. Το ανερχόμενο σχοινί μαγνητικής ροής αντιστοιχεί στην CME, ενώ η περιοχή που πλησιάζουν οι δυναμικές γραμμές αντίθετης πολικότητας και δημιουργείται το φύλλο ρεύματος αντιστοιχεί στην περιοχή όπου συμβαίνει μαγνητική επανασύνδεση.

Κατά το τυπικό μοντέλο οι εκλάμψεις και οι CMEs αποτελούν διαφορετικές εκδηλώσεις της ίδιας διαδικασίας αναδιάρθρωσης του μαγνητικού πεδίου. Το τυπικό μοντέλο μπορεί να εξηγήσει την έκρηξη της προεξοχής, τη μαγνητική επανασύνδεση και την εκτόξευση στεμματικού υλικού. Ωστόσο, τα φαινόμενα που εμπλέκει δεν παρατηρούνται σε όλα τα εκρηκτικά φαινόμενα και αυτό είναι ένα από τα σημεία κριτικής που έχει γίνει στο συγκεκριμένο μοντέλο. Επιπλέον, το τυπικό μοντέλο ερμηνεύει φαινόμενα με διπολική τοπολογία, ενώ τα ισχυρά εκρηκτικά φαινόμενα συμβαίνουν συνήθως σε περιοχές που έχουν πιο πολύπλοκη τοπολογία. Ακόμα, το τυπικό μοντέλο είναι διδιάστατο παρόλο που τελευταία έχουν γίνει απόπειρες επέκτασής του στις τρεις διαστάσεις (βλ. [Aulanier et al. 2012](#)). Ένα τελευταίο ζήτημα προκύπτει από την ευστάθεια του φύλλου ρεύματος. Στο τυπικό μοντέλο το φύλλο ρεύματος που αναπτύσσεται όπισθεν της CME θα πρέπει να έχει διαστάσεις



Σχήμα 1.12: Σχηματική αναπαράσταση του τυπικού μοντέλου εκλάμψεων-CMEs. Αποτυπώνεται το ανερχόμενο σχοινί μαγνητικής ροής που αντιστοιχεί στην CME και το φύλλο ρεύματος όπου συμβαίνει μαγνητική επανασύνδεση. Αποτέλεσμα της μαγνητικής επανασύνδεσης είναι η εκπομπή ακτίνων X από θερμούς βρόχους και λαμπρές χρωμοσφαιρικές ταινίες στα πόδια των βρόχων.

~ 1000 Mm × 1000 Mm και είναι δύσκολο να αποδειχτεί ότι ένας τόσο μεγάλος σχηματισμός μπορεί να παραμείνει ευσταθής. Το πιο πιθανό ενδεχόμενο είναι ο κατακεραματισμός του φύλλου ρεύματος λόγω ασταθειών αντίστασης (*resistive instabilities*), όπως η αστάθεια διάλυσης και η αστάθεια συνένωσης.

1.11.2 Άλλα μοντέλα CMEs

Εκτός από το τυπικό μοντέλο εκλάμψεων-CMEs υπάρχουν και άλλα μοντέλα που επικεντρώνουν στη δημιουργία της CME (βλ. το άρθρο ανασκόπησης του [Chen 2011](#)). Τα μοντέλα των CMEs μπορούν να ταξινομηθούν σε δύο κατηγορίες, ανάλογα με τη μορφολογία του στεμματικού μαγνητικού πεδίου πριν την έναρξη του φαινομένου. Στην πρώτη κατηγορία το σχοινί μαγνητικής ροής έχει σχηματιστεί πριν από την έκρηξη ενώ στα μοντέλα της δεύτερης κατηγορίας έχουμε μια συστοιχία παραμορφωμένων βρόχων που λόγω κάποιας αστάθειας εκρήγνυνται και το σχοινί μαγνητικής ροής σχηματίζεται όταν η CME είναι σε εξέλιξη. Κοινό χαρακτηριστικό και των δυο κατηγοριών είναι ότι η δομή που τελικά εκρήγνυται είναι σχοινί μαγνητικής ροής.

Στα μοντέλα της πρώτης κατηγορίας το προϋπάρχον σχοινί μαγνητικής ροής απομακρύνεται από το σημείο ευσταθούς ισορροπίας μέσω κάποιας μαγνητοϋδροδυναμικής διαταραχής που αφήνεται να εξελιχθεί (π.χ. [Forbes & Isenberg 1991](#), [Forbes & Priest 1995](#), [Titov & Démoulin 1999](#), [Roussev et al. 2003](#), [Amari et al. 2004](#), [Török & Kliem 2007](#), [Archontis & Hood 2012](#)). Το σχοινί μαγνητικής ροής αρχίζει να ανέρχεται και στο φύλλο ρεύματος έπεται η μαγνητική επανασύνδεση των αντιπαράλληλων δυναμικών γραμμών. Η μαγνητική επανασύνδεση απομακρύνει το υπερκείμενο μαγνητικό πεδίο διευκολύνοντας με αυτό τον τρόπο την άνοδο του σχοινοειδούς μαγνητικής ροής χωρίς να έχει συνεισφορά στην ίδια την έκρηξη. Στα μοντέλα της δεύτερης κατηγορίας η απώλεια ισορροπίας των παραμορφωμένων βρόχων γίνεται μέσω μαγνητικής επανασύνδεσης (π.χ. [Antiochos et al. 1999](#), [Amari et al. 1999, 2000](#), [Roussev et al. 2004](#), [MacNeice et al. 2004](#), [Lynch et al. 2008](#), [Archontis & Hood 2008](#), [Karpen et al. 2012](#)). Οι βρόχοι ανέρχονται εκρηκτικά δημιουργώντας την CME και το σχοινί μαγνητικής ροής σχηματίζεται όταν η CME είναι σε εξέλιξη.

1.12 Κυματικά φαινόμενα στο πλάσμα

Στο πλάσμα έχουμε πληθώρα από κυματικά φαινόμενα τα οποία προκαλούνται από διαταραχές των φυσικών παραμέτρων του (πίεσης, πυκνότητας, ταχύτητας, μαγνητικού πε-

δίου). Οι διαταραχές αναπτύσσονται από διάφορες αιτίες και αποτελούν αποκλίσεις από την κατάσταση ισορροπίας, με αποτέλεσμα να συνοδεύονται από την εμφάνιση δυνάμεων επαναφοράς. Ανάλογα με τη φύση των διαταραχών και αντίστοιχα των δυνάμεων επαναφοράς καθορίζονται τα χαρακτηριστικά και η φύση των κυμάτων στο πλάσμα. Παρακάτω παραθέτουμε σύντομα τα πιο σημαντικά είδη κυμάτων που μπορούν να αναπτυχθούν στο πλάσμα.

Τα **κύματα Alfvén** είναι εγκάρσια ΜΥΔ κύματα που διαδίδονται παράλληλα προς το μαγνητικό πεδίο, όπου δύναμη επαναφοράς είναι η μαγνητική τάση και μεταβαλλόμενες ποσότητες είναι το μαγνητικό πεδίο και η πυκνότητα ρεύματος. Από τη σχέση διασποράς ($\omega^2 = v_A^2 k^2$) για τα κύματα Alfvén προκύπτει ότι φασική ταχύτητα και η ταχύτητα ομάδας είναι ίσες και ορίζουμε την ταχύτητα Alfvén ως $v_A^2 = B_0 / \mu_0 \rho_0$, όπου B_0 και ρ_0 είναι το μαγνητικό πεδίο και η πυκνότητα του αδιατάρακτου μέσου, αντίστοιχα. Η ταχύτητα αυτή είναι η οριακή ταχύτητα μιας διαταραχής που διαδίδεται κατά μήκος του μαγνητικού πεδίου.

Τα **μαγνητο-ακουστικά κύματα** είναι διαμήκη ΜΥΔ κύματα με εναλλασσόμενα πυκνώματα και αραιώματα στο πλάσμα και στο μαγνητικό πεδίο. Η φασική ταχύτητα των κυμάτων είναι $v_{ms} = \omega^2 / k^2 = v_s^2 + v_A^2$, όπου v_s είναι η ταχύτητα του ήχου. Αν το μαγνητικό πεδίο είναι ασθενές τα κύματα διαδίδονται περίπου με την ταχύτητα του ήχου και ονομάζονται **αργά μαγνητο-ακουστικά κύματα**, ενώ αν το μαγνητικό πεδίο είναι ισχυρό τα κύματα διαδίδονται με ταχύτητα μεγαλύτερη της v_A και ονομάζονται **γρήγορα μαγνητο-ακουστικά κύματα**.

Οι **ταλαντώσεις πλάσματος ή κύματα Langmuir** είναι ηλεκτροστατικές ταλαντώσεις που οφείλονται στο διαχωρισμό θετικών και αρνητικών φορτίων του πλάσματος. Στην περίπτωση του ψυχρού πλάσματος, η θερμική ταχύτητα των ηλεκτρονίων θεωρείται μικρή και η λύση των εξισώσεων δύο ρευστών δίνει τη σχέση διασποράς των ταλαντώσεων πλάσματος, $\omega^2 - \omega_{pe}^2 = 0$, όπου ω_{pe} είναι η συχνότητα πλάσματος. Η συχνότητα πλάσματος δίνεται από τη σχέση

$$\omega_{pe} = 2\pi f_{pe} = \left(\frac{n_e e^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2} \quad (1.10)$$

όπου n_e είναι η πυκνότητα ηλεκτρονίων, e και m_e το φορτίο και η μάζα του ηλεκτρονίου αντίστοιχα και ϵ_0 η διηλεκτρική σταθερά του κενού. Στις ταλαντώσεις πλάσματος η ταχύτητα ομάδος είναι μηδέν οπότε οι ταλαντώσεις αυτές δεν μεταφέρουν ενέργεια. Στο θερμό πλάσμα η θερμική κίνηση των ηλεκτρονίων δεν μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα. Τα κύματα αυτά ονομάζονται **κύματα Langmuir** και έχουν σχέση διασποράς $\omega^2 = \omega_{pe}^2 + 3k^2 v_{th}^2$, όπου ω_{pe} είναι η συχνότητα πλάσματος και v_{th}^2 είναι η θερμική ταχύτητα των ηλεκτρονίων. Όπως θα δείξουμε στο εδάφιο **1.13.4.α'** η αλληλεπίδραση των κυμάτων Langmuir με άλλα κύματα (π.χ. ιοντοακουστικά) μπορεί να δώσει ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία στη συχνότητα πλάσματος και την πρώτη αρμονική της.

Στα κύματα Langmuir και στις ταλαντώσεις πλάσματος υποθέτουμε ότι τα ιόντα είναι ακίνητα λόγω της μεγάλης τους μάζας. Αν καταργήσουμε αυτή την παραδοχή και υποθέσουμε ότι τα ιόντα κινούνται και οι ταλαντώσεις τους είναι αργές (δηλ. $\omega^2 \ll \omega_{pe}^2 \lambda_D^2 k^2$), βρίσκουμε από τη λύση των εξισώσεων δύο ρευστών ηλεκτροστατικά κύματα χαμηλής συχνότητας. Τα κύματα αυτά ονομάζονται **ιοντο-ακουστικά κύματα** πλάσματος και η σχέση διασποράς τους είναι $\omega^2 = 2k^2 v_s^2$, όπου v_s είναι η ταχύτητα του ήχου.

Εκτός από τα ΜΥΔ και τα ηλεκτροστατικά κύματα, στο πλάσμα διαδίδονται και ηλεκτρομαγνητικά κύματα υψηλής συχνότητας. Επειδή τα κύματα αυτά έχουν υψηλή συχνότητα θεωρούμε ότι τα ιόντα έχουν “άπειρη μάζα” αφού δεν μπορούν να παρακολουθήσουν τις ταλαντώσεις αυτές. Επίσης αγνοούμε την πίεση του αερίου, αφού εξετάζουμε κύματα που

διαδίδονται με ταχύτητες πολύ μεγαλύτερες από τη θερμική ταχύτητα των ηλεκτρονίων (προσέγγιση ψυχρού πλάσματος). Στην περίπτωση του μη-μαγνητισμένου πλάσματος τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα υψηλής συχνότητας έχουν σχέση διασποράς $\omega^2 = \omega_{pe}^2 + k^2 c^2$. Από αυτή προκύπτει ότι το ηλεκτρομαγνητικό κύμα δεν διαδίδεται αν έχει συχνότητα $\omega < \omega_{pe}$, ενώ για μεγάλες συχνότητες οι συνθήκες διάδοσης είναι πρακτικά ίδιες με το κενό. Στην περίπτωση του μαγνητισμένου πλάσματος το μαγνητικό πεδίο εισάγει μια προτιμητέα διεύθυνση σε αυτό και το κάνει διπλοθλαστικό. Έτσι τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα υψηλής συχνότητας χωρίζονται σε μια συνιστώσα ηλεκτροστατικής φύσης και δυο συνιστώσες ηλεκτρομαγνητικές, υψηλής ή χαμηλής συχνότητας. Στην περίπτωση διάδοσης παράλληλα με το μαγνητικό πεδίο έχουμε δύο κυκλικά πολωμένα ηλεκτρομαγνητικά κύματα, το δεξιόστροφο (R) και το αριστερόστροφο (L), ενώ για την περίπτωση διάδοσης κάθετα έχουμε δυο ηλεκτρομαγνητικά κύματα το έκτακτο (*extraordinary*) και τακτικό (*ordinary*).

1.13 Κρουστικά Κύματα

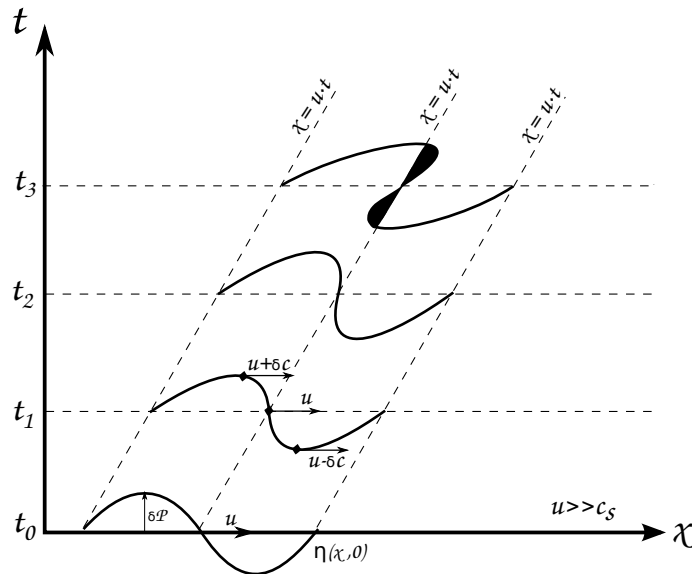
Στις φυσικές επιστήμες η έννοια του κρουστικού κύματος εμφανίστηκε για πρώτη φορά σε μελέτες των ιδιοτήτων των συμπιεστών ρευστών. Σε αυτά, οι διαταραχές που προκαλούνται όταν ένα αντικείμενο κινείται μέσα στο ρευστό διαδίδονται ως κύματα πίεσης. Όταν το αντικείμενο που προκαλεί τη διαταραχή κινείται αργά σε σχέση με την ταχύτητα του ήχου, τα κύματα πίεσης αντιστοιχούν στα γνωστά ακουστικά κύματα. Στην αντίθετη περίπτωση όταν η διαταραχή κινείται γρηγορότερα από το κύμα πίεσης που προκαλεί, οι μακροσκοπικές παράμετροι του ρευστού (πυκνότητα, πίεση, θερμοκρασία, ταχύτητα ροής) μεταβάλλονται πολύ γρήγορα και γίνονται ασυνεχείς καθώς προσαρμόζονται στη διάδοση της διαταραχής. Αυτό έχει ως συνέπεια τη δημιουργία μια κατάσταση, εντός της ροής, που ονομάζεται *κρουστικό ή ωστικό κύμα*. Ορίζουμε ως *κρουστικό κύμα* το αποτέλεσμα της μη-γραμμικής ανάπτυξης μιας διαταραχής που διαδίδεται σε ένα μέσο και φτάνει σε τελική ισορροπία μέσω μηχανισμών απόσβεσης (βλ. [Landau & Lifshitz 1987](#)).

Στην ηλιόσφαιρα τα κρουστικά κύματα παρατηρούνται στο ηλιακό στέμμα, στην προσηλία πλευρά των πλανητικών μαγνητοσφαιρών, στο μεσοπλανητικό χώρο και στην περιοχή της παύσης του ηλιακού ανέμου (βλ. εδάφιο 1.5). Ακόμα, εκτός της ηλιόσφαιρας υπάρχουν ενδείξεις για την ύπαρξη κρουστικών κυμάτων σε υπερκαινοφανείς αστέρες, στην περιοχή της παύσης του γαλαξιακού ανέμου, στους ενεργούς γαλαξίες και τις εξωγαλαξιακές ραδιοπηγές κυρίως σε γαλαξιακούς πίδακες.

1.13.1 Πληροφορία και μη-γραμμικότητα

Στη γενικότερη περίπτωση, η δημιουργία ενός κρουστικού κύματος προϋποθέτει τη διάδοση μιας διαταραχής σε ένα μέσο με ταχύτητα μεγαλύτερη από την ταχύτητα διάδοσης της πληροφορίας στο μέσον αυτό. Στο μαγνητισμένο πλάσμα η ταχύτητα αυτή εξαρτάται από την ταχύτητα Alfvén ενώ στα συνήθη ρευστά η ταχύτητα αντιστοιχεί στην ταχύτητα του ήχου. Η χαρακτηριστική ταχύτητα διάδοσης της πληροφορίας σε ένα μέσο ορίζει τον ορίζοντα πληροφορίας, μέσα στον οποίο οποιαδήποτε διαταραχή έχει πλήρως διαδοθεί. Η διάδοση της διαταραχής με υπερ-ηχητική ή υπερ-αλφβενική ταχύτητα μπορεί επιτευχθεί είτε με τη βοήθεια ενός διεγείροντος αιτίου (π.χ. ενός εμβόλου) είτε ως αποτέλεσμα του μεγάλου πλάτους της ίδιας της διαταραχής. Η διαταραχή εξελίσσεται μη-γραμμικά και στις δυο περιπτώσεις με αποτέλεσμα τη δημιουργία κρουστικού κύματος.

Στην περίπτωση του αστροφυσικού πλάσματος, τα γραμμικά ΜΥΔ κύματα προκύπτουν ως λύσεις των ιδανικών ΜΥΔ εξισώσεων οι οποίες γραμμικοποιούνται με την επαλληλία μιας μέσης αδιατάρακτης κατάστασης ισορροπίας και μιας διαταραχής, μικρού πλάτους, γύρω



Σχήμα 1.13: Σκίτσο που δείχνει την εξέλιξη μιας διαταραχής πίεσης η οποία διαδίδεται σε ένα μέσο με ταχύτητα, u , μεγαλύτερη από την ταχύτητα διάδοσης της πληροφορίας στο μέσο αυτό, δηλαδή την ταχύτητα του ήχου, c .

από την κατάσταση ισορροπίας. Στην περίπτωση των διαταραχών μεγάλου πλάτους, θα πρέπει να λυθούν οι μη-γραμμικές ΜΥΔ εξισώσεις, οι λύσεις των οποίων είναι μη-γραμμικά ΜΥΔ κύματα και κρουστικά κύματα. Όταν διαδίδονται στο αδιατάραχτο πλάσμα ΜΥΔ διαταραχές μεγάλου πλάτους, το μέτωπο του κύματος⁷ εξελίσσεται μη-γραμμικά με αποτέλεσμα το σχηματισμό κρουστικού κύματος. Για παράδειγμα στην περίπτωση διάδοσης γρήγορων μαγνητοακουστικών κυμάτων με μεγάλο πλάτος, το μέτωπο του κύματος αποκτά κλίση όλο και πιο απότομη με την πάροδο του χρόνου όπως φαίνεται και στο σχήμα 1.13. Η διαδικασία αυτή κάποια χρονική στιγμή οδηγεί σε μια οριακή κατάσταση στην οποία θα εμφανιστεί ένα κρουστικό κύμα όπως φαίνεται στο τελευταίο στιγμιότυπο ($t = t_3$) του σχήματος 1.13.

Όπως φαίνεται στο σχήμα 1.13, χωρίς τη δημιουργία κρουστικού κύματος κατά την εξέλιξη της διάδοσης της διαταραχής, οι μακροσκοπικές ποσότητες του πλάσματος θα έπαυαν να είναι μονότιμες. Προφανώς κάτι τέτοιο δεν μπορεί να συμβεί σε ένα φυσικό σύστημα και ο τρόπος με τον οποίο αποφεύγεται είναι η δημιουργία ενός κρουστικού κύματος λίγο πριν συμβεί το “σπάσιμο” στην καμπύλη. Με αυτό τον τρόπο οι μακροσκοπικές ποσότητες στην περιοχή του μετώπου του κρουστικού κύματος γίνονται μονότιμες και διατηρούνται η μάζα, η ενέργεια και η ορμή. Στο μέτωπο του κρουστικού κύματος, οι μη αντιστρεπτές διαδικασίες προκαλούν αύξηση της εντροπίας. Εκατέρωθεν του μετώπου του κρουστικού κύματος, το μέσον διαχωρίζεται σε μια περιοχή χαμηλής εντροπίας στην μπροστινή πλευρά (*upstream*) και μια περιοχή υψηλής εντροπίας στην πίσω πλευρά (*downstream*). Επιπλέον, στη μελέτη κρουστικών κυμάτων το βασικό σύστημα αναφοράς είναι το σύστημα ηρεμίας του κρουστικού κύματος (*shock frame*). Στο σύστημα αυτό το μέτωπο του κύματος είναι ακίνητο και στη μπροστινή πλευρά η ροή είναι υπερ-αλφβενική, ενώ στην πίσω πλευρά είναι υπο-αλφβενική.

1.13.2 Τύποι και χαρακτηριστικά κρουστικών κυμάτων

Τα κρουστικά κύματα μπορεί να είναι είτε **οδεύοντα** είτε **στάσιμα**. Η διαφορά τους βρίσκεται στη σχετική κίνηση του διεγείροντος αιτίου ως προς τη ροή του μέσου. Στα οδεύ-

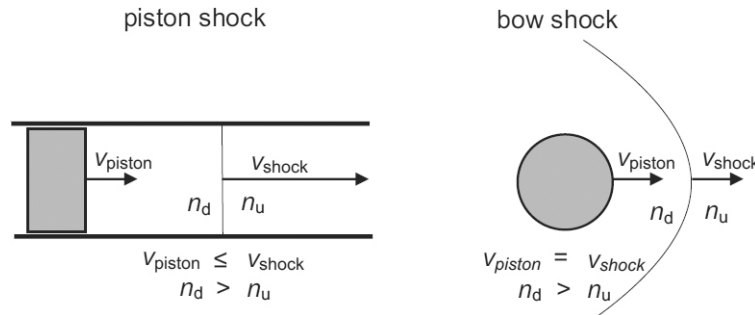
⁷Μέτωπο του κύματος ορίζεται το σύνολο των σημείων στα οποία μόλις έφτασε η διαταραχή.

οντα κρουστικά κύματα το διεγείρον αίτιο κινείται σχετικά με το μέσο ενώ στα στάσιμα κρουστικά κύματα το μέσο έχει μια ταχύτητα ροής και το διεγείρον αίτιο βρίσκεται σταθερό μέσα στη ροή. Το μέτωπο κρουστικού κύματος θα διαχωρίζει τον κώνο Mach (η περιοχή διάδοσης της πληροφορίας) από το γειτονικό αδιατάρακτο μέσο και στις δυο περιπτώσεις. Στην ηλιακή και τη διαστημική φυσική έχουμε και οδεύοντα και στάσιμα κρουστικά κύματα. Για παράδειγμα, οδεύοντα κρουστικά κύματα σχετίζονται με τη διάδοση CME ενώ στάσιμα είναι αυτά που υπάρχουν μπροστά από την προσήλια πλευρά των πλανητικών μαγνητοσφαιρών. Τα οδεύοντα κρουστικά κύματα, ανάλογα με τη φυσική διαδικασία που εμπλέκεται στη δημιουργία τους μπορούν να διαχωριστούν σε κρουστικά κύματα **οδηγούμενα από διεγείρον αίτιο (piston driven shock waves)** και **τοξοειδή κρουστικά κύματα (bow shock waves)**.

Στην περίπτωση των κρουστικών κυμάτων οδηγούμενων από διεγείρον αίτιο το κρουστικό κύμα δημιουργείται από τη μη-γραμμική εξέλιξη μιας ΜΥΔ διαταραχής μεγάλου πλάτους στο πλάσμα λόγω της απότομης κίνησης ενός διεγείροντος αιτίου στο μέσο. Το πλάσμα συμπεριφέρεται σαν να συμπιέζεται από την κίνηση ενός τριδιάστατου εμβόλου που έχει το ρόλο του διεγείροντος αιτίου και δεν μπορεί να κινηθεί πίσω από το έμβολο. Στο σχήμα 1.14 (αριστερά) δίνεται η σχηματική αναπαράσταση της μονοδιάστατης περίπτωσης ενός κρουστικού κύματος οδηγούμενο από διεγείρον αίτιο (βλ. Warmuth 2015). Στη γεωμετρία αυτή το διεγείρον αίτιο μπορεί να είναι πιο αργό από το κρουστικό κύμα ($V_{piston} \leq V_{shock}$) ενώ δεν είναι απαραίτητο να έχει ταχύτητα μεγαλύτερη από τη μαγνητο-ακουστική (βλ. Warmuth 2007). Όμως, προϋπόθεση για να δημιουργηθεί ένα τέτοιο κρουστικό κύμα είναι το διεγείρον αίτιο να έχει μεγάλη επιτάχυνση για να δημιουργηθεί ένα κύμα μεγάλου πλάτους. Στην αρχική φάση της εξέλιξης του φαινομένου η κινηματική του κρουστικού κύματος καθορίζεται από αυτή του διεγείροντος αιτίου και η απόσταση μεταξύ του κρουστικού κύματος και του διεγέρτη αυξάνεται. Όταν το διεγείρον αίτιο αρχίσει να επιβραδύνεται, τότε το κρουστικό κύμα αποσπάται από το διεγέρτη και συνεχίζει τη διάδοσή του χωρίς παροχή πρόσθετης ενέργειας από το “έμβολο” (ένα τέτοιο ελεύθερα κινούμενο κύμα ονομάζεται και *εκρηκτικό κύμα –blast wave*).

Στην περίπτωση των τοξοειδών κρουστικών κυμάτων το κρουστικό κύμα δημιουργείται από την κίνηση ενός διεγείροντος αιτίου στο πλάσμα με υπερ-μαγνητοακουστική ταχύτητα. Στη γεωμετρία αυτή το πλάσμα μπορεί να κινηθεί στη μπροστινή πλευρά (upstream) του κρουστικού κύματος και πίσω από το διεγείρον αίτιο (βλ. δεξιό σκίτσο του σχήματος 1.14). Ένα τοξοειδές κρουστικό κύμα έχει πάντοτε ταχύτητα ίση με του διεγείροντος αιτίου ($V_{piston} = V_{shock}$) και η απόσταση μεταξύ του μετώπου του κύματος και του διεγέρτη είναι πάντα σταθερή αν υποθέσουμε ότι το μέσον είναι ομογενές. Το πιο χαρακτηριστικό παράδειγμα τοξοειδούς κρουστικού κύματος είναι το κρουστικό κύμα που δημιουργείται από την προσήλια πλευρά της γήινης μαγνητόσφαιρας στον ηλιακό άνεμο.

Τα κρουστικά κύματα που συμβαίνουν σε συνηθισμένα ρευστά ονομάζονται **υδροδυναμικά** ενώ στο μαγνητισμένο πλάσμα ονομάζονται **μαγνητοϋδροδυναμικά**. Η κρίσιμη διαφορά ανάμεσα σε ένα μαγνητοϋδροδυναμικό κρουστικό κύμα και ένα κρουστικό κύμα που συμβαίνει σε συνηθισμένο ρευστό είναι το μαγνητικό πεδίο. Επομένως στις αρχές διατήρησης πρέπει να προστεθούν και οι αντίστοιχοι όροι που περιγράφουν την επίδρασή του. Ακόμα, το διαστημικό πλάσμα είναι τόσο αραιό που οι συγκρούσεις Coulomb ανάμεσα στους δομικούς του λίθους δεν παίζουν σημαντικό ρόλο στη συμπεριφορά του. Όταν αναπτύσσεται κρουστικό κύμα σε ένα περιβάλλον που οι συγκρούσεις είναι σπάνιες, τότε αναφερόμαστε σε **κρουστικό κύμα χωρίς συγκρούσεις**. Στο μεσοπλανητικό χώρο η σύζευξη ανάμεσα στους δομικούς λίθους του πλάσματος λόγω συγκρούσεων Coulomb είναι εξαιρετικά χαλαρή αλλά υπάρχει σύζευξη ανάμεσα στα φορτισμένα σωματίδια από το μαγνητικό πεδίο.



Σχήμα 1.14: Σχηματική αναπαράσταση της γεωμετρίας και των χαρακτηριστικών κρουστικών κυμάτων για τις περιπτώσεις: (αριστερά) κρουστικού κύματος οδηγούμενου από διεγείρον αίτιο και (δεξιά) τοξοειδούς κρουστικού κύματος (από Warmuth 2015).

Επίσης στα μαγνητοϋδροδυναμικά κρουστικά κύματα η γεωμετρία του προβλήματος γίνεται πιο πολύπλοκη γιατί η ροή δεν είναι αναγκαστικά παράλληλη με το μαγνητικό πεδίο. Μπορούμε να χωρίσουμε τα κρουστικά κύματα με βάση τη γωνία θ ανάμεσα στη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου και την κάθετο στο επίπεδο του μετώπου του κρουστικού κύματος. Για $\theta=0^\circ$ έχουμε κρουστικό κύμα που διαδίδεται παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο και ονομάζεται παράλληλο κρουστικό κύμα, για $\theta=90^\circ$ έχουμε κάθετο κρουστικό κύμα ενώ για ενδιάμεσες γωνίες το κρουστικό κύμα λέγεται λοξό. Ακόμα, όταν έχουμε $\theta < 45^\circ$ το κρουστικό κύμα ονομάζεται σχεδόν παράλληλο ενώ όταν $\theta > 45^\circ$ ονομάζεται σχεδόν κάθετο. Από τα κύματα που παρουσιάστηκαν στο εδάφιο 1.12 μόνο τα γρήγορα και τα αργά μαγνητοακουστικά κύματα μπορούν να προκαλέσουν συμπίεση και τις συνακόλουθες διαδικασίες που οδηγούν στο σχηματισμό κρουστικού κύματος. Τα αντίστοιχα κρουστικά κύματα ονομάζονται γρήγορα και αργά και διαφέρουν ως προς τη μεταβολή των μακροσκοπικών παραμέτρων του πλάσματος μπρος και πίσω από το μέτωπο του κύματος. Στο μεσοπλανητικό χώρο τα κρουστικά κύματα είναι συνήθως γρήγορα. Σημειώνουμε ότι τα κάθετα κρουστικά κύματα διεγείρονται μόνο από τα γρήγορα μαγνητοακουστικά κύματα καθώς τα αργά μαγνητοακουστικά κύματα δεν διαδίδονται κάθετα στο μαγνητικό πεδίο.

1.13.3 Μαγνητοϋδροδυναμικές ασυνέχειες και κρουστικά κύματα

Μπροστά και πίσω από το μέτωπο του κρουστικού κύματος οι μακροσκοπικές παράμετροι του πλάσματος όπως η ταχύτητα ροής u , το μαγνητικό πεδίο B , η πυκνότητα ρ και η πίεση P μεταβάλλονται με ασυνεχή τρόπο. Οι σχέσεις ανάμεσα στα δύο σύνολα παραμέτρων προσδιορίζονται από αρχές διατήρησης της μάζας, της ενέργειας και της ορμής μπροστά και πίσω από το κρουστικό κύμα οι οποίες ονομάζονται εξισώσεις Rankine-Hugoniot. Θεωρούμε ότι το πάχος L_s , του μετώπου του κρουστικού κύματος είναι της τάξης μεγέθους της γυροακτίνας, r_s , ενός θερμικού ιόντος που κινείται ελικοειδώς κατά μήκος των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου. Βεβαίως αφού έχουμε πλάσμα πρέπει να είναι ταυτόχρονα και αρκετά μεγαλύτερο από το μήκος Debye. Η υπόθεση ότι $L_s \approx r_s$ μας δίνει τη δυνατότητα να προσεγγίσουμε το κρουστικό κύμα σαν ένα είδος ασυνέχειας χωρίς να ενδιαφερόμαστε για τη μικροσκοπική δομή του μετώπου του κύματος. Στη συνέχεια θα χρησιμοποιούμε το συμβολισμό $[X] = X_u - X_d$ για να περιγράψουμε τη διαφορά μιας παραμέτρου X ανάμεσα στη μπροστινή πλευρά και την πίσω πλευρά του κρουστικού κύματος. Ο δείκτης u χρησιμοποιείται για το μπροστινή πλευρά (upstream) και ο δείκτης d για την πίσω πλευρά (downstream).

Οι εξισώσεις Rankine-Hugoniot περιγράφουν στη γενικότερη περίπτωσή τους ασυνέχειες και τα ΜΥΔ κρουστικά κύματα προκύπτουν ως ιδιαίτερες λύσεις με την προϋπόθεση ότι

υπάρχει ροή πλάσματος μέσα από την ασυνέχεια. Εκτός από τα ΜΥΔ κρουστικά κύματα, τρία είδη από ασυνέχειες προκύπτουν, η ασυνέχεια επαφής, η εφαπτομενική και η περιστροφική ασυνέχεια. Για να περιγράψουμε τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά τους χρησιμοποιούμε τους δείκτες t και n που αντιστοιχούν στις συνιστώσες μιας ποσότητας παράλληλα και κάθετα στο μέτωπο του κρουστικού κύματος, αντίστοιχα. Για την **ασυνέχεια επαφής**, έχουμε $[u]_n=0$ (δηλ. δεν υπάρχει ροή μέσα από την ασυνέχεια), $[B]_n \neq 0$ και απότομη μεταβολή στην πυκνότητα του πλάσματος αλλά για τις ποσότητες ισχύει $[P]_t = [u]_t = [B]_t = 0$ (δηλ. είναι συνεχείς). Επομένως έχουμε δύο είδη πλάσματος με διαφορετικές πυκνότητες (και θερμοκρασίες) που βρίσκονται σε επαφή. Στην **εφαπτομενική ασυνέχεια** έχουμε $[u]_n = [B]_n = 0$, αλλά $[u]_t \neq 0$ και $[B]_n \neq 0$. Επομένως υπάρχει μεταβολή στο πλάσμα (ρ , P , u) και στο πεδίο μπροστά και πίσω από τη διαχωριστική επιφάνεια, όμως υπάρχει ισορροπία πίεσης. Τέλος, στην **περιστροφική ασυνέχεια** έχουμε $[\rho] = [u]_n = 0$ με $(u_n)_{u,d} = B_n/(\mu_0\rho)^{1/2}$ και $B_{t,u} = -B_{t,d}$, δηλαδή το μαγνητικό πεδίο περιστρέφεται εγκάρσια ως προς τη διαχωριστική επιφάνεια. Στο σχήμα 1.15 στην επάνω σειρά, παρουσιάζονται σχηματικά τα χαρακτηριστικά της ασυνέχειας επαφής και της εφαπτομενική ασυνέχειας.

Οι υπόλοιπες ασυνέχειες που προκύπτουν από τις εξισώσεις Rankine-Hugoniot είναι **ΜΥΔ κρουστικά κύματα** και στη γενικότερη περίπτωση ισχύει ότι $[\rho u_n] = 0$ και $[\rho] \neq 0$, δηλαδή υπάρχει ροή πλάσματος μέσα από την ασυνέχεια. Για τα παράλληλα κρουστικά κύματα ισχύει ότι $B_{t,u} = 0$ και $[B]_n = 0$, δηλαδή έχουμε συμπίεση του πλάσματος αλλά το ολικό μαγνητικό πεδίο παραμένει αμετάβλητο. Για τα κάθετα κρουστικά κύματα ισχύει ότι $B_{n,u} = B_{n,d} = 0$ και $[B]_t \neq 0$. Σε αυτή την περίπτωση η πίεση του πλάσματος και η ένταση της κάθετης συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου αυξάνονται. Στα λοξά κρουστικά κύματα έχουμε ότι $[B]_t \neq 0$ και $[B]_n \neq 0$, δηλαδή η πίεση του πλάσματος αυξάνεται και η ένταση της κάθετης και παράλληλης συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου αυξάνεται ή μειώνεται αντίστοιχα με την περίπτωση του γρήγορου ή αργού κρουστικού κύματος. Στο σχήμα 1.15 στη μεσαία και κάτω σειρά, παρουσιάζονται σχηματικά τα χαρακτηριστικά των κάθετων και παράλληλων κρουστικών κυμάτων και των αργών και γρήγορων κρουστικών κυμάτων, αντίστοιχα.

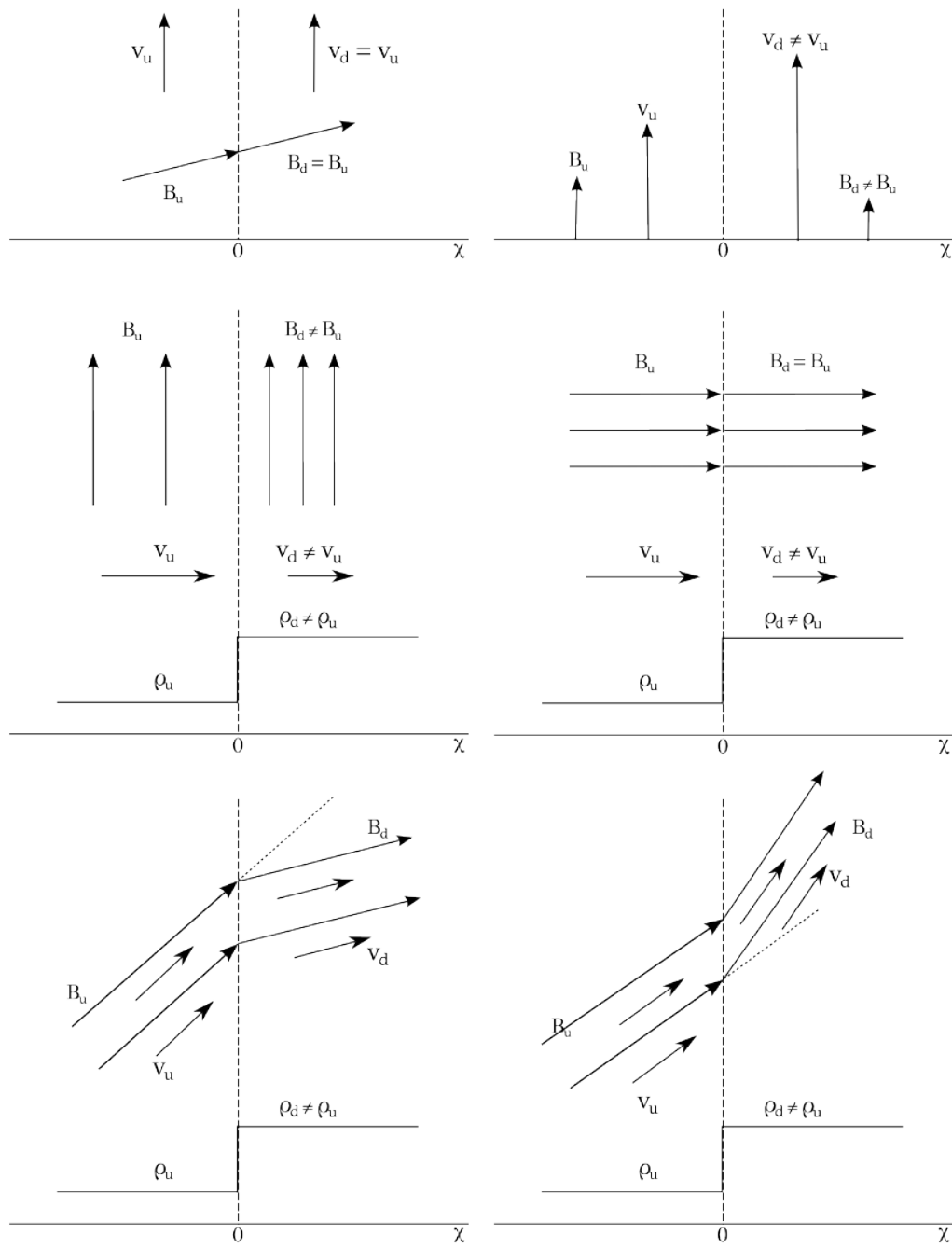
1.13.4 Παρατηρήσεις κρουστικών κυμάτων στην εσωτερική ηλιόσφαιρα

1.13.4.α' Παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα – ραδιοεξάρσεις τύπου II

Έμμεσες παρατηρήσεις κρουστικών κυμάτων στο ηλιακό στέμμα και την εσωτερική ηλιόσφαιρα προέρχονται κυρίως από παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα και συγκεκριμένα από την εκπομπή των ραδιοεξάρσεων τύπου II (βλ. σχήμα 1.8). Οι ραδιοεξάρσεις τύπου II είναι εκπομπές στενού φασματικού εύρους με λιγότερο απότομη κλίση από τις εκπομπές τύπου III και προέρχονται από γρήγορα ΜΥΔ κρουστικά κύματα. Οι Wild *et al.* (1963) και Uchida (1960) ήταν από τους πρώτους που απέδωσαν τις ραδιοεξάρσεις τύπου II σε ΜΥΔ κρουστικά κύματα που διαδίδονται στο στέμμα.

Η εκπομπή των ραδιοεξάρσεων τύπου II έχει κλίση $\sim 0.1 - 0.4 \text{ MHz s}^{-1}$ η οποία εξαρτάται από την ταχύτητα του κρουστικού κύματος και η διάρκειά της κυμαίνεται από μερικά λεπτά έως και ώρες. Καθώς το κρουστικό κύμα διαδίδεται, παράγεται ακτινοβολία στην τοπική συχνότητα πλάσματος ή/και την πρώτη αρμονική της. Η εκπομπή των τύπων II αποτελείται συνήθως από δυο μέρη με διαφορά συχνοτήτων δύο προς ένα. Το μέρος της εκπομπής στις χαμηλές συχνότητες προέρχεται από την ακτινοβολία στη θεμελιώδη συχνότητα πλάσματος στην περιοχή του διεγείροντος αιτίου ενώ στις υψηλές συχνότητες προέρχεται από την πρώτη αρμονική συχνότητα πλάσματος (βλ. Wild *et al.* 1954).

Για την παραγωγή της εκπομπής τύπου II εμπλέκονται οι εξής δυο διαδικασίες: αλληλεπίδραση κυμάτων Langmuir με δέσμες ηλεκτρονίων και αλληλεπίδραση κυμάτων. Η πρώτη



Σχήμα 1.15: Σκίτσα που δείχνουν τις διαφορετικού τύπου ασυνέχειες και κρουστικά κύματα που προκύπτουν από τις εξισώσεις Rankine-Hugoniot. Από τα αριστερά προς τα δεξιά παρουσιάζονται, στην επάνω σειρά η ασυνέχεια επαφής και η εφαπτομενική ασυνέχεια, στη μεσαία σειρά το κάθετο και παράλληλο κρουστικό κύμα, και στην κάτω σειρά το αργό και γρήγορο κρουστικό κύμα.

περιλαμβάνει δέσμες ηλεκτρονίων που επιταχύνθηκαν στο μέτωπο του κρουστικού κύματος και οι οποίες διεγείρουν κύματα Langmuir σύμφωνα με την ημι-γραμμική θεώρηση για την αστάθεια πλάσματος-δέσμης. Στη δεύτερη τα κύματα Langmuir που έχουν διεγερθεί από τη δέσμη ηλεκτρονίων μπορούν είτε να αποσβέσουν είτε να συνενωθούν με άλλα κύματα με αποτέλεσμα την παραγωγή ακτινοβολίας στην τοπική συχνότητα πλάσματος και την πρώτη αρμονική της. Η θεμελιώδης εκπομπή των ραδιοεξάρσεων τύπου II παράγεται όταν ένα κύμα Langmuir (L) μετατρέπεται σε ένα ιοντο-ακουστικό κύμα (S) και ένα ηλεκτρομαγνητικό κύμα (T) οπότε $L \rightarrow S + T$, ενώ η πρώτη αρμονική παράγεται όταν δυο κύματα Langmuir συνενώνονται και παράγουν ένα ηλεκτρομαγνητικό κύμα οπότε $L + L' \rightarrow T$.

Εφόσον η συχνότητα πλάσματος εξαρτάται μόνο από την πυκνότητα ηλεκτρονίων, για ένα κρουστικό κύμα που διαδίδεται στο χαμηλό στέμμα και προς τα έξω, η συχνότητα της εκπομπής τύπου II θα μειώνεται λόγω της μείωσης της πυκνότητας ηλεκτρονίων του στέμματος καθ' ύψος. Οι εκπομπές τύπου II στα μετρικά ραδιοκύματα αντιστοιχούν σε κρουστικά κύματα που διαδίδονται στο χαμηλό και μέσο στέμμα ενώ από τα δεκατομετρικά έως τα χιλιομετρικά ραδιοκύματα η διάδοση γίνεται στο υψηλό στέμμα και το μεσοπλανητικό χώρο, αντίστοιχα. Ακόμα, η κλίση των ραδιοεξάρσεων τύπου II εξαρτάται από την ταχύτητα του κρουστικού κύματος και τη βαθμίδα της πυκνότητας στη διεύθυνση διάδοσης. Στη γενικότερη περίπτωση η κλίση, \dot{f} , δίνεται από τη σχέση,

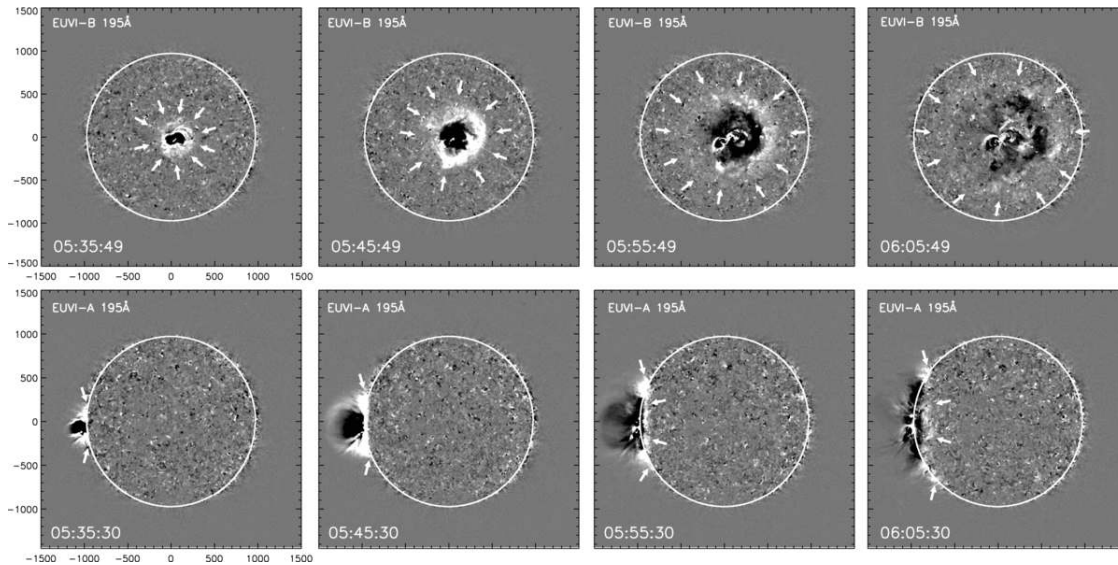
$$\dot{f} = \frac{df_{pe}}{dt} = \frac{1}{2} \frac{f}{n_e} \frac{dn_e}{ds} \frac{ds}{dt} \quad (1.11)$$

όπου ds/dt είναι η ταχύτητα του κρουστικού κύματος και n_e είναι η πυκνότητα ηλεκτρονίων στο σημείο διάδοσης. Από την παραπάνω σχέση παίρνουμε μια εκτίμηση της ταχύτητας του κρουστικού κύματος που σχετίζεται με την εκπομπή τύπου II. Στον υπολογισμό αυτό η κλίση και η συχνότητα πλάσματος της εκπομπής τύπου II υπολογίζονται απευθείας από το ραδιοφάσμα ενώ για την πυκνότητα χρησιμοποιούνται εμπειρικά μοντέλα πυκνότητας του στέμματος όπως αυτά που παρουσιάστηκαν στο εδάφιο 1.4.2. Ωστόσο, ανάλογα με την επιλογή του μοντέλου πυκνότητας οι ταχύτητες που προκύπτουν από την (1.11) μπορεί να διαφέρουν έως και μερικές εκατοντάδες km s^{-1} .

Οι ραδιοεξάρσεις τύπου II εξακολουθούν να παρέχουν το πιο άμεσο διαγνωστικό για την ύπαρξη κρουστικών κυμάτων στο στέμμα. Ωστόσο, οι παρατηρήσεις των εκπομπών τύπου II από ραδιοφασματογράφους δεν παρέχουν διδιάστατη πληροφορία και επομένως με αυτές δεν μπορούμε να απαντήσουμε άμεσα στο ερώτημα της προέλευσης των κρουστικών κυμάτων. Άμεσες παρατηρήσεις κρουστικών κυμάτων στα ραδιοκύματα μπορούν να επιτευχθούν από παρατηρήσεις του στέμματος με ραδιοηλιογράφους στα μετρικά ραδιοκύματα (βλ. [Aurass et al. 2002](#), [Warmuth et al. 2004](#), [Vršnak et al. 2005a](#), [Nindos et al. 2011](#), [Magdalenic et al. 2012](#), [Ramesh et al. 2012](#), [Zucca et al. 2014](#)).

1.13.4.β' Παρατηρήσεις στο μακρινό υπεριώδες–μεγάλης κλίμακας ΜΥΔ κύματα στο στέμμα

Στο ηλιακό στέμμα συμβαίνουν κατά καιρούς μεγάλης κλίμακας διαταραχές που συνήθως συνδέονται με την παρουσία εκρηκτικών φαινομένων. Τέτοιες φαινόμενα παρατηρούνται στο χαμηλό στέμμα, κυρίως στο μακρινό υπεριώδες και για το λόγο αυτό ονομάζονται και κύματα στο μακρινό υπεριώδες (κύματα EUV). Τα κύματα EUV δημιουργούνται είτε από εκλάμψεις είτε από CMEs και πριν την απόσβεσή τους συνήθως διαδίδονται σε μεγάλες αποστάσεις ($\gtrsim 1 R_{\odot}$) στο χαμηλό στέμμα. Στην πρώτη περίπτωση η δημιουργία των κυμάτων αποδίδεται στην απότομη επέκταση και αναδιάταξη μαγνητικών βρόχων κατά



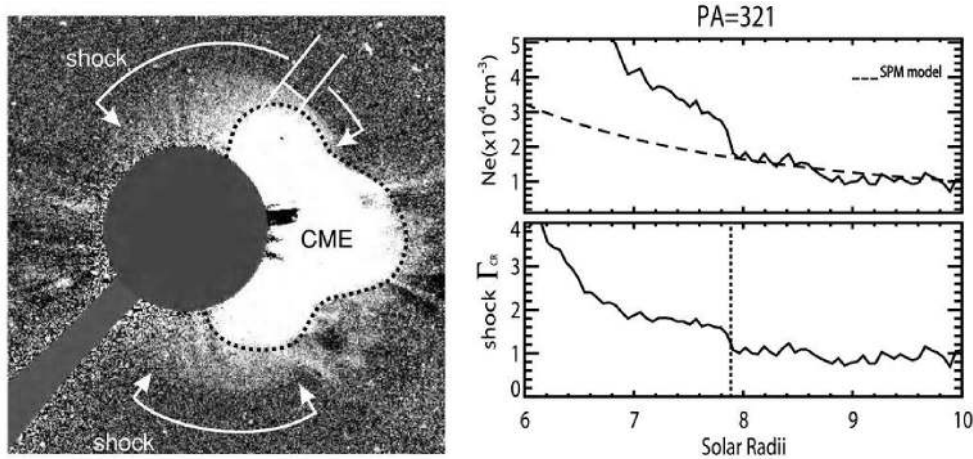
Σχήμα 1.16: Εικόνες διαφοράς κατά τη διάρκεια διάδοσης ενός κύματος EUV στο χαμηλό στέμμα από ταυτόχρονες παρατηρήσεις στα 19.5 nm με το όργανο EUVI της διαστημικής αποστολής STEREO. Τα βέλη διαγράφουν το μέτωπο του κύματος EUV (από [Kienreich et al. 2009](#)).

την εκδήλωση της έκλαμψης ενώ στη δεύτερη περίπτωση τα κύματα διεγείρονται στο μέτωπο της CME κατά τη διάδοσή της. Πλέον θεωρείται ευρέως αποδεκτό ότι τα περισσότερα κύματα EUV προέρχονται από CMEs, παρά από εκλάμψεις.

Η εμφάνιση των κυμάτων EUV συνήθως συμπίπτει χρονικά με την εκρηκτική φάση των εκλάμψεων ([Warmuth 2010](#)) και τη φάση της απότομης επιτάχυνσης των CMEs. Ακόμα, τα κύματα EUV σχετίζονται με κυματικά φαινόμενα που παρατηρούνται και σε άλλα μήκη κύματος όπως τα κύματα Moreton (π.χ. [Moreton & Ramsey 1960](#)) στη χρωμοσφαιρική γραμμή Η α (π.χ. [Warmuth et al. 2001](#)), στις μαλακές ακτίνες X (π.χ. [Hudson et al. 2003](#)), τα μικροκύματα ([Warmuth et al. 2004](#), [White & Thompson 2005](#)) και τα μετρικά ραδιοκύματα (π.χ. [Vršnak et al. 2005a](#)). Στο σχήμα 1.16 δίνεται η ταυτόχρονη παρατήρηση ενός κύματος EUV από δυο διαφορετικές γωνίες θέασης στα 19.5 nm με το όργανο STEREO/EUVI (βλ. [Kienreich et al. 2009](#)). Το κύμα διαδίδεται σχεδόν αυτοόμοια και έξωθεν από το κέντρο δράσης όπως φαίνεται και από τα βέλη που διαγράφουν το μέτωπό του.

Η επικρατέστερη θεωρία για τη φύση των κυμάτων EUV περιλαμβάνει διαμήκη ΜΥΔ κύματα που διαδίδονται στο στέμμα όπως τα γρήγορα μαγνητο-ακουστικά κύματα. Σε αυτή την περίπτωση τα κύματα EUV είναι πραγματικά κύματα τα οποία διεγείρονται συνήθως από την CME και διαδίδονται κάθετα στο μαγνητικό πεδίο. Η εξέλιξη του κύματος EUV περιλαμβάνει τρία στάδια: α) δημιουργία μιας αρχικής διαταραχής στο στέμμα ως αποτέλεσμα μιας έκρηξης σε ένα κέντρο δράσης (διάδοση μιας CME ή ένας παλμός πίεσης από έκλαμψη), β) δημιουργία μικρής κλίμακας ΜΥΔ κυμάτων από τη διάδοση της διαταραχής στο στέμμα και γ) εκρηκτική διάδοση της διαταραχής που αποφέρει μεγάλης κλίμακας ΜΥΔ κύματα (δηλ. κύματα EUV). Μια δεύτερη και λιγότερο αποδεκτή θεωρία για τη φύση των κυμάτων EUV είναι αυτή που περιλαμβάνει μέτωπα συμπίεσης ή επανασύνδεσης γύρω από σχοινιά μαγνητικής ροής. Σε αυτή τα “κύματα EUV” αποδίδονται στο αποτέλεσμα της προβολής του συμπιεσμένου πλάσματος στις πτέρυγες της CME και δεν έχουν κυματική φύση.

Επιπλέον χαρακτηριστικό της κυματικής φύσης των κυμάτων EUV είναι η αλληλεπίδρασή τους με το αδιατάραχτο στέμμα κατά την οποία τα κύματα EUV μπορούν να ανακλαστούν ή διαθλαστούν σε περιοχές με μεγάλη βαθμίδα της μαγνητοακουστικής ταχύτητας



Σχήμα 1.17: Αριστερά: CME που συνοδεύεται από κρουστικό κύμα μπροστά από τις πτέρυγες της (εικόνα από το στεμματογράφο LASCO). Δεξιά: Στο επάνω διάγραμμα η πλήρης γραμμή δείχνει την ακτινική μεταβολή της πυκνότητας εκατέρωθεν του μετώπου του κρουστικού κύματος στη διεύθυνση που ορίζουν οι πλάγιες άσπρες γραμμές της αριστερής εικόνας. Η διακεκομμένη γραμμή δίνει το προφίλ πυκνότητας σύμφωνα με το μοντέλο Saito. Η κάτω γραφική παράσταση δίνει την ακτινική μεταβολή του λόγου συμπίεσης (από [Ontiveros & Vourlidas 2009](#)).

του πλάσματος όπως είναι οι τρύπες του στέμματος και τα κέντρα δράσης (βλ. [Shen et al. 2013](#)). Ακόμα, ανάλογα με τις συνθήκες διάδοσης τα κύματα EUV μπορούν να διαδοθούν μέσα σε τρύπες του στέμματος ([Veronig et al. 2006](#)) και κέντρα δράσης ([Li et al. 2012](#), [Shen et al. 2013](#)) και να εξέλθουν από αυτά με μεγαλύτερη ταχύτητα.

Λόγω της κυματικής τους φύσης, τα κύματα EUV αναμένεται να έχουν ταχύτητα διάδοσης ίση με τη μαγνητοακουστική ταχύτητα του πλάσματος. Ωστόσο, κάτι τέτοιο παρατηρείται μόνο στα τελικά στάδια εξέλιξής τους, καθώς στο αρχικό τους στάδιο τα κύματα διαδίδονται συνήθως με ταχύτητα πολλαπλάσια της v_{ms} . Αυτό οφείλεται στη μη-γραμμική διάδοσή τους λόγω του μεγάλου πλάτους ταλάντωσης του ΜΥΔ κύματος και η κατάσταση αυτή οδηγεί στη δημιουργία κρουστικού κύματος. Σε αυτή την περίπτωση αναμένεται η συσχέτιση του κύματος EUV με κάποια ραδιοεξάραση τύπου II. Οι εκπομπές τύπου II σχετίζονται με κύματα EUV σε ποσοστό 90% ([Klassen et al. 2000](#)). Στην αντίστροφη περίπτωση το παραπάνω ποσοστό είναι αρκετά πιο μικρό (21% [Biesscker et al. 2002](#); 54% [Nitta et al. 2013](#); 22% [Muhre et al. 2014](#)) και αυτό εξηγείται από το γεγονός ότι στα αργά κύματα EUV ($v_{EUV} < v_A$) δεν αναπτύσσονται κρουστικά κύματα. Ακόμα, στα κύματα EUV που σχετίζονται με εκπομπές τύπου II παρατηρούνται μεγαλύτερες μέσες ταχύτητες διάδοσης σε αντίθεση με αυτά που δεν σχετίζονται.

1.13.4.γ' Κρουστικά κύματα στο λευκό φως

Σε παρατηρήσεις στο λευκό φως από στεμματογράφους τα κρουστικά κύματα εκδηλώνονται με την εμφάνιση μιας αμυδρής λάμπρυνσης με καλά καθορισμένα όρια μπροστά από μια CME ([Vourlidas et al. 2003](#), [Ontiveros & Vourlidas 2009](#)). Η αμυδρή λάμπρυνση αποδίδεται στο αποτέλεσμα της οδεύουσας συμπίεσης της πυκνότητας του υλικού μπροστά από τη CME και συνήθως συνοδεύεται από εκτροπή γειτονικού streamer που αποτελεί επιπλέον ένδειξη για την ανάπτυξη κρουστικού κύματος λόγω της διάδοσης της CME. Ωστόσο, η ανίχνευση των σχετικών λαμπρύνσεων σε εικόνες στεμματογράφου δεν είναι πάντα εύκολη λόγω της χαμηλής έντασής τους. Τα κρουστικά κύματα φαίνονται μπροστά είτε από το μέτωπο είτε από τις πτέρυγες των CMEs. Ένα παράδειγμα παρουσιάζεται σχήμα 1.17

όπου το κρουστικό κύμα εμφανίζεται μπροστά από τις πτέρυγες της CME. Από τις παρατηρήσεις κρουστικών κυμάτων στο λευκό φως μπορούν να προσδιοριστούν χαρακτηριστικά όπως η κινηματική τους, ο αριθμός Mach και ο λόγος συμπίεσης (βλ. [Ontiveros & Vourlidas 2009](#)). Στο σχήμα [1.17](#) εμφανίζονται ως συνάρτηση της ακτινικής απόστασης η πυκνότητα του υλικού και ο λόγος συμπίεσης του κρουστικού κύματος στη διεύθυνση που ορίζουν οι πλάγιες άσπρες γραμμές της αριστερής εικόνας.

Τα κρουστικά κύματα που παρατηρούνται στο στέμμα από τα όργανα τηλεπισκόπησης, μερικές φορές καταγράφονται και από όργανα που πραγματοποιούν επιτόπιες μετρήσεις των παραμέτρων του πλάσματος και του μαγνητικού πεδίου στη 1 AU. Σε αυτές τις παρατηρήσεις έχουμε συνήθως απότομη αύξηση της πυκνότητας, ταχύτητας και θερμοκρασίας του πλάσματος και απότομη αύξηση ή μείωση στην ένταση του μαγνητικού πεδίου ανάλογα με τη φύση του κρουστικού κύματος, δηλαδή γρήγορο ή αργό κρουστικό κύμα, αντίστοιχα. Επιπλέον, από αυτές τις παρατηρήσεις μπορούν να προσδιοριστούν τα χαρακτηριστικά των κρουστικών κυμάτων που διαδίδονται στην περιοχή του οργάνου. Συγκεκριμένα μπορούν να προσδιοριστούν ο αριθμός Mach, ο τύπος του κρουστικού κύματος, η γωνία του μαγνητικού πεδίου ως προς το μέτωπο του κρουστικού κύματος (παράλληλο, κάθετο ή λοξό). Ο πιο κοινός τύπος κρουστικών κυμάτων που παρατηρούνται στην 1 AU είναι τα γρήγορα κρουστικά κύματα ενώ πιο σπάνιες είναι οι περιπτώσεις που έχουν καταγραφεί αργά κρουστικά κύματα.

1.13.5 Οι περιοχές προέλευσης των κρουστικών κυμάτων

Σύμφωνα με όσα παρουσιάστηκαν στα προηγούμενα εδάφια, για να αναπτυχθεί κρουστικό κύμα στο ηλιακό στέμμα ή στο μεσοπλανητικό χώρο, πρέπει η διαταραχή να διαδίδεται με ταχύτητα μεγαλύτερη από την τοπική ταχύτητα Alfvén. Οι συνθήκες για να δημιουργηθεί κρουστικό κύμα εξαιτίας δοσμένης διαταραχής είναι πιο ευνοϊκές στις περιοχές που η ταχύτητα Alfvén έχει σχετικά μικρές τιμές. Αυτές ευνοούνται σε αποστάσεις $r \leq 2R_{\odot}$ και $r \geq 6R_{\odot}$, όπως δείχνουν υπολογισμοί της ταχύτητας Alfvén με χρήση μοντέλων μεταβολής της πυκνότητας και του μαγνητικού πεδίου του στέμματος με την απόσταση από τον Ήλιο (βλ. [Warmuth & Mann 2005](#)). Επίσης ευνοϊκές είναι οι συνθήκες μέσα στους streamers λόγω της αυξημένης πυκνότητας του υλικού και σε φύλλα ρεύματος επειδή εκεί τυπικά αναμένουμε χαμηλό μαγνητικό πεδίο.

Στην παρούσα εργασία μας ενδιαφέρουν τα κρουστικά κύματα που συμβαίνουν στο ηλιακό στέμμα και το μεσοπλανητικό χώρο. Σε αυτές τις περιπτώσεις είναι δυνατό να αναπτυχθούν κρουστικά κύματα τόσο εξαιτίας των εκλάμψεων όσο και εξαιτίας των CMEs (βλ. [Vršnak & Cliver 2008](#)). Στις εκλάμψεις κρουστικό κύμα μπορεί να αναπτυχθεί από τα κύματα που διεγείρονται στο κέντρο δράσης κατά την εκρηκτική φάση της έκλαμψης. Τα κρουστικά κύματα που προέρχονται από εκλάμψεις χωρίς να εμπλέκεται η CME μπορούν να είναι μόνο οδηγούμενα από διεγείρον αίτιο. Ακόμα κρουστικά κύματα μπορούν να αναπτυχθούν σε περιοχές του μετώπου μιας CME αλλά και στις πτέρυγες της από τα κύματα που διεγείρονται ως αποτέλεσμα της διάδοσης της CME με ταχύτητα μεγαλύτερη από την τοπική ταχύτητα Alfvén. Σε αυτή την περίπτωση τα κρουστικά κύματα μπορούν να είναι είτε οδηγούμενα από διεγείρον αίτιο είτε τοξοειδή κρουστικά κύματα. Ωστόσο, μόνο το 1/3 των CMEs έχει ταχύτητα τέτοια ώστε να διεγείρει κρουστικό κύμα. Τα κρουστικά κύματα που εμφανίζονται στο χαμηλό στέμμα συνήθως προέρχονται από CMEs αλλά υπάρχουν και κάποιες περιπτώσεις όπου προέρχονται από έκλαμψη (π.χ. [Nindos et al. 2011](#), [Magdalenic et al. 2012](#), [Howard & Pizzo 2016](#)). Όμως όλα τα κρουστικά κύματα που εμφανίζονται στο μεσοπλανητικό χώρο οφείλονται σε CMEs, με εξαίρεση αυτά που σχετίζονται με συμπεριλαμβανόμενες περιοχές αλληλεπίδρασης.

1.14 Ηλιακά Ενεργητικά Σωματίδια (SEPs)

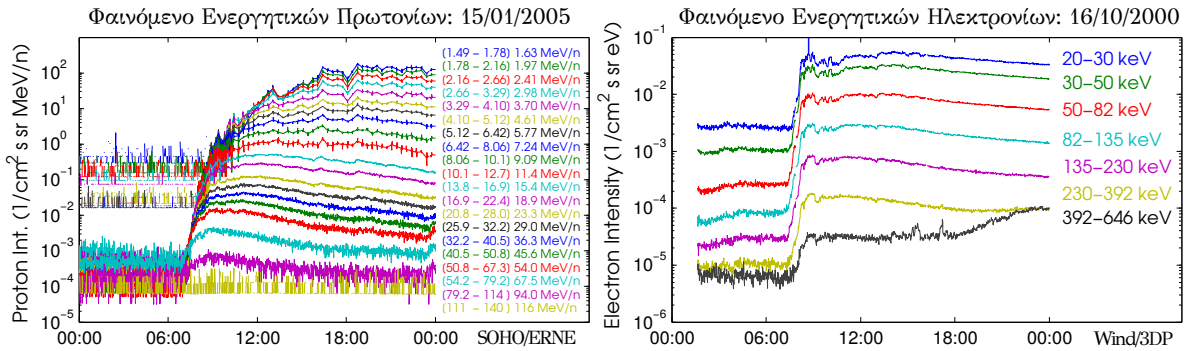
Στην ηλιόσφαιρα μια σειρά από διαδικασίες οδηγούν στην επιτάχυνση σωματίων τα οποία ονομάζουμε *ενεργητικά σωματίδια*. Τα ενεργητικά σωματίδια ανιχνεύονται από δορυφόρους και χωρίζονται σε κατηγορίες ανάλογα με την αφθονία των στοιχείων και ισοτόπων που περιέχουν, το βαθμό ιονισμού των ιόντων, τα ενεργειακά φάσματα, τη χωρική κατανομή και τη χρονική τους εξέλιξη. Με τη σειρά τους οι ιδιότητες αυτές αποτυπώνουν την προέλευση καθώς και τους μηχανισμούς επιτάχυνσης και μεταφοράς των σωματίων στο μεσοπλανητικό χώρο. Ανάλογα με τις διαδικασίες που εμπλέκονται και την περιοχή προέλευσής τους διακρίνουμε τους εξής πληθυσμούς ενεργητικών σωματίων στην ηλιόσφαιρα: γαλαξιακές κοσμικές ακτίνες (σωμάτια με ενέργεια έως 10^{20} eV που εισέρχονται στην ηλιόσφαιρα από όλες τις διευθύνσεις ομογενώς και ισότροπα), ανώμαλες κοσμικές ακτίνες (ουδέτερα άτομα του μεσοαστρικού χώρου που μπαίνουν στην ηλιόσφαιρα και επιταχύνονται από το κρουστικό κύμα της ηλιόσφαιρας), *ηλιακά ενεργητικά σωματίδια* (*solar energetic particles, SEPs*), ενεργητικά σωματίδια από συμπεριστρεφόμενες περιοχές αλληλεπίδρασης (πρωτόνια που επιταχύνονται σε κρουστικά κύματα που σχετίζονται με αυτές και φτάνουν σε ενέργειες μέχρι περίπου 10 MeV) και ενεργητικά σωματίδια από κρουστικά κύματα που βρίσκονται μπροστά από τις πλανητικές μαγνητόσφαιρες (τοπική συνιστώσα σωματίων που έχουν ενέργειες μέχρι περίπου 10 keV).

Τα ηλιακά ενεργητικά σωματίδια είναι σωματίδια που επιταχύνονται από εκλάμψεις και κρουστικά κύματα σχετιζόμενα με τη διάδοση CMEs. Τα φαινόμενα αυτά διαρκούν από μερικές ώρες μέχρι μερικές μέρες και τυπικά οι ενέργειες τους φτάνουν σε μερικές δεκάδες ή και εκατοντάδες MeV. Πιο σπάνια μπορεί να έχουμε φαινόμενα με ενέργειες μερικών GeV. Στα ηλιακά ενεργητικά σωματίδια αποδίδονται διάφορες ονομασίες ανάλογα με την τεχνική καταγραφής τους ή με την αφθονία των στοιχείων και ισοτόπων που περιέχουν. Στην παρούσα εργασία θα χρησιμοποιήσουμε τον όρο *ηλιακά ενεργητικά σωματίδια* (*solar energetic particles, SEPs*) για να αναφερθούμε σε ηλιακά ενεργητικά πρωτόνια ή ηλεκτρόνια ανεξαρτήτως του τρόπου καταγραφής τους. Σύμφωνα με τον [Miroshnichenko \(2015\)](#), ονομάζουμε ως SEPs: “τα σωματίδια (ηλεκτρόνια, πρωτόνια, βαρύτερα ιόντα) τα οποία επιταχύνονται στον Ήλιο ή κοντά σε αυτόν και κινούνται στο στεμματικό, μεσοπλανητικό ή γεωμαγνητικό πεδίο χωρίς να αλληλεπιδρούν μεταξύ τους”. Η μέγιστη ενέργεια των SEPs σύμφωνα με τον ορισμό, καθορίζεται από τη συνθήκη της επιτάχυνσης και κίνησής τους σε μαγνητικά πεδία εντός της ηλιόσφαιρας. Επομένως, για να πληρείται η παραπάνω συνθήκη θα πρέπει η πυκνότητα ενέργειας των σωματιδίων να είναι αρκετά μικρότερη από την πυκνότητα ενέργειας του μαγνητικού πεδίου, δηλαδή

$$\frac{M_p n v^2}{2} \ll \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (1.12)$$

όπου M_p , n και v είναι η μάζα, η αριθμητική πυκνότητα και η ταχύτητα των σωματιδίων αντίστοιχα, ενώ B είναι η ένταση του μαγνητικού πεδίου. Από τη παραπάνω συνθήκη έχουμε ότι η μέγιστη ενέργεια των SEPs μπορεί να είναι έως και μερικές δεκάδες GeV. Για το κατώτατο όριο ενεργειών των SEPs συνήθως χρησιμοποιείται η ελάχιστη δυνατή κινητική ενέργεια που μπορούν να αποκτήσουν τα σωματίδια κατά την επιτάχυνσή τους σε μια ηλιακή έκλαμψη (βλ. εδαφ. 11.3 στον [Aschwanden 2005](#)). Επομένως, θεωρούμε συμβατικά για τη μικρότερη ενέργεια των ενεργητικών πρωτονίων την $E_p \sim 1$ MeV και των ενεργητικών ηλεκτρονίων τα $E_e \sim 50$ keV.

Σύμφωνα με τον ορισμό των SEPs και την παραπάνω συζήτηση θα αναφερόμαστε σε φαινόμενα ηλιακών ενεργητικών σωματιδίων (*solar energetic particle events, SEP events*) όταν



Σχήμα 1.18: Φαινόμενα ηλιακών ενεργητικών σωματιδίων στην εσωτερική ηλιόσφαιρα. Αριστερά: παρατήρηση ενεργητικών πρωτονίων για το φαινόμενο της 15ης Ιανουαρίου 2005 με δεδομένα από το όργανο SOHO/ERNE. Δεξιά: παρατήρηση ενεργητικών ηλεκτρονίων για το φαινόμενο της 16ης Οκτωβρίου 2000 με δεδομένα από το όργανο Wind/3DP.

παρατηρείται ξαφνική και απότομη αύξηση στη ροή των ενεργητικών πρωτονίων με ενέργειες από 1 MeV έως και 10 GeV ή ενεργητικών ηλεκτρονίων με ενέργειες από 100 keV έως και 5 MeV. Τα φαινόμενα SEPs ανιχνεύονται από όργανα στο διάστημα που πραγματοποιούν επιτόπιες μετρήσεις. Στο σχήμα 1.18 δίνεται η παρατήρηση ενεργητικών πρωτονίων (αριστερά) και ηλεκτρονίων (δεξιά) για τα φαινόμενα της 15ης Ιανουαρίου 2005 και 16ης Οκτωβρίου 2000, αντίστοιχα.

1.14.1 Προέλευση των SEPs

Ο [Forbush \(1946\)](#) ήταν ο πρώτος που κατέγραψε και μελέτησε ηλιακά ενεργητικά σωματάρια. Τις επόμενες δεκαετίες, διάφορες μελέτες έδειξαν ότι τα εκρηκτικά φαινόμενα στην ηλιακή ατμόσφαιρα μπορούν επιταχύνουν σωματάρια και τα SEPs συνδέθηκαν με αυτά τα φαινόμενα αυτά. Ο [Wild \(1963\)](#) ήταν ο πρώτος που υποστήριξε ότι τα SEPs μπορούν να προέρχονται από δυο διαφορετικές πηγές: τις ηλιακές εκλάμψεις αυτές καθαυτές και τα κρουστικά κύματα. Λίγο αργότερα, ο [Lin \(1970\)](#) διαχώρισε τα φαινόμενα SEPs σε δυο κατηγορίες: τα “μεικτά” SEPs στα οποία παρατηρούνταν ενεργητικά πρωτόνια και σχετικιστικά ηλεκτρόνια και τα “καθαρά” φαινόμενα ηλεκτρονίων στα οποία παρατηρούνταν μόνο χαμηλής ενέργειας (~40 keV) ηλεκτρόνια. Επίσης οι [Kahler et al. \(1978\)](#) έδειξαν ότι τα SEPs είχαν πολύ καλή συσχέτιση με τις CMEs οι οποίες είχαν ανακαλυφθεί πριν λίγα χρόνια.

Ένας άλλος διαχωρισμός από αυτό του [Lin \(1970\)](#) προτάθηκε από τους [Cane et al. \(1986\)](#) οι οποίοι χώρισαν τα SEPs σε “απότομα” και “βαθμιαία” φαινόμενα. Ο διαχωρισμός αυτός αποτέλεσε αντικείμενο μελέτης για πολλά χρόνια (βλ. [Reames 1999, 2015](#)). Σύμφωνα με τους [Cane et al. \(1986\)](#) τα “απότομα” φαινόμενα SEPs προέρχονται από εκλάμψεις με διάρκεια μικρότερη της μιας ώρας οι οποίες λάμβαναν χώρα σε περιοχές με ηλιογραφικό μήκος ~60° (δηλ. καλή μαγνητική σύνδεση) και έχουν υψηλό λόγο ηλεκτρονίων προς πρωτόνια (e/p). Σε αντίθεση τα “βαθμιαία” φαινόμενα προέρχονται από εκλάμψεις σε οποιοδήποτε ηλιογραφικό μήκος, με διάρκεια μεγαλύτερη από μια ώρα και η μέγιστη ροή τους ήταν αρκετά μεγαλύτερη από τα “απότομα”.

Η ανάδειξη των διαφορετικών χαρακτηριστικών μεταξύ των δυο παραπάνω κατηγοριών παρουσιάζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον ακόμα και σήμερα. Στο άρθρο ανασκόπησης του [Reames \(1999\)](#) παρουσιάστηκε για πρώτη φορά με εξαιρετική πληρότητα ο διαχωρισμός των SEPs σε “απότομα” και “βαθμιαία” φαινόμενα ανάλογα με τα φυσικά χαρακτηριστικά τους όπως φαίνεται στον πίνακα 1.1. Ωστόσο, τα τελευταία 15 χρόνια νέα δεδομένα και παρατηρήσεις έχουν οδηγήσει στην αναθεώρηση κάποιων χαρακτηριστικών αλλά και του ίδιου του διαχωρισμού καθώς μια σειρά από φαινόμενα SEPs δεν μπορούσαν να ενταχθούν στο διαχωρισμό

Πίνακας 1.1: Ιδιότητες και ταξινομήσεις των φαινομένων SEPs.

Χαρακτηριστικά	Reames (1999)		Έκλαμψη	Cliver (2009)	
	Απότομα	Βαθμιαία		Κρουστικό κύμα Σχεδόν παράλληλο Σχεδόν κάθετο	
Μέγιστη ροή H			~3	~10 ³	~10 ⁴
e/p	e-rich	p-rich	~10 ² -10 ⁴	~100	~50
³ He/ ⁴ He	~1	~5×10 ⁻⁴	~10 ³ -10 ⁴	~10 ¹ -10 ²	~1
Fe/O	~1	~0.1	~8	~3	<1
Z(>50)/O			~10 ² -10 ³	~10 ⁻¹ -10 ¹	~10 ⁻¹ -10 ¹
Φάσμα ιόντων			-	Νόμος δύναμης	Εκθετικό
Q _{Fe} (Βαθμ. Ιονισμού)	~20	~14	~20	~20	~11
Διάρκεια SEP	Ώρες	Μέρες	<1-20 μέρες	~1-3 μέρες	~1-3 μέρες
Γωνιακή κατανομή	<30°	~180°	<30°-70°	~100°	~180°
Μητρικά σωματίδια			N/A	Έκλαμψη	Στέμμα
Ραδιοεξάρσεις	III, V(II)	II,IV	III	II	II
Διάρκεια έκλαμψης	Απότομη	Βαθμιαία	10-60 λεπτά	~1 ώρα	>1 ώρα
Στεμματογράφοι	-	CME	-	CME	CME
Ηλιακός άνεμος	-	IP Shock	-	IP Shock	IP Shock

του Reames. Οι Cane *et al.* (2003, 2006) θεώρησαν ότι μερικά από τα χαρακτηριστικά των “απότομων” SEPs μπορούν να παρατηρηθούν και σε ισχυρά (“βαθμιαία”) SEPs επειδή η έκλαμψη κυριαρχεί στις μεγάλες ενέργειες (>25 MeV) ανεξάρτητα αν το φαινόμενο είναι “απότομο” ή “βαθμιαίο”. Μια δεύτερη προσέγγιση έγινε από τους Tylka *et al.* (2005, 2006) και Tylka & Lee (2006) οι οποίοι θεώρησαν ότι στα “βαθμιαία” φαινόμενα SEPs η αυξημένη αφθονία και ο μεγάλος βαθμός ιονισμού μπορούν να εξηγηθούν στα πλαίσια της ημι-κάθετης (quasi-perpendicular) επιτάχυνσης στο κρουστικό κύμα του υπέρθερμου πληθυσμού σωματιδίων που διαφεύγουν από το σημείο της έκλαμψης.

Μια αναθεώρηση του αρχικού διαχωρισμού των SEPs από τον Reames (1999) παρουσιάζεται στο άρθρο του Cliver (2009). Ο Cliver κρατώντας τον αρχικό κορμό του Reames (1999) για το διαχωρισμό των SEPs λαμβάνει υπόψιν τα αποτελέσματα των Tylka *et al.* (2005, 2006) και Tylka & Lee (2006) και χωρίζει τα φαινόμενα SEPs σε αυτά που προέρχονται από εκλάμψεις και αυτά από κρουστικά κύματα. Ιδιαίτερα για τη δεύτερη περίπτωση χωρίζει τα φαινόμενα σε ημι-παράλληλα και ημι-κάθετα ανάλογα με τη γεωμετρία του κρουστικού κύματος. Στον πίνακα 1.1 παρουσιάζεται και ο διαχωρισμός αυτός. Τα κύρια στοιχεία που χρησιμοποίησε ο Cliver (2009) για να διαχωρίσει τα φαινόμενα SEPs ήταν: 1) η γεωμετρία του κρουστικού κύματος σε συνδυασμό με τα “μητρικά” (seed) σωματίδια⁸ (Tylka *et al.* 2005), 2) η σχέση των εκλάμψεων μεγάλης διάρκειας με τα ισχυρά φαινόμενα SEPs, 3) οι ισχυρές ενδείξεις ότι τα ισχυρά SEPs (>25 MeV) σχετίζονται περισσότερο με ισχυρά κρουστικά παρά με ισχυρές εκλάμψεις (Cliver & Ling 2009), (4) η παρουσία κρουστικών κυμάτων σε ισχυρά φαινόμενα με χαρακτηριστικά “απότομων” SEPs.

1.14.2 Μηχανισμοί επιτάχυνσης SEPs

1.14.2.α΄ Στοχαστική επιτάχυνση

Γενικότερα, η στοχαστική επιτάχυνση αναφέρεται στη διαδικασία κατά την οποία ένα σωματίδιο που κινείται σε τυρβώδες πλάσμα κερδίζει ή χάνει ενέργεια σε μικρό χρονικό διάστημα. Η μεταβολή της ενέργειας του σωματιδίου θεωρείται ότι συμβαίνει με τυχαίο τρόπο όταν αυτό συγκρούεται με κινούμενα κέντρα σκέδασης (όπως τυρβώδη κύματα). Από

⁸“Μητρικά” σωματίδια ονομάζουμε τον υπέρθερμο πληθυσμό σωματιδίων που προέρχεται από εκλάμψεις και επανα-επιταχύνεται στα μεσοπλανητικά κρουστικά κύματα.

αυτή τη διαδικασία, το σωματίδιο άλλοτε κερδίζει και άλλοτε χάνει ένα μικρό ποσοστό της ενέργειάς του με τυχαίο τρόπο, αλλά το μέσο όφελος είναι ελάχιστο πιο μεγάλο από τη μέση απώλεια. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση της μέσης ενέργειας με την πάροδο του χρόνου και τελικώς το σωματίδιο επιταχύνεται.

Ένας από τους μηχανισμούς στοχαστικής επιτάχυνσης είναι το μοντέλο επιτάχυνσης του Fermi (1949, 1954). Σύμφωνα με αυτό, ένα φορτισμένο σωματίδιο, κατά την κίνηση του, μπορεί να αλληλεπιδράσει με ένα κέντρο σκέδασης που κινείται είτε 1) με αντίθετη φορά ως προς αυτό κερδίζοντας ενέργεια είτε 2) κατά την ίδια φορά ως προς αυτό χάνοντας ενέργεια. Μετά από ένα πλήθος συγκρούσεων το σωματίδιο στατιστικά θα επιταχύνεται. Η κυριότερη αδυναμία του μηχανισμού επιτάχυνσης Fermi είναι ότι τα σωματίδια δεν είναι δυνατόν να επιταχυνθούν σε υψηλές ενέργειες γιατί η ταχύτητα των κέντρων σκέδασης είναι πάρα πολύ μικρή σε σχέση με την ταχύτητα του φωτός.

Η δεύτερη κατηγορία στοχαστικής επιτάχυνσης προκύπτει από την αλληλεπίδραση κύματος-σωματιδίου. Σε αυτή τη διαδικασία τα κύματα ανταλλάσσουν ενέργεια με τα σωματίδια όταν τα δυο βρίσκονται σε συντονισμό. Στη γενικότερη περίπτωση έχουμε συντονισμό όταν η συχνότητα Doppler του κύματος $\omega_D = \omega - k_{\parallel}u_{\parallel}$ είναι ακέραιο πολλαπλάσιο της συχνότητας Larmor του σωματιδίου ($\omega_B^{(k)}$) στο σύστημα αναφοράς του, όπου k_{\parallel} και u_{\parallel} είναι οι παράλληλες στο μαγνητικό πεδίο συνιστώσες του κυματανύσματος του κύματος και της ταχύτητας του σωματιδίου, αντίστοιχα. Τότε το σωματίδιο “βλέπει” ένα ηλεκτρικό πεδίο για ένα παρατεταμένο χρονικό διάστημα και είτε θα επιταχυνθεί είτε θα επιβραδυνθεί ανάλογα με τη σχετική φάση μεταξύ του ηλεκτρικού πεδίου και της γυροκίνησης του σωματιδίου. Για να είναι αποδοτικός ο μηχανισμός στοχαστικής επιτάχυνσης από την αλληλεπίδραση κύματος-σωματιδίου πρέπει στο πλάσμα να υπάρχουν κύματα με ένα μεγάλο φάσμα συχνοτήτων.

Επιτυχία του μηχανισμού αλληλεπίδρασης κύματος-σωματιδίου θεωρείται η ικανότητά του να εξηγήσει την αύξηση στη αφθονία βαρύτερων ιόντων σε απότομα φαινόμενα SEPs (Miller & Reames 1996). Όταν στο πλάσμα υπάρχει ΜΓΔ τύρβη τα κύματα Alfvén μικρής συχνότητας κατακρημνίζονται (cascade) σε μεγαλύτερες συχνότητες οπότε η αλληλεπίδραση κύματος-σωματιδίου συμβαίνει πρώτα σε μικρές γυροσυχνότητες των βαρύτερων ιόντων όπως του σιδήρου και έπειτα σε υψηλότερες γυροσυχνότητες ελαφρύτερων ιόντων όπως για παράδειγμα του οξυγόνου, του άνθρακα και του αζώτου.

Ένα βασικό πρόβλημα της στοχαστικής επιτάχυνσης από την αλληλεπίδραση κύματος-σωματιδίου προκύπτει από την απαραίτητη προϋπόθεση ότι για να υπάρξει επιτάχυνση τα σωματίδια θα πρέπει κινούνται με ταχύτητα μεγαλύτερη από τη ταχύτητα των κέντρων σκέδασης. Για παράδειγμα, η επιτάχυνση πρωτονίων από κύματα Alfvén συμβαίνει μόνο όταν $u_p \gg v_A$ όπου v_A είναι η ταχύτητα Alfvén. Στην αντίθετη περίπτωση, όταν $u_p < v_A$ τα κύματα Alfvén τείνουν να αποσβεστούν πριν φτάσουν στη γυροσυχνότητα των πρωτονίων και η επιτάχυνση δεν λαμβάνει ποτέ χώρα. Υπολογίζεται ότι για ταχύτητα $v_A \approx 2000 \text{ km s}^{-1}$ ένα πρωτόνιο θα πρέπει να έχει ενέργεια ίση ή μεγαλύτερη από $(1/2)m_p v_A^2 \approx 20 \text{ keV}$ για να επιταχυνθεί από το στοχαστικό γυροσυντονιστικό μηχανισμό.

1.14.2.β' Επιτάχυνση από κρουστικό κύμα

Στην περίπτωση της επιτάχυνσης φορτισμένων σωματιδίων σε κρουστικό κύμα διακρίνουμε δυο βασικούς μηχανισμούς: το μηχανισμό επιτάχυνσης λόγω ολίσθησης (shock drift acceleration) και το μηχανισμό επιτάχυνσης λόγω διάχυσης (diffusive shock acceleration). Συνήθως οι δυο μηχανισμοί συνυπάρχουν στην επιτάχυνση από κρουστικά κύματα αλλά υπάρχουν περιπτώσεις στις οποίες ο ένας είναι πιο αποτελεσματικός από τον άλλο. Η επιτάχυνση λόγω ολίσθησης είναι πιο αποτελεσματική σε σχεδόν κάθετα κρουστικά κύματα

ενώ η επιτάχυνση λόγω διάχυσης είναι πιο αποτελεσματική σε σχεδόν παράλληλα κρουστικά κύματα. Στην περίπτωση που έχουμε πλάγια κρουστικά, ο μηχανισμός είναι ένας συνδυασμός ολίσθησης και διάχυσης.

[Α'] Μηχανισμός επιτάχυνσης λόγω ολίσθησης:

Στο μηχανισμό επιτάχυνσης λόγω ολίσθησης τα φορτισμένα σωματίδια αντιλαμβάνονται το μέτωπο του κρουστικού κύματος σαν ένα είδος ασυνέχειας και μεταβάλλουν την ενεργειακή κατάσταση τους καθώς ολισθαίνουν κατά μήκος του ηλεκτρικού πεδίου που επαγεται στο μέτωπο του κύματος. Το επαγόμενο ηλεκτρικό πεδίο δίνεται από τη σχέση,

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{u}_{sh} \times \mathbf{B}}{c} \quad (1.13)$$

όπου \mathbf{u}_{sh} είναι η ταχύτητα της μπροστινής πλευράς του κρουστικού κύματος στο σύστημα ηρεμίας του. Από την παραπάνω σχέση είναι προφανές ότι για τα παράλληλα κρουστικά κύματα όπου $\mathbf{u}_{sh} \parallel \mathbf{B}$ το ηλεκτρικό πεδίο είναι μηδενικό και ο μηχανισμός λόγω ολίσθησης δεν εφαρμόζεται. Αυτή είναι η αιτία, όπως αναφέρθηκε και πιο πάνω που η επιτάχυνση λόγω ολίσθησης είναι πιο αποτελεσματική σε σχεδόν κάθετα κρουστικά κύματα ($< 45^\circ$).

Για να υπολογίσουμε την ενέργεια που κερδίζουν τα φορτισμένα σωματίδια από την επιτάχυνση λόγω ολίσθησης εργαζόμαστε στο σύστημα [De Hoffmann & Teller \(H-T; 1950\)](#), για το οποίο χρησιμοποιούμε παρακάτω τονούμενες ποσότητες. Στο σύστημα αυτό η ροή πλάσματος είναι παράλληλη με το μαγνητικό πεδίο εκατέρωθεν του μετώπου του κρουστικού κύματος και αυτό έχει ως αποτέλεσμα το επαγόμενο ηλεκτρικό πεδίο να είναι μηδέν αφού εξορισμού το $\mathbf{u}' \parallel \mathbf{B}$ οπότε το $\mathbf{u}' \times \mathbf{B} = 0$, όπου \mathbf{u}' η ταχύτητα ροής του πλάσματος στο σύστημα H-T. Η ενεργειακή μεταβολή του σωματιδίου κατά την ολίσθησή του στο μέτωπο του κύματος είναι (βλ. [Somov 2013](#), σελ. 400-401):

$$\Delta E = \gamma(\Delta E' - u_u \tan \theta_{Bn} \Delta p') = 2m u_u^2 \left(\frac{u_p \cos \theta_p}{u_u} + \tan \theta_{Bn} \right) \tan \theta_{Bn} \quad (1.14)$$

όπου u_p και u_u είναι η ταχύτητα του σωματιδίου και της μπροστινής πλευράς του κρουστικού κύματος, αντίστοιχα, θ_p είναι η γωνία κλίσης (pitch angle) που σχηματίζει η ταχύτητα του σωματιδίου με το μαγνητικό πεδίο στο σύστημα ηρεμίας του κύματος και θ_{Bn} είναι η γωνία μεταξύ του μαγνητικού πεδίου στη μπροστινή πλευρά του κρουστικού και του διανύσματος θέσης του μετώπου του κύματος. Από την παραπάνω σχέση προκύπτουν δυο ενδιαφέρουσες παρατηρήσεις: 1) το όφελος στην κινητική ενέργεια των σωματιδίων που επιταχύνονται εξαρτάται από τη γωνία θ_{Bn} , δηλαδή για $\theta_{Bn} \sim 90^\circ$ έχουμε μέγιστο ενεργειακό κέρδος και 2) τα σωματίδια με μεγάλη αρχική κινητική ενέργεια u_p και μικρή γωνία κλίσης θ_p , έχουν το μεγαλύτερο ενεργειακό όφελος κατά την επιτάχυνσή τους.

Από τη διατήρηση της μαγνητικής ροπής (πρώτο αδιαβατικό αναλλοίωτο) των σωματιδίων προκύπτει ότι τα φορτισμένα σωματίδια που βρίσκονται αρχικά στη μπροστινή πλευρά του κρουστικού κύματος συναντούν ισχυρότερο μαγνητικό πεδίο καθώς μεταβαίνουν στην περιοχή πίσω από το κύμα ($B_u < B_d$), όπως στη γεωμετρία μαγνητικού καθρέπτη (magnetic mirror). Σε αυτή την περίπτωση υπάρχει μια χαρακτηριστική γωνία κλίσης θ'_c στο σύστημα H-T τέτοια ώστε, τα φορτία που αρχικά βρίσκονται στη μπροστινή πλευρά του κρουστικού κύματος, να ανακλώνται αφού ολισθήσουν στο μέτωπο και να μην μεταβαίνουν πίσω από αυτό. Η χαρακτηριστική γωνία κλίσης στο σύστημα αναφοράς H-T ορίζεται από τη σχέση (βλ. [Nicholson 1983](#)),

$$\cos \theta'_c = \left(1 - \frac{B_u}{B_d} \right)^{1/2} \quad (1.15)$$

Για $\theta > \theta'_c$ μέρος των ενεργειακών σωματιδίων ανακλάται αφού ολισθήσει στο μέτωπο του κύματος, ενώ για $\theta < \theta'_c$ ένα άλλο μέρος διεισδύει στην πίσω πλευρά. Ακόμα, αποδεικνύεται ότι η κρίσιμη γωνία θ_c στο σύστημα ηρεμίας του κρουστικού κύματος εξαρτάται από τη γωνία θ_{Bn} . Για δεδομένη ενέργεια σωματιδίων, τα ανακλώμενα σωματάρια θα τείνουν να εμφανίζονται σε μικρές γωνίες σε σχέση με το μαγνητικό πεδίο, με αποτέλεσμα μια προκύπτουσα ανισοτροπία σωματίων “προσανατολισμένη” στη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου (Sarris and Van Allen, 1974). Στη γενική περίπτωση, καθώς η θ_{Bn} αυξάνει και πλησιάζει τις 90° τα περισσότερα από τα σωματάρια διεισδύουν στην πίσω πλευρά του κρουστικού κύματος, άρα για κάθετο κρουστικό κύμα δεν υπάρχουν ανακλώμενα σωματάρια.

[A'] Μηχανισμός επιτάχυνσης λόγω διάχυσης:

Στο μηχανισμό επιτάχυνσης λόγω διάχυσης θεωρούμε ότι στην περιοχή του κρουστικού κύματος υπάρχουν ανομοιογένειες, συνήθως με τη μορφή ΜΥΔ κυμάτων, οι οποίες μπορούν να λειτουργήσουν ως κέντρα σκέδασης των σωματιδίων. Τα κέντρα σκέδασης μπορεί να είναι για παράδειγμα κύματα Alfvén που δημιουργούνται από ΜΥΔ τύρβη στην περιοχή του μετώπου του κρουστικού κύματος (βλ. Bell 1978). Τα κύματα αυτά έχουν μήκος περίπου ίσο με τη γυροακτίνα των φορτισμένων σωματιδίων ενώ ο ρυθμός σκεδάσεων είναι ανάλογος της έντασης τους. Τα φορτισμένα σωματάρια αλληλεπιδρούν με τα κέντρα σκέδασης και διερχόμενα από το μέτωπο του κρουστικού κύματος πολλές φορές, επιταχύνονται με μια διαδικασία παρόμοια της στοχαστικής επιτάχυνσης Fermi. Για να μπορούν τα σωματάρια να σκεδαστούν εκατέρωθεν του μετώπου θα πρέπει να υπάρχουν ανομοιογένειες τόσο στη μπροστινή όσο και στην πίσω πλευρά του κρουστικού κύματος.

Τα σωματάρια που βρίσκονται στη μπροστινή πλευρά του κρουστικού κύματος μεταβαίνουν διερχόμενα από το μέτωπο στην πίσω πλευρά κερδίζοντας ενέργεια $(u_d/c)E$. Από τα σωματάρια που βρίσκονται στην πίσω πλευρά, ένα μέρος διαφεύγει μακριά από την περιοχή του κρουστικού κύματος, ενώ τα υπόλοιπα αφού σκεδαστούν επανέρχονται στη μπροστινή πλευρά κερδίζοντας ενέργεια $(u_u/c)E$. Η διαδικασία επαναλαμβάνεται με αποτέλεσμα τη διάχυση των σωματιδίων στο χώρο των φάσεων, έως ότου όλα τα φορτισμένα σωματάρια να διαφύγουν από τη γειτονιά του κρουστικού κύματος. Η διαφυγή των σωματιδίων μέσω της μπροστινής πλευράς είναι αδύνατη γιατί τα κέντρα σκέδασης της περιοχής αυτής κινούνται προς το κρουστικό κύμα παράλληλα με τη ροή του πλάσματος, σε αντίθεση με εκείνα της πίσω πλευράς, που απομακρύνονται από το μέτωπο του κύματος.

Η ποσοτική ανάλυση του μηχανισμού επιτάχυνσης των φορτισμένων σωματιδίων λόγω διάχυσης σε ένα κρουστικό κύμα περιλαμβάνει τη χρήση της συνάρτησης κατανομής των φορτισμένων σωματιδίων και τη λύση της εξίσωσης διάχυσης (μεταφοράς). Η εξίσωση διάχυσης στην περίπτωση αυτή θα είναι (Krymskii 1977),

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \nabla_r(D\nabla_r f) - \nabla_r(fv) + \frac{1}{3} \frac{\partial(fv)}{\partial p} \nabla \cdot v \quad (1.16)$$

όπου το $D = D(r, p)$ είναι ο συντελεστής διάχυσης των σωματιδίων και το f είναι η συνάρτηση κατανομής τους. Υποθέτοντας μια αρχική συνάρτηση κατανομής f_1 για τα σωματάρια, μας ενδιαφέρει να βρούμε από τη λύση της (1.16) την τελική συνάρτηση κατανομής f_2 των σωματιδίων μετά από την επιτάχυνσή τους (βλ. Somov 2006, για λεπτομέρειες). Οι υπολογισμοί δίνουν ότι,

$$f_2(p) = \frac{3}{r-1} p^{\gamma_p} \int_{p_0}^p f_1(p') (p')^{-\gamma_p} dp' + c_1 p^{-\gamma_p} \quad (1.17)$$

όπου r είναι ο λόγος συμπίεσης του κρουστικού κύματος και $\gamma_p = (r+2)(r-1)$ είναι ο φασματικός δείκτης των σωματιδίων μετά την επιτάχυνση. Σύμφωνα με την παραπάνω

σχέση ο φασματικός δείκτης των ενεργητικών σωματιδίων εξαρτάται μόνο από το λόγο συμπίεσης του κρουστικού κύματος.

Πλεονέκτημα του μηχανισμού επιτάχυνσης λόγω διάχυσης είναι η μεγάλη ενέργεια που μπορούν να αποκτήσουν τα σωματίδια. Ωστόσο το βασικό μειονέκτημά του είναι ο μεγάλος χρόνος ($t_D \propto D(p)/u^2$) που απαιτείται για να επιταχυνθούν τα σωματίδια. Ακόμα, όταν η γεωμετρία του κρουστικού κύματος αλλάζει από σχεδόν παράλληλο σε σχεδόν κάθετο, μόνο τα σωματίδια υψηλής ενέργειας θα επιταχύνονται λόγω διάχυσης. Τα σωματίδια χαμηλής ενέργειας περνάνε από το μέτωπο του κύματος στην πίσω πλευρά χωρίς να αλληλεπιδράσουν με το κρουστικό κύμα ή τα κέντρα σκέδασης.

1.14.2.γ' Σύμφωνη (Coherent) επιτάχυνση

Στη σύμφωνη (*coherent*) επιτάχυνση τα φορτισμένα σωματίδια επιταχύνονται σε συνεχές ηλεκτρικό πεδίο, μεγάλης έντασης, το οποίο υπάρχει σε φύλλα ρεύματος ή σε περιοχές μαγνητικής επανασύνδεσης τύπου X ή O. Όταν ένα συνεχές ηλεκτρικό πεδίο εφαρμόζεται στο πλάσμα, τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα επιταχύνονται κινούμενα σε αντίθετες κατευθύνσεις. Η ελκτική δύναμη μεταξύ των θετικών και αρνητικών φορτίων δημιουργεί μια οπισθέλκουσα δύναμη (*drag force*) η οποία εξαρτάται από τη χαρακτηριστική συχνότητα σύγκρουσης των ιόντων. Για μεγάλες σχετικές ταχύτητες μεταξύ των φορτισμένων σωματιδίων η οπισθέλκουσα δύναμη γίνεται μικρότερη από τη δύναμη του ηλεκτρικού πεδίου με αποτέλεσμα τα ηλεκτρόνια να επιταχύνονται πέραν της θερμικής κατανομής. Η κρίσιμη ταχύτητα ορίζεται από τη σχέση (Knoepfel & Spang 1979),

$$v_c = v_{Te} \left(\frac{E_D}{E} \right)^{1/2} \quad (1.18)$$

όπου το v_{Te} είναι η θερμική ταχύτητα των ηλεκτρονίων και το E_D ονομάζεται ηλεκτρικό πεδίο Dreicer και είναι μια κρίσιμη τιμή πέραν της οποίας η οπισθέλκουσα δύναμη θεωρείται αμελητέα σε σχέση με τη δύναμη του ηλεκτρικού πεδίου. Το ηλεκτρικό πεδίο Dreicer ορίζεται από τη σχέση,

$$E_D = 5.6 \times 10^{-18} n_e Z \frac{\ln \Lambda}{T_e} \quad [\text{Vm}^{-1}] \quad (1.19)$$

όπου το $\ln \Lambda$ είναι ο λογάριθμος Coulomb και n_e, T_e είναι η πυκνότητα και η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων, αντίστοιχα. Στην περίπτωση όπου $E < E_D$ (sub-Dreicer field), για τα ηλεκτρόνια με ταχύτητες μεγαλύτερες της κρίσιμης ταχύτητας ($v > v_c$) θα έχουμε επιτάχυνση ενώ αντιθέτως για $v < v_c$ έχουμε απλή θέρμανση. Στην περίπτωση όπου $E > E_D$ (super-Dreicer field) όλα τα ηλεκτρόνια θα επιταχυνθούν σε ενέργειες πέραν της θερμικής κατανομής. Από θεωρητικούς υπολογισμούς (βλ. Miller *et al.* 1997, για αναφορές) προκύπτουν τυπικές τιμές για το E_D που κυμαίνονται από 10^{-2}Vm^{-1} έως 10Vm^{-1} . Σε περιοχές του στέμματος όπου συμβαίνει μαγνητική επανασύνδεση το ηλεκτρικό πεδίο μπορεί να ξεπεράσει τις παραπάνω τιμές του E_D κατά πολλές τάξεις μεγέθους ($10 - 10^2 \text{Vm}^{-1}$). Σύμφωνα με προσομοιώσεις της σύμφωνης επιτάχυνσης ηλεκτρονίων, φαίνεται ότι αυτά μπορούν να επιταχυνθούν σε υπο-σχετικιστικές ενέργειες ($\sim 100 \text{keV}$) σε μερικά δέκατα του δευτερολέπτου (βλ. Vlahos 1989, Anastasiadis 2002).

Πίνακας 1.2: Ερμηνεία παρατηρήσεων από τους κύριους μηχανισμούς επιτάχυνσης (από *Miller et al. 1997*).

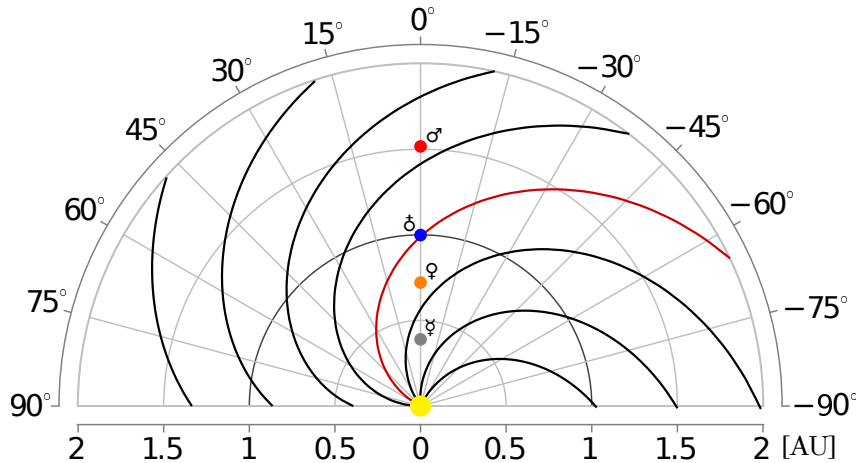
Παρατηρήσεις	Σύμφωνη επιτάχυνση		Στοχαστική επιτάχυνση	Επιτάχυνση από χρουστικό κύμα
	Sub-Dreicer	Super-Dreicer		
~100 keV ηλεκτρόνια	Y	Y	Y	Y
~10 MeV ηλεκτρόνια	N	?	Y	?
~100 MeV πρωτόνια	N	?	Y	Y
~1 GeV πρωτόνια	N	?	Y	Y
1 sec. χρόνος επιτάχυνσης	Y	Y	Y	Y
<100 keV ροή ηλεκτρονίων	Y	Y	Y	?
<10 MeV ροή πρωτονίων	N	?	Y	?
Κατανομή ηλεκτρονίων	Y	?	?	?
Κατανομή πρωτονίων	N	?	?	?
Αύξηση του ^3He	N	N	N	N
Αύξηση αφθονίας Ιόντων	N	N	Y	N
Επιτάχυνση ηλεκτρονίων από τη θερμική κατανομή	Y	Y	Y	?
Επιτάχυνση πρωτονίων από τη θερμική κατανομή	Y	Y	Y	Y

1.14.2.δ' Σύνδεση των μηχανισμών επιτάχυνσης με παρατηρήσεις

Σύμφωνα με τους παραπάνω μηχανισμούς επιτάχυνσης φορτισμένων σωματιδίων και βασιζόμενοι στα παρατηρησιακά δεδομένα και στη γνώση μας για τις διαδικασίες επιτάχυνσης που λαμβάνουν χώρα στο μαγνητισμένο πλάσμα, μπορούμε να διατυπώσουμε κάποιες βασικές αρχές για να χαρακτηρίσουμε ένα μοντέλο επιτυχημένο. Σύμφωνα με τους (*Miller et al. 1997*) θα πρέπει το μοντέλο επιτάχυνσης να εξηγεί και να προβλέπει επαρκώς τα παρακάτω:

- 1) Επιτάχυνση ηλεκτρονίων και ιόντων σε ενέργειες τουλάχιστον πάνω από 100 keV και 100 MeV αντίστοιχα προκειμένου να εξηγήσει την ακτινοβολία στην περιοχή των σκληρών ακτίνων X και γ. Σε ακραίες περιπτώσεις πρέπει επίσης να έχει τη δυνατότητα να επιταχύνει τα ηλεκτρόνια σε ενέργειες 10 MeV και τα πρωτόνια σε 1 GeV προκειμένου να ερμηνεύει τη σχετικιστική ακτινοβολία πέδης και την ακτινοβολία του πιονίου.
- 2) Επιτάχυνση ηλεκτρονίων και ιόντων σε χαμηλές ενέργειες σε χρόνο λιγότερο από ένα δευτερόλεπτο και σε υψηλότερες ενέργειες σε χρόνο της τάξης μερικών δευτερολέπτων.
- 3) Οι παραγόμενες από το μοντέλο ροές ενεργητικών σωματιδίων και η κλίση των ενεργειακών φάσμάτων πρέπει να συμφωνούν με τις παρατηρήσεις.
- 4) Αναπαραγωγή των παρατηρούμενων αφθονιών των βαρύτερων στοιχείων (^3He , Ne, Mg, Si και Fe) σε σχέση με τα ελαφρύτερα στοιχεία (^4He , C, N και O).
- 5) Το μοντέλο πρέπει να περιγράφει πώς τα επιταχυνόμενα πρωτόνια και ηλεκτρόνια διαφεύγουν από το θερμικό πλάσμα στα αρχικά στάδια της επιτάχυνσης.
- 5) Περιγραφή της σχέσης μεταξύ της επιτάχυνσης των ηλεκτρονίων και των ιόντων, και κυρίως το μοντέλο πρέπει να ερμηνεύει τη ταυτόχρονη επιτάχυνση μέσα σε 1 δευτερόλεπτο των δύο αυτών πληθυσμών.

Έως τώρα κανένα από τα μοντέλα δεν μπορεί να ικανοποιήσει όλα τα παραπάνω σημεία ταυτόχρονα. Στον πίνακα 1.2 δίνονται οι μηχανισμοί επιτάχυνσης που παρουσιάστηκαν



Σχήμα 1.19: Σχηματική αναπαράσταση των δυναμικών γραμμών του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου σύμφωνα με τη λύση της σχέσης 1.23 και για ταχύτητα ηλιακού ανέμου $V = 400 \text{ km s}^{-1}$. Οι συνεχείς καμπύλες με μορφολογία σπείρας του Αρχιμήδη αντιστοιχούν στο μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο ενώ η κόκκινη καμπύλη δείχνει τη δυναμική γραμμή που διέρχεται από τη Γη. Ακόμα, σημειώνονται οι θέσεις του Ήλιου και των πλανητών μέχρι τις 2 AU, με κύκλους διαφορετικού χρώματος.

μέχρι αυτό το σημείο, σε συνδυασμό με τα χαρακτηριστικά των SEPs που προκύπτουν από τις παρατηρήσεις. Για κάθε ένα μηχανισμό σημειώνονται οι εξής περιπτώσεις: με (Y-Yes) όταν οι παρατηρήσεις ερμηνεύονται ικανοποιητικά από το μηχανισμό, με (N-No) αν δεν μπορεί ο μηχανισμός να ερμηνεύσει την παρατήρηση και με (?) αν δεν υπάρχει προς το παρόν ξεκάθαρο αποτέλεσμα. Είναι φανερό ότι κανένα μοντέλο επιτάχυνσης δεν ταιριάζει με όλες τις παρατηρήσεις.

1.14.3 Διάδοση των SEPs στην εσωτερική ηλιόσφαιρα

1.14.3.α' Αδιαβατική κίνηση στο μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο

Τα φορτισμένα υψηλο-ενεργειακά σωματίδια, αφού διαφύγουν από το σημείο της επιτάχυνσής τους, διαδίδονται στην εσωτερική ηλιόσφαιρα κινούμενα στις δυναμικές γραμμές του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου. Σύμφωνα με όσα παρουσιάστηκαν στο εδάφιο 1.7, λόγω της μεγάλης ταχύτητας του ηλιακού ανέμου, η πυκνότητα ενέργειας του πλάσματος είναι μεγαλύτερη από την πυκνότητα ενέργειας του μαγνητικού πεδίου⁹. Άρα, το μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο θα διαμορφώνεται από τη ροή του ηλιακού ανέμου σε συνδυασμό με την περιστροφή του Ήλιου γύρω από τον άξονά του. Στον αδιατάρακτο ηλιακό άνεμο χωρίς την παρουσία κρουστικών κυμάτων και CMEs, ο συνδυασμός της ακτινικής ροής του ηλιακού ανέμου προς τα έξω με την ηλιακή περιστροφή δίνει στο μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο μορφολογία σπείρας του Αρχιμήδη (Parker 1958, Schatten *et al.* 1969).

Η παραμετρική εξίσωση των μαγνητικών γραμμών προκύπτει ως εξής: υποθέτουμε ότι το μαγνητικό πεδίο σχηματίζει γωνία ψ ως προς την ακτινική διεύθυνση και η συνιστώσα της ταχύτητας ροής του ηλιακού ανέμου κάθετα στο μαγνητικό πεδίο (δηλαδή $V \sin \psi$) πρέπει να είναι ίση με την προβολή της ταχύτητας περιστροφής της δυναμικής γραμμής στην ίδια διεύθυνση. Αφού οι δυναμικές γραμμές είναι παγωμένες μέσα στο πλάσμα, περιστρέφονται με τη γωνιακή ταχύτητα της ηλιακής περιστροφής Ω , έτσι που η γραμμική τους ταχύτητα είναι $\Omega(r - r_0)$, οπότε ισχύει η σχέση,

⁹Όμως όπως θα δείξουμε στο εδάφιο 5.2.3 η πυκνότητα ενέργειας των ηλιακών ενεργητικών σωματίων είναι πολύ μικρότερη της πυκνότητας ενέργειας του μεσοπλανητικού πεδίου.

$$V \sin \psi = \Omega(r - r_0) \cos \psi \Rightarrow \tan \psi = \Omega \frac{(r - r_0)}{V} \quad (1.20)$$

Όμως το $\tan \psi$ σύμφωνα με τη γεωμετρία του προβλήματος δίνεται και από τη σχέση,

$$\tan \psi = -(r - r_0) \frac{d\phi}{dr} \quad (1.21)$$

Συνδυάζοντας τις σχέσεις 1.20 και 1.21 προκύπτει η διαφορική εξίσωση των δυναμικών γραμμών,

$$\frac{dr}{d\phi} = -\frac{V}{\Omega} \quad (1.22)$$

Ολοκληρώνοντας παίρνουμε τη σχέση,

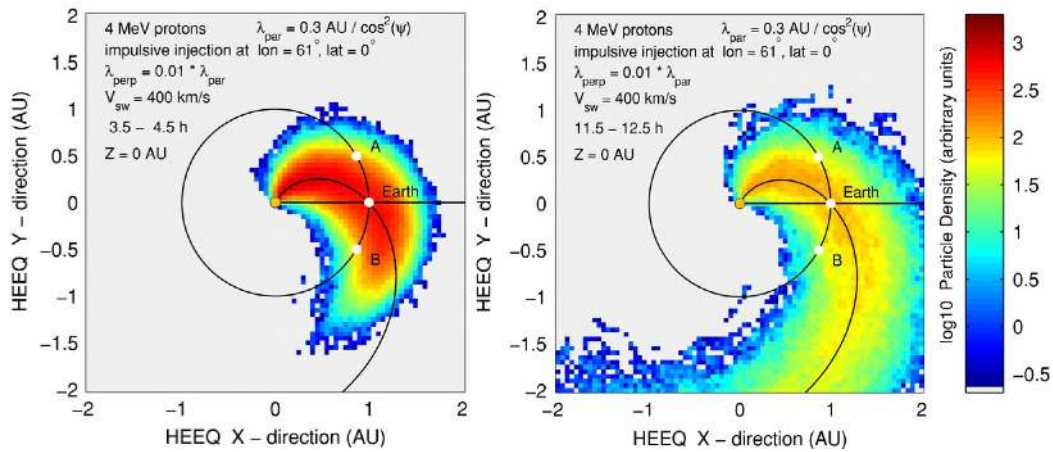
$$(r - r_0) = -\frac{V}{\Omega}(\phi - \phi_0) \quad (1.23)$$

που περιγράφει μια σπείρα του Αρχιμήδη σε σφαιρικό σύστημα συντεταγμένων. Στο σχήμα 1.19 δίνεται η λύση της σχέσης 1.23 για διαφορετικές γωνίες ϕ_0 και για $V = 400 \text{ km s}^{-1}$. Για τα ενεργητικά σωματίδια που κινούνται κατά μήκος της σπείρας που περνάει από την τροχιά της Γης (κόκκινη καμπύλη), αναμένουμε την παρατήρησή τους από τα όργανα που πραγματοποιούν επιτόπιες μετρήσεις στη θέση αυτή. Ακόμα, σύμφωνα με τη σχέση 1.20, το μέγιστο της ροής των σωματιδίων θα παρατηρείται σε γωνία $\psi \sim 45^\circ$ για ταχύτητα ηλιακού ανέμου $V \sim 400 \text{ km s}^{-1}$.

1.14.3.β' Πλάγια διάδοση στο μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο

Τα SEPs, εκτός από την αδιαβατική κίνησή τους, μπορούν να διαδοθούν πλάγια ή και κάθετα στη μέση διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου (Dröge *et al.* 2010, Giacalone & Jokipii 2012). Διάφοροι φυσικοί μηχανισμοί είναι ικανοί να εξηγήσουν την πλάγια διάδοση των ενεργητικών σωματιδίων όπως: η πλάγια ολίσθηση, η σκέδαση λόγω της τύρβης του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου, η διάχυση και η σύμπλεξη (meandering) των δυναμικών γραμμών. Τα φαινόμενα πλάγιας ολίσθησης θεωρούνται ότι δεν έχουν μεγάλη συνεισφορά στη διάδοση των SEPs, ωστόσο νεότερες μελέτες (βλ. Dalla *et al.* 2013, Marsh *et al.* 2013) δείχνουν ότι η μεγάλη βαθμίδα του μαγνητικού πεδίου μπορεί να προκαλέσει πλάγια διάδοση σωματιδίων ιδιαίτερα στις υψηλές ενέργειες. Ακόμα, οι υπολογισμοί της κάθετης (κ_{\perp}) και παράλληλης (κ_{\parallel}) συνιστώσας του συντελεστή διάχυσης δίνουν αρκετά μικρές τιμές για το λόγο $\kappa_{\perp}/\kappa_{\parallel} \sim 10^{-2}$. Άρα, το φαινόμενο της διάχυσης έχει και αυτό μικρή συνεισφορά εκτός αν δεχτούμε την παρουσία μη-γραμμικών φαινομένων διάχυσης (Matthaeus *et al.* 2003).

Άλλα πρόσφατα μοντέλα (Giacalone & Jokipii 2012, Kelly *et al.* 2012, Laitinen *et al.* 2013) υποθέτουν αυξημένη σύμπλεξη των δυναμικών γραμμών ιδιαίτερα στο χαμηλό στέμμα και αποδίδουν την πλάγια διάδοση των SEPs στο φαινόμενο αυτό. Ακόμα, οι Klassen *et al.* (2012) απέδωσαν τα χαρακτηριστικά της χωρικής κατανομής των SEPs που μελέτησαν στη μεγάλη μεταβολή της τύρβης του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου. Η αύξηση της τύρβης του μαγνητικού πεδίου συνεπάγεται και αύξηση του λόγου $\kappa_{\perp}/\kappa_{\parallel}$. Για τη μελέτη της πλάγιας διάδοσης των SEPs στο μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο συνήθως απαιτείται η λύση μιας εξίσωσης μεταφοράς που περιλαμβάνει τους παραπάνω φυσικούς μηχανισμούς. Σύμφωνα με τον Parker (1965) η εξίσωση μεταφοράς σωματιδίων δίνεται από τη σχέση (βλ. και Dröge *et al.* 2010)



Σχήμα 1.20: Χωρική κατανομή των ενεργητικών πρωτονίων (4 MeV) στο ισημερινό επίπεδο από προσομοίωση της διάδοσης σωματιδίων με την εξίσωση μεταφοράς σωματιδίων του Roelof (1969). Τα δυο στιγμιότυπα απέχουν τέσσερις (αριστερά) και δώδεκα (δεξιά) ώρες από το χρόνο απελευθέρωσης των πρωτονίων στις 0.05 AU και σε ηλιογραφικό μήκος 61° . (από [Dröge et al. 2010](#))

$$\frac{\partial f}{\partial t} - \nabla \cdot (\mathbf{K} \cdot \nabla f) + \mathbf{V}_{sw} \cdot \nabla f - \frac{1}{3} (\nabla \cdot \mathbf{V}_{sw}) p \frac{\partial f}{\partial p} = Q \quad (1.24)$$

όπου \mathbf{V}_{sw} είναι η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου, Q είναι η συνάρτηση πηγής των ενεργητικών σωματιδίων (είναι μια συνάρτηση για την έγχυση σωματιδίων κοντά στον Ήλιο) και \mathbf{K} είναι ο τανυστής διάχυσης. Η σχέση 1.24 ισχύει όταν η σκέδαση είναι ισχυρή και η συνάρτηση κατανομής είναι ισότροπη στο σύστημα αναφοράς του πλάσματος. Ωστόσο, σύμφωνα με τους [Dröge \(2003\)](#) αν οι σχεδάσεις μεταξύ των σωματιδίων θεωρηθούν σχεδόν αμελητέες κατά τη διάδοσή τους, αντί της σχέσης 1.24 μπορεί να χρησιμοποιηθεί η εξίσωση εστιασμένης μεταφοράς σωματιδίων του [Roelof \(1969\)](#) η οποία σε σύντομη μορφή δίνεται από τη σχέση,

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \mu v \frac{\partial f}{\partial s} + \frac{1 - \mu^2}{2L} \cdot v \frac{\partial f}{\partial \mu} - \frac{\partial}{\partial \mu} \left(D_{\mu\mu} \frac{\partial f}{\partial \mu} \right) = Q \quad (1.25)$$

Στη σχέση 1.25 ο δεύτερος όρος περιγράφει τη ροή των σωματιδίων κατά μήκος των μαγνητικών γραμμών, ο τρίτος όρος περιγράφει την εστίαση των γωνιών κλίσης των σωματιδίων λόγω της μείωσης του μαγνητικού πεδίου κατά μήκος των δυναμικών γραμμών και ο τέταρτος όρος περιγράφει τη διάχυση των γωνιών κλίσης που προέρχεται κυρίως από τη σκέδαση των σωματιδίων στις ανομοιογένειες του μεσοπλανητικού πεδίου. Επομένως, η σχέση 1.25 περιγράφει τη σύνθετη κίνηση των φορτισμένων ενεργητικών σωματιδίων από το συνδυασμό της αδιαβατικής κίνησης των σωματιδίων παράλληλα στις δυναμικές γραμμές και τη σκέδαση των σωματιδίων στις ανομοιομορφίες του μαγνητικού πεδίου. Από την αριθμητική λύση της εξίσωσης μεταφοράς προκύπτουν προσομοιώσεις της χωρικής κατανομής των ενεργητικών σωματιδίων όπως για παράδειγμα αυτή που δίνεται στο σχήμα 1.20.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

Όργανα και Παρατηρήσεις

“Quid mensura mensuratur ut quod non mensuratur”

— GALILEO GALILEI, 1564-1642

Στις εργασίες μας χρησιμοποιήσαμε δεδομένα από μια πληθώρα ηλιακών και ηλιοσφαιρικών οργάνων, επίγειων και διαστημικών. Για τη διευκόλυνση της παρουσίασης των οργάνων, τα χωρίζουμε σε δύο κατηγορίες: όργανα που έχουν τη δυνατότητα τηλεπισκόπησης του ηλιακού στέμματος και της ηλιόσφαιρας, και όργανα που πραγματοποιούν επιτόπιες μετρήσεις του πλάσματος, του μαγνητικού πεδίου και των ενεργητικών σωματιδίων. Για τα όργανα τηλεπισκόπησης, ανάλογα με την περιοχή του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος που πραγματοποιούνται οι παρατηρήσεις τα διαχωρίζουμε σε όργανα: 1) στο υπεριώδες και το μακρινό υπεριώδες, 2) στο λευκό φως, 3) στα ραδιοκύματα, και 3) στις ακτίνες X. Τα όργανα επιτόπιων μετρήσεων τα χωρίζουμε σε όργανα που πραγματοποιούν: 1) μετρήσεις των ενεργητικών σωματιδίων (ηλεκτρονίων, πρωτονίων και βαρέων ιόντων), 2) μετρήσεις του πλάσματος του ηλιακού ανέμου (ταχύτητα, θερμοκρασία) και 3) μετρήσεις του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου (ένταση, και διεύθυνση). Στον πίνακα 2.1 δίνουμε μια σύνοψη των οργάνων που χρησιμοποιήθηκαν στις εργασίες μας.

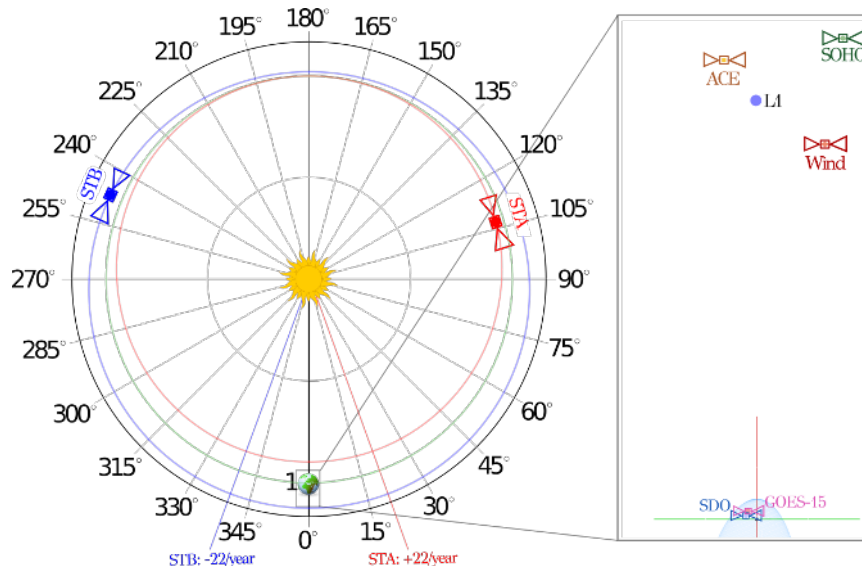
Αξίζει να σημειώσουμε ότι πολλά από τα παραπάνω όργανα τηλεπισκόπησης ή επιτόπιων μετρήσεων βρίσκονται σε διαστημόπλοια που αδιάκοπα πραγματοποιούν μετρήσεις κατά τη διάρκεια της εκάστοτε αποστολής. Ακόμα, τα διαστημόπλοια αυτά έχουν διαφορετικές τροχιές και βρίσκονται σε διαφορετικές θέσεις στην ηλιόσφαιρα. Το διαστημικό τηλεσκόπιο SDO βρίσκεται σε γεωσύγχρονη τροχιά, τα διαστημόπλοια GOES βρίσκονται σε γεωστατική τροχιά, ενώ στο πρώτο σημείο Lagrange (L1) βρίσκονται τα διαστημόπλοια SOHO, ACE, και WIND. Τα δίδυμα διαστημόπλοια STEREO-A και B κινούνται σε ηλιοκεντρική τροχιά κατά μήκος της τροχιάς της Γης. Το STEREO-A ηγείται της Γης και καθώς κινείται σε ελαφρώς μικρότερη ακτίνα της 1 AU έχει περίοδο περιστροφής γύρω από τον Ήλιο 346 μέρες, ενώ το STEREO-B έπεται της Γης και κινούμενο σε ακτίνα ελαφρώς μεγαλύτερη της 1 AU έχει περίοδο περιστροφής 388 μέρες. Αυτή η διαφορά στην περίοδο περιστροφής μεταξύ των δυο διαστημοπλοίων STEREO έχει ως αποτέλεσμα η μεταξύ τους γωνία να αυξάνεται $\sim 44^\circ$ το χρόνο. Οι θέσεις των δυο διαστημοπλοίων STEREO μας επιτρέπει να λάβουμε επιτόπιες μετρήσεις σε διαφορετικά σημεία της ηλιόσφαιρας και να παρατηρήσουμε τον Ήλιο και την ηλιόσφαιρα από διαφορετικές γωνίες θέασης. Στο σχήμα 2.1 παρουσιάζονται ενδεικτικά οι θέσεις των διαστημοπλοίων στις 7 Μαρτίου, 2012.

Πίνακας 2.1: Ηλιακά-Ηλιοσφαιρικά όργανα και τηλεσκόπια.

Διαστημόπλοιο / Όργανο		Όργανα Τηλεπισκόπησης Φασματική περιοχή	Σχόλια / Όρια οπτικού πεδίου
SDO:	AIA	EUV (9.4–170 nm)	Τηλεσκόπιο / 1.4 R _☉
SOHO:	LASCO/C2	Οπτικό	Στεμματογράφος / 2.2–6.0 R _☉
	LASCO/C3	Οπτικό	Στεμματογράφος / 3.7–30 R _☉
STEREO:	EUVI	EUV (17.1–30.4nm)	Τηλεσκόπιο / 1.7 R _☉
	COR1	Οπτικό (γραμμή Η α)	Στεμματογράφος / 1.4–4.5 R _☉
	COR2	Οπτικό (650–750 nm)	Στεμματογράφος / 2.5–15 R _☉
	HI-1	Οπτικό (400–700 nm)	Ηλιοσφαιρικό Τηλ/πιο / 15–90 R _☉
	HI-2	Οπτικό (400–1000 nm)	Ηλιοσφαιρικό Τηλ/πιο / 70–330 R _☉
Artemis-IV*		Ραδιοκύματα (20–650 MHz)	Θερμοπύλες
Culgoora*		Ραδιοκύματα (18–1800 MHz)	Culgoora (Αυστραλία)
STEREO:	WAVES*	Ραδιοκύματα (0.01–16.1 MHz)	Διαστημόπλοιο
	RSTN*	Ραδιοκύματα (25–180 MHz)	Διάφορες τοποθεσίες
WIND:	WAVES*	Ραδιοκύματα (0.02–13.8 MHz)	Διαστημόπλοιο
GOES:	SXR	Ακτίνες X (0.05–0.8 nm)	Διαστημόπλοιο

*: φασματογράφος

Διαστημόπλοιο / Όργανο		Όργανα Επιτόπιων Μετρήσεων Μετρήσεις	Σχόλια
SOHO:	ERNE	SEPs (p)	Στερεάς κατάστασης (SSD)
STEREO:	IMPACT/SEP	SEPs (p, e ⁻ , Ιόντα)	SSD + Φασματόμετρο
	IMPACT/MAG	Μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο	Μαγνητόμετρο πύλης ροής
	PLASTIC	Πλάσμα ηλιακού ανέμου	Φασματόμετρο
GOES:	EPS	SEPs (p, e ⁻)	SSD
ACE:	EPAM	SEPs (Ιόντα, e ⁻)	SSD + Μαγν. αναλυτής
	SWEPAM	Πλάσμα ηλιακού ανέμου	Ηλεκτροστατικός αναλυτής
	MAG	Μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο	Μαγνητόμετρο πύλης ροής
WIND:	3DP	SEPs (p, e ⁻)	SSD
	SWE	Πλάσμα ηλιακού ανέμου	Κύπελο Faraday



Σχήμα 2.1: Αριστερά: Δίνεται η θέση και η τροχιά της Γης και των STEREO A και B στην εσωτερική ηλιόσφαιρα στις 7 Μαρτίου, 2012. Δεξιά: Η θέση των διαστημοπλοίων SDO, GOES-15, ACE, WIND, και SOHO καθώς και τα όρια της γήινης μαγνητόσφαιρας και του πρώτου σημείου Lagrange (L1).

2.1 Όργανα τηλεπισκόπησης

2.1.1 Όργανα στο υπεριώδες και το μακρινό υπεριώδες

2.1.1.α' Το τηλεσκόπιο SDO/AIA

Το *Solar Dynamics Observatory* (SDO: [Pesnell et al. 2012](#)) εκτοξεύτηκε το 2010 και έκτοτε παρέχει αδιάλειπτες παρατηρήσεις πολύ υψηλής ευκρίνειας του Ήλιου. Η κύρια συνιστώσα του συστήματος τηλεπισκόπησης είναι το *Atmospheric Imaging Assembly* (AIA: [Lemen et al. 2012](#)). Πρόκειται για μια σειρά από τηλεσκόπια δίνουν εικόνες του Ήλιου με υψηλή ευκρίνεια και ρυθμό δειγματοληψίας στο υπεριώδες και μακρινό υπεριώδες. Τα παραπάνω μοναδικά χαρακτηριστικά του AIA το καθιστούν ικανό να ανιχνεύει βραχύβιες δραστηριότητες όπου και όποτε συμβαίνουν στον ήλιο, να ανιχνεύει και να ακολουθεί ταχύτατα εξελισσόμενα φαινόμενα και να μελετά την επίδραση τέτοιων δραστηριοτήτων σε μεγάλες χωρικές κλίμακες.

Το σύστημα τηλεπισκόπησης AIA περιλαμβάνει τέσσερα τηλεσκόπια τύπου Cassegrain, τα οποία παρατηρούν τον Ήλιο στο ορατό, υπεριώδες και μακρινό υπεριώδες. Κάθε ένα από τα τηλεσκόπια έχει διάμετρο κυρίου κατόπτρου 20 εκατοστών, ο εστιακός λόγος του τηλεσκοπίου είναι f/20, και το συνολικό οπτικό πεδίο είναι 41 λεπτά τόξου. Κάθε ένα από τα κάτοπτρα έχει πολλαπλές επιστρώσεις στην επιφάνειά του που επιτρέπουν την ανάκλαση της ακτινοβολίας στο μακρινό υπεριώδες σε συγκεκριμένες φασματικές περιοχές στενού εύρους. Συνολικά, τρία τηλεσκόπια παρατηρούν στο κέντρο επτά διαφορετικών φασματικών γραμμών στο μακρινό υπεριώδες του Fe XVIII (9.4 nm), Fe VIII και XXI (13.1 nm), Fe IX (17.1 nm), Fe XII και XXIV (19.3 nm), Fe XIV (21.1 nm), He II (30.4 nm), και Fe XVI (33.5 nm), ενώ το τέταρτο παρατηρεί σε μεγαλύτερα μήκη κύματος, στη γραμμή του C IV (160 nm), το κοντινό συνεχές στα 170 nm, και στο ορατό στα 450 nm. Στο σχήμα 2.2 παρουσιάζονται οι παρατηρήσεις ενός κέντρου δράσης σε διάφορα μήκη κύματος στο υπεριώδες και το μακρινό υπεριώδες από τα τηλεσκόπια AIA. Ακόμα στον πίνακα 2.2 παρουσιάζονται οι περιοχές της ηλιακής ατμόσφαιρας που παρατηρούνται από το AIA μαζί με τις αντίστοιχες θερμοκρασίες.

Το σύστημα καταγραφής στο τηλεσκόπιο AIA αποτελείται από οπισθοφωτιζόμενο στοιχείο συζευγμένου φορτίου (CCD), 4096×4096 εικονοστοιχείων (pixels) και μέγεθος αισθητήρα ~4.9×4.9 εκατοστά (δηλ. 12 μm/pixel). Σε κάθε εικονοστοιχείο αντιστοιχούν 0.6 δευτερόλεπτα τόξου στην επιφάνεια του Ήλιου και το συνολικό πεδίο παρατήρησης εκτείνεται μέχρι τις 1.4 R_☉. Για κάθε μήκος κύματος ο χρόνος έκθεσης κυμαίνεται από 0.5 έως 3 sec. και ένας πλήρης κύκλος παρατηρήσεων στο υπεριώδες και μακρινό υπεριώδες (δηλ. οκτώ μήκη κύματος) ολοκληρώνεται σε ~12 sec.

2.1.1.β' Το τηλεσκόπιο STEREO/EUVI

Η αποστολή *Solar Terrestrial Relation Observatory* (STEREO: [Kaiser et al. 2008](#)) που εκτοξεύτηκε το 2006 αποτελείται από δύο διαστημόπλοια, σε τροχιά γύρω από τον ήλιο και σε αντίθετες διευθύνσεις, τα οποία απομακρύνονται μεταξύ τους με ρυθμό ~44° το χρόνο. Τα δυο διαστημόπλοια είναι εφοδιασμένα με πανομοιότυπα επιστημονικά όργανα. Τα όργανα τηλεπισκόπησης (SECCHI: [Howard et al. 2008](#)) στα δίδυμα διαστημόπλοια STEREO-A και B περιλαμβάνουν: τα τηλεσκόπια του μακρινού υπεριώδους *Extrememe Ultraviolet Imager* (EUVI: [Wuelser et al. 2004](#)), τους στεμματογράφους *Coronagraph 1* (COR1: [Thompson et al. 2003](#)) και *Coronagraph 2* (COR2: [Howard et al. 2008](#)) και τα ηλιοσφαιρικά τηλεσκόπια *Heliospheric Imager 1* και *Heliospheric Imager 2* (HI-1 & HI-2: [Eyles et al. 2009](#)). Στην

Πίνακας 2.2: Περιοχές της ηλιακής ατμόσφαιρας που παρατηρεί το AIA ανάλογα με το μήκος κύματος και τη φασματική γραμμή (από [Lemen et al. 2012](#)).

Μήκος Κύματος	Γραμμή	Περιοχή ηλιακής ατμόσφαιρας	Θερμοκρασία log(T)
9.4 nm	Fe XVIII	χαμηλό στέμμα, έκλαμψη	6.8
13.1 nm	Fe VIII , XXI	μεταβατική, περιοχή χαμηλό στέμμα, έκλαμψη	5.6, 7.0
17.1 nm	Fe IX	ήρεμο στέμμα, άνω μεταβατική περιοχή	5.8
19.3 nm	Fe XII , XXIV	στέμμα και θερμό πλάσμα έκλαμψης	6.2, 7.3
21.1 nm	Fe XIV	κέντρα δράσης στο στέμμα	6.3
30.4 nm	He II	χρωμόσφαιρα, μεταβατική περιοχή	4.7
33.5 nm	Fe XVI	κέντρα δράσης στο στέμμα	6.4
160.0 nm	C IV και συνεχές	μεταβατική περιοχή, ανώτερη φωτόσφαιρα	5.0
170.0 nm	συνεχές	ελάχιστο θερμοκρασίας, φωτόσφαιρα	3.7
450.0 nm	συνεχές	φωτόσφαιρα	3.7

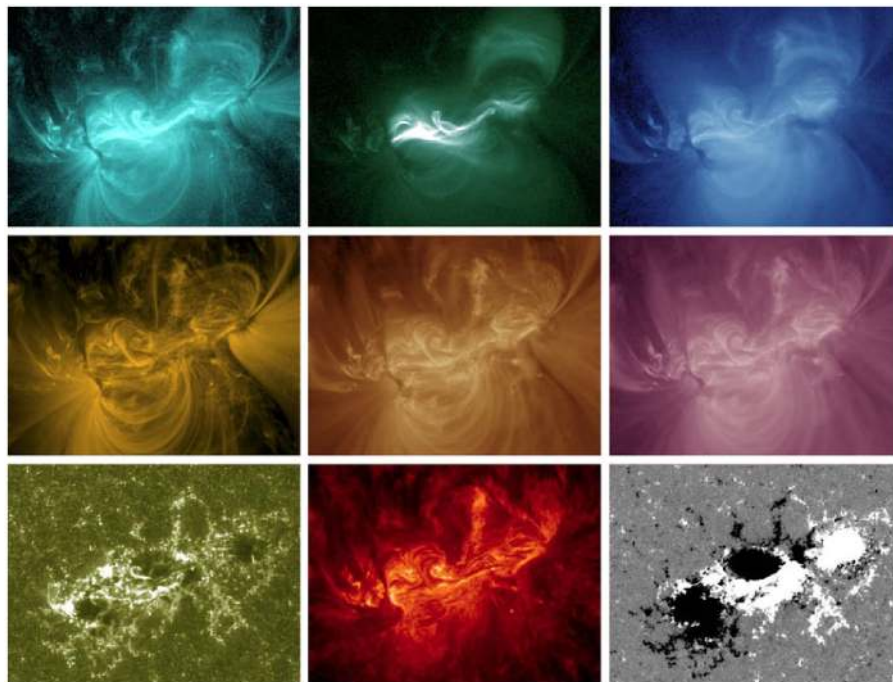
εργασία αυτή χρησιμοποιήσαμε δεδομένα από όλα τα παραπάνω όργανα και τα χαρακτηριστικά τους θα παρουσιαστούν στα επόμενα εδάφια.

Τα διαστημόπλοια STEREO φέρουν το σύστημα τηλεπισκόπησης EUVI το οποίο παρατηρεί την ηλιακή χρωμόσφαιρα και το εσωτερικό στέμμα μέχρι τις $1.7 R_{\odot}$ στο μακρινό υπεριώδες. Το τηλεσκόπιο EUVI είναι ένα τηλεσκοπικό σύστημα Ritchey-Chrétien με διάμετρο κυρίου κατόπτρου 9.8 εκατοστών και εστιακό μήκος 17.5 εκατοστών. Η ακτινοβολία στο μακρινό υπεριώδες εισέρχεται στο τηλεσκόπιο μέσω ενός λεπτού μεταλλικού φίλτρου αλουμινίου πάχους 150 nm. Το φίλτρο αυτό αποκόπτει το μεγαλύτερο μέρος της ακτινοβολίας στο υπεριώδες, ορατό, και υπέρυθρο μέρος του φάσματος. Το πρωτεύον και δευτερεύον κάτοπτρο, έχει το κάθε ένα πολλαπλές επιστρώσεις, που επιτρέπουν την ανάκλαση της ακτινοβολίας σε μια στενή φασματική περιοχή στο μακρινό υπεριώδες. Το κάθε τεταρτημόριο του κυρίου κατόπτρου έχει διαφορετική επίστρωση για να είναι δυνατή η παρατήρηση τεσσάρων διαφορετικών φασματικών γραμμών, δηλαδή του Fe IX (17.1 nm), Fe XII και XXI (19.5 nm), Fe XV (28.4 nm), και He II (30.4 nm). Η διερχόμενη ακτινοβολία, αφού ανακλαστεί στο πρωτεύον και δευτερεύον κάτοπτρο προσπίπτει σε ένα φίλτρο αποκοπής της εναπομένουσας ακτινοβολίας στο οπτικό και το υπέρυθρο. Το σύστημα καταγραφής του EUVI αποτελείται από οπισθοφωτιζόμενη CCD 2048×2048 εικονοστοιχείων και μέγεθος αισθητήρα $\sim 2.8 \times 2.8$ εκατοστά (δηλ. $13.5 \mu\text{m}/\text{pixel}$). Το όργανο EUVI έχει διακριτική ικανότητα $\sim 1.6''/\text{pixel}$. Ο χρόνος έκθεσης ρυθμίζεται από ένα περιστροφικό διάφραγμα το οποίο επιτρέπει έκθεση από 60 ms έως 60 sec και ο ρυθμός λήψης των εικόνων κυμαίνεται από 2.5 έως 20 λεπτά ανάλογα με το μήκος κύματος που γίνεται η παρατήρηση. Στο σχήμα 2.3 δίνεται η ταυτόχρονη παρατήρηση του ηλιακού δίσκου στο μακρινό υπεριώδες στα 19.5 nm, από τα τηλεσκόπια EUVI των STEREO A και B στις 13 Φεβρουαρίου 2009.

2.1.2 Όργανα στο λευκό φως

2.1.2.α Οι στεμματογράφοι SOHO/LASCO

Το διαστημόπλοιο *Solar & Heliospheric Observatory* (SOHO: [Domingo et al. 1995b,a](#)) εκτοξεύθηκε το 1995 και είναι μια κοινή αποστολή του Ευρωπαϊκού Οργανισμού Διαστήματος

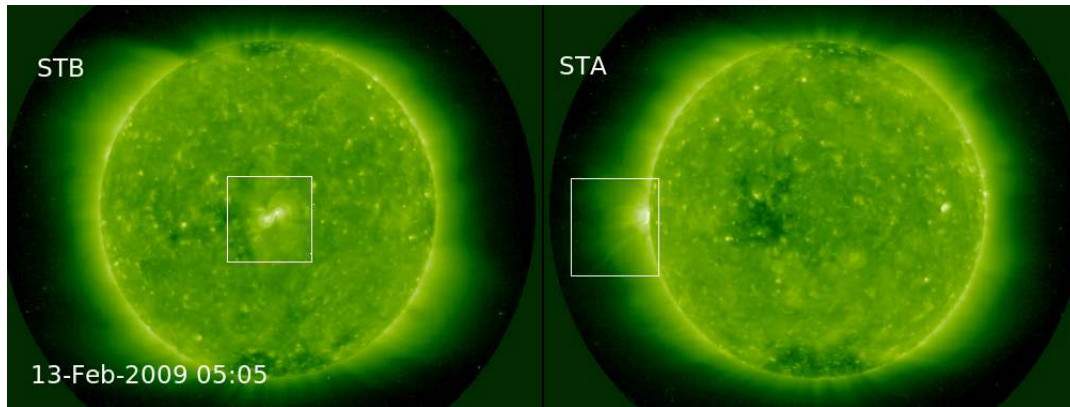


Σχήμα 2.2: Παρατηρήσεις ενός ηλιακού κέντρου δράσης στις 15 Φεβρουαρίου 2011 01:45 UT, σε διάφορα μήκη κύματος στο υπεριώδες και το μακρινό υπεριώδες από τα τηλεσκόπια AIA του SDO. Στην πάνω σειρά δίνονται οι παρατηρήσεις στα μήκη κύματος (από αριστερά προς τα δεξιά), 13.1 nm, 9.4 nm, 33.5 nm. Στη μεσαία σειρά δίνονται οι παρατηρήσεις στα 17.1 nm, 19.3 nm και 21.1 nm, και στην κάτω σειρά στα 160 nm και 30.4 nm (αριστερή και μεσαία εικόνα, αντίστοιχα). Η δεξιά εικόνα στην κάτω σειρά είναι μαγνητογράφημα του κέντρου δράσης από το όργανο HMI για ίδιο οπτικό πεδίο (από [Lemen et al. 2012](#)).

(ESA: European Space Agency) και της Εθνικής Αεροναυτικής και Διαστημικής Υπηρεσίας των ΗΠΑ (NASA: National Aeronautics and Space Administration), στα πλαίσια του προγράμματος Ηλιακής και Γήινης Επιστήμης (Solar Terrestrial Science Program, STSP).

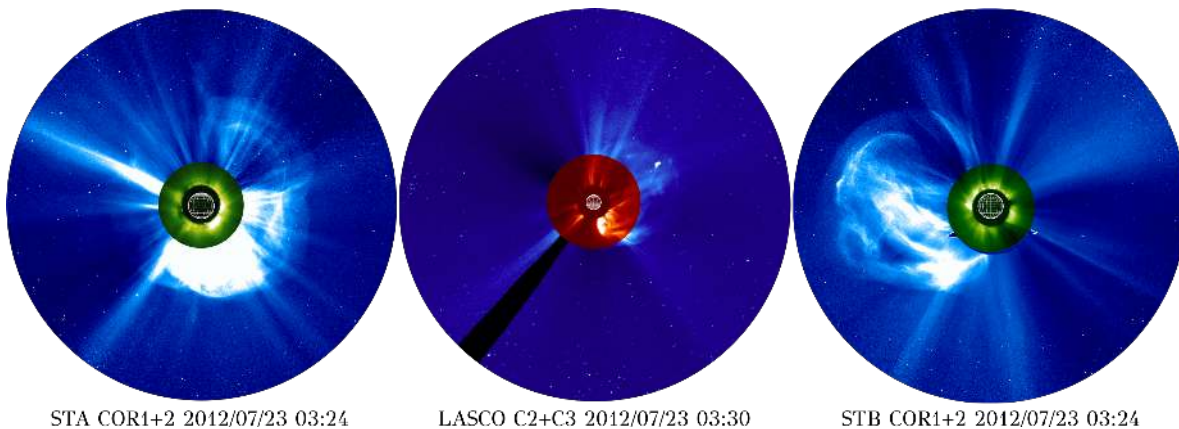
Το διαστημόπλοιο SOHO φέρει τρεις στεματογράφους που ονομάζονται C1, C2, και C3, και οι οποίοι συλλογικά αναφέρονται ως LASCO (*Large Angle Spectrometric Coronagraph*; [Brueckner et al. 1995](#)). Οι τρεις στεματογράφοι LASCO κατασκευάστηκαν με τέτοια χαρακτηριστικά ώστε να παρατηρούν το στέμμα από τις 1.1 έως τις 30 R_{\odot} . Ο στεματογράφος LASCO/C1 ήταν τύπου Lyot, με εσωτερικό δίσκο απόκρυψης και ανακλαστήρα, ενώ πέραν του δίσκου Lyot βρισκόταν ένα συμβολόμετρο Fabry-Perot που επέτρεπε την παρατήρηση του στέμματος σε πέντε διαφορετικές φασματικές γραμμές. Η καταγραφή γινόταν σε μια CCD 1024×1024 εικονοστοιχείων και συνολικό πεδίο παρατήρησης από 1.1 έως 3 R_{\odot} . Ο LASCO/C1 έπαψε να λειτουργεί το 1997.

Ο στεματογράφος LASCO/C2 είναι τύπου Lyot, με διοπτρικό σύστημα τηλεσκοπίου και εξωτερικό δίσκο απόκρυψης και παρατηρεί το ηλιακό στέμμα από τις 2.2 έως 6 R_{\odot} . Στο μπροστινό τμήμα του ανοίγματος του τηλεσκοπίου υπάρχει ο εξωτερικός δίσκος απόκρυψης, ο οποίος εμποδίζει την είσοδο της ακτινοβολίας του ηλιακού δίσκου προς το εσωτερικό τμήμα του τηλεσκοπίου. Στο εσωτερικό του στεματογράφου υπάρχουν άλλα τρία συστήματα απόκρυψης τα οποία σε συνδυασμό με τους αντίστοιχους αντικειμενικούς φακούς μειώνουν περαιτέρω το εισερχόμενο αδέσποτο φως (stray light). Η ακτινοβολία εστιάζεται στο σύστημα καταγραφής CCD αφού πρώτα διέλθει από ένα πολωτικό φίλτρο με γωνίες 0° και $\pm 60^{\circ}$. Το σύστημα καταγραφής περιλαμβάνει εμπροσθοφωτιζόμενη CCD 1024×1024 εικονοστοιχείων. Ο στεματογράφος C3 είναι τύπου Lyot με εξωτερικό δίσκο απόκρυψης



Σχήμα 2.3: Ταυτόχρονες παρατηρήσεις του ηλιακού δίσκου στο μακρινό υπεριώδες στα 19.5 nm, από τα τηλεσκόπια EUVI των STEREO A και B στις 13 Φεβρουαρίου 2009. Στις δυο εικόνες σημειώνεται το ίδιο κέντρο δράσης με το λευκό τετράγωνο. Τον Φεβρουάριο του 2009 τα δυο διαστημόπλοια STEREO διαχωρίζονταν μεταξύ τους με γωνία 90°, οπότε το κέντρο δράσης παρατηρείται στο STEREO B στο κέντρο του δίσκου και στο STEREO A στο χείλος του δίσκου.

και η οπτική του διάταξη είναι σχεδόν ίδια με το στεμματογράφο C2. Το LASCO/C3 παρατηρεί το ηλιακό στέμμα από τις 3.7 έως τις 30 R_{\odot} και το σύστημα καταγραφής είναι το ίδιο με το LASCO/C2. Η διακριτική ικανότητα του είναι C2 είναι $\sim 23''/\text{pixel}$ και του C3 είναι $\sim 56''/\text{pixel}$. Ο στεμματογράφος C2 παρέχει συνήθως μια εικόνα ολικής λαμπρότητας κάθε περίπου 15 λεπτά, ενώ ο στεμματογράφος C3 συνήθως μια εικόνα κάθε περίπου 15–30 λεπτά. Στο σχήμα 2.4 (μεσαία εικόνα) δίνεται μια παρατήρηση του ηλιακού στέμματος και μιας CME από τους στεμματογράφους C2 και C3 του SOHO/LASCO.



Σχήμα 2.4: Παρατηρήσεις του ηλιακού στέμματος και μιας CME από τους στεμματογράφους STEREO/COR (αριστερή και δεξιά εικόνα) και SOHO/LASCO (μεσαία εικόνα). Στο κέντρο των εικόνων σημειώνεται το φωτοσφαιρικό χείλος. Η παρατήρηση των εξωτερικών στεμματογράφων STEREO/COR2 και LASCO/C3 δίνεται με μπλε χρώμα, ενώ με πράσινο και κόκκινο χρώμα δίνεται για τους στεμματογράφους STEREO/COR1 και LASCO/C2, αντίστοιχα. Το οπτικό πεδίο του LASCO/C3 είναι 15 R_{\odot} μεγαλύτερο από το οπτικό πεδίο των στεμματογράφων STEREO/COR2.

2.1.2.β' Οι στεμματογράφοι STEREO/COR

Κάθε ένα από τα δίδυμα διαστημόπλοια STEREO φέρει δυο στεμματογράφους που ονομάζονται COR1 και COR2 (Howard *et al.* 2008). Ο συνδυασμός των παρατηρήσεων από τους δυο στεμματογράφους δίνει συνολικό πεδίο παρατήρησης από τις 1.4 έως τις 15 R_{\odot} . Ο

στεμματογράφος COR1 είναι τύπου Lyot, με διοπτρικό σύστημα τηλεσκοπίου και εσωτερικό δίσκο απόκρυψης. Παρατηρεί το εσωτερικό ηλιακό στέμμα από τις 1.4 έως τις 4.5 R_{\odot} στη χρωμοσφαιρική γραμμή Η α στα 656 nm, με εύρος 22.5 nm. Ο COR1 έχει στο εσωτερικό του ένα πολωτικό φίλτρο, μετά το οπτικό σύστημα, που δίνει τη δυνατότητα καταγραφής της ακτινοβολίας σε τρεις γωνίες πόλωσης στις 0° και $\pm 60^{\circ}$. Στην κύρια εστία του τηλεσκοπίου υπάρχει το σύστημα καταγραφής CCD με μέγεθος 1024×1024 εικονοστοιχείων και διακριτική ικανότητα $7.5''/\text{pixel}$. Ο ρυθμός λήψης εικόνων του COR1 κυμαίνεται από 5 έως 10 λεπτά.

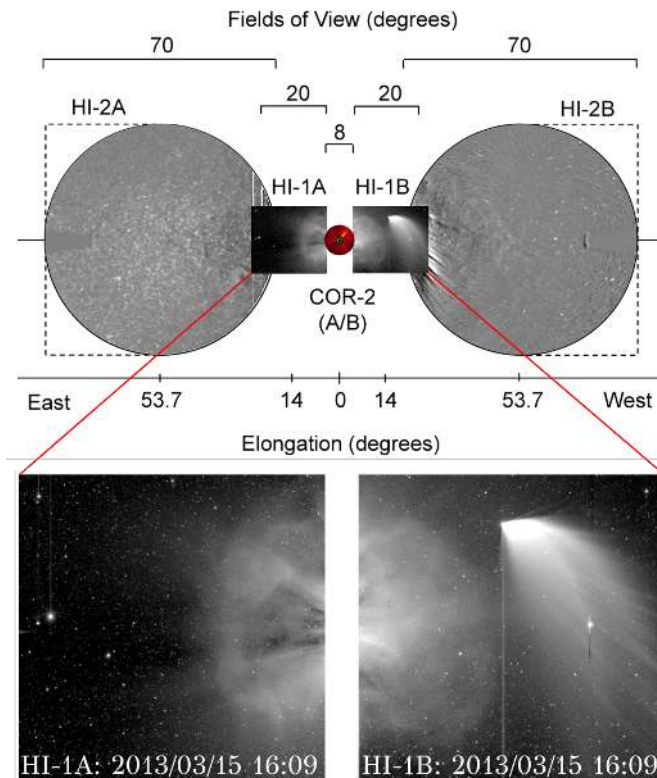
Ο στεμματογράφος COR2 είναι τύπου Lyot, με εξωτερικό δίσκο απόκρυψης και η οπτική του διάταξη είναι περίπου ίδια με αυτή των στεμματογράφων LASCO/C2 και C3. Το οπτικό πεδίο του COR2 εκτείνεται από 2.5 έως 15 R_{\odot} . Η διερχόμενη ακτινοβολία περιορίζεται σε μήκη κύματος από 650 έως 750 nm από τις πολλαπλές επιστροφές που υπάρχουν στο οπτικό σύστημα. Στην κύρια εστία το σύστημα καταγραφής περιλαμβάνει CCD 2048×2048 εικονοστοιχείων και η διακριτική του ικανότητα είναι $14.7''/\text{pixel}$. Στον COR2 υπάρχει πολωτικό φίλτρο στο πίσω μέρος του οπτικού συστήματος όπως και στον COR1. Ο ρυθμός λήψης εικόνων του COR2 είναι περίπου 15 λεπτά. Στο σχήμα 2.4 δίνονται παρατηρήσεις του ηλιακού στέμματος και μιας CME από τους στεμματογράφους STEREO/COR (αριστερή και δεξιά εικόνα).

2.1.2.γ' Τα ηλιοσφαιρικά τηλεσκόπια STEREO/HI

Τα ηλιοσφαιρικά τηλεσκόπια HI-1 και -2 (Eyles *et al.* 2009) αποτελούν και αυτά τμήμα της συλλογής οργάνων SECCHI και βρίσκονται στα δυο διαστημόπλοια STEREO. Τα δυο τηλεσκόπια παρατηρούν την εσωτερική ηλιόσφαιρα στο λευκό φως και το συνολικό οπτικό τους πεδίο εκτείνεται από τις 15 έως τις 330 R_{\odot} . Το τηλεσκόπιο HI-1 αποτελείται από ένα τηλεσκοπικό φακό διαμέτρου 1.6 εκατοστών και εστιακού μήκους 7.8 εκατοστών ο οποίος διαθέτει πολλαπλά οπτικά στοιχεία για να επιτευχθεί το απαραίτητο οπτικό πεδίο. Το τηλεσκόπιο HI-2 αποτελείται από ένα τηλεσκοπικό φακό μεγάλου οπτικού πεδίου (*fish-eye lens*) διαμέτρου 2.07 εκατοστών και εστιακού μήκους 1.97 εκατοστών. Ο εστιακός λόγος των δυο τηλεσκοπίων είναι f/4.9 και f/3.08 αντίστοιχα για το HI-1 και HI-2.

Το HI-1 έχει οπτικό πεδίο από τις 15 έως τις 90 R_{\odot} , δηλαδή συνολικό πεδίο 20° στο επίπεδο του ουρανού, ενώ το HI-2 έχει οπτικό πεδίο από τις 70 έως τις 330 R_{\odot} , δηλαδή συνολικό πεδίο 70° . Το κέντρο του πεδίου για το HI-1 σχηματίζει γωνία 14° από το κέντρο του ηλιακού δίσκου και για το HI-2 η αντίστοιχη γωνία είναι 53.7° . Στα οπτικά στοιχεία του HI-1 υπάρχουν πολλαπλές επιστροφές για να διέρχεται η ακτινοβολία στο οπτικό μέρος του φάσματος, σε μήκη κύματος από 650 έως 750 nm, όπως συμβαίνει και στο στεμματογράφο COR2. Το HI-2 παρατηρεί σε όλο το οπτικό φάσμα και τμήμα του υπερύθρου από τα 400 έως τα 1000 nm.

Στην κύρια εστία το σύστημα καταγραφής και για τα δύο τηλεσκόπια περιλαμβάνει CCD 2048×2048 εικονοστοιχείων με διακριτική ικανότητα $35''/\text{pixel}$ για το HI-1 και $4''/\text{pixel}$ για το HI-2. Οι εικόνες προτού μεταφερθούν στο σύστημα τηλεμετρίας συμπιέζονται στα 1024×1024 εικονοστοιχεία. Για να επιτευχθεί ο επιθυμητός λόγος σήματος προς θόρυβο, ο χρόνος έκθεσης των οργάνων HI είναι πολύ μεγαλύτερος από οποιοδήποτε άλλο όργανο της συλλογής οργάνων SECCHI. Τυπικά, οι χρόνοι συνολικής έκθεσης είναι 20 λεπτά για το HI-1 και περισσότερο από μια ώρα για το HI-2. Ωστόσο, για να μειωθεί η καταγραφόμενη κοσμική ακτινοβολία στην CCD και να αποφευχθεί ο κόρος σε λαμπρές περιοχές ο συνολικός χρόνος έκθεσης για μια εικόνα συντίθεται από επιμέρους εκθέσεις μικρότερης χρονικής διάρκειας. Συνήθως, για μια εικόνα HI-1 λαμβάνονται περίπου 30 εικόνες με έκθεση ενός λεπτού έκαστη, ενώ για το HI-2 λαμβάνονται 99 εικόνες με έκθεση ενός λεπτού έκαστη.



Σχήμα 2.5: Παρατηρήσεις του ηλιακού στέμματος και της εσωτερικής ηλιόσφαιρας από τα τηλεσκόπια STEREO/HI και τους στεματογράφους STEREO/COR2. Στην επάνω εικόνα παρουσιάζονται οι παρατηρήσεις από τα όργανα COR2 και HI των STEREO A/B, και σημειώνεται το οπτικό πεδίο για κάθε όργανο. Στην κάτω εικόνα παρουσιάζεται η μεγέθυνση των παρατηρήσεων των STEREO/HI, στις οποίες διακρίνονται μια CME και ο κομήτης PANSTARRS (C/2011 L4).

Συνολικά, στη διάρκεια μιας μέρας λαμβάνονται συνολικά 36 εικόνες HI-1 (μια εικόνα ανά 40 λεπτά) και 12 εικόνες HI-2 (μια εικόνα ανά 120 λεπτά). Στο σχήμα 2.5 δίνονται παρατηρήσεις του ηλιακού στέμματος και της εσωτερικής ηλιόσφαιρας από τα τηλεσκόπια STEREO/HI και τους στεματογράφους STEREO/COR2.

2.1.3 Όργανα στα ραδιοκύματα

Η αποτύπωση των ραδιοφωνικών παρατηρήσεων που χρησιμοποιήσαμε γίνεται σε διαγράμματα ροής της ακτινοβολίας συναρτήσει του χρόνου και της συχνότητας που ονομάζονται δυναμικά ραδιοφάσματα¹. Ένα παράδειγμα δυναμικού ραδιοφάσματος και των παρατηρούμενων ηλιακών ραδιοεκπομπών δίνεται στο σχήμα 1.8, αλλά και στο σχήμα 2.6. Όπως εξηγήσαμε στα εδάφια 1.4.1 και 1.13.4, οι διαφορετικού τύπου ραδιοεξάρσεις που σχετίζονται με εκρηκτικά φαινόμενα και αποτυπώνονται στα δυναμικά ραδιοφάσματα προέρχονται είτε από δέσμες ηλεκτρονίων που κινούνται σε ανοικτές δυναμικές γραμμές είτε από γρήγορα ΜΥΔ κρουστικά κύματα, είτε από ηλεκτρόνια που επιταχύνονται από τη μαγνητική επανασύνδεση που συμβαίνει πίσω από τη CME. Στις εργασίες μας χρησιμοποιήσαμε δεδομένα τόσο από επίγεια όσο και από διαστημικά όργανα που παρατηρούν τον Ήλιο στα ραδιοκύματα.

2.1.3.α Ο ηλιακός ραδιοφασματογράφος ARTEMIS-IV

Ο ηλιακός ραδιοφασματογράφος *ARTEMIS-IV* είναι ένα ηλιακό ραδιοτηλεσκόπιο (Caroubalos *et al.* 2001, Kontogeorgos *et al.* 2006) που καταγράφει την ολική ροή του Ήλιου στα ραδιοκύματα και βρίσκεται στις Θερμοπύλες². Το σύστημα κεραιών λήψης περιλαμβάνει, 1)

¹Όταν γίνεται χρήση περισσότερων του ενός οργάνου για την απόδοση ενός δυναμικού ραδιοφάσματος χρησιμοποιείται και ο όρος σύνθετο ραδιοφάσμα.

²με συντεταγμένες 380:49':18,6" N και 220:41':10,4" E

ένα κινούμενο παραβολικό κάτοπτρο στην εστία του οποίου υπάρχουν δυο λογαριθμικές περιοδικές κεραίες (log-periodic antennas) και 2) ένα στατικό δίπολο. Το παραβολικό κάτοπτρο έχει διάμετρο 7 μέτρα, εστιακή απόσταση 3 μέτρα και η ανακλαστική επιφάνεια του κατόπτρου είναι κατασκευασμένη από μεταλλικό πλέγμα. Στον άξονα της κύριας εστίας υπάρχουν δυο λογαριθμικές περιοδικές κεραίες, κάθετες μεταξύ τους, συνολικού μήκους 2.25 μέτρων. Η κάθε λογαριθμική περιοδική κεραία αποτελείται από 13 δίπολα διαφορετικού μήκους που λαμβάνουν την ηλιακή ραδιοακτινοβολία σε συχνότητες από 100 έως 1000 MHz. Η μέση απολαβή τους είναι 21 dB και το άνοιγμα μισής ισχύος (half-power beamwidth) 6°. Το στατικό δίπολο είναι μια ανεστραμμένη κεραία τύπου V με άξονα στο επίπεδο ανατολής-δύσης. Σε κάθε πλευρά του διπόλου το μήκος των παθητικών στοιχείων είναι 3.5 μέτρα και το πλάτος ένα μέτρο. Τα δυο στοιχεία του διπόλου σχηματίζουν μεταξύ τους γωνία 90° και παρέχουν εύρος παρατηρούμενων συχνοτήτων από 20 έως 110 MHz.

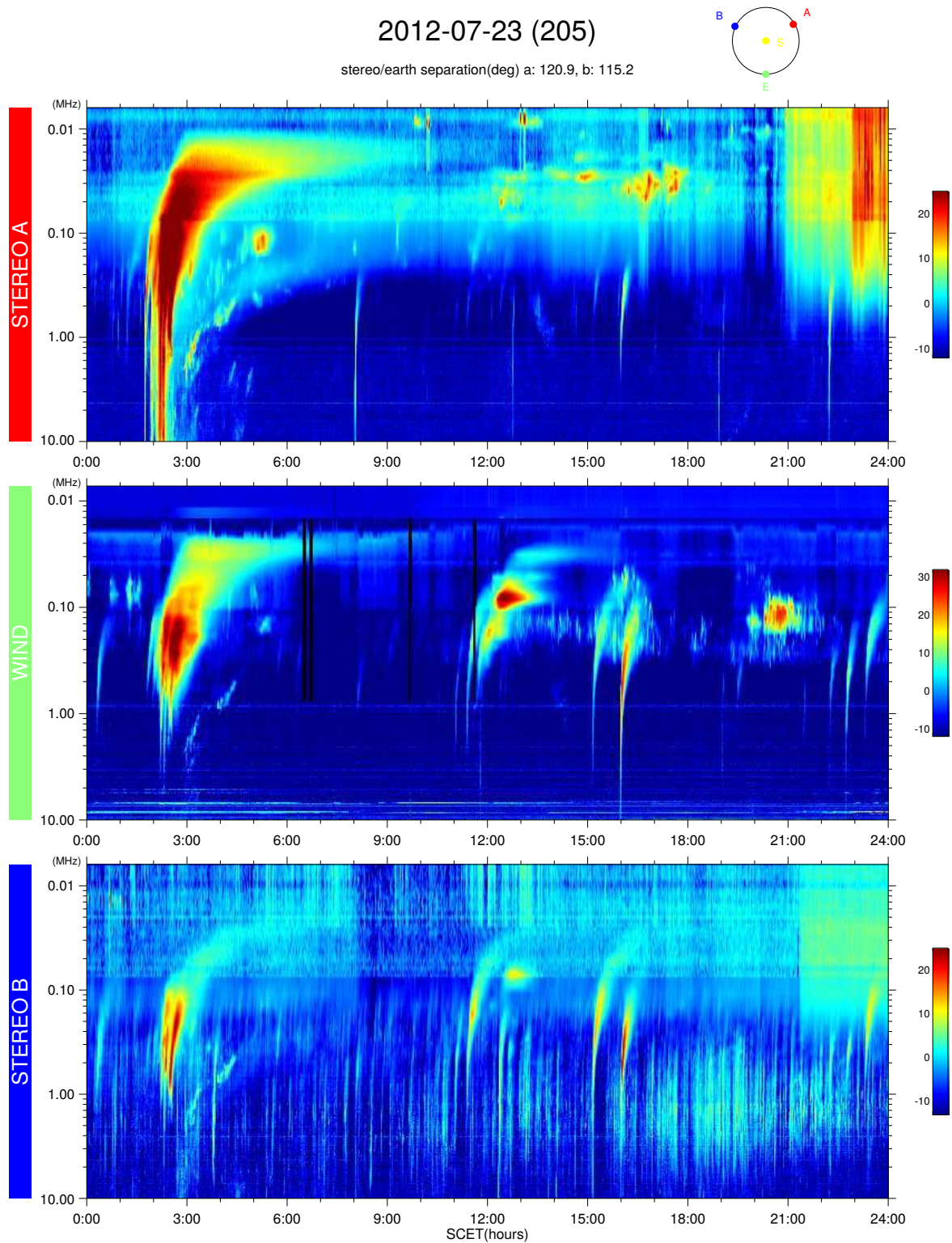
Το σήμα από τις κεραίες αφού περάσει από διάφορα στάδια ενίσχυσης εισέρχεται σε δυο ραδιοφασματογράφους που ονομάζονται ASG (*Analyseur de Spectre Generale*) και SAO (*Spectrograph Acousto-Optic*). Ο ASG είναι ραδιοφασματογράφος σάρωσης συχνοτήτων και λειτουργεί σε συχνότητες από 20 έως 650 MHz, τις οποίες σαρώνει δέκα φορές κάθε δευτερόλεπτο. Η φασματική ανάλυση του ASG είναι 1 MHz και η ενίσχυση του σήματος είναι λογαριθμική με δυναμικό εύρος 70 dB. Ο SAO είναι οπτικοακουστικός ραδιοφασματογράφος και λειτουργεί σε συχνότητες από 270 έως 450 MHz. Η φασματική ανάλυση του SAO είναι 1.4 MHz και ο χρόνος σάρωσης είναι 10 msec. Για το σκοπό των εργασιών μας, χρησιμοποιήσαμε δεδομένα μόνο από το ραδιοφασματογράφο ASG. Ο ηλιακός ραδιοφασματογράφος ARTEMIS-IV παρέχει δυναμικά ραδιοφάσματα από το 1998 έως και το 2013.

2.1.3.β' Τα όργανα WIND/WAVES και STEREO/WAVES

Σε συχνότητες μικρότερες των ~10 MHz η ιονόσφαιρα της Γης γίνεται αδιαφανής και οι ηλιακές ραδιοφωνικές εκπομπές δεν μπορούν να καταγραφούν από τα επίγεια ραδιοτηλεσκόπια. Οι παρατηρήσεις σε αυτή τη φασματική περιοχή γίνονται από όργανα στο διάστημα που παρατηρούν σε συχνότητες μικρότερες των ~10 MHz, δηλαδή σε δεκατομετρικά και χιλιομετρικά μήκη κύματος. Τα διαστημόπλοια WIND και STEREO φέρουν τα όργανα WAVES που πραγματοποιούν παρατηρήσεις στις πολύ χαμηλές ραδιοφωνικές συχνότητες που αποκόπτονται από την ατμόσφαιρα της Γης. Το όργανο WAVES έχει χρησιμοποιηθεί με επιτυχία και σε άλλες δυο αποστολές, το Ulysees και το Cassini. Τα όργανα WAVES που λειτουργούν στις διαστημικές αποστολές WIND και STEREO έχουν σχεδόν ίδια χαρακτηριστικά κατασκευής.

Αρχίζουμε με την παρουσίαση του οργάνου που βρίσκεται στα δίδυμα διαστημόπλοια STEREO και ονομάζεται WAVES (Bougeret *et al.* 2008). Το σύστημα κεραίων σε κάθε διαστημόπλοιο STEREO αποτελείται από τρία μονόπολα μήκους έξι μέτρων το κάθε ένα τα οποία βρίσκονται σε ορθογώνια διάταξη μεταξύ τους. Η διάμετρος κάθε στοιχείου κυμαίνεται από 2.5 εκατοστά στη βάση έως 1.5 εκατοστά στην άκρη του και κάθε μονόπολο συνδέεται με προενισχυτή υψηλής εμπέδησης και χαμηλού θορύβου. Το σήμα μετά τον προενισχυτή εισέρχεται σε διάφορα ανιχνευτικά συστήματα (ραδιοδέκτες). Στην παρούσα εργασία χρησιμοποιήθηκαν δεδομένα από τον ραδιοδέκτη χαμηλών συχνοτήτων (*Low Frequency Receiver, LFR*) και τον ραδιοδέκτη υψηλών συχνοτήτων (*High Frequency Receiver, HFR*). Η σύνθεση των δεδομένων από τους δυο ραδιοδέκτες δίνει σύνθετα ραδιοφάσματα.

Ο δέκτης LFR είναι ένας ομόδυνος (homodyne) δέκτης που λειτουργεί σε συχνότητες από 2.5 έως 160 kHz και στον οποίο το λαμβανόμενο σήμα αποκωδικοποιείται απευθείας σε σήμα βασικής ζώνης ώστε να ανακτηθεί η αρχική του πληροφορία. Ο LFR αποτελείται από δυο διαφορετικά συστήματα εισόδου τα οποία συνδυάζονται με τις διαφορετικές διατάξεις



Σχήμα 2.6: Δυναμικά ραδιοφάσματα από τα όργανα STEREO/WAVES (πάνω και κάτω) και WIND/WAVES (μέση) για την 23η Ιουλίου 2012. Η χρωματική κλίμακα δεξιά σε κάθε ραδιοφάσμα είναι σε dB της μονάδας ηλιακής ροής.

των τριών κεραιών (ψευδοδίπολου ή μονόπολου) και έτσι μπορεί να πραγματοποιηθεί αυτοσυσχέτιση των εξερχόμενων σημάτων από το κάθε σύστημα. Το παραγόμενο ραδιοφάσμα από το LFR αποτελείται από 48 λογαριθμικά κατανεμημένα κανάλια συχνοτήτων και το συνολικό φασματικό εύρος του ραδιοφάσματος είναι από 2.6 έως ~153 kHz. Το σύστημα ελέγχου αυτόματης απολαβής (AGC) δίνει ένα μεγάλο δυναμικό εύρος στο ραδιοφάσμα, περίπου 120 dB. Ο δέκτης HFR είναι δέκτης διπλής σάρωσης που λειτουργεί σε συχνότητες από 125 kHz έως 16.025 MHz. Η λειτουργία του στηρίζεται στην αρχή του υπερετεροδυνου (hypereterodyne), δηλαδή τη μίξη του αρχικού σήματος προτού αυτό ενισχυθεί και επεξεργαστεί, με ένα σήμα γειτονικής συχνότητας που παράγεται από έναν τοπικό ταλαντωτή. Ο HFR έχει μέγιστη φασματική διακριτική ικανότητα 50 kHz και δυναμικό εύρος 80 dB, ενώ συνολικά διαθέτει 159 γραμμικώς κατανεμημένα κανάλια συχνοτήτων. Οι δυο δέκτες, LFR και HFR, έχουν ρυθμό δειγματοληψίας μικρότερο του ενός λεπτού αλλά τα διατιθέμενα δεδομένα έχουν ρυθμό δειγματοληψίας ενός λεπτού.

Το όργανο WIND/WAVES (Bougeret *et al.* 1995) είναι ο πρόδρομος του οργάνου STEREO/WAVES και τα χαρακτηριστικά τους είναι σχεδόν ίδια. Το WIND/WAVES αποτελείται από δυο ραδιοδέκτες που ονομάζονται RAD1 και RAD2. Ο ραδιοδέκτης RAD1 αποτελείται από δύο υπερετεροδυνους δέκτες που λειτουργούν σε συχνότητες από 20 έως 1040 kHz. Η φασματική ανάλυση του RAD1 είναι 4 kHz και το παραγόμενο δυναμικό ραδιοφάσμα αποτελείται από 256 κανάλια συχνοτήτων. Ο ραδιοδέκτης RAD2 είναι ίδιος στην κατασκευή του με τον RAD1 αλλά οι συχνότητες παρατήρησης είναι από 1.075 έως 13.825 MHz. Η φασματική ανάλυση του RAD2 είναι 50 kHz και το παραγόμενο δυναμικό ραδιοφάσμα αποτελείται από 256 κανάλια συχνοτήτων. Το RAD2 και RAD1 έχουν ρυθμό δειγματοληψίας μικρότερο του ενός λεπτού αλλά τα διατιθέμενα δεδομένα έχουν ρυθμό δειγματοληψίας ενός λεπτού. Τα όργανα WIND/WAVES και STEREO/WAVES παρέχουν δυναμικά ραδιοφάσματα από το 1994 και το 2006 αντίστοιχα έως και σήμερα. Ένα παράδειγμα δυναμικού ραδιοφάσματος από τα όργανα STEREO/WAVES και WIND/WAVES δίνεται στο σχήμα 2.6.

2.1.3.γ' Το δίκτυο ηλιακών ραδιοτηλεσκοπίων (RSTN)

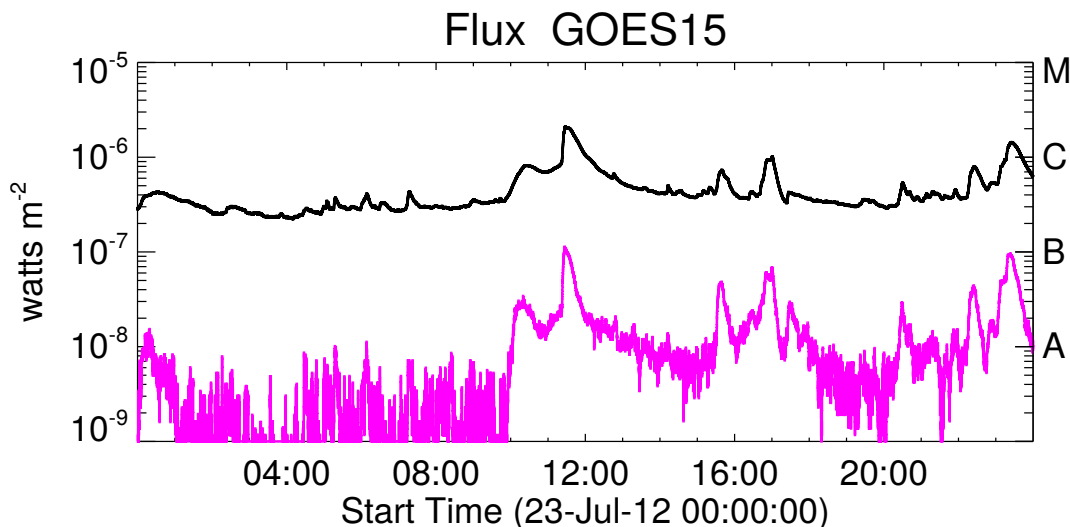
Το δίκτυο ηλιακών ραδιοτηλεσκοπίων (RSTN) αποτελείται από τέσσερις επίγειους σταθμούς παρατήρησης του Ήλιου στα ραδιοκύματα οι οποίοι λειτουργούν υπό την αιγίδα της πολεμικής αεροπορίας των ΗΠΑ (Guidice *et al.* 1984). Τα παρατηρητήρια βρίσκονται στην Αυστραλία (Learmonth Solar Observatory), την Ιταλία (San Vito Solar Observatory), και στις ΗΠΑ στο Νέο Μεξικό (Holloman AFB) και τη Μασαχουσέτη (Sagamore Hill Solar Observatory). Τα ραδιοτηλεσκοπία παρατηρούν τον Ήλιο σε συχνότητες από 25 MHz μέχρι 15 GHz. Από τους ραδιοφασματογράφους που διαθέτουν οι σταθμοί παράγονται δυναμικά ραδιοφάσματα στις συχνότητες από 25 MHz μέχρι 180 MHz, με ρυθμό δειγματοληψίας τριών δευτερολέπτων. Για συχνότητες μεγαλύτερες από 180 MHz έως και τα 15 GHz οι παρατηρήσεις γίνονται σε οκτώ διακριτές συχνότητες στα 245, 410, 610, 1415, 2695, 4995, 8800, και 15400 MHz με ρυθμό δειγματοληψίας ενός δευτερολέπτου. Ο συνδυασμός των δεδομένων από τους τέσσερις σταθμούς, στις περισσότερες περιπτώσεις, παράγει ραδιοφάσματα που καλύπτουν χρονικά μια ολόκληρη μέρα. Στα δεδομένα του RSTN εντάσσονται και οι παρατηρήσεις του ραδιοτηλεσκοπίου Culgoora το οποίο βρίσκεται στην ανατολική ακτή της Αυστραλίας. Ο ραδιοφασματογράφος του Culgoora (Prestage *et al.* 1994) παράγει ραδιοφάσματα σε συχνότητες από 18 MHz έως 1800 MHz με ρυθμό δειγματοληψίας τριών δευτερολέπτων. Το δίκτυο RSTN παρέχει δεδομένα από το 2000 έως και σήμερα ενώ ο ραδιοφασματογράφος του Culgoora λειτουργεί και παρέχει δεδομένα από το 1992 έως σήμερα.

2.1.4 Όργανα στις ακτίνες X

2.1.4.α Το όργανο GOES/XRS

Το σύστημα δορυφόρων *GOES* (*Geostationary Operational Environmental Satellite*) είναι μια σειρά δορυφόρων της Εθνικής Ωκεανογραφικής και Ατμοσφαιρικής Υπηρεσίας (**NOAA**) των ΗΠΑ που έχουν ως κύριο στόχο τη μελέτη και τη πρόγνωση του καιρού. Εκτός από την παρακολούθηση του καιρού διαθέτουν και όργανα που χρησιμοποιούνται για παρατηρήσεις του Ήλιου και του διαστήματος. Σε όλα τα διαστημόπλοια GOES υπάρχουν ανιχνευτές ακτίνων X που παρατηρούν συνεχώς την ολική ροή του Ήλιου και παρέχουν δεδομένα σε πραγματικό χρόνο. Η μέτρηση της ροής των ακτίνων X γίνεται σε θαλάμους ιόντων ξένου και αργού (βλ. [Garcia 1994](#)).

Οι ανιχνευτές ακτίνων X που βρίσκονται στα διαστημόπλοια GOES αποτελούνται από δύο φασματικά κανάλια: το ένα κανάλι λειτουργεί σε μήκη κύματος μεταξύ 0.1 και 0.8 nm και το άλλο μεταξύ 0.05 και 0.4 nm. Και τα δυο φασματικά κανάλια έχουν ρυθμό δειγματοληψίας τριών δευτερολέπτων. Το πρώτο κανάλι (0.1–0.8 nm) έχει ελάχιστη ευαισθησία $2 \times 10^{-8} \text{ W/m}^2$ και δυναμικό εύρος από 2×10^{-8} έως $5 \times 10^{-3} \text{ W/m}^2$, ενώ το δεύτερο κανάλι (0.05–0.4 nm) έχει ελάχιστη ευαισθησία $5 \times 10^{-9} \text{ W/m}^2$ και δυναμικό εύρος από 5×10^{-9} έως $5 \times 10^{-4} \text{ W/m}^2$. Στο σχήμα 2.7 δίνονται οι καμπύλες ροής στις ακτίνες X από το GOES-15 για τις 23 Ιουλίου 2012. Δεδομένα ακτίνων X από τους δορυφόρους GOES είναι διαθέσιμα από το 1986 έως και σήμερα και οι παρατηρήσεις είναι καθημερινές και αδιάλειπτες.

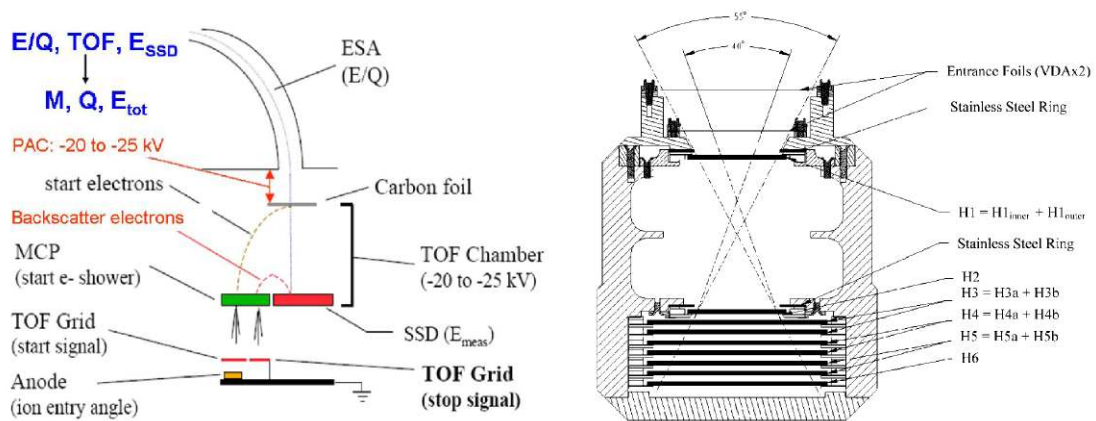


Σχήμα 2.7: Καμπύλες ροής στις ακτίνες X από το GOES-15 στις 23 Ιουλίου 2012. Η καμπύλη με το μαύρο χρώμα απεικονίζει το κανάλι μεταξύ 0.1 και 0.8 nm, και η καμπύλη με το ροζ χρώμα το κανάλι μεταξύ 0.05 και 0.4 nm.

2.2 Όργανα επιτόπιων μετρήσεων

2.2.1 Ανιχνευτές ηλιακών ενεργητικών σωματιδίων

Για τις μετρήσεις ηλιακών ενεργητικών σωματιδίων συνήθως χρησιμοποιούνται όργανα όπως φασματόμετρα μάζας-χρόνου πτήσης (*time-of-flight*, *TOF*) και συστοιχίες ανιχνευτών στερεάς κατάστασης (*solid state detector array*) (βλ. [Wuest et al. 2007](#)). Ένα παράδειγμα της



Σχήμα 2.8: Σκαρίφημα ενός φασματομέτρου μάζας-χρόνου πτήσης (αριστερά, από Daoudi et al. 2009) και σχηματική αναπαράσταση ενός τηλεσκοπίου υψηλών ενεργειών με ανιχνευτές στερεάς κατάστασης (δεξιά, από von Rosenvinge et al. 2008). Παρόμοιες διατάξεις με το φασματομέτρο μάζας-χρόνου πτήσης και του τηλεσκοπίου υψηλών ενεργειών που παρουσιάζονται εδώ έχουν χρησιμοποιηθεί στα όργανα STEREO/PLASTIC και STEREO/HET, αντίστοιχα.

διάταξης ενός φασματομέτρου μάζας-χρόνου πτήσης και ενός τηλεσκοπίου υψηλών ενεργειών με ανιχνευτές στερεάς κατάστασης δίνεται στο σχήμα 2.8 (αριστερά και δεξιά, αντίστοιχα). Τα φασματομέτρα μάζας-χρόνου πτήσης προσδιορίζουν την ενέργεια και μάζα των προσπιπτόντων ιόντων από τη μέτρηση του χρόνου πτήσης των σωματιδίων μέσα στην αντίστοιχη πειραματική διάταξη. Συγκεκριμένα, ο χρόνος πτήσης προσδιορίζεται από τη σύγκριση των ηλεκτρικών παλμών σε διάφορα σημεία της διάταξης. Οι παλμοί αυτοί προκύπτουν από την ανίχνευση δευτερογενών ηλεκτρονίων που δημιουργούνται από τη διάβαση των ενεργητικών σωματιδίων μέσα από λεπτά μεταλλικά φύλλα που βρίσκονται στην είσοδο και κατά μήκος της διάταξης. Με τα όργανα αυτά επιτυγχάνονται μετρήσεις της σύστασης του πλάσματος αλλά και μετρήσεις ενεργητικών ιόντων σχετικά χαμηλών ενεργειών (μερικά MeV/νουκλεόνιο). Για τα πιο ενεργειακά ιόντα χρειάζονται μεγαλύτερες διατάξεις χρόνου πτήσης οπότε οι μετρήσεις των υψηλο-ενεργειακών ιόντων γίνονται από συστοιχίες ανιχνευτών στερεάς κατάστασης.

Τα όργανα που βασίζονται στους ανιχνευτές στερεάς κατάστασης, αποτελούνται συνήθως από μια συστοιχία παράλληλων πλακών στερεάς κατάστασης, συνήθως πυριτίου, που παρεμβάλλονται στην πορεία των SEPs και των κοσμικών ακτίνων. Η συστοιχία των ανιχνευτών σημειώνεται στο σχήμα 2.8 (δεξιά) με H1, H2, έως H6. Η αρχή λειτουργίας τους βασίζεται στην ταυτόχρονη μέτρηση της χωρικής βαθμίδας των απωλειών ενέργειας dE/dx των SEPs λόγω του ιονισμού του υλικού των ανιχνευτών που προκαλούν και της κινητικής ενέργειας των σωματιδίων W . Στην απλούστερη μορφή η διάταξη ενός οργάνου κοσμικών ακτίνων αποτελείται από δύο ανιχνευτές στερεάς κατάστασης. Ο πρώτος ανιχνευτής που παρεμβάλλεται στην πορεία των SEPs μετρά την ποσότητα dE/dx . Ο δεύτερος ανιχνευτής πρέπει να έχει κατάλληλο πάχος έτσι ώστε να σταματάει τα ενεργητικά σωματίδια με ενέργειες εντός της επιθυμητής περιοχής ενεργειών. Έτσι η κινητική ενέργεια W είναι κατά προσέγγιση ίση με την ενέργεια που ανιχνεύεται από το δεύτερο ανιχνευτή και το γινόμενο $dE/dx \times E$ είναι ανάλογο της μάζας και του φορτίου του διερχομένου σωματιδίου. Η απώλεια ενέργειας εξαρτάται από το υλικό αλλά και από την ενέργεια και το είδος του σωματιδίου και η μαθηματική της περιγραφή γίνεται με πολύ καλή ακρίβεια από τη σχέση Bethe-Bloch για διάφορα υλικά και σωματίδια. Όταν η μέθοδος αυτή χρησιμοποιείται για την ταυτοποίηση των σωματιδίων αναφέρεται στη βιβλιογραφία ως μέθοδος $\Delta E - E$ ή $\Delta E vs E$.

Στα επόμενα εδάφια θα παρουσιαστούν τα όργανα ηλιακών ενεργητικών σωματιδίων από τα οποία χρησιμοποιήσαμε δεδομένα για τις εργασίες μας. Μια σύνοψη των χαρακτηριστικών κάθε οργάνου δίνεται στον πίνακα 2.3. Αξίζει να σημειώσουμε ότι οι δυο βασικές διατάξεις που περιγράφηκαν παραπάνω, δηλαδή το φασματόμετρο TOF και η συστοιχία ανιχνευτών SSD, χρησιμοποιούνται σε συνδυασμό και με άλλα όργανα τα οποία βελτιστοποιούν τη λειτουργία τους. Για παράδειγμα, στα φασματόμετρα TOF προστίθενται στην αρχή της διάταξης μαγνητικοί ή ηλεκτροστατικοί αναλυτές για επιτευχθεί καλύτερος διαχωρισμός των ιόντων ή στο τέλος της διάταξης προστίθενται ανιχνευτές SSD για να αυξηθεί η μέγιστη ενέργεια που μπορεί να μετρηθεί. Ακόμα, για να αυξηθεί η μέγιστη ενέργεια που μπορεί να καταγραφεί από τη συστοιχία ανιχνευτών SSD προστίθεται είτε μια διάταξη με σπινθηριστές είτε ένα σύστημα που παράγει ακτινοβολία Cerenkov από τη διέλευση των πολύ υψηλο-ενεργειακών ιόντων. Σε κάθε περίπτωση η αρχή λειτουργίας των δυο βασικών διατάξεων δεν αλλάζει.

2.2.1.α' Το όργανο SOHO/ERNE

Το διαστημόπλοιο SOHO φέρει το όργανο *Energetic and Relativistic Nuclei and Electron (ERNE: Torsti et al. 1995)* το οποίο πραγματοποιεί μετρήσεις ροής των ενεργητικών πρωτονίων και βαρέων ιόντων σε ενέργειες από μερικά MeV/nuc έως >100 MeV/nuc. Η ταυτοποίηση των σωματιδίων γίνεται με τη μέθοδο $\Delta E - E$. Το ERNE αποτελείται από δυο επιμέρους όργανα που βασίζονται στην συστοιχία ανιχνευτών στερεάς κατάστασης για τη λήψη μετρήσεων. Το πρώτο όργανο (LET) μετράει ενεργητικά σωματίδια χαμηλών ενεργειών (1–13 MeV/n) με πεδίο παρατήρησης 64° ενώ το δεύτερο όργανο (HET) μετράει ενεργητικά σωματίδια υψηλών ενεργειών (14–140 MeV/n) και έχει πεδίο παρατήρησης 120° . Η βασική διαφορά των δυο οργάνων βρίσκεται στα χαρακτηριστικά της συστοιχίας ανιχνευτών στερεάς κατάστασης. Ακόμα, το όργανο HET διαθέτει επιπλέον δυο στρώματα σπινθηριστών (CsI(Tl) and BGO) που καταγράφουν πρωτόνια με πολύ μεγάλη ενέργεια (140 MeV/n). Το όργανο SOHO/ERNE έχει ρυθμό δειγματοληψίας ενός λεπτού και ο γεωμετρικός παράγοντας³ για τα δυο όργανα LET και HET είναι $0.915 \text{ cm}^2\text{sr}$ και $13\text{--}34 \text{ cm}^2\text{sr}$, αντίστοιχα.

2.2.1.β' Τα όργανα STEREO/SEP

Η συλλογή οργάνων *IMPACT (Luhmann et al. 2008)* που βρίσκεται στα δίδυμα τηλεσκόπια STEREO περιλαμβάνει μια σειρά οργάνων (STEREO/SEP) που πραγματοποιούν μετρήσεις ηλιακών ενεργητικών σωματιδίων. Το STEREO/SEP πραγματοποιεί μετρήσεις ενεργητικών πρωτονίων, ηλεκτρονίων και βαρύτερων πυρήνων σε ενέργειες από μερικά MeV/n έως 100 MeV/n και αποτελείται από τέσσερα επιμέρους όργανα: LET (Low Energy Telescope), HET (High Energy Telescope), SEPT (Solar Electron Proton Telescope) και SIT (Suprathermal Ion Telescope).

Το όργανο HET (von Rosenvinge et al. 2008) μετράει τη σύσταση, το ενεργειακό φάσμα και τη ροή των ηλιακών ενεργητικών πρωτονίων, ηλεκτρονίων και βαρέων πυρήνων ($2 \leq Z \leq 26$). Αποτελείται από συστοιχία εννέα ανιχνευτών στερεάς κατάστασης πυριτίου, πάχους 1 mm έκαστος. Η ταυτοποίηση των σωματιδίων γίνεται με τη μέθοδο $\Delta E - E$ από την οποία προκύπτουν μετρήσεις για τα ενεργητικά πρωτόνια, ^3He , ^4He , C, O, Ne, Mg, Si, Fe, και ηλεκτρόνια. Το HET πραγματοποιεί μετρήσεις σε ενέργειες μεταξύ 30–80 MeV/n

³Ο γεωμετρικός παράγοντας ενός τηλεσκοπίου σωματιδίων είναι μια συνάρτηση της συλλεκτικής επιφάνειας του τηλεσκοπίου και της στερεάς γωνίας απολαβής σωματιδίων. Ποιοτικά είναι ένα μέγεθος που χαρακτηρίζει τη συνολική απολαβή ενός οργάνου ενεργητικών σωματιδίων και επιπλέον χρησιμοποιείται για τη μετατροπή του ρυθμού κρούσεων σωματιδίων σε ροή σωματιδίων.

Πίνακας 2.3: Ανιχνευτές πλιακών ενεργητικών σωματιδίων.

Διαστ/πλοιο	Όργανο	Είδος Οργάνου	Σωματίδια	Ενέργειες
SOHO	ERNE/HET	SSD	p	13–130 MeV
SOHO	ERNE/LET	SSD+Scint.	p	1.3–13 MeV
STEREO	SEP/HET	SSD	p	13–100 MeV
			e ⁻	0.7–6 MeV
STEREO	SEP/LET	SSD	Ιόντα	27–163 MeV
			p, He	1.8–12 MeV
STEREO	SEP/SIT	TOF+SSD	Ιόντα	4–50 MeV
			He	0.123–8.1 MeV
			O	0.057–8.1 MeV
STEREO	SEP/SEPT	SSD+Mag.	Fe	0.028–3.2 MeV
			p	60–7000 keV
GOES	EPS	SSD+Cher.	e ⁻	30–400 keV
			p	0.8–500 MeV
ACE	EPAM	SSD+Mag.	e ⁻	0.6–4 MeV
			Ιόντα	0.05–5 MeV
WIND	3DP	SSD+ESA	e ⁻	0.04–0.35 MeV
			p	<6–11 MeV
			e ⁻	<0.4–1 MeV

SSD: ανιχνευτής στερεάς κατάστασης / Scint.: σπινθηριστής / TOF: φασματόμετρο μάζας-χρόνου πτήσης / Mag.: μαγνητικός αναλυτής / ESA: ηλεκτροστατικός αναλυτής / Cher.: πομπός ακτινοβολίας Cerenkov

για τους βαρύτερους πυρήνες από C έως τον Fe, 13.6–100 MeV/n για τα πρωτόνια και το He, και 0.7–4 MeV για τα ηλεκτρόνια. Οι παραπάνω μετρήσεις συνήθως χωρίζονται σε δέκα ενεργειακά κανάλια για τα πρωτόνια, ~οκτώ για τα βαρύτερα στοιχεία και τρία κανάλια για τα ηλεκτρόνια. Το όργανο έχει ρυθμό δειγματοληψίας ενός λεπτού, ανάλυση μάζας ~0.3 amu, πεδίο παρατήρησης 55° και γεωμετρικό παράγοντα 0.61 cm²sr.

Το όργανο LET (Mewaldt *et al.* 2008) μετράει τη σύσταση, το ενεργειακό φάσμα και τη ροή των ηλιακών ενεργητικών πρωτονίων και βαρύτερων πυρήνων (2 ≤ Z ≤ 28). Αποτελείται από συστοιχία δεκατεσσάρων ανιχνευτών στερεάς κατάστασης πυριτίου, με μεταβλητό πάχος έκαστος. Η ταυτοποίηση των σωματιδίων γίνεται με τη μέθοδο ΔE–E από την οποία προκύπτουν μετρήσεις για τα ενεργητικά πρωτόνια και δεκαπέντε βαρύτερα στοιχεία με ατομικό αριθμό Z ≤ 26. Το LET πραγματοποιεί μετρήσεις σε ενέργειες μεταξύ 3.4–50 MeV/n για τους βαρύτερους πυρήνες (από το O έως τον Fe) και 1.8–15 MeV/n για τα πρωτόνια. Οι παραπάνω μετρήσεις συνήθως χωρίζονται σε δέκα ενεργειακά κανάλια. Το όργανο έχει ρυθμό δειγματοληψίας ενός λεπτού, ανάλυση μάζας ~0.2 amu, πεδίο παρατήρησης 133° και γεωμετρικό παράγοντα 4 cm²sr.

Το όργανο SEPT (Müller-Mellin *et al.* 2008) πραγματοποιεί μετρήσεις του ενεργειακού φάσματος, της ροής και της ανισοτροπίας των ενεργητικών πρωτονίων και ηλεκτρονίων. Ο διαχωρισμός μεταξύ ηλεκτρονίων και πρωτονίων επιτυγχάνεται από ένα σύστημα μαγνητικών αναλυτών και ένα λεπτό φύλλο απορρόφησης από πολυμερές, ενώ η ενέργεια προσδιορίζεται απευθείας από ένα ανιχνευτή στερεάς κατάστασης. Το SEPT πραγματοποιεί μετρήσεις σε ενέργειες μεταξύ 30–400 keV για τα ηλεκτρόνια και 60–7.000 keV/n για τα πρωτόνια. Το όργανο έχει ρυθμό δειγματοληψίας ενός λεπτού, πεδίο παρατήρησης ~52° με δυνατότητα παρατήρησης σε τέσσερις διαφορετικές διευθύνσεις και γεωμετρικό παράγοντα 0.13 cm²sr για κάθε διεύθυνση.

Το όργανο SIT (Mason *et al.* 2008) είναι φασματοόμετρο μάζας-χρόνου πτήσης και πραγματοποιεί μετρήσεις της σύστασης (ισοτοπικής και ατομικής) του υπέρθερμου πληθυσμού ιόντων. Η ταυτοποίηση των σωματιδίων γίνεται με τη μέθοδο του χρόνου πτήσης από την οποία προκύπτουν μετρήσεις για στοιχεία με ατομικό αριθμό $2 \leq Z \leq 28$. Οι ενέργειες που καταγράφει το SIT είναι μεταξύ 123 keV/n–8.1 MeV/n για το He και 28 keV/n–3.2 MeV/n για το Fe. Το όργανο έχει ρυθμό δειγματοληψίας ενός λεπτού, πεδίο παρατήρησης 44° και γεωμετρικό παράγοντα $0.29 \text{ cm}^2\text{sr}$.

2.2.1.γ' Το όργανο GOES/EPS

Τα διαστημόπλοια GOES εκτός από τις παρατηρήσεις του Ήλιου στις ακτίνες X πραγματοποιούν και μετρήσεις ηλιακών ενεργητικών σωματιδίων με το όργανο EPS (*Energetic Particle Sensor*). Το όργανο EPS (Onsager *et al.* 1996) αποτελείται από τρία υποσυστήματα ανίχνευσης σωματιδίων με διαφορετικά χαρακτηριστικά κατασκευής το καθένα, που συνολικά δίνουν τη δυνατότητα να παρατηρηθούν ενεργητικά σωματίδια σε ένα μεγάλο εύρος ενεργειών, από 0.6 μέχρι 4.0 MeV για τα ηλεκτρόνια και 0.8 έως 500 MeV για τα πρωτόνια. Το πρώτο υποσύστημα που αναφέρεται ως τηλεσκόπιο EPS αποτελείται από δυο ανιχνευτές στερεάς κατάστασης πυριτίου. Οι ανιχνευτές λειτουργούν στη χαμηλή ενεργειακή περιοχή των πρωτονίων (0.8–15 MeV) και στις ενέργειες από 4 μέχρι 60 MeV για τα σωματίδια άλφα. Τα ηλεκτρόνια με ενέργειες κάτω των 100 keV εκτρέπονται από μαγνήτες σύρσης. Το δεύτερο υποσύστημα που αναφέρεται ως “θόλος”, αποτελείται από τρεις σειρές από ζεύγη ανιχνευτών στερεάς κατάστασης πυριτίου. Ο κάθε ανιχνευτής έχει διαφορετικό πάχος οπότε κάθε ζεύγος ανιχνευτών καλύπτει διαφορετικό ενεργειακό εύρος. Συνολικά, από τα τρία ζεύγη ανιχνευτών του “θόλου” παρέχονται μετρήσεις για πρωτόνια σε τέσσερα ενεργειακά κατώφλια από 15 έως 500 MeV, για σωματίδια άλφα και ηλεκτρόνια σε τρία ενεργειακά κανάλια σε ενέργειες από 60 έως 500 MeV για τα σωματίδια άλφα και ενέργειες ≥ 0.6 , ≥ 2.0 και ≥ 4.0 MeV για τα ηλεκτρόνια. Το τρίτο υποσύστημα αποτελείται από τον αισθητήρα υψηλο-ενεργειακών πρωτονίων και σωματιών άλφα (*High Energy Proton and Alpha Particle Detector*, HEPAD). Το όργανο αυτό μετράει υψηλο-ενεργειακά πρωτόνια από 350 έως ≥ 700 MeV και σωματίδια άλφα με ενέργειες από 640 μέχρι ≥ 850 MeV. Το HEPAD αποτελείται από δυο ανιχνευτές στερεάς κατάστασης πυριτίου, ένα πομπό ακτινοβολίας Cerenkov και ένα φώτο-πολλαπλασιαστή. Το σύστημα του πομπού ακτινοβολίας Cerenkov – φώτο-πολλαπλασιαστή παρέχει απευθείας διαχωρισμό σωματιών και ενεργειακή επιλογή. Ο πομπός ακτινοβολίας Cerenkov αποτελείται από ένα διηλεκτρικό μέσο διάδοσης στο οποίο καθώς διαδίδονται τα φορτισμένα υψηλο-ενεργειακά σωματίδια, εκπέμπεται ακτινοβολία Cherenkov όταν η ταχύτητα των σωματιών είναι μεγαλύτερη από την ταχύτητα του φωτός στο μέσο.

2.2.2 Το όργανο ACE/EPAM

Το διαστημόπλοιο *Advanced Composition Explorer* (ACE: Stone *et al.* 1998), βρίσκεται έξω από τη γήινη μαγνητόσφαιρα στο σημείο L1 και περιλαμβάνει μεταξύ άλλων το όργανο ενεργητικών σωματιδίων *Electron Proton and Alpha Monitor* (EPAM: Gold *et al.* 1998). Ο δορυφόρος ACE εκτοξεύθηκε το 1997 και ο κύριος στόχος του είναι να μελετήσει τα σωματίδια που φθάνουν στη Γη από τον Ήλιο με τα εξειδικευμένα φασματοόμετρα ενεργητικών σωματιδίων που διαθέτει. Το όργανο ACE/EPAM σχεδιάστηκε για να μετράει με υψηλό ρυθμό δειγματοληψίας (από 1.5 έως 24 δευτερόλεπτα), ιόντα και ηλεκτρόνια σε ένα σχετικά μεγάλο εύρος ενεργειών (50 keV έως 5 MeV) και εντάσεων. Το όργανο περιλαμβάνει κυρίως ανιχνευτές στερεάς κατάστασης.

Το ACE/EPAM αποτελείται από πέντε ξεχωριστά τηλεσκόπια ανιχνευτών στερεάς κατάστασης τρία από τα οποία είναι προσανατολισμένα στην προσήλια πλευρά του διαστημοπλοίου σε γωνίες 30° (LEMS30) και 60° (LEFS60, CA60) ως προς τον άξονα περιστροφής, ενώ τα άλλα δυο έχουν προσανατολισμό προς την αφήλια πλευρά σε γωνίες 120° (LEMS120) και 150° (LEFS150). Καθώς το διαστημόπλοιο ACE περιστρέφεται γύρω από τον άξονά του με περίοδο 12 δευτερολέπτων και σε συνδυασμό με τον υψηλό ρυθμό δειγματοληψίας των οργάνων, τα πέντε τηλεσκόπια μπορούν και παίρνουν μετρήσεις σε διαφορετικές γωνίες καλύπτοντας σχεδόν ολόκληρη την ουράνια σφαίρα. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα, τα δεδομένα να μπορούν να χρησιμοποιηθούν για τη μελέτη της ανισοτροπίας των σωματιδίων.

Το EPAM καταγράφει ιόντα σε ενέργειες από 50 keV έως 5 MeV και ηλεκτρόνια από 40 keV έως 350 keV. Ο διαχωρισμός των σωματιδίων γίνεται κυρίως με τη μέθοδο ΔΕ–Ε από την οποία προκύπτουν μετρήσεις για τα πρωτόνια και βαρύτερα στοιχεία (He, CNO, Fe). Τα ηλεκτρόνια καταγράφονται από τα τηλεσκόπια LEFS, τα πρωτόνια από τα τηλεσκόπια LEMS τα οποία απορρίπτουν τα ηλεκτρόνια με ένα μαγνητικό πεδίο, και τα τηλεσκόπια CA μετράνε κυρίως τη σύσταση των ιόντων. Τα τέσσερα τηλεσκόπια LEMS και LEFS έχουν γεωμετρικό παράγοντα $\sim 4 \text{ cm}^2\text{sr}$ και το πεδίο παρατήρησης τους είναι $\sim 50^\circ$. Το τηλεσκόπιο CA έχει μικρότερο γεωμετρικό παράγοντα $\sim 0.1 \text{ cm}^2\text{sr}$ και το πεδίο παρατήρησης του είναι $\sim 45^\circ$.

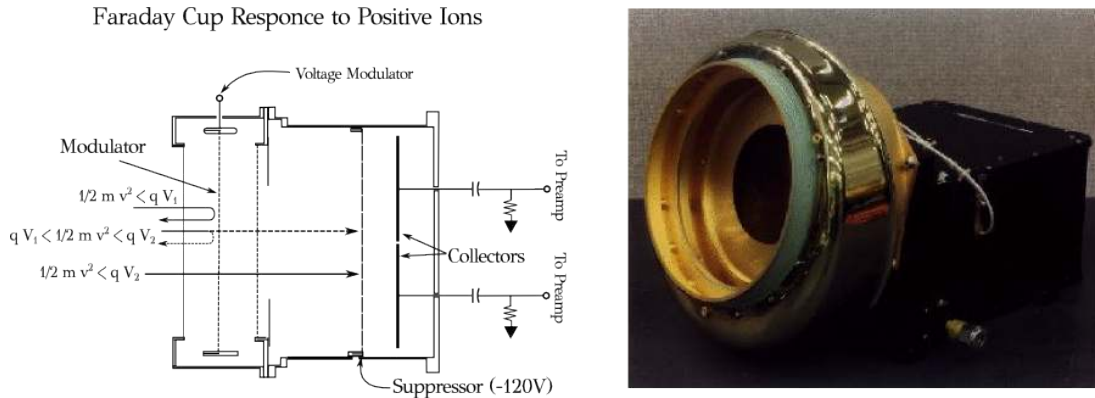
2.2.3 Το όργανο WIND/3DP

Το όργανο WIND/3DP (Lin *et al.* 1995) πραγματοποιεί μετρήσεις της τριδιάστατης κατανομής των υπέρθερμων ηλεκτρονίων και ιόντων του πλάσματος του ηλιακού ανέμου, και των κοσμικών ακτίνων χαμηλής ενέργειας. Το όργανο έχει σχεδιαστεί να παίρνει μετρήσεις με μεγάλη ευαισθησία και γωνιακή ανάλυση, σε μεγάλο ενεργειακό εύρος και με υψηλό ρυθμό δειγματοληψίας. Αποτελείται από τρεις συστοιχίες οργάνων που το κάθε ένα αποτελείται από ένα ζεύγος τηλεσκοπίων, με το κάθε ζεύγος να έχει δυο ή τρεις ανιχνευτές στερεάς κατάστασης. Το όργανο στο σύνολό του μπορεί να μετρήσει ιόντα και ηλεκτρόνια σε ενέργειες μεγαλύτερες των 30 keV. Ακόμα, το όργανο έχει τη δυνατότητα να μετρήσει και τα πολύ χαμηλής ενέργειας σωματίδια με ενέργειες από 3 eV έως 30 keV με τη χρήση ηλεκτροστατικών αναλυτών. Ωστόσο, στις εργασίες μας δεν έχουν χρησιμοποιηθεί τέτοια δεδομένα.

Για τις μετρήσεις που μας ενδιαφέρουν χρησιμοποιούνται κυρίως τα τηλεσκόπια στερεάς κατάστασης. Στη μια μεριά των τηλεσκοπίων υπάρχει ένα λεπτό αλουμινένιο φύλλο το οποίο απορροφάει τα ιόντα με ενέργειες χαμηλότερες των 400 keV, ενώ από την άλλη μεριά τα ηλεκτρόνια με ενέργειες μεγαλύτερες των 400 keV εκτρέπονται από ένα μαγνήτη έξω από τη διάταξη, για να μετρηθούν και να διαχωριστούν μόνο τα ιόντα. Τα ηλεκτρόνια και τα ιόντα μεγαλύτερης ενέργειας, έως 1 MeV και 11 MeV αντίστοιχα, μετρώνται από ένα ξεχωριστό τηλεσκόπιο. Τα τηλεσκόπια έχουν διακριτική ικανότητα $\Delta E/E \sim 0.3$, χωρική διακριτική ικανότητα $\sim 30^\circ$ και κάλυψη ολόκληρης της ουράνιας σφαίρας (4π steradian) σε κάθε περιστροφή του διαστημοπλοίου ανά τρία δευτερόλεπτα.

2.2.4 Μετρήσεις του πλάσματος του Ηλιακού Ανέμου

Ο πιο συνήθης μετρητής ιόντων που χρησιμοποιείται για μετρήσεις της ταχύτητας, της πυκνότητας και της θερμοκρασίας του ηλιακού ανέμου είναι το κύπελλο Faraday (Faraday cup). Το κύπελλο Faraday, είναι μια παγίδα ιόντων που αποτελείται από μια κοίλη μεταλλική επιφάνεια η οποία φορτίζεται θετικά από την πρόσπτωση των ιόντων σε αυτήν. Στο σχήμα 2.9 (δεξιά) δίνεται μια φωτογραφία του κυπέλλου Faraday που βρίσκεται πάνω στο



Σχήμα 2.9: Αριστερά: Σκαρίφημα του κυπέλλου Faraday και της αρχής λειτουργίας του. Δεξιά: Φωτογραφία του κυπέλλου Faraday που βρίσκεται πάνω στο διαστημόπλοιο WIND.

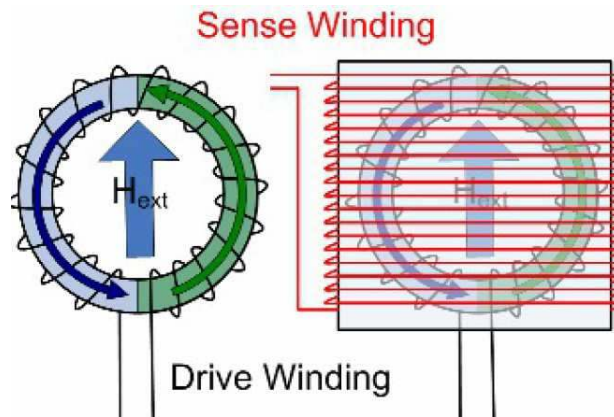
διαστημόπλοιο WIND. Από τη μέτρηση του φορτίου ή του ρεύματος της μεταλλικής επιφάνειας προσδιορίζεται ο αριθμός των ιόντων που εισήλθαν στο κύπελλο. Ακόμα το κύπελλο Faraday περιλαμβάνει και μια σειρά από μεταλλικά πλέγματα διαμόρφωσης στα οποία εφαρμόζονται μεταβαλλόμενες διαφορές δυναμικού όπως φαίνεται και στο σχήμα 2.9 (αριστερά). Για δοθείσα διαφορά δυναμικού (V), μόνο τα ιόντα με λόγο ενέργειας/φορτίου (E/q) μεγαλύτερο από το δυναμικό θα μπορέσουν να διασχίσουν το πλέγμα και να ανιχνευθούν. Οπότε, μεταβάλλοντας το V με μια συχνότητα μερικών εκατοντάδων Hz εντός μιας περιοχής διαφορών δυναμικού [V_{min} , V_{max}] επιλέγονται ιόντα που καλύπτουν ένα εύρος τιμών του E/q . Κατασκευάζονται με άλλα λόγια ενεργειακά φάσματα για ένα πλήθος τιμών E/q . Από τη γκαουσιανή προσαρμογή στα φάσματα, μπορούν να προσδιοριστούν η ταχύτητα, η θερμοκρασία και η πυκνότητα των πρωτονίων από τη θέση του μεγίστου, το ημιεύρος και το ολοκλήρωμα ως προς E/q αντίστοιχα της γκαουσιανής. Αξίζει να σημειώσουμε ότι όλα τα φάσματα χαρακτηρίζονται από δύο κορυφές με την πρώτη και υψηλότερη να αντιστοιχεί στα πρωτόνια και τη δεύτερη στα σωματίδια α . Στις εργασίες μας χρησιμοποιήθηκαν δεδομένα από το όργανο WIND/SWE τα οποία παράγονται σύμφωνα με την παραπάνω διαδικασία.

Ακόμα, χρησιμοποιήθηκαν δεδομένα από τα όργανα ACE/SWEPAM (McComas *et al.* 1998) και STEREO/PLASTIC (Galvin *et al.* 2008). Το όργανο ACE/SWEPAM είναι ένας σφαιρικός ηλεκτροστατικός αναλυτής τομέων με τον οποίο μπορούν να προσδιοριστούν η ταχύτητα, η θερμοκρασία και η πυκνότητα των πρωτονίων και σωματιδίων α . Οι ηλεκτροστατικοί αναλυτές επιτρέπουν τη διέλευση και την εστίαση ιόντων και ηλεκτρονίων σε συγκεκριμένη ενέργεια η οποία επιλέγεται από την τάση που εφαρμόζεται μεταξύ δυο ηλεκτροδίων. Τα ιόντα αφού διέλθουν από το όργανο εστιάζονται σε ένα ανιχνευτικό σύστημα το οποίο ονομάζεται συνεχής ηλεκτρονιο-πολλαπλασιαστής (CEM, Continuous Electron Multiplier), του οποίου η λειτουργία είναι παρόμοια με του φωτο-πολλαπλασιαστή. Το όργανο STEREO/PLASTIC είναι ένας συνδυασμός ηλεκτροστατικού αναλυτή και φασματομέτρου μάζας-χρόνου πτήσης. Η σχηματική αναπαράσταση της διάταξης του οργάνου PLASTIC δίνεται στο σχήμα 2.8 (αριστερά).

2.2.5 Μετρήσεις Μαγνητικού Πεδίου

Ένας διαδεδομένος τύπος μαγνητόμετρου που χρησιμοποιείται για επιτόπιες μετρήσεις είναι το μαγνητόμετρο πύλης ροής (flux gate magnetometer) του οποίου η λειτουργία βασίζεται στο φαινόμενο της ηλεκτρομαγνητικής επαγωγής. Το μαγνητόμετρο αποτελείται από

ένα δακτύλιο από υλικό μεγάλης μαγνητικής διαπερατότητας, ο οποίος μπορεί να μαγνητιστεί και να απομαγνητιστεί γρήγορα όταν αλλάζει το μαγνητικό πεδίο. Όπως φαίνεται στο σχήμα 2.10 (αριστερά) γύρω από το δακτύλιο έχει τυλιχθεί το πηνίο διέγερσης (drive winding) και όλη η παραπάνω διάταξη περιβάλλεται από ένα δεύτερο πηνίο, το πηνίο λήψης (sense winding). Αν δεν υπάρχει κάποιο εξωτερικό μαγνητικό πεδίο τότε το συνολικό μαγνητικό πεδίο στο εσωτερικό της διάταξης είναι μηδέν και συνεπώς η επαγόμενη διαφορά δυναμικού στο πηνίο ανίχνευσης είναι μηδέν.



Σχήμα 2.10: Σκαρίφημα μαγνητόμετρου πύλης ροής. Στην αριστερή εικόνα περιλαμβάνονται ο δακτύλιος και το πηνίο διέγερσης, και στη δεξιά εικόνα περιλαμβάνονται ο δακτύλιος, το πηνίο διέγερσης και το πηνίο ανίχνευσης.

Όταν υπάρχει κάποιο μη-μηδενικό εξωτερικό μαγνητικό πεδίο, τότε η επαγόμενη διαφορά δυναμικού στο πηνίο ανίχνευσης δεν θα είναι μηδέν και θα μεταβάλλεται με το χρόνο, με πλάτος ανάλογο προς το μέτρο του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Με αυτόν τον τρόπο μπορεί να προσδιοριστεί η συνιστώσα του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου στη διεύθυνση του πηνίου ανίχνευσης. Αν τοποθετηθούν τώρα 3 πηνία ανίχνευσης σε ορθογώνιες μεταξύ τους διευθύνσεις γύρω από το δακτύλιο και το πηνίο διέγερσης, τότε μπορεί να προσδιοριστεί το πλήρες διάνυσμα του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Τα μαγνητόμετρα πύλης ροής μπορούν να μετρήσουν μαγνητικά πεδία από 10^{-6} έως 1 G. Για την αποφυγή των παράσιτων μαγνητικών πεδίων από τα ηλεκτρονικά συστήματα και τα μεταλλικά στοιχεία του διαστημοπλοίου τα μαγνητόμετρα τοποθετούνται μακριά από το διαστημόπλοιο, πάνω σε ένα βραχίονα σε απόσταση αρκετών μέτρων.

Στις εργασίες μας χρησιμοποιήσαμε δεδομένα από τα μαγνητόμετρα στις αποστολές STEREO (IMPACT/MAG: [Acuña et al. 2008](#)) και ACE (MAG). Τα όργανα αυτά αποτελούνται από δυο μαγνητόμετρα, τα οποία μετρούν τις συνιστώσες του διανύσματος του μαγνητικού πεδίου. Μερικά από τα γενικά χαρακτηριστικά τους είναι: μεγάλη ευαισθησία έως 10mV/nT, δυναμική περιοχή ± 1000 nT, προσδιορισμός του μαγνητικού πεδίου σε οποιαδήποτε κατεύθυνση με σφάλμα $\leq \pm 1.0^\circ$, και ανάλυση έως ~ 0.03 nT.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

Χαρακτηριστικά κρουστικού κύματος στο χαμηλό στέμμα

“The saddest aspect of life right now
is that science gathers knowledge faster than society
gathers wisdom.”

— ISAAC ASIMOV, 1920-1992

3.1 Εισαγωγή

Τα κρουστικά κύματα μελετώνται μέσω των ραδιοεξάρσεων τύπου II εδώ και πάνω από 60 χρόνια (Wild & McCready 1950). Οι ραδιοεξάρσεις τύπου II, όπως ονομάζονται οι εκπομπές στενού φασματικού εύρους με λιγότερο απότομη κλίση από τις εκπομπές τύπου III, προέρχονται από γρήγορα ΜΥΔ κρουστικά κύματα όπως εξηγήσαμε και στο εδάφιο 1.13.4. Η ραδιοεκπομπή τους προέρχεται από κύματα πλάσματος που διεγείρονται από τα ηλεκτρόνια που επιταχύνονται στην περιοχή του κρουστικού κύματος και αλληλεπιδρούν/συνενώνονται με άλλα κύματα με αποτέλεσμα να παράγεται ακτινοβολία στην τοπική συχνότητα πλάσματος ή και στην πρώτη αρμονική της (βλ. εδάφιο 1.13.4.α). Καθώς η πυκνότητα ηλεκτρονίων στο στέμμα, οπότε και η συχνότητα πλάσματος, μειώνεται με το ύψος η εκπομπή τύπου II ολισθαίνει σε μικρότερες συχνότητες ($\frac{1}{f} \frac{df}{dt} \approx 0.001-0.01$ Hz; βλ. Πίνακα A.1 στο Caroubalos *et al.* 2004). Η ταχύτητα της ραδιοεξάρσης τύπου II (άρα και του κρουστικού κύματος) μπορεί να εκτιμηθεί από την κλίση της εκπομπής στο ραδιοφάσμα, εφόσον η βαθμίδα της πυκνότητας του στέμματος είναι γνωστή ή μπορεί να προσδιοριστεί από ένα μοντέλο πυκνότητας.

Σε μερικά φαινόμενα η εκπομπή των ραδιοεξάρσεων τύπου II ξεκινάει από πολύ υψηλές συχνότητες (≈ 800 MHz) (Pohjola *et al.* 2008, Nindos *et al.* 2011, Magdalenic *et al.* 2012, Cho *et al.* 2013), άρα από ύψη πολύ χαμηλά στο στέμμα, ($<1.1 R_{\odot}$) και μπορεί να εκτείνεται μέχρι τα kHz δηλαδή στην 1 AU και ακόμα πιο πέρα. Όταν η εκπομπή τους αρχίζει σε συχνότητες μικρότερες των 300 MHz και εκτείνεται έως τα 30 MHz τότε οι ραδιοεξάρσεις τύπου II ονομάζονται και μετρικές ραδιοεξάρσεις τύπου II. Οι μετρικές ραδιοεξάρσεις τύπου II λαμβάνουν χώρα στο χαμηλό στέμμα σε ύψη από 1.1–1.3 R_{\odot} (βλ. Vršnak & Cliver 2008) και η διάρκειά τους είναι σχετικά μικρή, δηλαδή από μερικά λεπτά έως <20 λεπτά (π.χ. Nindos *et al.* 2008, Pick & Vilmer 2008).

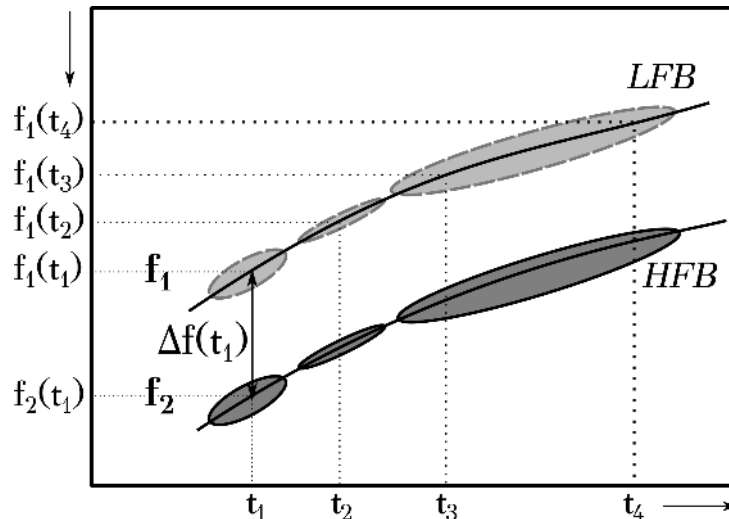
Ένα σοβαρό εμπόδιο στην πλήρη κατανόηση των μετρικών ραδιοεξάρσεων τύπου II είναι η αβεβαιότητα για τη φύση του κρουστικού κύματος και του διεγείροντος αιτίου του. Για

τις ραδιοεξάρσεις τύπου II που εμφανίζονται στα δεκατομετρικά ή και μεγαλύτερα μήκη κύματος, είναι ευρέως αποδεκτό ότι αυτές προέρχονται από κρουστικά κύματα που σχετίζονται με τη διάδοση CMEs στον μεσοπλανητικό χώρο (βλ. [Bale et al. 1999](#), [Gopalswamy 2005](#)). Επιπλέον, για τις μετρικές ραδιοεξάρσεις τύπου II που εμφανίζονται στο χαμηλό στέμμα, πιστεύεται ότι προέρχονται από κρουστικά κύματα που σχετίζονται είτε με τη διάδοση CMEs στο στέμμα (π.χ. [Kahler et al. 1984](#), [Reiner & Kaiser 1999](#), [Maia et al. 2000](#), [Claßen & Aurass 2002](#), [Liu et al. 2009](#)) είτε με εκρηκτικά κρουστικά κύματα των σχετιζόμενων εκλάμψεων (π.χ. [Vršnak et al. 2001b](#), [Leblanc et al. 2001](#), [Vršnak et al. 2006](#), [Magdalenic et al. 2008](#), [Nindos et al. 2011](#)). Η πρώτη περίπτωση φαίνεται να είναι και η πιο συνηθισμένη καθώς στα περισσότερα φαινόμενα η χρονική εξέλιξη των CMEs ταιριάζει με αυτή των τύπων II. Το πρόβλημα στην εύρεση των περιοχών προέλευσης των μετρικών ραδιοεξάρσεων τύπου II προέρχεται κυρίως από το ότι αρκετά συχνά δεν είναι διαθέσιμες ραδιοφωνικές παρατηρήσεις από ραδιοηλιογράφους. Τέτοιες παρατηρήσεις θα επέτρεπαν τον εντοπισμό των περιοχών προέλευσης των μετρικών τύπων II. Επίσης, η σχέση μεταξύ της ταχύτητας των μετρικών (και σε κάποιες περιπτώσεις δεκατομετρικών) ραδιοεξάρσεων τύπου II και της ταχύτητας των CMEs (βλ. [Leblanc et al. 2000](#), [Reiner et al. 2001](#)) δείχνει ότι αυτές δεν είναι πάντα συμβατές.

Η απεικόνιση του Ήλιου στα μετρικά και δεκατομετρικά μήκη κύματος δίνει σημαντικές πληροφορίες για τις περιοχές προέλευσης των τύπων II (βλ. [Hudson & Vilmer 2007](#), [Nindos et al. 2011](#)). Ωστόσο η χωρική διακριτική ικανότητα των παρατηρήσεων αυτών είναι της τάξης των μερικών δεκάδων δευτερολέπτων τόξου, κάτι που σημαίνει ότι μπορούν να μελετηθούν μόνο τα γενικά χαρακτηριστικά της χωρικής κατανομής των τύπων II και του συστήματος κρουστικού κύματος–διεγείροντος αιτίου. Οι παρατηρήσεις φαινομένων που σχετίζονται με μετρικές ραδιοεξάρσεις τύπου II στο μακρινό υπεριώδες και τις μαλακές ακτίνες X, παρέχουν την απαιτούμενη χωρική διακριτική ικανότητα (μερικά δευτερόλεπτα τόξου) για να μελετηθούν οι περιοχές προέλευσής τους στο χαμηλό στέμμα. Ακόμα, δεδομένης της μικρής διάρκειας και σχετικά γρήγορης εξέλιξης των μετρικών ραδιοεξάρσεων τύπου II απαιτείται εξαιρετικά υψηλός ρυθμός δειγματοληψίας στις παρατηρήσεις στο μακρινό υπεριώδες και τις μαλακές ακτίνες X για να μελετηθεί με ακρίβεια η χρονική εξέλιξη αυτών των φαινομένων.

Για να διερευνήσουμε τη σχέση μεταξύ των εκπομπών τύπου II και των εκρηκτικών φαινομένων σε άλλα μήκη κύματος, χρειάζεται να συσχετίσουμε την έναρξη και τη διάρκεια των μετρικών τύπων II (οι οποίοι συνήθως καταγράφονται με μεγάλο ρυθμό δειγματοληψίας και υψηλή συχνοτική ανάλυση) με τη χρονική εξέλιξη και τα χωρικά χαρακτηριστικά των εκλάμψεων και των CMEs στο χαμηλό στέμμα. Μέχρι το 2010 η διακριτική ικανότητα και ο ρυθμός δειγματοληψίας των διαθέσιμων δεδομένων στο EUV και στις SXRs ήταν σχετικά περιορισμένα, με αποτέλεσμα η συσχέτιση των τύπου II με την εξέλιξη των άλλων φαινομένων στο χαμηλό στέμμα να παρουσιάζει σε αρκετές περιπτώσεις αβεβαιότητα. Από το 2010 και έως σήμερα το SDO λαμβάνει δεδομένα με υψηλή χωρική διακριτική ικανότητα (<δευτερόλεπτο τόξου) και υψηλό ρυθμό δειγματοληψίας (12 δευτερόλεπτα). Η υψηλή χωρική διακριτική ικανότητα και ο υψηλός ρυθμός δειγματοληψίας του οργάνου AIA επι του SDO βοηθούν ιδιαίτερα για να μελετηθούν οι περιοχές προέλευσης των κρουστικών κυμάτων και η γρήγορη χρονική τους εξέλιξη.

Σε ορισμένες περιπτώσεις οι ραδιοεξάρσεις τύπου II παρουσιάζουν *συχνοτικό διαχωρισμό (band-split)* δυο λωρίδων της αρμονικής ή και της θεμελιώδους εκπομπής τους (βλ. [McLean 1967](#)). Σε αυτή την περίπτωση, οι δυο λωρίδες έχουν σχεδόν ίδια κλίση και όμοια μορφολογία στο ραδιοφάσμα αλλά διαχωρίζονται μεταξύ τους με διαφορά συχνοτήτων περίπου $f/8 - f/4$. Σε κάποια φαινόμενα έχει παρατηρηθεί ότι ο συχνοτικός διαχωρισμός μεταξύ των λωρίδων δεν είναι σταθερός αλλά μεταβάλεται με το χρόνο (συνήθως αυξάνεται, βλ. [Smerd et al. 1974](#)). Στο σχήμα 3.1 δίνεται μια σχηματική αναπαράσταση του συχνοτικού



Σχήμα 3.1: Σχηματική αναπαράσταση του συχνοτικού διαχωρισμού σε δυο λωρίδες μιας ραδιοέξαρσης τύπου II. Σημειώνονται με “LFB” η λωρίδα με εκπομπή στις χαμηλές συχνότητες και με “HFB” η λωρίδα με εκπομπή στις υψηλές συχνότητες (από [Vršnak et al. 2002](#), με τροποποιήσεις).

διαχωρισμού σε δυο λωρίδες. Συνήθως η λωρίδα με εκπομπή στις χαμηλές συχνότητες αναφέρεται στη βιβλιογραφία ως “low frequency band” (LFB) και η λωρίδα με εκπομπή στις υψηλές συχνότητες ως “high frequency band” (HFB).

Ο συχνοτικός διαχωρισμός σε δυο λωρίδες παρατηρείται τόσο σε ραδιοεξάρσεις που παράγονται στο στέμμα όσο και σε μεσοπλανητικές εκπομπές τύπου II. Η προέλευση του φαινομένου παραμένει ανοικτή, παρά το ότι κατά καιρούς έχουν προταθεί διάφοροι μηχανισμοί για την ερμηνεία του. Για παράδειγμα ο [McLean \(1967\)](#) πρότεινε την ύπαρξη δυο ή περισσότερων περιοχών του στέμματος με διαφορετικά φυσικά χαρακτηριστικά στις οποίες παράγεται η εκπομπή των λωρίδων όταν το μέτωπο του κρουστικού κύματος περνάει από αυτές. Ένας άλλος μηχανισμός προτάθηκε από τους [Smerd et al. \(1974\)](#) σύμφωνα με τον οποίο οι δυο λωρίδες προέρχονται από τη σύμφωνη εκπομπή πλάσματος που παράγεται ταυτόχρονα στην μπροστινή και την πίσω μεριά του μετώπου του κρουστικού κύματος.

Το μοντέλο των [Smerd et al. \(1974\)](#) είναι δημοφιλές γιατί επιτρέπει να συναχθούν φυσικές ποσότητες για την περιογή του κρουστικού κύματος όπως το μαγνητικό πεδίο στην μπροστινή πλευρά του μετώπου του κρουστικού κύματος, ο λόγος συμπίεσης και ο αριθμός Mach. Οι μετρούμενες ποσότητες συνήθως είναι σε συμφωνία είτε με τις θεωρητικές τιμές των φυσικών ποσοτήτων στις περιοχές που παράγονται οι ραδιοεξάρσεις τύπου II ([Vršnak et al. 2001a, 2002, 2004](#)) είτε με τα χαρακτηριστικά των κρουστικών κυμάτων που προσδιορίζονται παρατηρησιακά από άλλες μεθόδους (π.χ. [Ma et al. 2011](#), [Gopalswamy et al. 2012a](#), [Downs et al. 2012](#), για το φαινόμενο που μελετάμε) γεγονός το οποίο δεν μπορεί να θεωρηθεί τυχαίο. Επίσης μια σειρά παρατηρήσεων υποστηρίζουν το μοντέλο των [Smerd et al. \(1974\)](#). Για παράδειγμα οι [Zimovets et al. \(2012\)](#), από την ανάλυση ενός φαινομένου που περιελάμβανε παρατηρήσεις κρουστικού κύματος στα ραδιοκύματα έδειξαν ότι η εκπομπή των λωρίδων συχνοτικού διαχωρισμού όπως χαρτογραφήθηκε από το ραδιοηλιιογράφο του Nançay, προερχόταν από περιοχές εκατέρωθεν του μετώπου του κρουστικού κύματος όπως αυτό παρατηρήθηκε στο μακρινό υπεριώδες από το SDO/AIA. Παρόμοια αποτελέσματα παρουσιάστηκαν και από τους [Zimovets & Sadykov \(2015\)](#) και [Feng et al. \(2015\)](#) από την ανάλυση ενός άλλου φαινομένου με τα ίδια χαρακτηριστικά (δηλ. παρατηρήσεις κρουστικού κύματος στο μακρινό υπεριώδες και εκπομπή τύπου II). Σύμφωνα με τις παραπάνω εργασίες η ορθότητα του μοντέλου των [Smerd et al. \(1974\)](#) για την εκπομπή των λωρίδων της

τύπου II επιβεβαιώνεται από τα χωρικά χαρακτηριστικά της εκπομπής τύπου II σε σχέση με το μέτωπο του κρουστικού κύματος.

Παρόλο που το μοντέλο των [Smerd et al. \(1974\)](#) ανταποκρίνεται αρκετά καλά σε παρατηρήσεις όπως αυτές που αναφέρθηκαν παραπάνω, υπάρχουν ωστόσο περιπτώσεις στις οποίες το μοντέλο δεν ταιριάζει με τις παρατηρήσεις (π.χ. [Treumann & Labelle 1992](#), [Grechnev et al. 2011](#)) και δεν αναπαράγεται επακριβώς από προσομοιώσεις ([Sakai & Karlický 2008](#)). Για παράδειγμα σε μια πρόσφατη εργασία οι [Du et al. \(2014\)](#) έδειξαν ότι για το φαινόμενο της 31ης Μαΐου 2005 που περιελάμβανε κρουστικό κύμα στο μακρινό υπεριώδες και εκπομπή τύπου II υπήρχε συστηματική χρονική μετατόπιση μεταξύ της εκπομπής των δυο λωρίδων. Η εκπομπή της λωρίδας στις υψηλές συχνότητες προηγούνταν της εκπομπής στις χαμηλές συχνότητες περίπου επτά δευτερόλεπτα. Σε αυτή την περίπτωση το μοντέλο των [Smerd et al. \(1974\)](#) αδυνατεί να εξηγήσει το φαινόμενο. Καθώς το κρουστικό κύμα σαρώνει το πλάσμα του στέμματος αναμένεται πρώτα να δημιουργείται η εκπομπή στις χαμηλές συχνότητες που θα προέρχεται από την περιοχή μπροστά από το κρουστικό κύμα και έπειτα η εκπομπή στις υψηλές συχνότητες από την περιοχή πίσω από το μέτωπο του κρουστικού κύματος.

Οι περιορισμοί του μοντέλου των [Smerd et al. \(1974\)](#) αναδεικνύονται κυρίως από θεωρητικές μελέτες των μηχανισμών εκπομπής των τύπου II. Το πρόβλημα εντοπίζεται στο γεγονός ότι σύμφωνα με παρατηρήσεις μεσοπλανητικών κρουστικών κυμάτων, στην περιοχή πίσω από το κρουστικό κύμα τα ηλεκτρόνια είναι ισοτροπικά και τα κύματα Langmuir από τα οποία θα μπορούσε η εκπομπή τύπου II να παράγεται δεν παρατηρούνται. Αν αυτό συμβαίνει και στα κρουστικά κύματα που διαδίδονται στο χαμηλό στέμμα τότε υπάρχει πρόβλημα στην ερμηνεία της εκπομπής από την περιοχή πίσω από το κρουστικό κύμα. Υπάρχουν ωστόσο άλλα θεωρητικά μοντέλα ([Treumann & Labelle 1992](#)) που περιλαμβάνουν δέσμες ηλεκτρονίων και τη μη γραμμική εξέλιξη κυμάτων Langmuir σε σολιτόνια (solitons) τα οποία μπορούν να ερμηνεύσουν την εκπομπή στην περιοχή πίσω από το κρουστικό κύμα.

Επιπλέον, το εναλλακτικό σενάριο των [McLean \(1967\)](#) που υποστηρίζει ότι η εκπομπή των δυο λωρίδων προέρχεται από περιοχές με διαφορετικά χαρακτηριστικά στην πυκνότητα, έχει και αυτό δυσκολίες να εξηγήσει επαρκώς κάποιες από τις παρατηρήσεις. Προφανώς το σενάριο του [McLean \(1967\)](#) δεν μπορεί να ερμηνεύσει εκείνα τα φαινόμενα στα οποία η εκπομπή μεταξύ των δυο λωρίδων παρουσιάζει ίδια χαρακτηριστικά. Κάτι τέτοιο συμβαίνει και στην περίπτωση του φαινομένου που μελετήσαμε. Επομένως, παρά την αδυναμία του μοντέλου των [Smerd et al. \(1974\)](#) να εξηγήσει κάποιες μεμονωμένες παρατηρήσεις αποδεχόμαστε το μοντέλο αυτό για την ερμηνεία του φαινομένου μας. Παραπέρα συζήτηση για τους λόγους που υιοθετήσαμε το μοντέλο των [Smerd et al. \(1974\)](#) θα γίνει στο εδάφιο **3.7.3**.

Στο κεφάλαιο αυτό θα παρουσιάσουμε τη μελέτη ενός τύπου II με συχνοτικό διαχωρισμό, σε συνδυασμό με παρατηρήσεις στο μακρινό υπεριώδες. Στο εδάφιο 3.2 παρουσιάζουμε τις παρατηρήσεις, στα εδάφια 3.3 έως 3.6 αναλύουμε τα χαρακτηριστικά των φαινομένων που παρατηρήθηκαν στο μακρινό υπεριώδες, στο εδάφιο 3.7 συζητούμε τα χαρακτηριστικά του κρουστικού κύματος από τις παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα, στο εδάφιο 3.9 παρουσιάζουμε μια καινούρια μέθοδο υπολογισμού του λόγου συμπίεσης κρουστικού κύματος από τις παρατηρήσεις στο μακρινό υπεριώδες και τέλος συζητάμε τα αποτελέσματα της μελέτης και δίνουμε τα συμπεράσματα της εργασίας μας.

3.2 Παρατηρήσεις και ανάλυση δεδομένων

Το φαινόμενο που μελετήσαμε έλαβε χώρα κοντά στο χείλος, στο κέντρο δράσης 11079 (S25° W84°), στις 13 Ιουνίου 2010 και η χρονική εξέλιξή του καταγράφηκε από ένα πλήθος

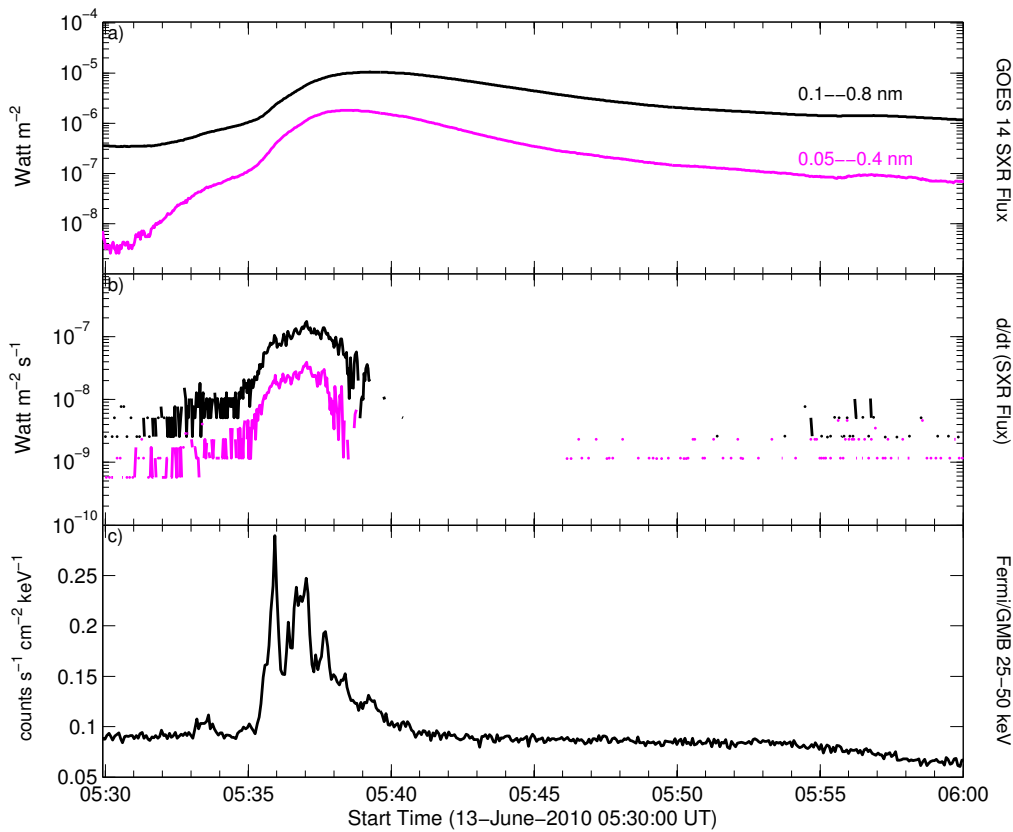
οργάνων σε διάφορες φασματικές περιοχές. Τα δεδομένα που χρησιμοποιήθηκαν στην εργασία αυτή περιλαμβάνουν παρατηρήσεις των οργάνων SDO/AIA, GOES 14, SOHO/LASCO, ARTEMIS IV και RSTN. Λεπτομέρειες για τα χαρακτηριστικά των οργάνων παρουσιάζονται στο κεφάλαιο 2. Στον πίνακα 3.1 δίνεται μια σύνοψη του φαινομένου και της σχετικής δραστηριότητας σε χρονολογική σειρά. Στα επόμενα εδάφια δίνονται με λεπτομέρεια τα χαρακτηριστικά των παρατηρήσεων.

Πίνακας 3.1: Σύνοψη του φαινομένου της 13ης Ιουνίου 2010 και της σχετικής ηλιακής δραστηριότητας.

Φαινόμενο	Χρόνος	Χαρακτηριστικά	Σχόλια
Έναρξη CME (εκτίμηση από CDAW)	05:15		SOHO/LASCO, PA: 250° Εύρος: 33°
Έναρξη SXR	05:30	A.R. 11079: S25° W84°	GOES 14
Ενεργοποίηση Νήματος	05:32		(Ma et al. 2011 , Grechnev et al. 2016)
Δημιουργία Φυσαλίδας	05:35		SDO/AIA (17.1 και 21.1 nm)
Έναρξη Διάδοσης Φυσαλίδας	05:36	225 km s ⁻¹	Αυτόμοια Ακτινική Διάδοση
Εμφάνιση Κύματος EUV	05:37	740 km s ⁻¹	(Kozarev et al. 2011) 19.3/21.1 nm SDO/AIA
Έναρξη Τύπου II	05:37	700 km s ⁻¹ 150/300 MHz	ARTEMIS IV και RSTN Θεμελιώδης – Αρμονική Εκπομπή
Έναρξη μη-γραμμικής διάδοσης της Φυσαλίδας	05:38	400 km s ⁻¹	Πλευρική Διάδοση στο μέτωπο (Patsourakos et al. 2010)
Μέγιστο SXR	05:39	300 km s ⁻¹ M1.0	στις πτέρυγες (≈ 30°) GOES 14
Εκπομπή Τύπου II	05:40	≈450–700 km s ⁻¹	Κάτω–Πάνω λωρίδα
Κύμα EUV (Εξοδος)	05:42		από το οπτικό πεδίο του SDO
Φυσαλίδα (Εξοδος)	05:45	300 km s ⁻¹	από το οπτικό πεδίο του SDO
Λήξη εκπομπής τύπου II	05:53	20 MHz	
Εμφάνιση CME στο C2	06:06	320 km s ⁻¹ (Γραμμική ταχύτητα)	SOHO/LASCO
Λήξη SXR	06:40		GOES 14

3.2.1 Η έκλαμψη στις μαλακές και σκληρές ακτίνες X

Το εκρηκτικό φαινόμενο της 13ης Ιουνίου 2010 αρχίζει με μια έκλαμψη τάξης M1.0 η οποία λαμβάνει χώρα κοντά στο νοτιοδυτικό χείλος του ηλιακού δίσκου (25° νότια/84° δυτικά), στο κέντρο δράσης 11079 (από NOAA). Σύμφωνα με τις παρατηρήσεις στις μαλακές ακτίνες X, η έκλαμψη αρχίζει στις 05:30 UT. Έπειτα η ροή στις μαλακές ακτίνες X αυξάνεται και γίνεται μέγιστη στις 05:39 UT ($1.05 \times 10^{-5} \text{ W m}^{-2}$). Η έκλαμψη διαρκεί συνολικά περίπου μια ώρα και δέκα λεπτά και η λήξη της είναι στις ~06:40 UT. Στο σχήμα 3.2 (a) δίνονται οι καμπύλες ροής στις ακτίνες X από το GOES-14 από τις 05:30 UT μέχρι τις 06:00 UT. Ο ρυθμός δειγματοληψίας των δεδομένων του GOES-14 που παρουσιάζονται στο σχήμα 3.2 είναι δυο δευτερόλεπτα. Ακόμα, στο ίδιο σχήμα απεικονίζονται: η παράγωγος της ροής στις μαλακές ακτίνες X (3.2.b) και η ροή στις σκληρές ακτίνες X (3.2.c) από δεδομένα του οργάνου GBM που βρίσκεται στο διαστημόπλοιο Fermi. Για τις σκληρές ακτίνες X χρησιμοποιήσαμε ενέργειες φωτονίων από 25 έως 50 keV και ο ρυθμός δειγματοληψίας είναι περίπου τέσσερα δευτερόλεπτα. Αξίζει να σημειώσουμε ότι η παράγωγος της ροής στις μαλακές ακτίνες X μοιάζει στα γενικότερα χαρακτηριστικά της με τη ροή στις σκληρές ακτίνες X (βλ. σχήμα 3.2). Η σχέση αυτή ονομάζεται φαινόμενο Neupert ([Neupert 1968](#)) και παρόλο που δεν υπάρχει τέλεια σύμπτωση μεταξύ της παραγωγού της ροής στις μαλακές



Σχήμα 3.2: Παρατηρήσεις του φαινομένου της 13ης Ιουνίου 2010 στις ακτίνες X. *a)* Καμπύλες ροής στις ακτίνες X από το GOES-14 από τις 13 Ιουνίου 2010 05:30 UT έως τις 06:00 UT. Η καμπύλη με το μαύρο χρώμα απεικονίζει το κανάλι μεταξύ 0.1–0.8 nm και η καμπύλη με το ροζ χρώμα το κανάλι μεταξύ 0.05–0.4 nm. *b)* Αντίστοιχα με τις καμπύλες του (a) απεικονίζεται η πρώτη παράγωγος των ακτίνων X. *c)* Καμπύλες ροής στις σκληρές ακτίνες X από το διαστημόπλοιο Fermi και το όργανο GMB σε ενέργειες 25–50 keV.

ακτίνες X με τη ροή των σκληρών ακτίνων X είναι ένα ενδιαφέρον στοιχείο που βοηθάει στη μελέτη φαινομένων όπου δεδομένα στις σκληρές ακτίνες X δεν είναι διαθέσιμα. Όπως φαίνεται και στο σχήμα 3.2 η εκπομπή στις σκληρές ακτίνες X αρχίζει στις 05:35 UT, έχει μέγιστο στις 05:36 UT και τελειώνει περίπου στις 05:41 UT.

3.2.2 Παρατηρήσεις στο μακρινό υπεριώδες

3.2.2.α' Δεδομένα από SDO/AIA

Για την παρακολούθηση της χρονικής και χωρικής εξέλιξης του φαινομένου στο μακρινό υπεριώδες χρησιμοποιήθηκαν κυρίως δεδομένα από το SDO/AIA τα οποία μεταφορτώθηκαν από το *Virtual Solar Observatory (VSO)*. Τα δεδομένα περιλαμβάνουν εικόνες όλου του δίσκου, με πλήρη χωρική ανάλυση (δηλαδή εικόνες 4096×4096 εικονοστοιχείων), με μέγεθος εικονοστοιχείου 0.6 δευτερόλεπτα τόξου, σε επτά διαφορετικά μήκη κύματος (17.1, 19.3, 21.1, 33.5, 30.4, 9.4, 13.1 nm). Τα δεδομένα αυτά καλύπτουν το χρονικό διάστημα από τις 13 Ιουνίου 2010 05:30 UT έως τις 06:00 UT με ρυθμό δειγματοληψίας 12 δευτερολέπτων σε κάθε μήκος κύματος. Συνολικά, για κάθε μήκος κύματος χρησιμοποιήσαμε 150 εικόνες σε μορφή αρχείων *.fits* (*Flexible Image Transport System*) για να παράγουμε ταινίες που βοήθησαν στην ανάλυση των παρατηρήσεων. Από τις παραγόμενες ταινίες παρακολουθήσαμε την εξέλιξη της έκλαμψης στο κέντρο δράσης 11079 και την δημιουργία του εκρηκτικού

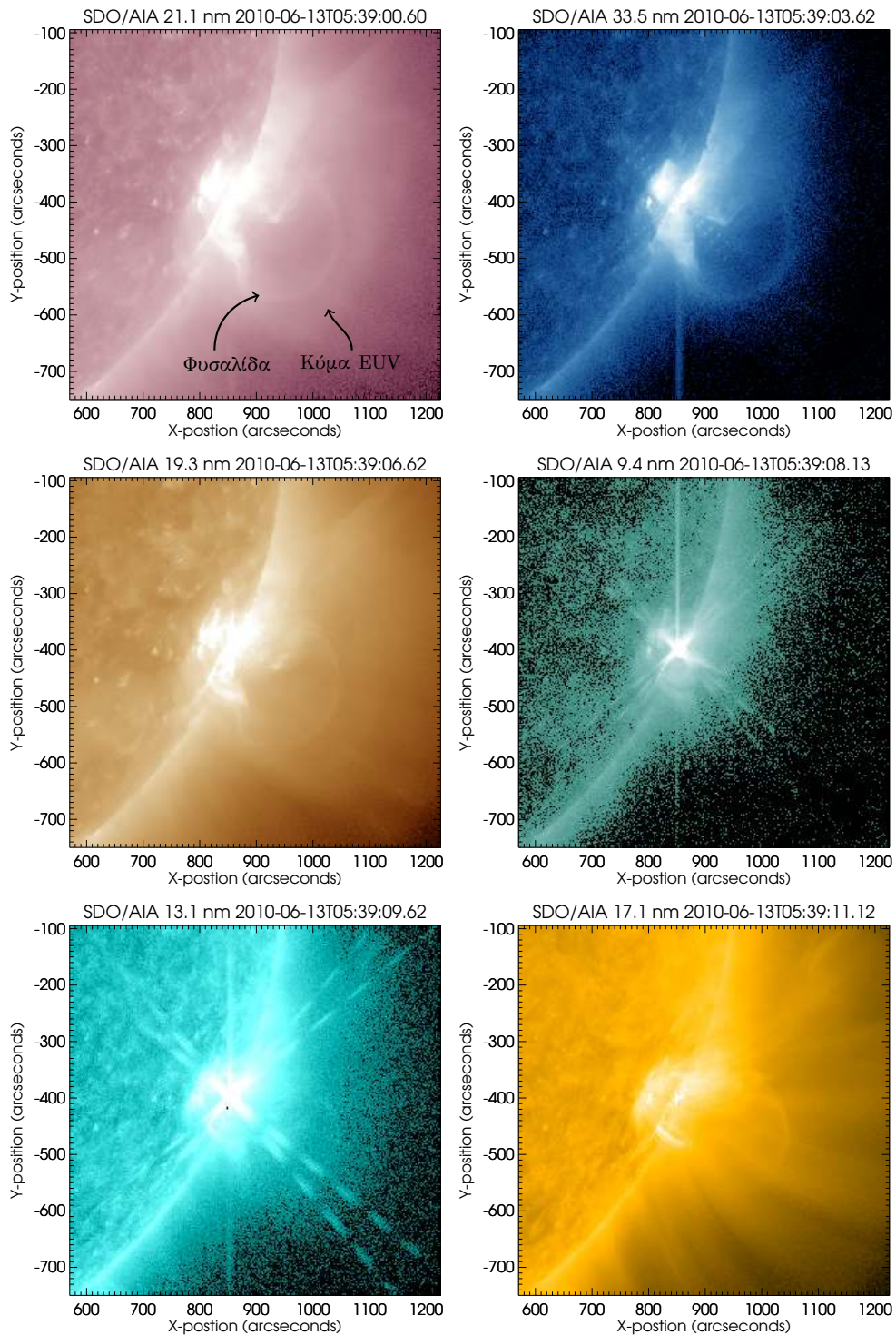
φαινομένου που περιελάμβανε την ενεργοποίηση ενός νήματος, την εκτόξευση ενός σχοινοϊού μαγνητικής ροής και την δημιουργία ενός κύματος EUV.

Στο σχήμα 3.3 δίνεται ένα στιγμιότυπο από τη ταινία 3.1, στο οποίο παρουσιάζεται μία αλληλουχία εικόνων από τα δεδομένα του AIA σε έξι διαφορετικά μήκη κύματος. Οι εικόνες του σχήματος 3.3 καλύπτουν το χρονικό διάστημα από τις 05:39:00 UT έως τις 05:39:11 UT δηλαδή στο μέγιστο της έκλαμψης. Στα πολύ θερμά κανάλια του AIA (9.4 και 13.1 nm) φαίνεται κυρίως η λάμπρυνση της έκλαμψης ενώ στα πιο ψυχρά κανάλια φαίνεται και ένας φωτεινός σχηματισμός σε σχήμα φυσαλίδας (*bubble*) στη σκοτεινή κοιλότητα του οποίου ενδεχομένως βρίσκεται σχοινί μαγνητικής ροής (βλ. εδάφιο 3.2.3). Γύρω από τη φυσαλίδα εντοπίζεται το κύμα EUV. Η φυσαλίδα και το κύμα EUV δείχνονται με βέλη στην πάνω αριστερά εικόνα του σχήματος 3.3. Η φυσαλίδα είναι ορατή, για ολόκληρη την εξέλιξη του φαινομένου, σε πέντε από τα έξι κανάλια του σχήματος 3.3 (δηλ. εκτός του καναλιού στα 9.4 nm). Ωστόσο, τα όριά της εντοπίζονται καλύτερα στα κανάλια 17.1, 19.3 και 21.1 nm που αντιστοιχούν σε θερμοκρασία πλάσματος 0.6, 1.25 και 2.0 MK, αντίστοιχα. Το κύμα EUV εμφανίζεται σαν μια φωτεινή περιοχή που διαστέλλεται διαδιδόμενη μπροστά από τη φυσαλίδα στα κανάλια 19.3, 21.1 και 33.5 nm (θερμοκρασία πλάσματος από 1.25 έως 1.7 MK) και σαν σκοτεινή περιοχή στο κανάλι 17.1 nm.

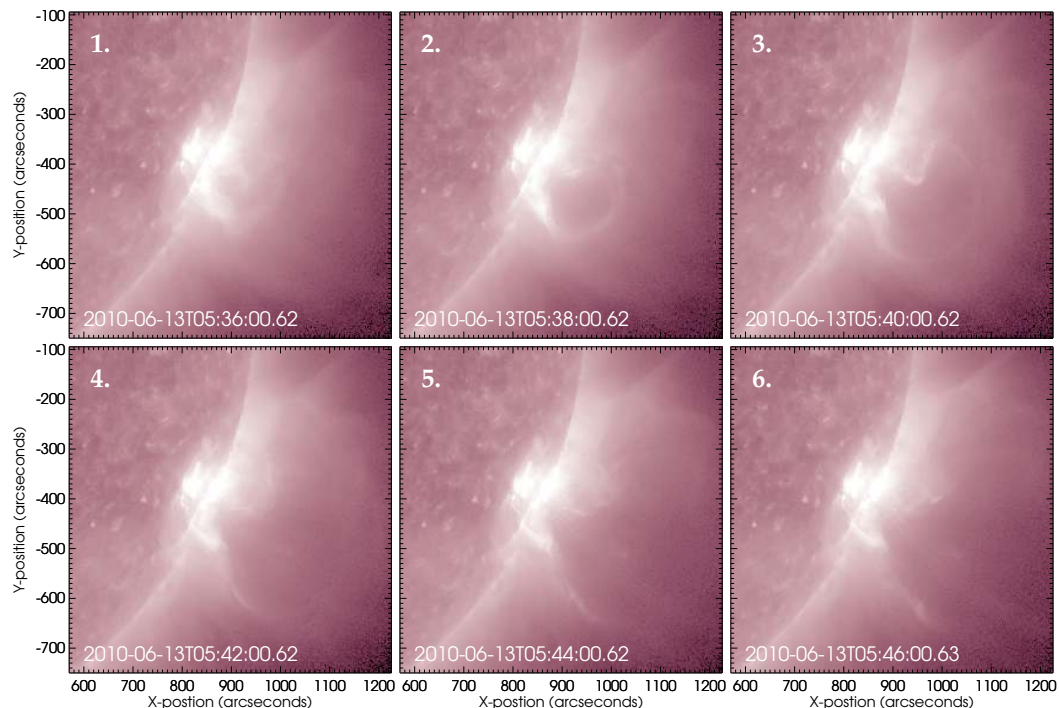
Για να μελετήσουμε τη χρονική εξέλιξη του συστήματος φυσαλίδας και κύματος EUV χρησιμοποιούμε κυρίως το κανάλι 21.1 nm στο οποίο και οι δυο σχηματισμοί είναι φωτεινοί. Η διάδοση και των δυο σχηματισμών παρατηρείται αρκετά καλά μέχρι τα όρια του οπτικού πεδίου του AIA στο κανάλι 21.1 nm. Στο σχήμα 3.4 δίνεται μία αλληλουχία εικόνων από τα δεδομένα του AIA στο κανάλι 21.1 nm. Οι εικόνες αυτές καλύπτουν το χρονικό διάστημα από τις 05:36 UT έως τις 05:46 UT και αποτελούν επιλεγμένα στιγμιότυπα από τη ταινία 3.2. Συγκεκριμένα στο σχήμα 3.4 παρατηρείται το στέμμα στην περιοχή του κέντρου δράσης 11079, λίγο πριν την δημιουργία της φυσαλίδας και του κύματος EUV (εικόνα 1), έπειτα κατά την διάρκεια της δημιουργίας και διάδοσης των δυο σχηματισμών (εικόνες 2 έως 4) και λίγο πριν την έξοδο της φυσαλίδας από το οπτικό πεδίο του AIA λίγο πριν τις ~05:45. Το κύμα EUV φαίνεται καλύτερα στις εικόνες 2 ως 4 του σχήματος 3.4 ενώ στις δυο τελευταίες έχει εξέλθει από το οπτικό πεδίο του AIA.

Παρόλο που στις εικόνες του σχήματος 3.4 το σύστημα φυσαλίδας-κύματος EUV είναι ευδιάκριτο, συνήθως βολεύει στη μελέτη κυματικών φαινομένων που διαδίδονται στο στέμμα η χρήση “εικόνων διαφορών”. Με τον όρο “εικόνες διαφορών” εννοούμε τις εικόνες που προκύπτουν από την αφαίρεση από μια εικόνα: μιας 1) εικόνας βάσης που δεν περιλαμβάνει το φαινόμενο και θεωρείται αδιατάρακτη ή 2) μιας εικόνας που διαφέρει χρονικά από την τρέχουσα εικόνα κατά ένα ή δύο κύκλους παρατήρησης και περιλαμβάνει το φαινόμενο. Στην πρώτη περίπτωση οι εικόνες που προκύπτουν ονομάζονται “εικόνες διαφοράς βάσης” (*base difference images*) ενώ στην δεύτερη ονομάζονται “κυλιόμενες εικόνες διαφοράς” (*running difference images*). Ανάλογα με τα χαρακτηριστικά των παρατηρήσεων που χρειάζεται να αναδειχθούν, χρησιμοποιείται είτε η πρώτη είτε η δεύτερη μέθοδος. Οι εικόνες διαφοράς βάσης χρησιμοποιούνται κυρίως σε βραχύβια φαινόμενα, ενώ όταν χρησιμοποιούνται σε μακρόβια φαινόμενα χρειάζεται να διορθωθούν τα δεδομένα για τη διαφορική περιστροφή. Οι κυλιόμενες εικόνες διαφοράς χρησιμοποιούνται για να αναδείξουν πολύ γρήγορες μεταβολές στη λαμπρότητα κατά την εξέλιξη ενός φαινομένου και είναι κατάλληλες για τη μελέτη των κυμάτων EUV.

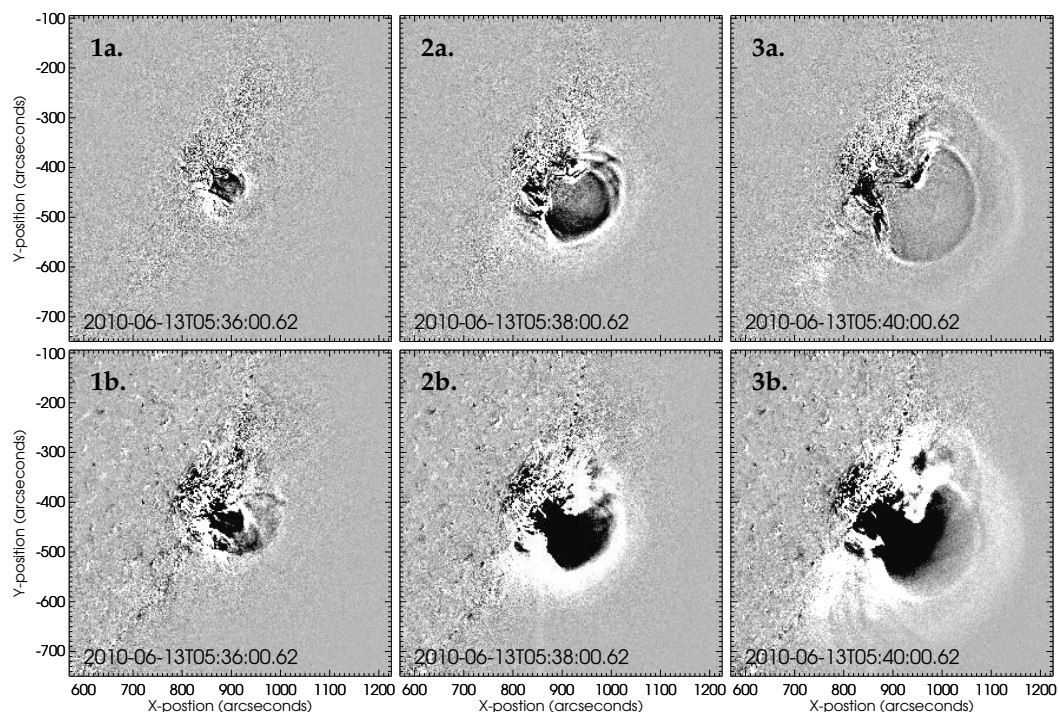
Στο σχήμα 3.5 δίνονται στην πάνω σειρά οι κυλιόμενες εικόνες διαφοράς και στην κάτω σειρά οι εικόνες διαφοράς βάσης για τις εικόνες 1, 2 και 3 του σχήματος 3.4. Για τον υπολογισμό των κυλιόμενων εικόνων διαφοράς χρησιμοποιήσαμε μια εικόνα ο χρόνος της οποίας σημειώνεται στο σχήμα και μια εικόνα πριν από αυτή. Ακόμα, για τον υπολογισμό των εικόνων διαφοράς βάσης χρησιμοποιήσαμε ως εικόνα βάσης την παρατήρηση στις



Σχήμα 3.3: Παρατηρήσεις του φαινομένου της 13ης Ιουνίου 2010, σε έξι διαφορετικά μήκη κύματος στο μακρινό υπεριώδες από το τηλεσκόπιο AIA του SDO. Οι εικόνες αυτές καλύπτουν το χρονικό διάστημα κοντά στο μέγιστο της έκλαμψης από τις 05:39:00 UT έως τις 05:39:11 UT. Στα μήκη κύματος 9.4 και 13.1 nm φαίνεται η λάμπρυνση από την έκλαμψη, ενώ στα 17.1, 19.3 και 21.1 nm φαίνεται καλύτερα η φυσαλίδα και το κύμα EUV (βλ. και [ταινία 3.1](#)).



Σχήμα 3.4: Στιγμιότυπα της εξέλιξης του συστήματος φυσαλίδας-κύματος EUV στο κανάλι 21.1 nm του AIA. Η αλληλουχία εικόνων καλύπτει το χρονικό διάστημα κατά την διάρκεια της δημιουργίας και διάδοσης των δυο φαινομένων από τις 05:36 UT έως τις 05:46 UT (βλ. και ταινία 3.2).



Σχήμα 3.5: Επάνω σειρά: Κυλιόμενες εικόνες διαφοράς από το κανάλι 21.1 nm του AIA που δείχνουν το σύστημα φυσαλίδας-κύματος EUV στο διάστημα 05:36–05:40 UT. Κάτω σειρά: Εικόνες διαφοράς βάσης αντίστοιχες με τις εικόνες της επάνω σειράς, όπου για εικόνα βάσης χρησιμοποιήσαμε την παρατήρηση στις 05:30 UT. Στα στιγμιότυπα αυτά είναι ευδιάκριτα τα όρια της φυσαλίδας και του κύματος EUV κατά την διάδοσή τους στο χαμηλό στέμμα (βλ. και ταινία 3.3).

05:30:00 UT όπου το φαινόμενο δεν έχει ακόμα αρχίσει. Τα όρια της φουσαλίδας και του κύματος EUV φαίνονται με καλύτερη λεπτομέρεια στις κυλιόμενες εικόνες διαφοράς της πάνω σειράς ενώ στις εικόνες διαφοράς βάσης φαίνεται καλύτερα το κύμα EUV αλλά το μέτωπο της φουσαλίδας είναι πιο διάχυτο ιδιαίτερα στα αρχικά στιγμιότυπα (δηλ. εικόνες 1b και 2b). Επίσης, η σκοτεινή κοιλότητα που φαίνεται στην περιοχή πίσω από τη φουσαλίδα στις εικόνες διαφοράς βάσης, προέρχεται από το έλλειμμα πυκνότητας που δημιουργείται στην περιοχή λόγω της στεμματικής εκτόξευσης υλικού (δηλ. αμαύρωση του στέμματος στο EUV). Από τις εικόνες του σχήματος 3.5 φαίνεται ότι το κύμα EUV περιβάλλει τη φουσαλίδα και διαδίδεται τόσο στην ακτινική όσο και στην πλευρική διεύθυνση. Για το σχήμα αυτό δίνεται συμπληρωματικά και η ταινία 3.3 η οποία περιλαμβάνει κυλιόμενες εικόνες διαφοράς και εικόνες διαφοράς βάσης για το χρονικό διάστημα από τις 05:33 UT έως τις 05:59 UT.

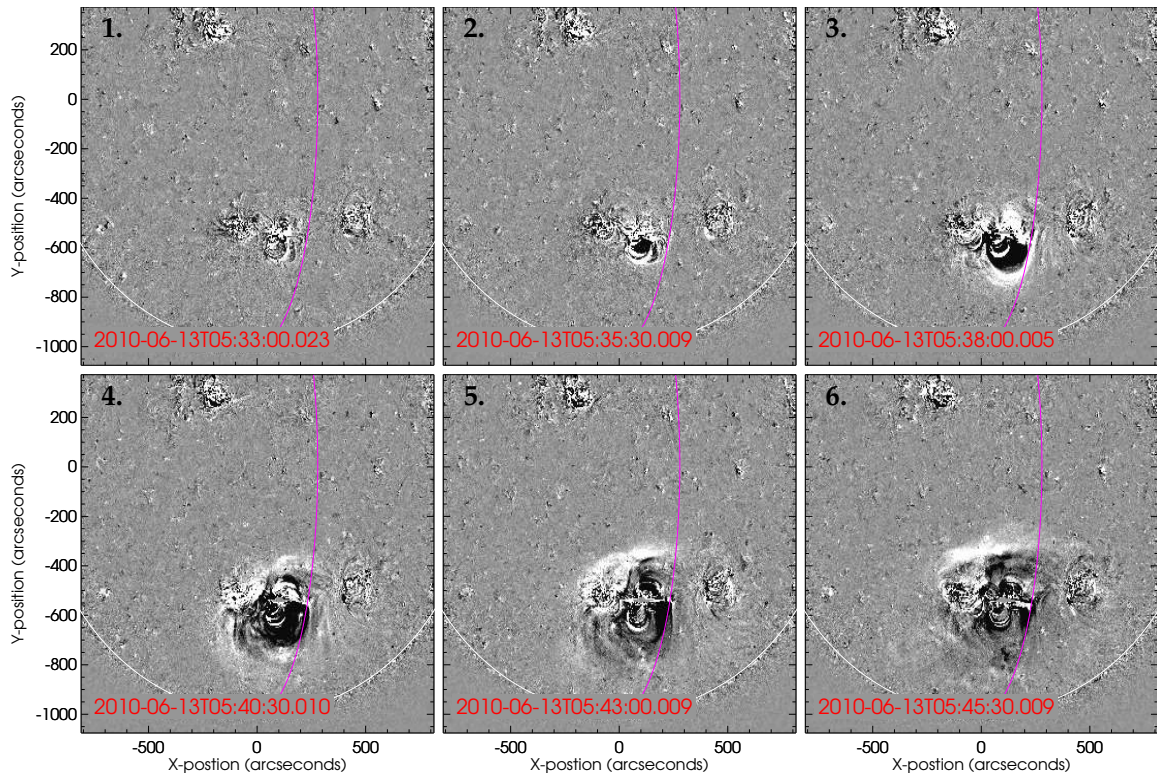
3.2.2.β' Δεδομένα από STEREO-A/EUVI

Το φαινόμενο της 13ης Ιουνίου 2010, εκτός από το διαστημόπλοιο SDO, παρατηρήθηκε και από το διαστημόπλοιο STEREO-A από διαφορετική γωνία θέασης σε σχέση με τη Γη. Τα δεδομένα του STEREO-A μεταφορτώθηκαν από το VSO και περιλαμβάνουν εικόνες όλου του δίσκου στα 19.5 nm, με ανάλυση 2048×2048 εικονοστοιχείων, μέγεθος εικονοστοιχείου 1.59 δευτερόλεπτα τόξου και ρυθμό δειγματοληψίας τριών λεπτών. Την ημέρα εξέλιξης του φαινομένου η γωνία μεταξύ των διανυσμάτων θέσης (με κέντρο τον Ήλιο) του διαστημόπλοιου STEREO-A και της Γης ήταν 73.6°. Το φαινόμενο λόγω της θέσης του STEREO-A παρατηρείται στον ηλιακό δίσκο κοντά στο κεντρικό μεσημβρινό. Στο σχήμα 3.6 δίνονται κυλιόμενες εικόνες διαφοράς του φαινομένου από τις παρατηρήσεις του STEREO-A στα 19.5 nm. Οι εικόνες αυτές καλύπτουν το χρονικό διάστημα από τις 05:33:00 UT έως τις 05:45:30 UT. Στο σχήμα σημειώνονται με άσπρη γραμμή τα όρια του ηλιακού δίσκου που αντιστοιχεί στο οπτικό πεδίο του STEREO-A και με τη μοβ γραμμή το δυτικό χείλος του ηλιακού δίσκου που αντιστοιχεί στο οπτικό πεδίο του SDO. Λόγω της γωνίας καταγραφής του φαινομένου είναι πιο δύσκολο να εντοπιστούν τα όρια του συστήματος φουσαλίδας-κύματος EUV. Στις εικόνες 2 και 3 πέρα από την αμαύρωση του στέμματος φαίνεται καλύτερα η φουσαλίδα που σταδιακά ανέρχεται, ενώ στις εικόνες 4 έως 6 φαίνεται το κύμα EUV.

3.2.3 Παρατηρήσεις στο λευκό φως

Η CME που σχετίζεται με το φαινόμενο της 13ης Ιουνίου 2010 παρατηρήθηκε από το όργανο SOHO/LASCO. Χρησιμοποιήσαμε δεδομένα μόνο από το στεμματογράφο LASCO/C2 καθώς η CME ήταν πολύ μικρή και αργή και δεν κατάφερε να φτάσει στο οπτικό πεδίο του στεμματογράφου LASCO/C3. Τα δεδομένα του στεμματογράφου LASCO/C2 μεταφορτώθηκαν από την ιστοσελίδα <http://sharp.nrl.navy.mil/> του U.S. Naval Research Laboratory (NRL) που διαχειρίζεται και διανέμει δεδομένα του SOHO/LASCO. Αυτά περιλαμβάνουν εικόνες ολικής λαμπρότητας του ηλιακού στέμματος, από το στεμματογράφο LASCO/C2 με ανάλυση 1024×1024 εικονοστοιχείων, μέγεθος εικονοστοιχείου 11.9 δευτερόλεπτα τόξου και ρυθμό δειγματοληψίας περίπου τριάντα λεπτών.

Στο σχήμα 3.7 φαίνονται οι κυλιόμενες εικόνες διαφοράς από το LASCO/C2. Οι εικόνες αυτές καλύπτουν το χρονικό διάστημα από τις 06:30 UT έως τις 09:30 UT. Η CME εισέρχεται στο οπτικό πεδίο του στεμματογράφου LASCO/C2 στις 06:30 UT και καταγράφεται ως μια λαμπρή δομή σχετικά μικρού γωνιακού εύρους (περίπου 20°) στο νοτιοδυτικό τμήμα του ηλιακού δίσκου όπως φαίνεται και στην εικόνα 1 του σχήματος 3.7. Προοδευτικά η λαμπρή δομή εκτείνεται σε μεγαλύτερο ύψος (βλ. εικόνες 2 και 3) μέχρι τις 08:30 UT (βλ. εικόνα 4)



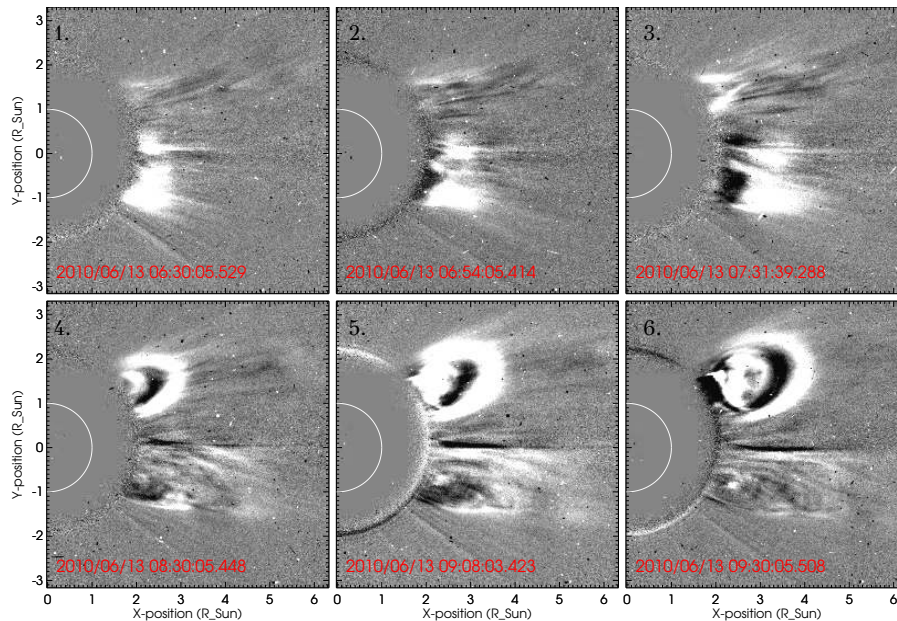
Σχήμα 3.6: Κυλιόμενες εικόνες διαφοράς από παρατηρήσεις στα 19.5nm με το όργανο EUVI-A της διαστημικής αποστολής SECCHI/STEREO. Οι εικόνες καλύπτουν το χρονικό διάστημα από 05:33 UT έως 05:45 UT. Η άσπρη γραμμή οριοθετεί τον ηλιακό δίσκο και η μοβ γραμμή είναι το όριο του δυτικού χείλους στις παρατηρήσεις του οργάνου AIA. Το φαινόμενο λόγω της γωνίας θέσης του STEREO-A (73.6° σε σχέση με τη Γη) παρατηρείται στον ηλιακό δίσκο και κοντά στο κεντρικό μεσημβρινό.

όπου η λαμπρότητά της έχει μειωθεί αισθητά. Το λαμπρό μέτωπο της CME, ακολουθείται από ένα περίπλοκο σύμπλεγμα βρόχων (βλ. εικόνες 4, 5 και 6) το οποίο πολύ αργότερα ($\sim 11:54$ UT) φαίνεται να περιέχει σχοινί μαγνητικής ροής. Ακόμα, κατά την διάρκεια του φαινομένου που μελετάμε φαίνεται να εξελίσσεται βορειοδυτικά και άλλη μία CME που προέρχεται από άλλο κέντρο δράσης (βλ. εικόνες 2 έως 6).

3.2.4 Παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα

Για την ανάλυση του φαινομένου της 13ης Ιουνίου 2010 στα ραδιοκύματα, χρησιμοποιήσαμε δεδομένα από το ραδιοφασματογράφο ARTEMIS IV καθώς και συμπληρωματικά δεδομένα από το δίκτυο ηλιακών ραδιοτηλεσκοπίων (RSTN) από τα όργανα του San Vito Solar Observatory και της Culgoora. Τα δεδομένα του ARTEMIS IV καλύπτουν συχνότητες από 20 έως 650 MHz με ρυθμό δειγματοληψίας 0.1 δευτερόλεπτα, του San Vito από 25 έως 180 MHz και της Culgoora 18 έως 1800 MHz με ρυθμό δειγματοληψίας τρία δευτερόλεπτα. Ακόμα, συμπληρώσαμε τα δεδομένα μας με τις παρατηρήσεις του ραδιοφασματογράφου Ondrejov (<http://www.asu.cas.cz/radio/sol1.htm>) στις συχνότητες από 0.8 έως 2.0 GHz. Περισσότερες λεπτομέρειες για τα όργανα στα ραδιοκύματα δίνονται στο κεφάλαιο 2 (εδάφιο 2.1.3).

Από τα δεδομένα των οργάνων στα ραδιοκύματα παράγαμε δυναμικά ραδιοφάσματα του φαινομένου. Για να εκμεταλλευτούμε πλήρως τα δεδομένα μας και εφόσον υπάρχει αλληλοκάλυψη των παρατηρήσεων στα τρία όργανα σε κάποιες συχνότητες, χρησιμοποιήσαμε σε κάθε εύρος συχνοτήτων τα δεδομένα με την καλύτερη αποτύπωση των ραδιοεξάρσεων.

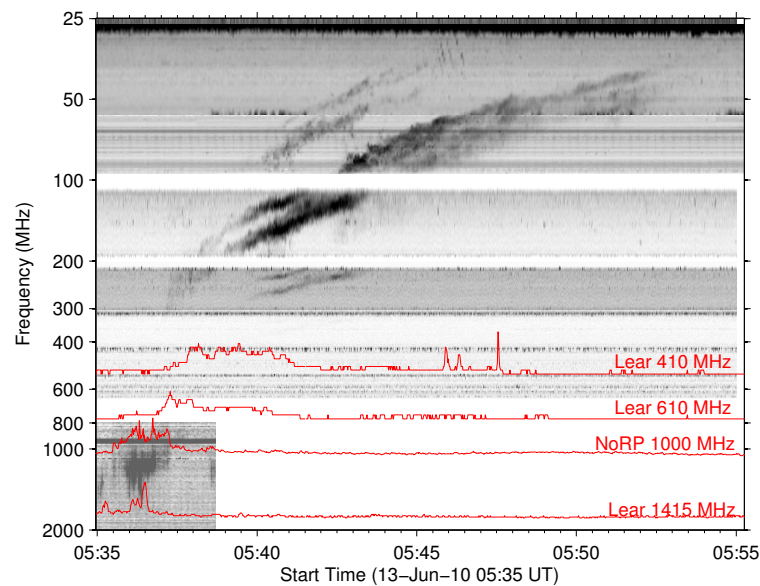


Σχήμα 3.7: Παρατηρήσεις της CME από το στεμματογράφο LASCOC2 στο διαστημόπλοιο SOHO. Οι εικόνες που παρουσιάζονται είναι κυλιόμενες εικόνες διαφοράς οι οποίες καλύπτουν το χρονικό διάστημα μεταξύ 06:30–09:30 UT. Η CME εισέρχεται στο οπτικό πεδίο του LASCOC2 στις 06:30 UT και καταγράφεται ως μια λαμπρή δομή σχετικά μικρού γωνιακού εύρους στο νοτιοδυτικό τμήμα της εικόνας. Η CME που εμφανίζεται στο βορειοδυτικό τμήμα είναι άλλο φαινόμενο που εξελίσσεται αργότερα από το φαινόμενο που μελετήσαμε.

Επειδή ο ραδιοφασματογράφος ARTEMIS IV έχει μεγαλύτερο ρυθμό δειγματοληψίας από τα άλλα δυο όργανα δώσαμε προτεραιότητα στα δεδομένα του, ιδιαίτερα στα αρχικά στάδια της εξέλιξης του φαινομένου. Τελικά οι φασματικές περιοχές που χρησιμοποιήσαμε ήταν: 25–57 MHz από San Vito (RSTN), 57–100 MHz από Culgoora (RSTN) και 100–650 MHz από ARTEMIS IV. Συμπληρώσαμε το ραδιοφάσμα από τα 800 MHz έως τα 2000 MHz με τις παρατηρήσεις του ραδιοφασματογράφου του Ondrejov.

Το επόμενο βήμα στην επεξεργασία των δεδομένων ήταν η αφαίρεση παράσιτων σημάτων από επίγειες ραδιοπηγές. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιήσαμε μια μέθοδο που στηρίζεται στην εύρωστη σταθμισμένη τοπική παλινδρόμηση (*robust local weighted regression*). Σύμφωνα με αυτή τη μέθοδο μπορούμε να εξομαλύνουμε ένα σήμα πραγματοποιώντας μια σταθμική γραμμική παλινδρόμηση ελαχίστων τετραγώνων, αφού πρώτα υπολογίσουμε ένα ειδικό βάρος σε κάθε σημείο το οποίο μας επιτρέπει να αφαιρέσουμε εξ αρχής από τον υπολογισμό τις ακραίες τιμές του σήματος.

Στο σχήμα 3.8 δίνεται το σύνθετο ραδιοφάσμα για το φαινόμενο στις 13 Ιουνίου 2010 από τις 05:35 UT έως 05:55 UT και από 20 MHz έως 2.0 GHz. Επιπλέον, στο σχήμα 3.8 δίνονται εγγραφήματα της ραδιοφωνικής ροής ολόκληρου του ηλιακού δίσκου σε τέσσερις συχνότητες στα 410, 610, 1000 και 1415 MHz από δεδομένα του RSTN (Learmonth, LEAR) και του Nobeyama Radio Polarimeter (NoRP). Μορφολογικά η ραδιοέξαρση τύπου II περιλαμβάνει θεμελιώδη και αρμονική εκπομπή οι οποίες παρουσιάζουν συχνотικό διαχωρισμό σε λωρίδες. Η αρμονική εκπομπή είναι πιο έντονη και μεγαλύτερη σε διάρκεια από τη θεμελιώδη και αυτό εν μέρει είναι αναμενόμενο λόγω της θέσης του φαινομένου κοντά στο χείλος του δίσκου. Αυτό συμβαίνει γιατί όταν η ραδιοεκπομπή παράγεται στο χείλος, κοντά στη συχνότητα πλάσματος, είναι αρκετά πιο πιθανό κατά τη διάδοσή της να απορροφηθεί από περιοχές με πυκνότητα που αντιστοιχεί στην ίδια συχνότητα. Στην εργασία μας επικεντρώναμε στη μελέτη των χαρακτηριστικών μόνο της αρμονικής εκπομπής εφόσον αυτή έχει



Σχήμα 3.8: Δυναμικό ραδιοφάσμα για το φαινόμενο της 13ης Ιουνίου 2010. Παρατηρήσεις από τα ραδιοτηλεσκόπια ARTEMIS-IV, San Vito, Culgoora και Ondrejov. Η εκπομπή της ραδιοέξαρσης τύπου II είναι αρκετά ευδιάκριτη και εξελίσσεται κατά μήκος ολόκληρου του ραδιοφάσματος. Με τις κόκκινες καμπύλες δίνονται εγγραφήματα της ραδιοφωνικής ροής ολόκληρου του ηλιακού δίσκου σε τέσσερις συχνότητες στα 410, 610, 1000 και 1415 MHz από παρατηρήσεις του RSTN (Learmonth, LEAR) και του Nobeyama Solar Radio Observatory (NoRP). Η εκπομπή που φαίνεται από τις 05:40 UT έως 05:43 UT και από 200 MHz έως 300 MHz δεν έχει ηλιακή προέλευση αλλά πρόκειται για ένα είδωλο της αρμονικής της τύπου II μετατοπισμένο κατά 100 MHz το οποίο δημιουργήθηκε από τη μη γραμμική απόκριση του προενισχυτή του ραδιοφασματογράφου ARTEMIS-IV στο συγκεκριμένο φαινόμενο.

μεγαλύτερη ένταση ακτινοβολίας από τη θεμελιώδη. Επιπλέον, σημειώνουμε ότι η θεμελιώδης και η αρμονική εκπομπή προέρχονται από την ίδια περιοχή οπότε τα χαρακτηριστικά τους δεν είναι δυνατόν να διαφέρουν.

Η ραδιοέξαρση τύπου II ξεκινάει στις 05:37 UT στα 300 MHz (αρμονική) και σταδιακά ολισθαίνει σε χαμηλότερες συχνότητες μέχρι τις ~05:53 UT όπου η εκπομπή σταματάει στα ~20 MHz. Η συνολική διάρκεια της τύπου II είναι 16 λεπτά. Σε μικρότερες συχνότητες (δηλ. εκατομετρικά μήκη κύματος) δεν παρατηρείται συνέχιση της ραδιοέξαρσης τύπου II σύμφωνα με τις παρατηρήσεις του Wind/Waves και STEREO/Waves. Στις υψηλότερες συχνότητες μεταξύ 1000 και 1600 MHz παρατηρείται έντονη εκπομπή μερικά λεπτά πριν την έναρξη της τύπου II. Η εκπομπή φαίνεται τόσο στα δεδομένα του ραδιοφασματογράφου Ondrejov όσο και στα εγγραφήματα από τα όργανα Lear και NoRP στις συχνότητες 1000 MHz και 1415 MHz, αντίστοιχα.

3.3 Χαρακτηριστικά της φουσαλίδας

3.3.1 Σχηματισμός και εξέλιξη της φουσαλίδας

Εκμεταλλευόμενοι τον υψηλό ρυθμό δειγματοληψίας του οργάνου SDO/AIA μπορούμε να μελετήσουμε με μεγάλη λεπτομέρεια τη δημιουργία και την εξέλιξη της φουσαλίδας στο μακρινό υπεριώδες. Για το σκοπό αυτό φτιάξαμε ταινίες με εικόνες διαφορών βάσης και κυλιόμενες εικόνες διαφορών στο κανάλι 17.1 nm του SDO. Η επιλογή του συγκεκριμένου μήκους κύματος μας επιτρέπει να εντοπίσουμε αρκετά καλά τα όρια της φουσαλίδας καθώς

και των ψυχρών βρόχων που εμπλέκονται στη διαδικασία σχηματισμού της. Λίγο πριν το σχηματισμό της φουσαλίδας παρατηρείται η ενεργοποίηση και η έκρηξη ενός μικρού νήματος το οποίο ανέρχεται αργά. Το νήμα κατά την άνοδό του παρουσιάζει περιστροφική κίνηση λόγω της ιδιοσυστροφής του και αφού φτάσει σε ένα ανώτατο ύψος περίπου στις 05:33 UT αρχίζει να κατέρχεται. Λίγο αργότερα, στις 05:35 UT, στεμματικοί βρόχοι που περιβάλλουν το κέντρο δράσης αρχίζουν να αναπτύσσονται αργά.

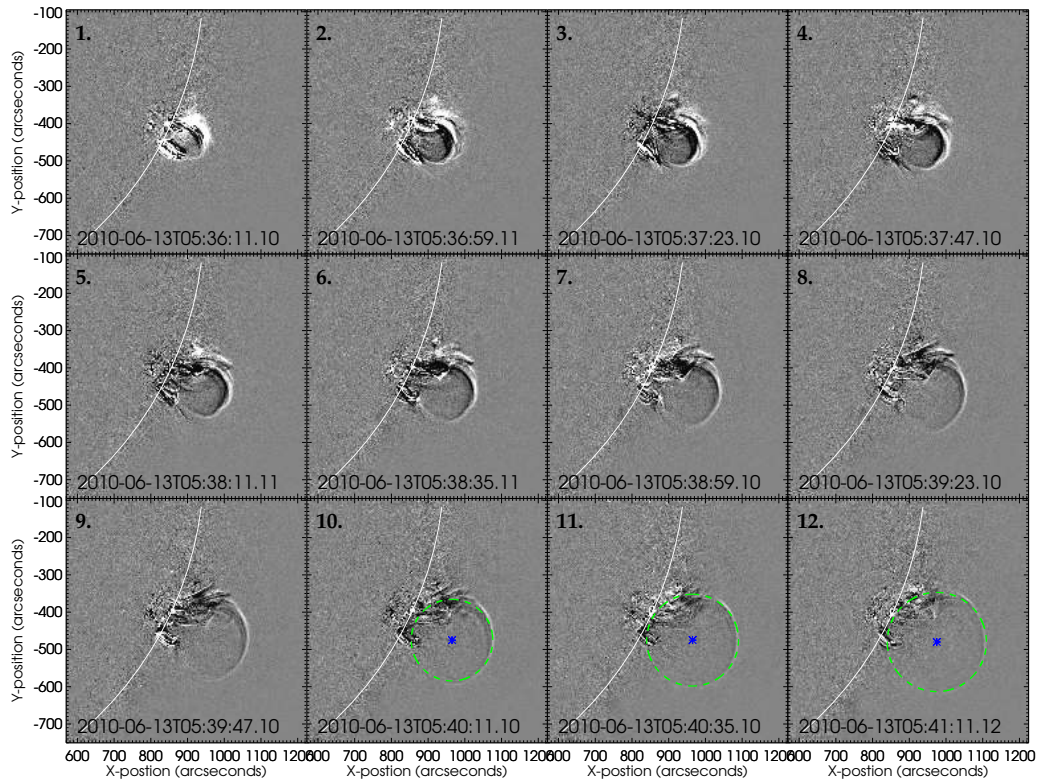
Στο σχήμα 3.9 παρουσιάζεται μία αλληλουχία κυλιόμενων εικόνων διαφορών από τα δεδομένα του AIA στα 17.1 nm (βλ. και ταινία 3.4). Οι εικόνες αυτές καλύπτουν το χρονικό διάστημα από τις 05:36 UT έως τις 05:41 UT και δείχνουν τα αρχικά στάδια του σχηματισμού (εικόνες 1 και 2) και έπειτα της εξέλιξης της φουσαλίδας (εικόνες 3 έως 12). Η φουσαλίδα αρχίζει να φαίνεται ξεκάθαρα (δηλ. πλήρως ανεπτυγμένη) στις ~05:36 UT (εικόνα 1) και έπειτα ανέρχεται σταδιακά και διαδίδεται προς τα έξω. Λίγα λεπτά αργότερα, περίπου στις ~05:38 UT (εικόνα 5) παρατηρείται έντονα η ασύμμετρη πλευρική επέκταση της φουσαλίδας (overexpansion) σε σχέση με την ακτινική της επέκταση (βλ. επόμενο εδάφιο). Η πλευρική επέκταση είναι ιδιαίτερα ευδιάκριτη στη νότια πλευρά της φουσαλίδας. Στο χρονικό διάστημα μεταξύ 05:37–05:38 UT παρατηρείται σχεδόν ταυτόχρονα η δημιουργία του κύματος EUV μπροστά από ολόκληρη την έκταση της φουσαλίδας το οποίο ωστόσο δεν είναι εντοπίσιμο στις εικόνες του σχήματος 3.9 καθώς πρόκειται για ένα σκοτεινό σχηματισμό σε ένα σχετικά φωτεινό υπόβαθρο (βλ. ταινία 3.4). Τα χαρακτηριστικά του κύματος EUV παρουσιάζονται στο εδάφιο 3.4. Το εξωτερικό όριο της φουσαλίδας, καθώς αυτή συνεχίζει να διαδίδεται, γίνεται σταδιακά πιο λεπτό και λιγότερο λαμπρό μετά από τις ~05:39 UT (εικόνα 8). Ιδιαίτερα μετά τις ~05:42 UT είναι αρκετά δύσκολο να εντοπιστούν τα ακριβή όρια της φουσαλίδας. Στις ~05:45 UT η φουσαλίδα εξέρχεται από το οπτικό πεδίο του AIA.

3.3.2 Χωρικά χαρακτηριστικά της φουσαλίδας

Προσαρμόζοντας στη φουσαλίδα ένα κύκλο όπως φαίνεται στις εικόνες 10 έως 12 του σχήματος 3.9 μπορούμε να ορίσουμε ως λόγο κλίμακας (*aspect ratio*), κ , το λόγο μεταξύ του ύψους του κέντρου του κύκλου (h) που σημειώνεται με τον μπλε σταυρό προς την ακτίνα του κύκλου (r). Από το λόγο κλίμακας της φουσαλίδας θα μελετήσουμε τη χωρική εξέλιξή της. Για τιμές του λόγου κλίμακας ($\kappa = h/r$) ίσες με τη μονάδα, έχουμε αυτοομοια διόγκωση¹ της φουσαλίδας, για τιμές μεγαλύτερες της μονάδας η πλευρική επέκταση της φουσαλίδας είναι μικρότερη σε σχέση με την ακτινική της επέκταση και για τιμές μικρότερες της μονάδας ισχύει το αντίστροφο. Ωστόσο, αξίζει να σημειώσουμε ότι ενδιαφερόμαστε κυρίως για τη χρονική εξέλιξη του λόγου κλίμακας και όχι τόσο για τη τιμή του. Δυστυχώς η γρήγορη εξέλιξη του φαινομένου δεν μας επιτρέπει τη λεπτομερή ανάλυση της χωρικής εξέλιξης της φουσαλίδας από δυο σημεία θέασης του φαινομένου γιατί στα δεδομένα του STEREO/EUVI τα όρια της φουσαλίδας είναι καλά καθορισμένα μόνο σε μια εικόνα (βλ. εικόνα 3 στο σχήμα 3.6) οπότε περιορίζεται η ανάλυσή μας μόνο στα δεδομένα του AIA.

Ο υπολογισμός του λόγου κλίμακας με προσαρμογή κύκλου στη φουσαλίδα έγινε για το χρονικό διάστημα από τις 05:35 UT έως τις 05:43 UT, δηλαδή σε συνολικά 33 εικόνες. Πέραν του χρονικού διαστήματος που αναλύσαμε ήταν αρκετά δύσκολο να βρεθούν τα όρια της φουσαλίδας με επαρκή ακρίβεια. Για κάθε εικόνα επιλέξαμε πλήθος σημείων κατά μήκος του εξωτερικού ορίου της φουσαλίδας και προσαρμόσαμε σε αυτά ένα κύκλο. Επαναλαμβάνοντας τη διαδικασία αυτή αρκετές φορές διαπιστώσαμε ότι μας δίνει ένα σχετικό σφάλμα μικρότερο των δέκα εικονοστοιχείων του AIA (δηλ. < 6 arcsec). Στις εικόνες 10 έως 12 του σχήματος 3.9 φαίνονται οι κύκλοι που προσαρμόστηκαν στη φουσαλίδα σύμφωνα με την παραπάνω διαδικασία και οι οποίοι περιγράφουν επαρκώς το σχήμα της,

¹Με τον όρο αυτοομοια διόγκωση της φουσαλίδας εννοούμε την ισότροπη διάδοσή της σε κάθε διεύθυνση.

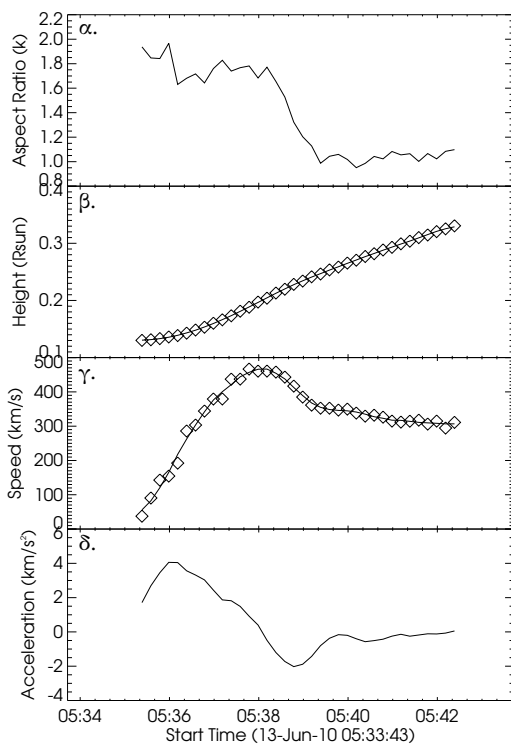


Σχήμα 3.9: Αλληλουχία κυλιόμενων εικόνων διαφοράς στα 17.1 nm από δεδομένα του οργάνου AIA στις οποίες παρατηρείται η εξέλιξη της φουσαλίδας στο στέμμα. Οι εικόνες καλύπτουν το χρονικό διάστημα μεταξύ 05:36–05:41 UT. Στις τρεις τελευταίες εικόνες επιθέτονται οι κύκλοι που προσαρμόστηκαν στη φουσαλίδα για τη μελέτη της χωρικής της εξέλιξης. (βλ. και [ταινία 3.4](#))

ιδιαίτερα στο εμπρόσθιο τμήμα της. Αξίζει να σημειώσουμε ότι οι [Patsourakos et al. \(2010\)](#), συγκρίνοντας την κυκλική προσαρμογή στη φουσαλίδα στην εικόνα του EUVI-A που πάρθηκε στις 05:38:00 UT με την αντίστοιχη προσαρμογή στα δεδομένα του AIA (05:38:06 UT), διαπίστωσαν ότι το σχήμα της φουσαλίδας μπορεί να προσεγγιστεί με μια σφαίρα.

Από τους κύκλους που προσαρμόσαμε σε κάθε εικόνα γνωρίζουμε την ακτίνα και το ύψος τους σε σχέση με την επιφάνεια του Ήλιου. Από το λόγο των δυο παραπάνω ποσοτήτων προσδιορίζουμε το λόγο κλίμακας της φουσαλίδας. Αν υποθέσουμε ότι η φουσαλίδα αντιπροσωπεύει ένα ανερχόμενο σχοινί μαγνητικής ροής που το παρατηρούμε σε κάθετη τομή ([Vourlidis et al. 2013](#), [Patsourakos et al. 2013](#), [Nindos et al. 2015](#)), τότε ο λόγος κλίμακας θα αντιστοιχεί στο λόγο μεταξύ του μεγάλου ημιάξονα προς το μικρό ημιάξονα του σχοινοειδούς μαγνητικής ροής. Στο σχήμα [3.10](#) (α.) δίνεται η χρονική εξέλιξη του λόγου κλίμακας της φουσαλίδας. Στο χρονικό διάστημα μεταξύ 05:35:00 UT και 05:38:20 UT ο λόγος κλίμακας έχει σχεδόν σταθερή τιμή ~ 1.7 , με εξαίρεση μια μικρή ασυνέχεια που παρατηρείται λίγο πριν τις 05:36 UT και η οποία οφείλεται πιθανότατα στη δυσκολία να προσδιοριστούν τα ακριβή όρια της φουσαλίδας. Μετά τις $\sim 05:38$ UT ο λόγος μειώνεται ραγδαία για περίπου 70 δευτερόλεπτα και τελικώς σταθεροποιείται κοντά στη μονάδα. Η ραγδαία μείωση του λόγου κλίμακας προέρχεται από την ασύμμετρη πλευρική επέκταση της φουσαλίδας που είναι αρκετά εμφανής και στα πρωτογενή δεδομένα (δηλ. τις εικόνες του AIA, βλ. σχήμα [3.9](#)).

Η ασύμμετρη πλευρική επέκταση της φουσαλίδας και συνεπακόλουθα η μείωση του λόγου κλίμακας αποτελεί ιδιαίτερη πρόκληση για τα μοντέλα των CMEs αλλά μπορεί να εξηγηθεί σε πρώτη προσέγγιση ως εξής (βλ. σχετική συζήτηση από τους [Patsourakos et al. 2010](#)): κατά μια ερμηνεία, η ασύμμετρη πλευρική επέκταση πιθανότατα προκαλείται όταν η CME ανέρχεται πάνω από τους βρόχους του κέντρου δράσης και βρίσκει χαμηλότερο μαγνητικό



Σχήμα 3.10: Διαγράμματα της χωρικής εξέλιξης και κινηματικής της φουσαλίδας. Από πάνω προς τα κάτω δίνεται η χρονική μεταβολή του λόγου κλίμακας, του ύψους, της ταχύτητας και της επιτάχυνσης της φουσαλίδας. Τα δεδομένα που χρησιμοποιήθηκαν καλύπτουν το χρονικό διάστημα από τις 05:35 UT έως τις 05:43 UT. Τα διαγράμματα του ύψους και της ταχύτητας της φουσαλίδας δίνονται με ρόμβους. Με τις συνεχείς καμπύλες δίνονται τα αποτελέσματα μετά την εξομάλυνση Savitzky-Golay που εφαρμόσαμε στις μετρήσεις του ύψους για να μειώσουμε τις μικρές διαταραχές μεταξύ των διαδοχικών μετρήσεων.

πεδίο. Για να επιτευχθεί ισορροπία πιέσεων με το περιβάλλον μέσω η φουσαλίδα – CME πρέπει να επεκταθεί στις πτέρυγες (Moore *et al.* 2007). Κατά μια άλλη ερμηνεία, η ασύμμετρη πλευρική επέκταση της φουσαλίδας μπορεί να προέρχεται από τη γρήγορη προσθήκη δακτυλιοειδούς μαγνητικής ροής στο σχοινί μαγνητικής ροής από τη μαγνητική επανασύνδεση που συμβαίνει στο κάθετο φύλλο ρεύματος πίσω από τη CME. Κατά συνέπεια έχουμε αύξηση της δύναμης στεφάνης (hoop force) αφού το ρεύμα αυξάνεται, συνεπώς το σχοινί μαγνητικής ροής επιταχύνεται. Ωστόσο, σε αυτή την περίπτωση η ασύμμετρη πλευρική επέκταση είναι αποτέλεσμα της ανάπτυξης ενός προϋπάρχοντος σχοινοειδούς μαγνητικής ροής. Τέλος, υπάρχει και η ερμηνεία κατά την οποία το εξωτερικό τμήμα ενός σχοινοειδούς μαγνητικής ροής διαστέλλεται για να διατηρηθεί στο εσωτερικό του η ολική μαγνητική ροή στην περίπτωση κατά την οποία το ρεύμα μειώνεται κατά μήκος του σχοινοειδούς (βλ. Isenberg & Forbes 2007).

3.3.3 Κινηματική της φουσαλίδας

Για να προσδιορίσουμε την κινηματική της φουσαλίδας επιλέξαμε ένα σημείο αναφοράς κοντά στο μέτωπό της και σε διεύθυνση ίδια με το ακτινικό διάνυσμα θέσης. Ακολουθήσαμε το σημείο αυτό κατά τη διάρκεια της διάδοσης της φουσαλίδας και μετρήσαμε την εξέλιξη του ύψους του στις εικόνες του AIA στα 17.1 nm από τις 05:35 UT έως τις 05:43 UT. Στο σχήμα 3.10 (β. και γ.) δίνονται με ρόμβους οι μετρήσεις ύψους της φουσαλίδας από την επιφάνεια του Ήλιου. Στις μετρήσεις του ύψους εφαρμόσαμε επιπλέον τη μέθοδο εξομάλυνσης Savitzky-Golay για να μειώσουμε τις μικρές διαταραχές μεταξύ των διαδοχικών μετρήσεων. Η συνεχής καμπύλη στο σχήμα 3.10 (β.) δείχνει τη χρονική εξέλιξη του ύψους της φουσαλίδας μετά την εξομάλυνση των μετρήσεων. Έπειτα, υπολογίσαμε την ταχύτητα της φουσαλίδας από την πρώτη παράγωγο των μετρήσεων του ύψους. Στο σχήμα 3.10 (γ.) δίνεται η χρονική εξέλιξη της ταχύτητας της φουσαλίδας. Με ρόμβους σημειώνονται οι ταχύτητες όπως προκύπτουν από την παράγωγο σε κάθε στιγμιαία μέτρηση ενώ με τη συνεχή καμπύλη δίνεται η ταχύτητα που προκύπτει μετά την εξομάλυνση στις μετρήσεις ύψους.

Τα αποτελέσματα από την ανάλυση της κινηματικής της φουσαλίδας δείχνουν ότι: αυτή επιταχύνεται ταχύτατα από την ηρεμία στα $\sim 480 \text{ km s}^{-1}$ σε διάστημα δυο λεπτών (βλ. και σχήμα 3.10 (δ.) από τις 05:35 έως 05:38 UT) και έπειτα αρχίζει να επιβραδύνεται ελάχιστα (05:38–05:40 UT) μέχρι να σταθεροποιηθεί τελικώς στα $\sim 380 \text{ km s}^{-1}$. Σύμφωνα με τις παρατηρήσεις του στεμματογράφου LASCO/C2 η ταχύτητα της CME όταν αυτή εισέρχεται στο οπτικό πεδίο το οργάνου είναι $\sim 200 \text{ km s}^{-1}$, το οποίο σημαίνει ότι τελικώς η φουσαλίδα εισέρχεται σε ένα στάδιο επιβράδυνσης μετά τις 05:42 UT. Η επιβράδυνση της φουσαλίδας μπορεί να προέρχεται από την οπισθέλκουσα δύναμη που ασκείται από τον ηλιακό άνεμο αφού η ταχύτητά της ξεπερνάει αυτή του ηλιακού ανέμου.

3.4 Χαρακτηριστικά του κύματος EUV

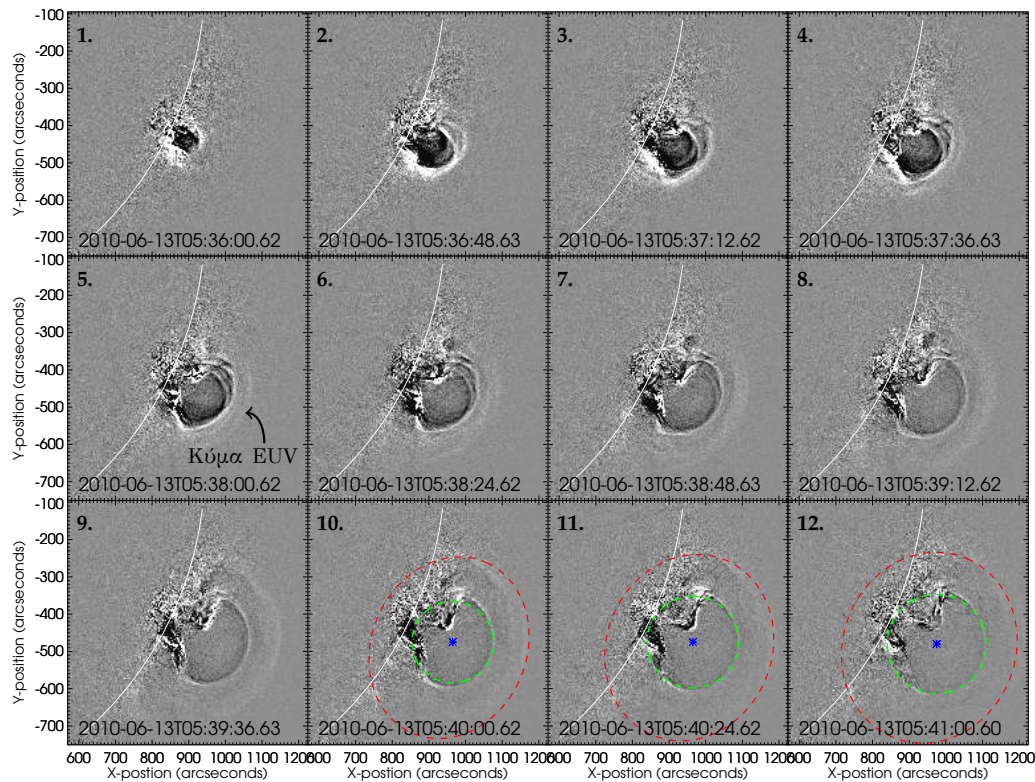
3.4.1 Δημιουργία και εξέλιξη του κύματος EUV

Όπως και στην περίπτωση της φουσαλίδας, εκμεταλλευόμενοι τον υψηλό ρυθμό δειγματοληψίας του οργάνου SDO/AIA μελετήσαμε με μεγάλη λεπτομέρεια τη δημιουργία και την εξέλιξη του κύματος EUV. Για το σκοπό αυτό φτιάξαμε ταινίες με εικόνες διαφοράς βάσης και κυλιόμενες εικόνες διαφοράς στα κανάλια των 19.3 nm και 21.1 nm του SDO. Στα συγκεκριμένα μήκη κύματος το κύμα φαίνεται σαν ένας φωτεινός σχηματισμός μπροστά από τη φουσαλίδα σε αντίθεση με το μήκος κύματος 17.1 nm όπου το κύμα είναι σκοτεινός σχηματισμός. Στα κανάλια 19.3 nm και 21.1 nm κυριαρχούν οι γραμμές του Fe XII ($\log T \sim 6.2$) και Fe XIV ($\log T \sim 6.3$), αντίστοιχα, ενώ στο κανάλι 17.1 nm παρατηρείται η γραμμή του Fe IX ($\log T \sim 5.8$). Σε επόμενο εδάφιο θα δείξουμε ότι η θερμοκρασία πλάσματος στην περιοχή του κύματος EUV είναι περίπου 2.8 MK. Ακόμα, αξίζει να σημειώσουμε ότι στα 19.3 nm το κύμα EUV και η φουσαλίδα διαχωρίζονται από μια λεπτή σκοτεινή περιοχή σε αντίθεση με τα 21.1 nm όπου το όριο μεταξύ του κύματος EUV και της φουσαλίδας είναι πιο δυσδιάκριτο. Σύμφωνα με τους [Ma et al. \(2011\)](#) η διαφορά αυτή προέρχεται από το γεγονός ότι χρειάζεται πεπερασμένος χρόνος για να ιονιστεί το πλάσμα από το Fe XII, που κυριαρχεί στα 19.3 nm, στο Fe XIV που κυριαρχεί στα 21.1 nm.

Στο σχήμα 3.11 δίνεται μία αλληλουχία κυλιόμενων εικόνων διαφορών από τα δεδομένα του AIA στα 21.1 nm. Οι εικόνες αυτές καλύπτουν το χρονικό διάστημα από τις 05:36 UT έως τις 05:41 UT και δείχνουν τα αρχικά στάδια της δημιουργίας (εικόνες 1 και 2) και έπειτα της εξέλιξης του κύματος EUV (εικόνες 3 έως 12). Το κύμα EUV εμφανίζεται για πρώτη φορά στις εικόνες του AIA περίπου στις 05:37:30 UT (εικόνα 4) και σε ύψος $\sim 0.23 R_{\odot}$ από την επιφάνεια του Ήλιου. Σε σχέση με τη φουσαλίδα το κύμα EUV εμφανίζεται περίπου δυο λεπτά μετά τη δημιουργία της φουσαλίδας και κοντά στο μέγιστο της ταχύτητάς της (βλ. σχήμα 3.10). Το κύμα διαδίδεται μπροστά από τη φουσαλίδα τόσο στην ακτινική διεύθυνση όσο και στις πτέρυγές της. Στις 05:42 UT το κύμα EUV φτάνει στα όρια του οπτικού πεδίου του AIA.

3.4.2 Χωρικά χαρακτηριστικά του κύματος EUV

Για τη μελέτη της χωρικής εξέλιξης του κύματος EUV εργαστήκαμε με την ίδια μέθοδο όπως και στην περίπτωση της φουσαλίδας. Βέβαια, επειδή το τριδιάστατο σχήμα του κύματος EUV αποκλίνει κατά πολύ από τη σφαίρα, αναγκαστήκαμε να προσαρμόσαμε στο κύμα EUV ελλείψεις έναντι των κυκλικών χωρίων που προσαρμόσαμε στη φουσαλίδα. Ωστόσο, με αυτό τον τρόπο προσαρμογής δεν μπορούμε να υπολογίσουμε το λόγο κλίμακας όπως τον ορίσαμε πιο πάνω αφού η ακτίνα δεν είναι σταθερή ποσότητα. Επιπλέον, η επιλογή είτε του μεγάλου είτε του μικρού ημιάξονα της έλλειψης ως αντιπροσωπευτικής ποσότητας για



Σχήμα 3.11: Αλληλουχία κυλιόμενων εικόνων διαφοράς στα 21.1 nm από δεδομένα του οργάνου AIA στις οποίες παρατηρείται η εξέλιξη της φουσαλίδας και του κύματος EUV στο στέμμα. Οι εικόνες καλύπτουν το χρονικό διάστημα μεταξύ 05:36–05:41 UT. Στις τρεις τελευταίες εικόνες επιθέτονται οι κύκλοι και οι ελλείψεις που προσαρμόστηκαν στη φουσαλίδα και το κύμα EUV για τη μελέτη της χωρικής τους εξέλιξης.

τον υπολογισμό δεν λύνει το πρόβλημα. Από την προσαρμογή ελλείψεων μπορούμε όμως να υπολογίσουμε την εκκεντρότητα τους. Η εκκεντρότητα ορίζεται ως $\epsilon = \sqrt{1 - b^2/a^2}$ όπου b είναι το μήκος του μικρού ημιάξονα της έλλειψης και a το μήκος του μεγάλου ημιάξονα. Για τιμές του ϵ κοντά στο μηδέν το σχήμα της κωνικής τομής είναι περίπου κύκλος ενώ για τιμές $0 < \epsilon < 1$ η κωνική τομή είναι έλλειψη. Με τη χρήση της εκκεντρότητας μπορούμε να μελετήσουμε την εξέλιξη του γενικότερου σχήματος του κύματος EUV.

Στις εικόνες 10 έως 13 του σχήματος 3.11 φαίνονται με την κόκκινη καμπύλη οι ελλείψεις που προσαρμόστηκαν στο κύμα EUV. Από τις εικόνες αυτές φαίνεται ότι οι ελλείψεις που προσαρμόστηκαν περιγράφουν επαρκώς το σχήμα του κύματος EUV τόσο στο εμπρόσθιο τμήμα του όσο και στις πτέρυγες του. Στο σχήμα 3.12 δίνεται η χρονική εξέλιξη της εκκεντρότητας των ελλείψεων που προσαρμόστηκαν στο κύμα EUV. Το χρονικό διάστημα που αναλύσαμε αφορά το διάστημα από τις 05:37:12 UT έως τις 05:41:00 UT. Η εκκεντρότητα στις 05:37 UT αρχίζει με μέγιστη τιμή στα 0.60 και έπειτα μειώνεται σταδιακά στα 0.47. Σημειώνουμε ότι μετά τις 05:41 UT δεν ήταν δυνατόν να λάβουμε αξιόπιστες μετρήσεις της εκκεντρότητας καθώς τα όρια του κύματος δεν ήταν ευδιάκριτα. Η χρονική εξέλιξη της εκκεντρότητας δείχνει ότι το κύμα EUV διαδίδεται ασύμμετρα σε σχέση με την ακτινική διεύθυνση και η διάδοσή του δεν είναι αυτοόμοια. Αυτό το χαρακτηριστικό είναι σχετικά εμφανές και στις εικόνες του σχήματος 3.11. Η χωρική εξέλιξη του κύματος EUV δείχνει ότι αυτό κινείται αρκετά γρήγορα και στις περιοχές πέρα από τις πτέρυγες της φουσαλίδας, ιδιαίτερα στη νοτιοανατολική διεύθυνση σε σχέση με το κέντρο δράσης. Επίσης φαίνεται ότι κύμα διανύει μεγαλύτερη απόσταση στην νοτιοανατολική πτέρυγα από ότι στη βορειοδυτική. Αυτό το χαρακτηριστικό επιβεβαιώνεται και από τη μελέτη της κινηματικής της

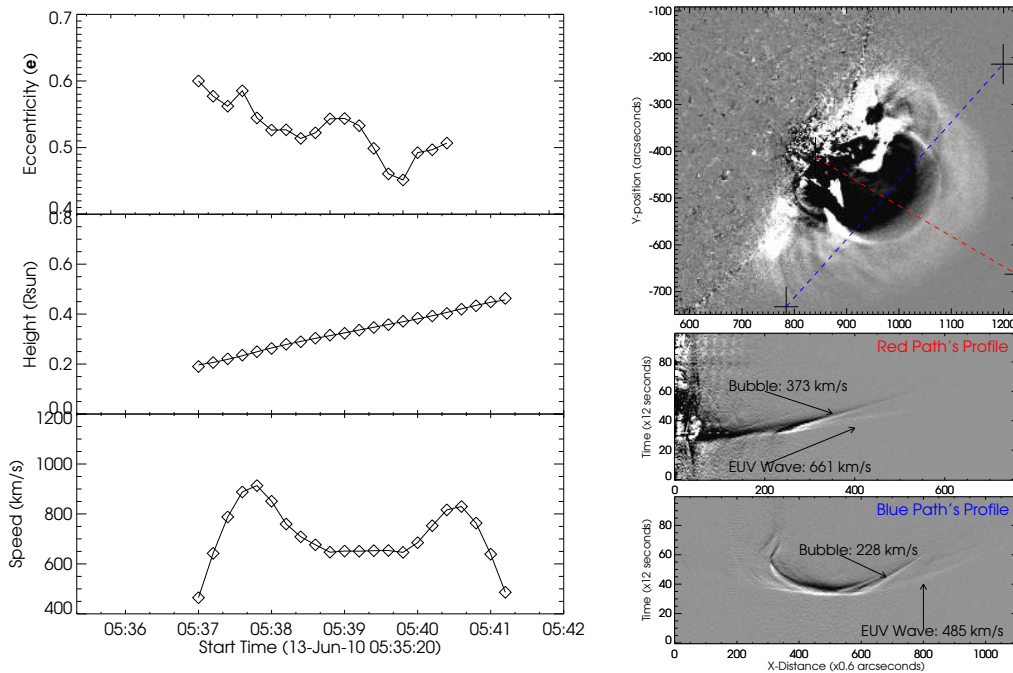
φουσαλίδας.

3.4.3 Κινηματική του κύματος EUV

Προσδιορίσαμε την κινηματική του κύματος EUV χρησιμοποιώντας δυο διαφορετικές μεθόδους. Η πρώτη μέθοδος είναι ίδια με αυτή που χρησιμοποιήσαμε στον προσδιορισμό της κινηματικής της φουσαλίδας. Επιλέγουμε ένα σημείο αναφοράς στο μέτωπο του κύματος EUV στην ακτινική διεύθυνση. Έπειτα ακολουθούμε το σημείο αυτό καθώς το μέτωπο του κύματος διαδίδεται και προσδιορίζουμε τη θέση του σε κάθε χρονική στιγμή. Με τη μέθοδο αυτή μετράμε την εξέλιξη του ύψους του κύματος EUV στις εικόνες του AIA στα 21.1 nm από τις 05:37 UT έως τις 05:43 UT. Στην αριστερή στήλη του σχήματος 3.12 (μέση) δίνονται με ρόμβους οι μετρήσεις ύψους του κύματος EUV από την επιφάνεια του Ήλιου. Η συνεχής καμπύλη δείχνει τη χρονική εξέλιξη του ύψους του κύματος EUV μετά την εξομάλυνση των μετρήσεων. Ακόμα, στο σχήμα 3.12 (κάτω) δίνεται η χρονική εξέλιξη της ταχύτητας του κύματος EUV. Οι ταχύτητες που προκύπτουν από την παράγωγο σε κάθε στιγμιαία μέτρηση σημειώνονται με ρόμβους ενώ με τη συνεχή καμπύλη δίνεται η ταχύτητα που προκύπτει μετά την εξομάλυνση των μετρήσεων ύψους. Από την παραπάνω ανάλυση βρίσκουμε ότι το κύμα EUV έχει μέση ταχύτητα περίπου 650 km s^{-1} στο διάστημα από τις 05:38 UT έως τις 05:40 UT ενώ εκτός του διαστήματος αυτού η ταχύτητα μεταβάλλεται από $\sim 400 \text{ km s}^{-1}$ έως $\sim 1000 \text{ km s}^{-1}$. Επιπλέον αξίζει να σημειώσουμε ότι η χρονική εξέλιξη της ταχύτητας του κύματος EUV παρουσιάζει δυο μέγιστα γεγονός το οποίο σημαίνει ότι αυτό εισέρχεται σε δυο φάσεις επιτάχυνσης. Το πρώτο μέγιστο βρίσκεται κοντά στις 05:38 UT και χρονικά ταιριάζει με το διάστημα στο οποίο η φουσαλίδα επιταχύνεται και αποκτάει μέγιστη ταχύτητα και το δεύτερο μέγιστο εντοπίζεται μεταξύ 05:40–05:41 UT όπου όπως φαίνεται από το ραδιοφάσμα η τύπου II έχει μέγιστη εκπομπή (βλ. εδάφιο 3.7.1).

Η δεύτερη μέθοδος επιτρέπει με σχετική ευκολία να προσδιορίσουμε την κινηματική του κύματος EUV σε διαφορετικές διευθύνσεις. Για την υλοποίηση της μεθόδου επιλέγουμε τομές στις εικόνες του AIA σε διάφορες διευθύνσεις. Κατά μήκος κάθε τομής μετράμε την ένταση και επαναλαμβάνουμε τη διαδικασία για κάθε εικόνα. Με αυτό τον τρόπο παράγουμε για κάθε τομή τη χρονική εξέλιξη της έντασης κατά μήκος της. Απεικονίζοντας την ένταση συναρτήσει του ύψους και του χρόνου μπορούμε να βρούμε την ταχύτητα διαφόρων σχηματισμών στη διεύθυνση της τομής από την κλίση τους στην εικόνα ύψους–χρόνου που έχουμε παράγει. Στη δεξιά στήλη του σχήματος 3.12, στην εικόνα του AIA δίνονται ενδεικτικά δυο τομές (με μπλε και κόκκινο χρώμα), τις οποίες χρησιμοποιήσαμε για να παράγουμε μετρήσεις με αυτή τη μέθοδο.

Το αποτέλεσμα της παραπάνω διαδικασίας για τις δυο επιλεγμένες τομές παρουσιάζεται στο σχήμα 3.12 στις δυο κάτω εικόνες της δεξιάς στήλης. Σε κάθε εικόνα δείχνουμε με βέλος τα ίχνη της φουσαλίδας και του κύματος EUV. Επίσης σημειώνονται οι ταχύτητες που προκύπτουν από τις μετρήσεις απόστασης–χρόνου για κάθε ίχνο. Στην ακτινική διεύθυνση (κόκκινη τομή) η ταχύτητα του κύματος υπολογίστηκε στα 661 km s^{-1} ενώ στην πλευρική διεύθυνση (μπλε τομή) στα 485 km s^{-1} για το νοτιοανατολικό άκρο και 390 km s^{-1} για το βορειοδυτικό άκρο. Για τη φουσαλίδα οι αντίστοιχες ταχύτητες είναι μικρότερες στα 373 km s^{-1} και 228 km s^{-1} . Παρόμοια αποτελέσματα με αυτά που παρουσιάσαμε για την κινηματική του κύματος EUV δίνονται από τους [Ma et al. \(2011\)](#) οι οποίοι με την ίδια μέθοδο βρήκαν μέση ταχύτητα 600 km s^{-1} για το κύμα EUV και 410 km s^{-1} για τη φουσαλίδα στην ακτινική διεύθυνση (βλ. σχήμα 3 στο άρθρο τους) και 486 km s^{-1} για το κύμα στην οριζόντια διεύθυνση (βλ. σχήμα 6 στο άρθρο τους).



Σχήμα 3.12: Αριστερή στήλη: Διαγράμματα της χωρικής εξέλιξης και κινηματικής του κύματος EUV. Από πάνω προς τα κάτω δίνεται η χρονική μεταβολή της εκκεντρότητας, του ύψους και της ταχύτητας του κύματος EUV. Δεξιά στήλη: Στην επάνω εικόνα παρουσιάζονται δυο τομές (κόκκινη και μπλε ευθεία) κατά μήκος των οποίων υπολογίστηκε η χρονική εξέλιξη της έντασης ακτινοβολίας στα 21.1 nm. Ο υπολογισμός φαίνεται στις δυο παρακάτω εικόνες, επάνω για την κόκκινη τομή και κάτω για την μπλε τομή. Σημειώνονται σε κάθε εικόνα οι ταχύτητες που προκύπτουν από τον υπολογισμό της κλίσης για κάθε φαινόμενο.

3.5 Το διαφορικό μέτρο εκπομπής (DEM) του κύματος EUV

Από τα δεδομένα του οργάνου AIA, εκτός από την κινηματική μπορούμε να λάβουμε σημαντική πληροφορία για τη θερμοκρασία και το μέτρο εκπομπής (emission measure, EM) των διαφόρων σχηματισμών που παρατηρούνται (βλ. εδάφιο 1.4.2). Ποιοτικά μπορούμε να προσδιορίσουμε τη θερμοκρασία μιας δομής που παρατηρείται στο στέμμα σε διαφορετικά μήκη κύματος στο μακρινό υπεριώδες αν γνωρίζουμε τη συνάρτηση θερμοκρασιακής απόκρισης ($K_i(T)$, temperature response function) για κάθε κανάλι παρατήρησης (i) του οργάνου. Το $K_i(T)$ σε κάθε κανάλι του οργάνου υπολογίζεται συνήθως από τη σχέση:

$$K_i(T) = \int_0^{\infty} G(\lambda, T) R_i(\lambda) d\lambda \quad (3.1)$$

όπου το $G(\lambda, T)$ ονομάζεται συνάρτηση συνεισφοράς (contribution function) και περιέχει πληροφορία για τον τρόπο με τον οποίο το πλάσμα σε κάποια θερμοκρασία εκπέμπει ακτινοβολία και το $R_i(\lambda)$ είναι η συνάρτηση φασματικής απόκρισης του οργάνου. Η συνάρτηση $G(\lambda, T)$ μπορεί να υπολογιστεί από τον κώδικα CHIANTI (Dere et al. 1997, Del Zanna et al. 2015) ενώ η συνάρτηση $R_i(\lambda)$ δίνεται από τη βαθμονόμηση του οργάνου και βρίσκεται στη βάση δεδομένων του AIA.

Στο σχήμα 3.13 (αριστερά) δίνεται συνάρτηση απόκρισης του οργάνου AIA σε έξι μήκη κύματος στο μακρινό υπεριώδες. Ο υπολογισμός του $K_i(T)$ έγινε με τον αλγόριθμο “aia_get_response” του SolarSoft (SSW). Σύμφωνα με το σχήμα 3.13 (αριστερά) ανάλογα με το κανάλι του οργάνου AIA που παρατηρούμε υπάρχει διαφορετική συνεισφορά στην

ακτινοβολία που καταγράφεται σε αυτό από πλάσμα που έχει ένα εύρος θερμοκρασιών κυρίως κοντά στο μέγιστο της καμπύλης $K_i(T)$. Για παράδειγμα στο κανάλι AIA 17.1 nm το μέγιστο της συνάρτησης θερμοκρασιακής απόκρισης βρίσκεται σε θερμοκρασία 0.79 MK ($\log T = 5.9$) οπότε οι δομές του στέμματος με περίπου ίδια θερμοκρασία θα παρατηρούνται πολύ καλά σε αυτό το κανάλι. Δομές οι οποίες είναι ψυχρότερες ή θερμότερες αλλά σχετικά κοντά στο μέγιστο της καμπύλης του σχήματος δεν θα είναι το ίδιο ευδιάκριτες, ενώ δομές με θερμοκρασία κοντά στις πτέρυγες της καμπύλης πιθανότατα δεν θα παρατηρούνται καθόλου.

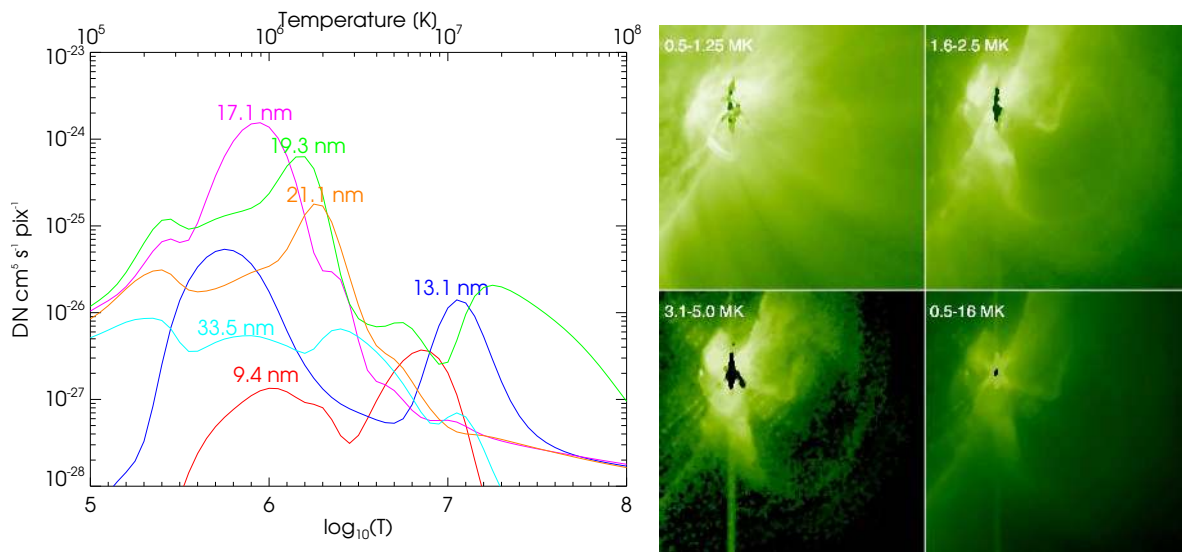
Από την παραπάνω συζήτηση και το γεγονός ότι το κύμα EUV εμφανίζεται σαν μια φωτεινή δομή που διαδίδεται μπροστά από τη φουσαλίδα στα κανάλια 19.3, 21.1 και 33.5 nm (θερμοκρασία πλάσματος από 1.25 έως 2.5 MK) και σαν σκοτεινή περιοχή στο κανάλι 17.1 nm μπορούμε να συμπεράνουμε σε πρώτη προσέγγιση ότι το κύμα EUV έχει θερμοκρασία μεταξύ 1.25 έως 2.5 MK. Αντίστοιχα, για τη φουσαλίδα έχουμε ότι παρατηρείται καλύτερα στο κανάλι 17.1 nm με θερμοκρασία 0.8 MK αλλά και στα κανάλια 19.3 nm και 21.1 nm με θερμοκρασίες 1.25 MK και 1.6 MK, αντίστοιχα. Η ποιοτική ανάλυση των παρατηρήσεων με τη χρήση της συνάρτησης θερμοκρασιακής απόκρισης δίνει σαν προσέγγιση πρώτης τάξης το αναμενόμενο εύρος θερμοκρασιών μιας δομής. Ωστόσο, όπως φαίνεται και στο σχήμα σχήμα 3.13 (αριστερά) η συνάρτηση απόκρισης σε μερικά κανάλια παρουσιάζει περισσότερα του ενός μεγίστου όπως στο κανάλι 13.1 nm ή εκτείνεται σε πολύ μεγάλο εύρος θερμοκρασιών. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα σε πολλές περιπτώσεις η ποιοτική μελέτη να μην είναι ιδιαίτερα αποτελεσματική και να μην καταλήγει σε κάποιο σαφές συμπέρασμα.

Για να μελετήσουμε ποσοτικά την κατανομή της πυκνότητας του πλάσματος ως προς τη θερμοκρασία για το σύστημα φουσαλίδας-κύματος EUV χρησιμοποιήσαμε το διαφορικό μέτρο εκπομπής (DEM, βλ. και εδάφιο 1.4.2). Για τον υπολογισμό του υποθέτουμε ότι η ένταση μιας φασματικής γραμμής δίνεται από τη σχέση:

$$I(\lambda, \mathbf{x}) = \int_0^{\infty} G(\lambda, T) DEM(T, \mathbf{x}) d\lambda \quad (3.2)$$

όπου $G(\lambda, T)$ είναι η συνάρτηση συνεισφοράς και DEM είναι το διαφορικό μέτρο εκπομπής. Στο παραπάνω ολοκλήρωμα η μεγαλύτερη συνεισφορά προέρχεται από περιοχές θερμοκρασιών με μεγάλες τιμές της συνάρτησης $G(T_e)$, δηλαδή από περιοχές γύρω από τη θερμοκρασία που αντιστοιχεί στο μέγιστο της, οι οποίες έχουν τυπικό εύρος $\sim 0.1-0.3$ του λογαρίθμου αυτής της θερμοκρασίας. Έτσι μπορούμε να θεωρήσουμε τη θερμοκρασία του μεγίστου της $G(T_e)$ ως θερμοκρασία σχηματισμού της γραμμής. Στη γενικότερη περίπτωση το DEM υπολογίζεται από την αντιστροφή συστήματος γραμμικών εξισώσεων που προκύπτει από την εφαρμογή της εξίσωσης 3.2 σε παρατηρήσεις των εντάσεων μιας σειράς φασματικών γραμμών που σχηματίζονται σε μια γενικά εκτεταμένη περιοχή θερμοκρασιών.

Για τον υπολογισμό του διαφορικού μέτρου εκπομπής χρησιμοποιήσαμε τον αλγόριθμο των Plowman *et al.* (2013, <http://solar.physics.montana.edu/plowman/firdems.tgz>) ο οποίος λύνει το σύστημα γραμμικών εξισώσεων που προκύπτει από την εξίσωση 3.2 πραγματοποιώντας πολύ γρήγορο υπολογισμό του DEM (< 1000 DEMs/sec). Ο αλγόριθμος υπολογίζει το DEM σε ένα συνεχές εύρος θερμοκρασιών από την αντιστροφή της συνέλιξης (convolution) του DEM με τη συνάρτηση απόκρισης του οργάνου. Επιλέξαμε εικόνες του AIA σε έξι διαφορετικά κανάλια του οργάνου (9.4, 13.1, 17.1, 19.3, 21.1 και 33.5 nm) κοντά στις $\sim 05:40$ UT. Επειδή ο ρυθμός δειγματοληψίας του οργάνου είναι 12 δευτερόλεπτα και από την εικόνα του πρώτου καναλιού μέχρι την εικόνα του τελευταίου υπάρχει χρονική διαφορά περίπου δέκα ή έντεκα δευτερόλεπτα, υπάρχει πιθανότητα ο υπολογισμός του DEM να μην είναι τόσο ακριβής σε φαινόμενα που εξελίσσονται αρκετά γρήγορα. Για να ελαττώσουμε το σφάλμα στον υπολογισμό του DEM από το φαινόμενο αυτό, μειώσαμε



Σχήμα 3.13: Αριστερά: δίνεται η συνάρτηση απόκρισης του οργάνου AIA σε έξι μήκη κύματος στο μακρινό υπεριώδες. Δεξιά: εικόνες του διαφορικού μέτρου εκπομπής (DEM) που παρήχθησαν από το ολικό DEM στο εύρος θερμοκρασιών που σημειώνονται σε κάθε εικόνα. Ο υπολογισμός του ολικού DEM έγινε από δεδομένα του AIA στο μακρινό υπεριώδες στις 05:40 UT. Κάθε εικόνα έχει μέγεθος 400×400 εικονοστοιχεία ($\times 1.2$ arcsec).

τις διαστάσεις των εικόνων πριν από την επεξεργασία τους έτσι ώστε η χωρική διακριτική τους ικανότητα να είναι 1.2 δευτερόλεπτα τόξου. Μια δομή που κινείται στο ηλιακό στέμμα με ταχύτητα 400 km s^{-1} θα έχει διανύσει σε ένα κύκλο παρατήρησης του AIA 4800 km ($12 \text{ s} \times 400 \text{ km/s}$), ή 6.6 δευτερόλεπτα τόξου ($4800 \text{ km}/725 \text{ km/arcsec}$), ή 5.5 εικονοστοιχεία για διακριτική ικανότητα 1.2 δευτερόλεπτα τόξου ανά εικονοστοιχείο.

Υπολογίσαμε το DEM σε κάθε σημείο των εικόνων που χρησιμοποιήσαμε και με αυτό τον τρόπο μπορέσαμε να παράγουμε “εικόνες” του ολικού DEM για θερμοκρασία από ~ 0.3 MK έως ~ 30 MK. Στο σχήμα 3.13 (δεξιά) δίνουμε τις εικόνες του ολικού DEM που παρήχθησαν από την παραπάνω διαδικασία για τέσσερις διαφορετικές περιοχές θερμοκρασιών. Σε κάθε εικόνα σημειώνεται το εύρος των θερμοκρασιών που αναπαρίσταται ενώ το μέγεθος της κάθε εικόνας είναι 400×400 εικονοστοιχεία. Η φουσαλίδα και το κύμα EUV φαίνονται καλύτερα στις “εικόνες” DEM που αντιστοιχούν σε θερμοκρασίες από 1.6 έως 2.5 MK. Επιπλέον, οι [Ma et al. \(2011\)](#) και [Kozarev et al. \(2011\)](#) έδειξαν ότι το μέγιστο DEM που αντιστοιχεί στην κατάσταση του πλάσματος πριν τη δημιουργία του κρουστικού κύματος παρατηρείται για θερμοκρασία ~ 1.8 MK, ενώ οι [Ma et al. \(2011\)](#) έδειξαν ακόμα ότι η θερμοκρασία στην περιοχή του κρουστικού κύματος είναι ~ 2.8 MK.

3.6 Μη γραμμική διάδοση του κύματος EUV

Στο εδάφιο 1.13.4.β' εξηγήσαμε ότι τα κύματα EUV είναι μεγάλης κλίμακας διαμήκη ΜΥΔ κύματα που διαδίδονται σε μεγάλες αποστάσεις στο ηλιακό στέμμα και η ταχύτητα διάδοσής τους είτε είναι ίση με τη μαγνητοακουστική ταχύτητα του πλάσματος είτε είναι μεγαλύτερη από αυτή. Στη δεύτερη περίπτωση τα κύματα EUV διαδίδονται μη γραμμικά και η κατάσταση αυτή οδηγεί στη δημιουργία κρουστικού κύματος. Στην περίπτωση αυτή αναμένεται η συσχέτιση του κύματος EUV με κάποια ραδιοεξάρση τύπου II αφού όπως αναφέρθηκε στο εδάφιο 1.13.4.α' η εκπομπή των ραδιοεξάρσεων τύπου II προέρχεται από την περιοχή του κρουστικού κύματος. Στο φαινόμενο της 13ης Ιουνίου 2010, η παρουσία

ραδιοέξαρσης τύπου II και η ταυτόχρονη εξέλιξη κύματος EUV υποδηλώνει την παρουσία ενός κρουστικού κύματος στην περιοχή του συστήματος φουσαλίδας-κύματος EUV.

Από τα χαρακτηριστικά της κινηματικής του συστήματος φουσαλίδας-κύματος EUV που παρουσιάστηκαν στα εδάφια 3.3.3 και 3.4.3 μπορούμε να διαπιστώσουμε τη φύση και τον τύπο του κρουστικού κύματος σε πρώτη προσέγγιση. Η φουσαλίδα καθώς αρχίζει να διαστέλλεται διεγείρει ΜΥΔ κύμα (δηλ. το κύμα EUV) στο μέτωπό της. Το κύμα EUV αλλά και το κρουστικό κύμα που αποτυπώνεται στις παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα (βλ. εδάφιο 3.7.1 για τις παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα) εμφανίζονται χρονικά κοντά στη φάση της επιτάχυνσης της φουσαλίδας. Το χαρακτηριστικό αυτό ταιριάζει στην περίπτωση των κρουστικών κυμάτων οδηγούμενων από διεγείρον αίτιο στην οποία το κρουστικό κύμα δημιουργείται από τη μη γραμμική εξέλιξη μιας ΜΥΔ διαταραχής μεγάλου πλάτους στο πλάσμα λόγω της απότομης κίνησης ενός διεγείροντος αιτίου στο μέσο. Σύμφωνα με όσα παρουσιάστηκαν στο εδάφιο 1.13.2 για τα χαρακτηριστικά των κρουστικών κυμάτων η φουσαλίδα (δηλ. η CME) έχει το ρόλο του διεγείροντος αιτίου. Επιπλέον, σύμφωνα με τα αποτελέσματα της εργασίας των Ma *et al.* (2011) το κρουστικό κύμα στο φαινόμενο στις 13 Ιουνίου 2010 είναι μαγνητοϋδροδυναμικό και όχι υδροδυναμικό.

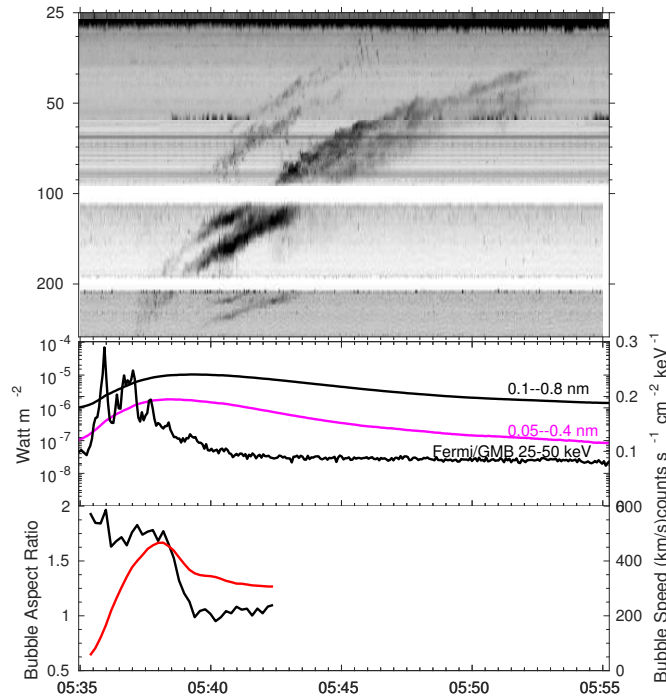
Η κινηματική του κρουστικού κύματος στην αρχική φάση της εξέλιξης του φαινομένου καθορίζεται από αυτή της φουσαλίδας (δηλ. του διεγείροντος αιτίου). Η απόσταση μεταξύ του κρουστικού κύματος και του διεγέρτη αυξάνεται με το χρόνο, χαρακτηριστικό το οποίο φαίνεται στις δυο εικόνες της χρονικής εξέλιξης της έντασης ακτινοβολίας του σχήματος 3.12 (βλ. και σχήμα 4 στους Ma *et al.* 2011). Όταν η φουσαλίδα αρχίζει να επιβραδύνεται μετά τις ~05:38–05:39 UT, τότε το κρουστικό κύμα είναι φυσικό να αποσπάται σταδιακά από το διεγέρτη και έπειτα να συνεχίζει τη διάδοσή του χωρίς παροχή πρόσθετης ενέργειας από το “έμβολο”. Το κρουστικό κύμα μετά από κάποιο χρονικό διάστημα μπορεί να θεωρηθεί ως ελεύθερα κινούμενο κύμα, δηλαδή εκρηκτικό κύμα (*blast wave*). Δεν είναι ξεκάθαρο πότε το κύμα μεταβαίνει από οδηγούμενο από διεγείρον αίτιο σε εκρηκτικό κύμα αλλά αυτό συμβαίνει πιθανότατα μετά τις ~05:41–05:42 UT όταν το κύμα εξέρχεται από το οπτικό πεδίο του AIA.

3.7 Χαρακτηριστικά του κρουστικού κύματος από παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα

Από τις παρατηρήσεις ραδιοεξάρσεων τύπου II μπορούν να υπολογιστούν κάποια από τα χαρακτηριστικά των αντίστοιχων κρουστικών κυμάτων όπως το ύψος, η ταχύτητα και ο λόγος συμπίεσής τους. Ακόμα, από τη χρονική συσχέτισή τους με φαινόμενα που εξελίσσονται ταυτόχρονα με αυτά όπως οι εκλάμψεις, οι CMEs και τα κύματα EUV μπορούν να εξαχθούν χρήσιμες πληροφορίες για τη φύση και την αλληλουχία των μηχανισμών που εμπλέκονται στη δημιουργία και την εξέλιξή τους. Στο εδάφιο αυτό θα παρουσιάσουμε τα χαρακτηριστικά του κρουστικού κύματος από τις παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα και θα συνδέσουμε τα χαρακτηριστικά αυτά με τις παρατηρήσεις στο μακρινό υπεριώδες.

3.7.1 Χρονική εξέλιξη του κρουστικού κύματος

Για να μελετήσουμε τη χρονική εξέλιξη του κρουστικού κύματος σε σχέση με τα φαινόμενα που εξελίσσονται ταυτόχρονα στο κέντρο δράσης συνδυάζουμε τις παρατηρήσεις της ραδιοέξαρσης τύπου II με τις παρατηρήσεις της έκλαμψης και του συστήματος φουσαλίδας-κύματος EUV. Στο σχήμα 3.14 δίνονται οι παρατηρήσεις της ραδιοέξαρσης τύπου II (επάνω) σε συνδυασμό με τις παρατηρήσεις της έκλαμψης στις μαλακές και σκληρές ακτίνες X (μέση), το λόγο κλίμακας και την ταχύτητα ακτινικής διάδοσης της φουσαλίδας



Σχήμα 3.14: Από πάνω προς τα κάτω: Δυναμικό ραδιοφάσμα για το φαινόμενο της 13ης Ιουνίου 2010, στο οποίο καταγράφεται η εκπομπή τύπου II (βλ. και σχήμα 3.8), παρατηρήσεις του φαινομένου στις μαλακές και σκληρές ακτίνες X (βλ. και σχήμα 3.2), χρονική μεταβολή του λόγου κλίμακας με τη μαύρη καμπύλη και της ταχύτητας της φουσαλίδας με την κόκκινη καμπύλη (βλ. και σχήμα 3.10).

(κάτω). Η εκπομπή της ραδιοέξαρσης τύπου II αρχίζει στις $\sim 05:37$ UT, δηλαδή επτά λεπτά μετά την έναρξη και δύο λεπτά πριν το μέγιστο της έκλαμψης στις μαλακές ακτίνες X. Σε σχέση με τη ροή ακτινοβολίας στις σκληρές ακτίνες X η εκπομπή τύπου II αρχίζει δυο λεπτά μετά την έναρξη των HXRs και ένα λεπτό μετά το μέγιστο και σχεδόν ταυτόχρονα με το δεύτερο τοπικό μέγιστο στις $\sim 05:37$ UT.

Σε σχέση με την κινηματική και τα χαρακτηριστικά της διάδοσης της φουσαλίδας η ραδιοέξαρση τύπου II αρχίζει κοντά στο μέγιστο που παρουσιάζει η ταχύτητα της φουσαλίδας και το οποίο συμβαίνει στις $\sim 05:37$ UT. Λίγα λεπτά αργότερα η φουσαλίδα μπαίνει στη φάση της απότομης ασύμμετρης πλευρικής επέκτασης μεταξύ $\sim 05:38$ UT έως $\sim 05:40$ UT. Στο ίδιο χρονικό διάστημα και μέχρι τις $\sim 05:43$ UT η εκπομπή της ραδιοέξαρσης τύπου II αυξάνει τη λαμπρότητά της, το κύμα EUV έχει μέγιστη ταχύτητα (βλ. εδάφιο 3.4.3) οπότε το κρουστικό κύμα φαίνεται να ισχυροποιείται. Σε αυτό το διάστημα η ραδιοέξαρση παρουσιάζει μορφολογικά συχνοτικό διαχωρισμό σε δυο λωρίδες ο οποίος παρατηρείται ξεκάθαρα από τις $\sim 05:39$ UT έως τη λήξη της τύπου II στις $\sim 05:53$ UT. Στο ραδιοφάσμα εκτός από την αρμονική εκπομπή παρατηρείται και η θεμελιώδης εκπομπή από τις $\sim 05:40$ UT έως $\sim 05:45$ UT. Το χρονικό διάστημα αυτό συμπίπτει με την περίοδο όπου η εκπομπή στην αρμονική της τύπου II είναι αυξημένη.

3.7.2 Θέση και ταχύτητα του κρουστικού κύματος

Καθώς το κρουστικό κύμα διαδίδεται, παράγεται ακτινοβολία στην τοπική συχνότητα πλάσματος και την πρώτη αρμονική της οπότε μπορούμε να υπολογίσουμε το ύψος στο στέμμα (ή αντίστοιχα την ηλιοκεντρική απόσταση) στο οποίο παράγεται η εκπομπή τύπου II χρησιμοποιώντας ένα μοντέλο πυκνότητας. Η κλίση και η συχνότητα πλάσματος της

εκπομπής τύπου II υπολογίζονται με μετρήσεις που γίνονται απευθείας στο ραδιοφάσμα. Για την πυκνότητα στο στέμμα χρησιμοποιούνται εμπειρικά μοντέλα όπως αυτά που παρουσιάστηκαν στο εδάφιο 1.4.2. Η καθιέρωση μιας αντιστοιχίας μεταξύ της συχνότητας παρατήρησης και του ύψους στο στέμμα ή της κλίσης στο ραδιοφάσμα και της ακτινικής ταχύτητας επηρεάζεται από την αβεβαιότητα για τα χαρακτηριστικά του περιβάλλοντος μέσου και τη μεταβλητότά του.

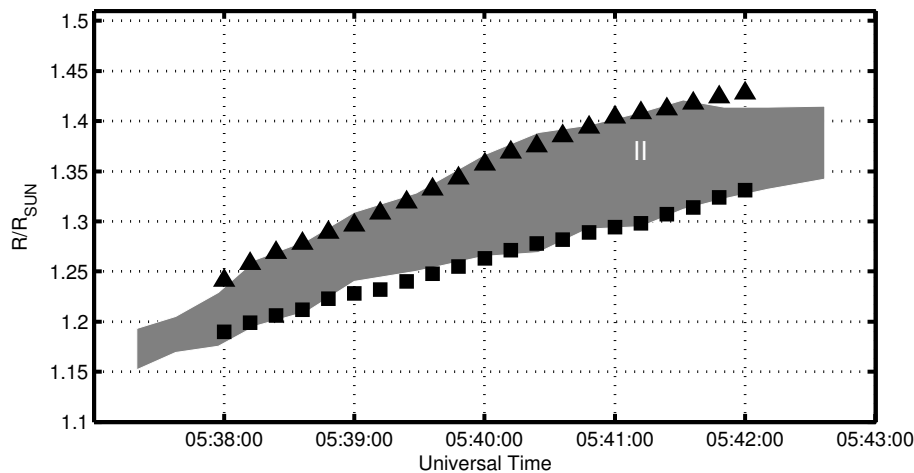
3.7.2.α' Επιλογή μοντέλου πυκνότητας

Τα μοντέλα πυκνότητας δεν μπορούν να περιγράψουν με πλήρη ακρίβεια το περιβάλλον μέσο στο οποίο λαμβάνουν χώρα τα εκρηκτικά φαινόμενα. Ιδιαίτερα όταν αυτά συμβαίνουν σε κέντρα δράσης με περίπλοκη μορφολογία στο στέμμα οι δομές μεγαλύτερης ή μικρότερης πυκνότητας από τη μέση πυκνότητα του στέμματος δεν μπορούν να περιγραφούν με κανένα μοντέλο πυκνότητας. Σύμφωνα με όσα παρουσιάστηκαν στο εδάφιο 1.4.2 τα μοντέλα πυκνότητας μπορούν να περιγράψουν μια μέση κατάσταση της πυκνότητας του στέμματος ως προς την ηλιοκεντρική απόσταση και είναι εκθετικές συναρτήσεις της απόστασης (Newkirk 1961) ή πεπερασμένα αθροίσματα όρων δύναμης του $[R_{\odot}/R]$ (Allen 1947, Saito *et al.* 1977, Leblanc *et al.* 1998). Ακόμα, οι Mann *et al.* (1999) παρουσίασαν μια διαφορετική προσέγγιση για τη δημιουργία ενός αυτοσυνεπούς μοντέλου πυκνότητας από τις εξισώσεις του Parker (1958) για τον ηλιακό άνεμο. Τέλος, οι Cairns *et al.* (2009) παρουσίασαν ένα μοντέλο πυκνότητας υποθέτοντας ότι η ροή του πλάσματος από την ηλιακή ατμόσφαιρα προς τον ηλιακό άνεμο γίνεται σε κωνικές μαγνητικές χοάνες. Αυτές ξεκινούν από τη φωτόσφαιρα και καταλήγουν στον ηλιακό άνεμο ως ανοιχτές μαγνητικές δομές. Το μοντέλο πυκνότητας των Cairns *et al.* (2009) περιγράφεται από την εξίσωση:

$$n_e(R) = C(R - R_{\odot})^{-2} \quad (3.3)$$

όπου η σταθερά C προέρχεται από τη διαφορά στην ταχύτητα εκροής του πλάσματος στις ανοιχτές μαγνητικές δομές. Στο μοντέλο αυτό οι διαφορές μεταξύ των υπολογιζομένων στεμματικών πυκνοτήτων και των μετρούμενων πυκνοτήτων στο μεσοπλανητικό χώρο μπορούν να εξηγηθούν στα πλαίσια της διαφορετικής ταχύτητα εκροής και της διαφορετικότητας των περιοχών που σχηματίζεται και επιταχύνεται ο ηλιακός άνεμος. Το μοντέλο των Cairns *et al.* (2009) παρέχει μια σχέση της πυκνότητας με το ύψος η οποία προέρχεται από φυσικές παραδοχές και όχι από εμπειρικούς νόμους και σε δυναμικά φάσματα $1/f-t$ που προκύπτουν από προσομοιώσεις (βλ. Li *et al.* 2008), παρουσιάζει παρόμοια συμπεριφορά με το μοντέλο του Newkirk και το μοντέλο $4 \times$ Baumbach–Allen. Η σταθερά C υπολογίζεται από τη σχέση 3.3 αν υποθέσουμε ότι στη μια αστρονομική μονάδα η μέση πυκνότητα είναι $n_e = 7 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$ (σύμφωνα με τις παρατηρήσεις). Άρα, βρίσκουμε ότι $C \sim 310 \times 10^9 \text{ m}^{-1}$.

Αξίζει να σημειώσουμε ότι το μοντέλο των Cairns *et al.* (2009) έχει πολύ καλή αντιστοιχία με τις παρατηρούμενες κλίσεις των ραδιοεξάρσεων τύπου III που συμβαίνουν σε συχνότητες (οπότε και ύψη) ίδιες με αυτές που εμπλέκονται στο φαινόμενο της 13ης Ιουνίου 2010. Στην εργασία αυτή χρησιμοποιούμε το μοντέλο των Cairns *et al.* (2009) καθώς όπως θα δείξουμε παρακάτω δίνει αποτελέσματα που ταιριάζουν εξαιρετικά με τις παρατηρήσεις. Ωστόσο για λόγους πληρότητας θα συγκρίνουμε τα αποτελέσματα από αυτό το μοντέλο και με άλλα μοντέλα πυκνότητας όπως των Newkirk (1961) και Allen (1947).



Σχήμα 3.15: Σύγκριση του δυναμικού ραδιοφάσματος για την αρμονική εκπομπή της ραδιοέξαρσης τύπου II (γκρι χωρίο) με τις μετρήσεις ύψους-χρόνου της φουσαλίδας και του κύματος EUV. Οι μετρήσεις ύψους-χρόνου ελήφθησαν από τις εικόνες του AIA στα 21.1 nm, στη διεύθυνση της ακτινικής διάδοσης και παρουσιάζονται με τετράγωνα για τη φουσαλίδα και τρίγωνα για το κύμα EUV. Για τη μετατροπή της σχέσης συχνότητας-χρόνου που αντιστοιχεί στην εκπομπή τύπου II στο ραδιοφάσμα σε σχέση ύψους-χρόνου χρησιμοποιήσαμε το μοντέλο πυκνότητας των Cairns *et al.* (2009).

3.7.2.β' Ύψος διάδοσης του κρουστικού κύματος στα ραδιοκύματα και το μακρινό υπεριώδες

Από τα αποτελέσματα της ανάλυσης για την ταχύτητα του κρουστικού κύματος και τη σύνδεσή της με την κινηματική του συστήματος φουσαλίδα-κύμα EUV φαίνεται ότι τα χαρακτηριστικά του κρουστικού κύματος όπως αυτά αποτυπώνονται στις παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα ταιριάζουν με τα χαρακτηριστικά των παρατηρήσεων στο μακρινό υπεριώδες. Επομένως αναμένεται η περιοχή προέλευσης του κρουστικού κύματος να βρίσκεται στο χώρο του συστήματος φουσαλίδα-κύμα EUV. Ένας τρόπος για να αποδειχτεί κάτι τέτοιο είναι από τις παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα με ραδιοηλιογράφο οι οποίες μπορούν να δείξουν την περιοχή που παράγεται η εκπομπή τύπου II. Ωστόσο στο φαινόμενο που μελετήσαμε δεν υπήρχαν διαθέσιμα δεδομένα από ραδιοηλιογράφο με αποτέλεσμα η εύρεση της περιοχής προέλευσης της ραδιοφωνικής εκπομπής του κρουστικού κύματος να είναι πιο περίπλοκη και με περισσότερες ελεύθερες παραμέτρους.

Για να προσδιορίσουμε την περιοχή προέλευσης του κρουστικού κύματος από τις παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα μετατρέπουμε τη συχνότητα της εκπομπής τύπου II σε ύψος με τη χρήση μοντέλου πυκνότητας και συγκρίνουμε τα προκύπτοντα ύψη με τις μετρήσεις ύψους της φουσαλίδας και του κύματος EUV. Για τον προσδιορισμό του ύψους της φουσαλίδας και του κύματος EUV χρησιμοποιήσαμε τις παρατηρήσεις του AIA στα 21.1 nm. Το ύψος μετρήθηκε στην περιοχή του μετώπου για κάθε φαινόμενο και κατά μήκος της ακτινικής διεύθυνσης. Δεδομένου ότι τα φαινόμενα εξελίχθηκαν κοντά στο χείλος μπορούμε να υποθέσουμε πως τα φαινόμενα προβολής έχουν μικρή επίδραση στα ύψη που υπολογίστηκαν. Οι μετρήσεις περιλαμβάνουν το χρονικό διάστημα από τις 05:38 UT όπου η φουσαλίδα και το κύμα EUV είναι πλήρως ανεπτυγμένα έως τις 05:42 UT όπου το κύμα EUV εξέρχεται από το πεδίο παρατήρησης του AIA.

Για τον προσδιορισμό του ύψους του κρουστικού κύματος υπολογίσαμε αρχικά τα όρια συχνοτήτων της εκπομπής τύπου II παράγοντας με αυτό τον τρόπο ένα συνεχές διάστημα μετρήσεων από ζεύγη υψηλών-χαμηλών συχνοτήτων από τις 05:37 UT έως τις 05:43 UT.

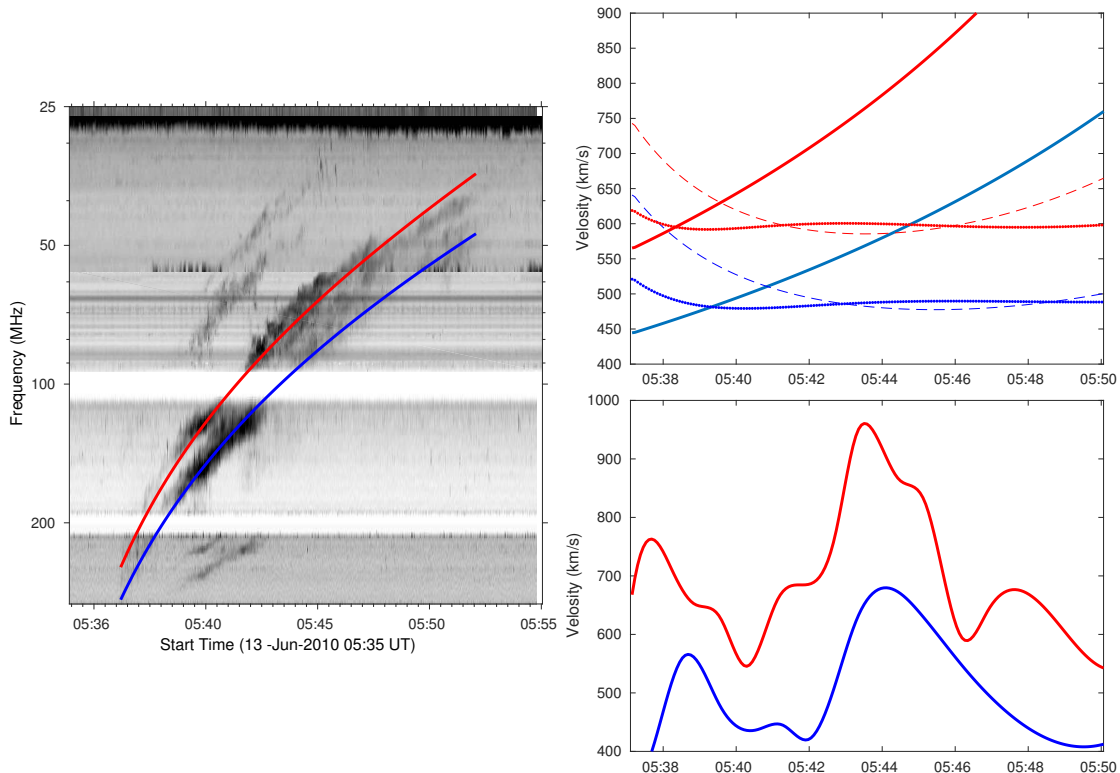
Έπειτα μετατρέψαμε τις μετρήσεις των συχνοτήτων σε ύψη χρησιμοποιώντας το μοντέλο πυκνότητας των Cairns *et al.* (2009). Στο σχήμα 3.15 δίνονται τα αποτελέσματα των μετρήσεων για το ύψος του κρουστικού κύματος, της φουσαλίδας και του κύματος EUV. Τα ύψη της εκπομπής τύπου II αναπαρίστανται με το γκρι χωρίο, του οποίου το ανώτερο τμήμα αντιστοιχεί στις χαμηλότερες συχνότητες της επάνω λωρίδας της τύπου II και το κατώτερο τμήμα αντιστοιχεί στις υψηλότερες συχνότητες της κάτω λωρίδας. Επειδή ενδιαφερόμαστε για τις ακραίες τιμές του ύψους της εκπομπής του συχνοτικού διαχωρισμού δεν έχουμε χωρίσει το γκρι χωρίο σε δυο τμήματα (ένα για κάθε λωρίδα). Οι μετρήσεις ύψους της φουσαλίδας και του κύματος EUV παρουσιάζονται με τετράγωνα και τρίγωνα, αντίστοιχα. Σύμφωνα με το σχήμα 3.15 φαίνεται ότι η εκπομπή τύπου II παράγεται στην περιοχή του χώρου μεταξύ του μετώπου του κύματος EUV και της φουσαλίδας. Αξίζει να σημειώσουμε ότι παρόλο που ο υπολογισμός του ύψους από μοντέλο πυκνότητας του στέμματος περιέχει μεγάλη αβεβαιότητα η σύμπτωση των μετρήσεων είναι εξαιρετικά καλή. Η ίδια διαδικασία επιχειρήθηκε και με άλλα μοντέλα πυκνότητας πέραν των Cairns *et al.* (2009) αλλά τα αποτελέσματα του ύψους της εκπομπής τύπου II που παρήχθησαν ήταν τελείως αναντίστοιχα με τα ύψη του συστήματος φουσαλίδα-κύμα EUV.

Συνοψίζοντας τα παραπάνω αποτελέσματα έχουμε ότι το ύψος της τύπου II βρίσκεται ανάμεσα στην περιοχή της θήκης (sheath region) του κρουστικού κύματος, δηλαδή μεταξύ της φουσαλίδας και του μετώπου του κύματος EUV στην ακτινική διεύθυνση. Είναι φυσικό επομένως, λόγω της πολύ καλής σχέσης των δυο φαινομένων, να θεωρήσουμε ότι το κρουστικό κύμα δεν προέρχεται από την έκλαμψη αλλά σχετίζεται με τη διάδοση της CME. Επιπλέον στο σημείο αυτό αξίζει να σημειώσουμε ότι όταν το κρουστικό κύμα προέρχεται από τη CME, η κινηματική του είναι πολύ καλά συνδεδεμένη με τα χαρακτηριστικά της εξέλιξης της CME ιδιαίτερα στα αρχικά στάδια της δημιουργίας του. Σύμφωνα με την ανάλυση που παρουσιάστηκε στο εδάφιο 3.3.3, τα χαρακτηριστικά διάδοσης/κινηματικής της φουσαλίδας ταιριάζουν καλά με αυτά της δημιουργίας του κρουστικού κύματος στα ραδιοκύματα δεδομένου ότι το κρουστικό κύμα εμφανίζεται κατά το στάδιο τις ασύμμετρης πλευρικής επέκτασης της φουσαλίδας.

3.7.2.γ' Μετρήσεις του ρυθμού ολίσθησης και ταχύτητας της τύπου II

Από το δυναμικό ραδιοφάσμα μετρήσαμε το ρυθμό ολίσθησης της ραδιοέξαρχσης τύπου II και εφαρμόζοντας διάφορα μοντέλα πυκνότητας υπολογίσαμε την ταχύτητα του κρουστικού κύματος. Για το σκοπό αυτό εφαρμόσαμε διάφορες μεθόδους για να βεβαιώσουμε την ορθότητα των αποτελεσμάτων και για να μειώσουμε όσο το δυνατόν περισσότερο τα σφάλματα που προκύπτουν από την εκάστοτε μέθοδο. Ενδιαφερθήκαμε περισσότερο για τον προσδιορισμό της κινηματικής του κρουστικού κύματος τη χρονική περίοδο μεταξύ 05:36 UT και 05:42 UT καθώς σε αυτό το διάστημα μπορούμε να συγκρίνουμε τα αποτελέσματά μας με αυτά που παρουσιάστηκαν στα εδάφια 3.3.3 και 3.4.3 για την κινηματική της φουσαλίδας και του κύματος EUV, αντίστοιχα.

Για τον προσδιορισμό του ρυθμού ολίσθησης της ραδιοέξαρχσης τύπου II εφαρμόσαμε δυο διαφορετικές μεθόδους. Στην πρώτη βρίσκουμε μια συνάρτηση αντιπροσωπευτική του γενικότερου σχήματος της τύπου II την οποία προσαρμόζουμε στην εκπομπή μεταβάλλοντας τις ελεύθερες παραμέτρους της μέχρι να έχουμε καλύτερη ταύτιση. Από την πρώτη παράγωγο της συνάρτησης υπολογίζουμε την κλίση σε κάθε σημείο. Στη δεύτερη μέθοδο επιλέξαμε πλήθος από ζεύγη σημείων σε κάθε λωρίδα της ραδιοέξαρχσης τύπου II και από τις συχνότητες και τους χρόνους έναρξης-λήξης του κάθε ζεύγους υπολογίσαμε την κλίση τους για κάθε λωρίδα. Ποιοτικά και οι δυο μέθοδοι μας έδωσαν παρόμοια αποτελέσματα για το ρυθμό ολίσθησης και για την ταχύτητα του κρουστικού αλλά θα επικεντρωθούμε



Σχήμα 3.16: Αριστερά: Δυναμικό ραδιοφάσμα για το φαινόμενο της 13ης Ιουνίου 2010, στο οποίο φαίνεται η εκπομπή τύπου II (βλ. και σχήμα 3.8) και επιθέτονται σε κάθε λωρίδα της αρμονικής, καμπύλες (κόκκινη και μπλε) που περιγράφουν τη χρονική εξέλιξή τους (δηλ. συναρτήσεις συχνότητας-χρόνου). Δεξιά: Υπολογισμός της ταχύτητας κάθε λωρίδας της εκπομπής της αρμονικής. Πάνω: από τη χρήση τριών διαφορετικών μοντέλων πυκνότητας και τις συναρτήσεις συχνότητας-χρόνου του αριστερού σχήματος και Κατω: από πλήθος σημείων που επιλέχθηκαν σε κάθε λωρίδα της ραδιοέξαρσης τύπου II (βλ. το κείμενο για λεπτομέρειες).

στα αποτελέσματα της δεύτερης μεθόδου. Γενικότερα, η πρώτη μέθοδος δίνει πιο χονδρικά αποτελέσματα για την εξάρτηση της ταχύτητας με τον χρόνο δεδομένου ότι οι συναρτήσεις περιγράφουν ικανοποιητικά μόνο τη γενικότερη ολίσθηση της εκάστοτε λωρίδας. Η δεύτερη μέθοδος δίνει πιο αξιόπιστα αποτελέσματα όσον αφορά στην χρονική εξέλιξη της ταχύτητας αλλά η επιλογή των σημείων στο ραδιοφάσμα που πραγματοποιείται ο υπολογισμός της κλίσης δεν είναι τετριμένη διαδικασία. Στο σχήμα 3.16 (δεξιά) δίνονται δύο διαγράμματα που αφορούν στον προσδιορισμό της ταχύτητας του κρουστικού κύματος με τις παραπάνω δυο μεθόδους.

Στο αριστερό διάγραμμα του σχήματος 3.16 φαίνεται το δυναμικό ραδιοφάσμα του φαινομένου που μελετήσαμε και στο οποίο επιθέτονται δυο καμπύλες (κόκκινη και μπλε) οι οποίες περιγράφουν συναρτησιακά τη χρονική εξέλιξη των δυο λωρίδων της τύπου II. Αξίζει να σημειώσουμε ότι στη μελέτη αυτή προσδιορίσαμε ξεχωριστά την ταχύτητα για τις δυο λωρίδες αφού έχουμε δεχτεί σύμφωνα με το μοντέλο των [Smerd et al. \(1974\)](#) ότι η εκπομπή τους προέρχεται από την περιοχή μπροστά και πίσω από το μέτωπο του κρουστικού κύματος. Με αυτό το διαχωρισμό μπορούμε να μελετήσουμε ποιοτικά τα χαρακτηριστικά του κρουστικού κύματος σε σχέση με τα φαινόμενα στο μακρινό υπεριώδες.

Στη πρώτη μέθοδο για τον προσδιορισμό των συναρτήσεων που περιγράφουν τη χρονική εξέλιξη των δυο λωρίδων χρησιμοποιούμε ρητές συναρτήσεις οι οποίες προκύπτουν από τη διαίρεση πολυωνυμικών συναρτήσεων (δηλ. $f(x) = P(x)/Q(x)$). Κατόπιν δοκιμών που πραγματοποιήσαμε διαπιστώσαμε ότι η συνάρτηση $f(x) = (p_1 x + p_2)/(x + q_1)$ περιγράφει

ικανοποιητικά τη χρονική εξέλιξη των λωρίδων και προσδιορίσαμε τους συντελεστές p_1, p_2, q_1 σε κάθε περίπτωση. Άλλες συναρτήσεις που θα μπορούσαν να προσαρμοστούν στις δυο λωρίδες είναι οι εκθετικές. Οι [Cunha-Silva et al. \(2015\)](#), για το ίδιο φαινόμενο, προσάρμοσαν συναρτήσεις της μορφής $f(x) = \alpha \exp(-\beta x) + \gamma$. Σημειώνουμε ότι με τη χρήση εκθετικών συναρτίσεων δεν βρήκαμε τόσο καλή ταύτιση στην εκπομπή των δύο λωρίδων.

Από τις δυο καμπύλες που φαίνονται στο ραδιοφάσμα υπολογίζουμε την ταχύτητα κάθε λωρίδας χρησιμοποιώντας μοντέλα πυκνότητας του στέμματος. Στο δεξιό-πάνω διάγραμμα του σχήματος 3.16 φαίνονται, με τις συνεχείς καμπύλες οι ταχύτητες που έχουν προκύψει από το μοντέλο πυκνότητας των [Cairns et al. \(2009\)](#), με τις διακεκομμένες καμπύλες από το μοντέλο του [Newkirk \(1961\)](#) και με τις εστιγμένες από το μοντέλο των [Baumbach–Allen \(Allen 1947\)](#). Συγκρίνοντας τα αποτελέσματα αυτά για το χρονικό διάστημα μεταξύ 05:38 UT και 05:41 UT διαπιστώνουμε ότι οι ταχύτητες που προκύπτουν από το μοντέλο πυκνότητας των [Cairns et al. \(2009\)](#) και των [Baumbach–Allen](#) ταιριάζουν με την κινηματική της φουσαλίδας και του κύματος EUV. Η λωρίδα στις χαμηλές συχνότητες (κόκκινη καμπύλη) έχει ταχύτητα που κυμαίνεται από 600 km s^{-1} έως 700 km s^{-1} για το χρονικό διάστημα 05:38–05:41 UT και είναι σε συμφωνία με τη μέση ταχύτητα του μετώπου του κύματος EUV (βλ. εδάφιο 3.4.3), ενώ η λωρίδα στις υψηλές συχνότητες (μπλε καμπύλη) έχει ταχύτητα που κυμαίνεται από 450 km s^{-1} έως 550 km s^{-1} για το ίδιο χρονικό διάστημα και είναι σε συμφωνία με την ταχύτητα της φουσαλίδας ($\sim 450 \text{ km s}^{-1}$, βλ. εδάφιο 3.3.3).

Οι ταχύτητες που προκύπτουν από το μοντέλο του [Newkirk \(1961\)](#) απέχουν πολύ από την ταχύτητα τόσο της φουσαλίδας όσο και από του κύματος EUV. Ωστόσο, μετά τις 05:41 UT οι ταχύτητες που υπολογίστηκαν από το μοντέλο των [Cairns et al. \(2009\)](#) δείχνουν αυξητική τάση κάτι που είναι σε ασυμφωνία με την κινηματική του συστήματος φουσαλίδα–κύμα EUV (βλ. εδάφια 3.3.3 και 3.4.3). Είναι πιθανόν το μοντέλο πυκνότητας των [Cairns et al. \(2009\)](#), σε συνδυασμό με τις συναρτήσεις που έχουμε χρησιμοποιήσει, να αποτυγχάνει να αποτυπώσει την πραγματική εξάρτηση της ταχύτητας με το ύψος σε μεγαλύτερα ύψη. Όσον αφορά την ποιοτική εξάρτηση της ταχύτητας με το ύψος μετά τις 05:41 UT, φαίνεται ότι τα άλλα δυο μοντέλα παράγουν αποτελέσματα που είναι πιο κοντά με τα αποτελέσματα της κινηματικής του συστήματος φουσαλίδας–κύματος EUV. Κατόπιν δοκιμών που πραγματοποιήσαμε επαναπροσδιορίσαμε τους συντελεστές των ρητών συναρτήσεων για το διάστημα μετά τις 05:41 UT και καταφέραμε να έχουμε πιο καλή ταύτιση αποτελεσμάτων για το μοντέλο των [Cairns et al. \(2009\)](#). Ωστόσο, για να καταφέρουμε να αποτυπώσουμε με μεγαλύτερη ακρίβεια τη χρονική εξέλιξη της ταχύτητας των δύο λωρίδων χρησιμοποιούμε τη δεύτερη μέθοδο, τα αποτελέσματα της οποίας παρουσιάζονται στο δεξιό-κάτω διάγραμμα του σχήματος 3.16. Παρατηρούμε ότι τα δυο μέγιστα στην ταχύτητα των δυο λωρίδων ταιριάζουν με τα αποτελέσματα της ανάλυσης της κινηματικής του κύματος EUV που παρουσιάστηκαν στο εδάφιο 3.4.3). Οι μικρές διαφορές που υπάρχουν στο χρονισμό και τη μέγιστη τιμή μεταξύ των μεγίστων της ταχύτητας των δυο λωρίδων και του κύματος EUV πιθανότατα οφείλεται στα σφάλματα που εισέρχονται στον υπολογισμό τόσο στην παραπάνω ανάλυση όσο και στην ανάλυση που παρουσιάστηκε στο εδάφιο 3.4.3). Ιδιαίτερα για το κύμα EUV ο υπολογισμός του ύψους και της ταχύτητάς του μετά τις 05:41 UT ήταν εξαιρετικά δύσκολος καθώς το κύμα ήταν πολύ κοντά στα όρια του οπτικού πεδίου του AIA.

Τέλος, τα αποτελέσματά μας για την ταχύτητα του κρουστικού κύματος από τις παρατηρήσεις της εκπομπής τύπου II συμφωνούν με αυτά άλλων εργασιών για το ίδιο φαινόμενο. Οι [Cunha-Silva et al. \(2015\)](#) από το ραδιοφάσμα των ραδιοτηλεσκοπίων CALLISTO-Ooty βρήκαν ταχύτητα της τύπου II $590–810 \text{ km s}^{-1}$, οι [Kozarev et al. \(2011\)](#) από τις παρατηρήσεις του RSTN (Lear) βρήκαν ταχύτητα $\sim 610 \text{ km s}^{-1}$ στις 05:38 UT και οι [Vasanth et al. \(2014\)](#) από τις παρατηρήσεις του Hiraïso βρήκαν μέση ταχύτητα $\sim 667 \text{ km s}^{-1}$. Ωστόσο σε καμία από τις παραπάνω εργασίες δεν γίνεται διαχωρισμός μεταξύ των δυο λωρίδων.

3.7.3 Ο λόγος συμπίεσης του κρουστικού κύματος από το συχνοτικό διαχωρισμό σε λωρίδες

Στο εδάφιο αυτό θα υπολογίσουμε το λόγο συμπίεσης του κρουστικού κύματος από το συχνοτικό διαχωρισμό σε λωρίδες δεχόμενοι την ορθότητα του μοντέλου των [Smerd et al. \(1974\)](#) για την προέλευση της εκπομπής των λωρίδων της τύπου II στο φαινόμενο που μελετάμε. Παρόλο που στο φαινόμενο της 13ης Ιουνίου 2010 δεν μπορούμε να δείξουμε άμεσα ότι η εκπομπή των λωρίδων προέρχεται από περιοχές εκατέρωθεν του μετώπου του κρουστικού κύματος καθώς δεν υπάρχουν παρατηρήσεις του φαινομένου από ραδιοηλιόγραφο, πιστεύουμε ωστόσο ότι υπάρχουν άλλες ενδείξεις που μας επιτρέπουν να δεχτούμε το μοντέλο των [Smerd et al. \(1974\)](#). Αρχικά, μπορούμε να αποκλείσουμε το μοντέλο του [McLean \(1967\)](#) καθώς υπάρχουν διαστήματα που η εκπομπή των δυο λωρίδων παρουσιάζει ίδια χαρακτηριστικά στην κλίση και στην ένταση του χαμηλού και του υψηλού κλάδου συχνοτήτων της τύπου II. Όπως εξηγήσαμε και στο εδάφιο 3.1 κάτι τέτοιο δεν συνάδει με την υπόθεση ότι υπάρχουν περιοχές του στέμματος με διαφορετικά φυσικά χαρακτηριστικά στις οποίες παράγεται η εκπομπή των λωρίδων όταν το μέτωπο του κρουστικού κύματος περνάει από αυτές. Επιπλέον, στην περιοχή βορειοδυτικά του κέντρου δράσης παρατηρείται η βάση ενός streamer που θα μπορούσε να είναι δυνητικά η περιοχή προέλευσης της ραδιοέξαρσης τύπου II. Ωστόσο, η εκπομπή τύπου II είναι εξαιρετικά απίθανο να προέρχεται από την περιοχή του streamer καθώς η θέση του κρουστικού κύματος στο μακρινό υπεριώδες σε συνδυασμό με την έναρξη της τύπου II δεν μπορεί να υποστηρίξει το σενάριο αυτό. Τη στιγμή που το κρουστικό κύμα φτάνει στη βάση του streamer η εκπομπή τύπου II είναι ήδη σε πλήρη εξέλιξη. Τέλος, τα αποτελέσματα που παρουσιάστηκαν στο προηγούμενο εδάφιο δίνουν πλεονέκτημα στο μοντέλο του [Smerd et al. \(1974\)](#) εφόσον η εκπομπή τύπου II εντοπίζεται στην περιοχή της θήκης του κρουστικού κύματος με πολύ καλή σχέση μεταξύ των παρατηρήσεων στα ραδιοκύματα και το μακρινό υπεριώδες σε όλη τη διάρκεια του φαινομένου.

Όπως εξηγήσαμε και στην εισαγωγή αυτού του κεφαλαίου, αν δεχτούμε ότι η εκπομπή πλάσματος στις ραδιοεξάρσεις τύπου II που εμφανίζουν συχνοτικό διαχωρισμό σε λωρίδες προέρχεται από την μπροστινή και την πίσω πλευρά του κρουστικού κύματος (βλ. [Smerd et al. 1974](#)), τότε οι συχνότητες που εμφανίζονται οι δυο λωρίδες είναι αντιπροσωπευτικές των πυκνοτήτων ηλεκτρονίων μπροστά και πίσω από το μέτωπο του κρουστικού κύματος. Στην περιοχή μπροστά από το μέτωπο του κρουστικού κύματος το πλάσμα χαρακτηρίζεται από πυκνότητα ηλεκτρονίων n_1 και εκπέμπει ακτινοβολία στα ραδιοκύματα στην τοπική συχνότητα πλάσματος f_l του χαμηλού κλάδου συχνοτήτων της τύπου II (LFB; lower frequency branch). Αντίστοιχα, στην περιοχή πίσω από το μέτωπο του κρουστικού κύματος το πλάσμα συμπιέζεται και έχει πυκνότητα $n_2 > n_1$. Η συχνότητα πλάσματος στην περιοχή αυτή θα είναι $f_u > f_l$ και αντιστοιχεί στον υψηλό κλάδο συχνοτήτων της τύπου II (UFB; upper frequency branch). Ορίζοντας το σχετικό συχνοτικό διαχωρισμό των δύο λωρίδων (relative band-split) ως (βλ. και [Vršnak et al. 2002](#)),

$$BDW = (f_u - f_l)/f_l \quad (3.4)$$

και εφόσον η συχνότητα πλάσματος είναι ανάλογη της τετραγωνικής ρίζας της πυκνότητας πλάσματος μπορούμε να εκφράσουμε τη σχέση της ασυνέχειας στην πυκνότητα ενός κρουστικού κύματος ως

$$X = n_2/n_1 = \left(\frac{f_u}{f_l}\right)^2 = (BDW + 1)^2 \quad (3.5)$$

Ο λόγος συμπίεσης, όπως συνηθίζεται να αναφέρεται η ποσότητα X , μπορεί να υπολογιστεί απευθείας από τα χαρακτηριστικά του ραδιοφάσματος στις περιπτώσεις όπου η ραδιοέξαρση τύπου II παρουσιάζει συχνοτικό διαχωρισμό σε λωρίδες. Για τα μαγνητοϋδροδυναμικά κρουστικά κύματα ισχύει πάντα ότι $X < 4$ (βλ. Priest 1982), οπότε $f_U/f_L < 2$ και $BDW < 1$. Ακόμα, εφόσον γνωρίζουμε το λόγο συμπίεσης του κρουστικού κύματος θα δείξουμε παρακάτω ότι μπορούμε να υπολογίσουμε τον αλφβενικό αριθμό Mach και να εκτιμήσουμε την ένταση του μαγνητικού πεδίου στην περιοχή διάδοσης του κρουστικού κύματος.

Από το δυναμικό ραδιοφάσμα υπολογίζουμε το σχετικό συχνοτικό διαχωρισμό των δυο λωρίδων (BWD) παίρνοντας ζεύγη μετρήσεων στον υψηλό και το χαμηλό κλάδο συχνοτήτων (δηλ. την επάνω και την κάτω λωρίδα). Οι μετρήσεις ελήφθησαν στο κέντρο της κάθε λωρίδας και στο τμήμα με τη μεγαλύτερη εκπομπή. Επαναλαμβάνουμε τη διαδικασία για να δημιουργήσουμε ένα μεγάλο στατιστικό δείγμα και να μειώσουμε το σφάλμα στην επιλογή των σημείων. Το BWD που υπολογίσαμε κυμαίνεται από 0.20 έως 0.24. Έπειτα υπολογίσαμε το λόγο συμπίεσης του κρουστικού κύματος στο χρονικό διάστημα από 05:38 UT έως 05:42 UT. Σε αυτή τη χρονική περίοδο παρατηρείται και η έντονη ασύμμετρη πλευρική επέκταση της φουσαλίδας. Αποφύγαμε να λάβουμε μετρήσεις πριν από τις 05:38 UT και μετά τις 05:42 UT γιατί ο συχνοτικός διαχωρισμός σε αυτά τα χρονικά διαστήματα δεν είναι τόσο έντονος. Ο λόγος συμπίεσης του κρουστικού κύματος που υπολογίστηκε από την παραπάνω διαδικασία κυμαίνεται στο διάστημα $X_{radio} \approx 1.40 - 1.55$.

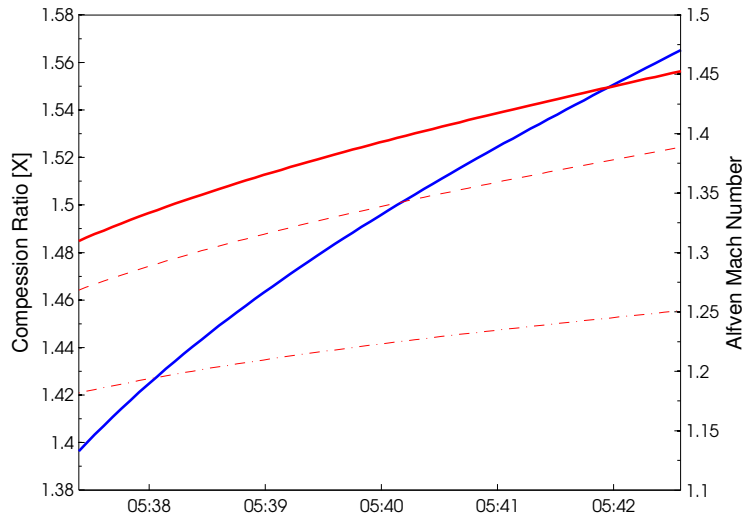
Ακόμα, εφαρμόσαμε και μια δεύτερη μέθοδο για τον υπολογισμό του σχετικού συχνοτικού διαχωρισμού και του λόγου συμπίεσης των δυο λωρίδων, η οποία στηρίζεται στις συναρτήσεις συχνότητας-χρόνου που χρησιμοποιήσαμε στο προηγούμενο εδάφιο για τον υπολογισμό της ταχύτητας κάθε λωρίδας. Υπολογίσαμε το BWD εκτελώντας τις απαραίτητες πράξεις μεταξύ των δυο συναρτήσεων και έπειτα υπολογίσαμε το λόγο συμπίεσης από την εξίσωση 3.5. Τα αποτελέσματα αυτής της μεθόδου δίνονται στο σχήμα 3.17 με την μπλε καμπύλη. Ο λόγος συμπίεσης είναι μεταξύ $X_{radio} \approx 1.40 - 1.57$ και συμφωνεί με τα αποτελέσματα της προηγούμενης μεθόδου. Συνοψίζοντας έχουμε ότι ο υπολογισμός του λόγου συμπίεσης από τη ραδιοέξαρση τύπου II δίνει τιμές μεταξύ 1.40 και 1.57 οι οποίες είναι σε συμφωνία με άλλες μελέτες όπως των [Gopalswamy et al. \(2012a\)](#) και των [Ma et al. \(2011\)](#) που δίνουν για το ίδιο φαινόμενο $X \approx 1.42 - 1.6$ και $X \approx 1.56$, αντίστοιχα.

Εφόσον γνωρίζουμε το λόγο συμπίεσης μπορούμε να υπολογίζουμε τον αλφβενικό αριθμό Mach. Η σχέση μεταξύ του λόγου συμπίεσης και του αλφβενικού αριθμού Mach εξαρτάται στη γενικότερη περίπτωση από το λόγο της πίεσης πλάσματος προς τη μαγνητική πίεση (δηλ. την παράμετρο β) και τη γωνία θ ανάμεσα στη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου και την κάθετο στο επίπεδο του μετώπου του κρουστικού κύματος. Για λοξό κρουστικό κύμα και υποθέτοντας ότι η αδιαβατική σταθερά είναι $\gamma = 5/3$ θα ισχύει η σχέση (βλ. [Treumann et al. 2013](#)):

$$(M_{Ax}^2 - X) [5\beta X + 2M_{Ax}^2 \cos^2 \theta (X - 4)] + M_{Ax}^2 X \sin^2 \theta [(5 + X)M_{Ax}^2 + 2X(X - 4)] = 0 \quad (3.6)$$

όπου $M_{Ax} = v/v_{Ax}$ είναι ο αλφβενικός αριθμός Mach, $v_{Ax} = B_x/\sqrt{\mu\rho}$ είναι η ταχύτητα Alfvén και $B_x = B \cos \theta$ είναι το μαγνητικό πεδίο στη διεύθυνση κάθετη στο μέτωπο του κρουστικού κύματος. Στην περίπτωση κατά την οποία το κρουστικό κύμα είναι κάθετο ($\theta = 90^\circ$) η σχέση 3.6 γίνεται,

$$M_A = \sqrt{\frac{X(X + 5 + 5\beta)}{2(4 - X)}} \quad (3.7)$$



Σχήμα 3.17: Υπολογισμός του λόγου συμπίεσης (μπλε καμπύλη) και του αλφβενικού αριθμού Mach (κόκκινες καμπύλες) του κρουστικού κύματος, από τις συναρτήσεις συχνότητας–ύψους των δυο λωρίδων της εκπομπής τύπου II του σχήματος 3.16 (βλ. κόκκινη και μπλε καμπύλη στην αριστερή εικόνα του σχήματος 3.16). Η συνεχής κόκκινη καμπύλη αντιστοιχεί τον υπολογισμό της M_A από τη σχέση 3.8 για την περίπτωση του κάθετου κρουστικού κύματος, η διακεκομμένη καμπύλη είναι για την υδροδυναμική περίπτωση ενώ η διακεκομμένη καμπύλη με παύλες και τελείες είναι η περίπτωση του παράλληλου κρουστικού κύματος.

ενώ στην οριακή περίπτωση όπου $\beta \rightarrow 0$ η σχέση 3.7 απλοποιείται στην,

$$M_A = \sqrt{\frac{X(X+5)}{2(4-X)}} \quad (3.8)$$

Ακόμα, αξίζει να σημειώσουμε ότι στην υδροδυναμική περίπτωση (δηλ. $B \rightarrow 0$ και $\beta \rightarrow \infty$) ο αριθμός Mach είναι $M_s = \sqrt{3X/4 - X}$, ενώ για την περίπτωση του παράλληλου κρουστικού κύματος (δηλ. $\theta = 0^\circ$) είναι $M = \sqrt{X}$.

Χρησιμοποιούμε τη σχέση 3.8 για τον υπολογισμό του M_A , υποθέτοντας ότι $\theta = 90^\circ$ και $\beta \rightarrow 0$. Σύμφωνα με τους [Vršnak et al. \(2002\)](#), για μικρές τιμές του BDW (δηλ. $\text{BDW} = 0.2 - 0.3$) η διαφορά στις τιμές του M_A είναι της τάξης του 20% μεταξύ των δυο περιπτώσεων $\theta = 90^\circ$ και $\theta = 0^\circ$. Στο σχήμα 3.17 δίνονται με τις κόκκινες καμπύλες τα αποτελέσματα του υπολογισμού του M_A . Η συνεχής κόκκινη καμπύλη αντιστοιχεί τον υπολογισμό του M_A από τη σχέση 3.8, η διακεκομμένη καμπύλη είναι ο M_A στην υδροδυναμική περίπτωση ενώ η διακεκομμένη και εστιγμένη καμπύλη είναι ο M_A στην περίπτωση του παράλληλου κρουστικού κύματος. Επομένως, για τον M_A ο υπολογισμός μας δίνει τιμές που κυμαίνονται στο διάστημα $\sim 1.25 - 1.45$. Περίπου, ίδια αποτελέσματα παρουσιάζονται από τους [Gopalswamy et al. \(2012a\)](#) με τη μέθοδο “standoff distance” (βλ. επόμενο εδάφιο) στα EUV και τους [Vasanth et al. \(2014\)](#) από το συχνοτικό διαχωρισμό σε λωρίδες της ραδιοέξαρσης τύπου II.

Τέλος από τον M_A μπορούμε να υπολογίσουμε την ένταση του μαγνητικού πεδίου στην περιοχή διάδοσης του κρουστικού κύματος. Χρησιμοποιούμε τον τύπο $B[\text{gauss}] = 5.1 \times f[\text{MHz}] \times v_A[\text{kms}^{-1}]$ και υποθέτουμε ότι η ταχύτητα του κρουστικού κύματος είναι 700 km s^{-1} σύμφωνα με τα αποτελέσματα που παρουσιάστηκαν στα εδάφια 3.4.3 και 3.7.2.γ'. Το μαγνητικό πεδίο του μέσου διάδοσης του κρουστικού κύματος είναι $B = 1.7 - 1.9 \text{ gauss}$. Για το ίδιο φαινόμενο οι [Gopalswamy et al. \(2012a\)](#) δίνουν περίπου ίδιες τιμές για το μαγνητικό πεδίο ($B = 1.5 \text{ gauss}$) με τη μέθοδο “standoff distance”.

3.8 Χαρακτηριστικά του κρουστικού κύματος από παρατηρήσεις στο EUV

Μερικά από τα χαρακτηριστικά ενός κρουστικού κύματος όπως είναι ο αλφβενικός αριθμός Mach, η θερμοκρασία πλάσματος στην πίσω πλευρά του κρουστικού κύματος και το μαγνητικό πεδίο στην περιοχή διάδοσης του κρουστικού κύματος μπορούν να υπολογιστούν από τις παρατηρήσεις στο μακρινό υπεριώδες. Στο εδάφιο 3.5 δείξαμε ότι η θερμοκρασία πλάσματος στην πίσω πλευρά του κρουστικού κύματος μπορεί να υπολογιστεί από το διαφορικό μέτρο εκπομπής των παρατηρήσεων του AIA. Οι [Kozarev et al. \(2011\)](#) βρήκαν από τη μελέτη του DEM ότι η θερμοκρασία στην πίσω πλευρά του κρουστικού κύματος είναι $T_2 = 2.8$ MK. Ακόμα οι [Ma et al. \(2011\)](#) υπολόγισαν τη θερμοκρασία T_2 από την παρακάτω σχέση ασυνέχειας του κρουστικού κύματος (π.χ. [Treuemann et al. 2013](#)):

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{1}{X} \left[1 + \left(1 - \frac{1}{X} - \frac{X^2 - 1}{2M_A^2} \right) \gamma M^2 \right] \quad (3.9)$$

υποθέτοντας σύμφωνα με τις παρατηρήσεις ότι, $X = 1.56$, $M = 3.8$, $M_A = 1.55$ και $\gamma = 5/3$, οπότε ο λόγος T_2/T_1 είναι 1.57. Για θερμοκρασία του αδιατάραχτου πλάσματος $T_1 \sim 1.8$ MK οι [Ma et al. \(2011\)](#) βρήκαν ότι η $T_2 = 2.8$ MK η οποία είναι σε συμφωνία με τα αποτελέσματα των [Kozarev et al. \(2011\)](#) από τον υπολογισμό του DEM. Τα παραπάνω αποτελέσματα είναι συμβατά με όσα παρουσιάστηκαν στο εδάφιο 3.5.

Οι [Gopalswamy et al. \(2012a\)](#) χρησιμοποιώντας τη μέθοδο “standoff distance” υπολόγισαν για το φαινόμενο που μελετάμε τον αλφβενικό αριθμό Mach και το μαγνητικό πεδίο στην περιοχή διάδοσης του κρουστικού κύματος. Η μέθοδος “standoff distance” στηρίζεται στο γεγονός ότι σε ένα υδροδυναμικό κρουστικό κύμα υπάρχει σχέση μεταξύ της ποσότητας $\Delta R/R_c$ και του λόγου συμπίεσης του κρουστικού κύματος, όπου ΔR είναι η απόσταση του μετώπου του κρουστικού κύματος από το μέτωπο του διεγείροντος αιτίου και R_c είναι η ακτίνα καμπυλότητας του διεγείροντος αιτίου (βλ. [Spreiter et al. 1966](#), [Bennett et al. 1997](#)). Σύμφωνα με τους [Farris & Russell \(1994\)](#) η σχέση αυτή μπορεί να γενικευτεί και στην περίπτωση των ΜΥΔ κρουστικών κυμάτων (βλ. και [Cairns & Lyon 1995](#)) οπότε δύναται να χρησιμοποιηθεί για τον προσδιορισμό του αλφβενικού αριθμού Mach σύμφωνα με την παρακάτω σχέση ([Russell & Mulligan 2002](#)):

$$\Delta R/R_c = 0.81[(\gamma - 1)M^2 + 2]/[(\gamma + 1)(M^2 - 1)] \quad (3.10)$$

όπου M είναι ο αριθμός Mach, αλλά στην περίπτωσή μας (δηλ. μαγνητισμένο πλάσμα) χρησιμοποιείται ο αλφβενικός αριθμός Mach. Από τη λύση της σχέσης 3.10 ως προς M βρίσκουμε:

$$M^2 = 1 + [1.24\delta - (\gamma - 1)/(\gamma + 1)]^{-1} \quad (3.11)$$

όπου $\delta = \Delta R/R_c$. Το δ υπολογίζεται απευθείας από μετρήσεις σε εικόνες στο μακρινό υπεριώδες ή στο λευκό φως από τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του κρουστικού κύματος και του διεγείροντος αιτίου.

Από τη σχέση 3.11 και από μετρήσεις του δ στις εικόνες του AIA οι [Gopalswamy et al. \(2012a\)](#) υπολόγισαν το M_A κατά τη διάρκεια του φαινομένου στις 13 Ιουνίου 2010. Για τη χρονική περίοδο από 05:38 UT έως 05:42 UT δίνουν εύρος τιμών για την M_A από 1.80 έως 1.49. Ακόμα, από την M_A μπορεί να υπολογιστεί το μαγνητικό πεδίο αν γνωρίζουμε την ταχύτητα του κρουστικού κύματος. Σύμφωνα με τους [Gopalswamy et al. \(2012a\)](#) το μαγνητικό πεδίο κυμαίνεται από 1.15 έως 1.50 G στο διάστημα 1.29–1.47 R_\odot . Συγκρίνοντας τα

αποτελέσματα των [Gopalswamy et al. \(2012a\)](#) για το M_A με αυτά που παρουσιάστηκαν στο εδάφιο 3.7.3 βρίσκουμε ότι η δικές μας τιμές για το M_A στο ίδιο χρονικό διάστημα πλησιάζουν στο κατώτερο όριο των τιμών του υπολογισμού των [Gopalswamy et al. \(2012a\)](#) (δηλ. το 1.49). Αυτή η διαφορά στις τιμές οφείλεται πιθανότατα στις λεπτομέρειες του υπολογισμού του M_A τη μέθοδο “standoff distance” η οποία εκτός από τις φυσικές παραδοχές που περιέχει, δηλαδή ότι το κρουστικό κύμα είναι οδηγούμενο από έμβολο κατά την διάρκεια του υπολογισμού, έχει μεγάλη αβεβαιότητα στον προσδιορισμό του ΔR .

Οι [Ma et al. \(2011\)](#) χρησιμοποιώντας το ρυθμό ιονισμού για $T=2.8$ MK εκτίμησαν τη χρονική κλίμακα του ιονισμού στα 21.1 και 33.5 nm και τη συνέκριναν με τις παρατηρούμενες χρονικές κλίμακες που προκύπτουν από το λόγο της έντασης ακτινοβολίας σε κανάλια του AIA στο μακρινό υπεριώδες. Από αυτή τη μελέτη βρήκαν ότι για το φαινόμενο στις 13 Ιουνίου 2010 οι θεωρητικοί υπολογισμοί του ρυθμό ιονισμού δίνουν παρόμοια αποτελέσματα με τις παρατηρήσεις. Οι ίδιοι συμπεραίνουν ότι τα χαρακτηριστικά που προκύπτουν για το κρουστικό κύμα από τις παρατηρήσεις στο μακρινό υπεριώδες είναι σε συμφωνία με τις θεωρητικές τιμές από τις σχέσεις ασυνέχειας. Οπότε το κύμα EUV είναι ένα ΜΥΔ κρουστικό κύμα. Αξίζει να σημειώσουμε ότι στην εργασία τους οι [Ma et al. \(2011\)](#) δείχνουν ότι το κρουστικό κύμα είναι ΜΥΔ και όχι υδροδυναμικό αφού ο λόγος συμπίεσης στη δεύτερη περίπτωση θα έπρεπε να είναι $X = 3.3$ αντί για 1.56 όπως προκύπτει από τις μετρήσεις στα ραδιοκύματα.

Παρόλο που οι παρατηρήσεις στο μακρινό υπεριώδες μπορούν να δώσουν αρκετές πληροφορίες για βασικά χαρακτηριστικά των κρουστικών κυμάτων ωστόσο δεν υπάρχει κάποια μέθοδος που να δίνει άμεσα πληροφορία για το λόγο συμπίεσης του κρουστικού κύματος. Στην εργασία των [Kozarev et al. \(2011\)](#) δίνεται ένας υπολογισμός του λόγου συμπίεσης από το μέτρο εκπομπής στην περιοχή του κρουστικού κύματος. Σύμφωνα με τον υπολογισμό τους ο λόγος συμπίεσης στην ακτινική διεύθυνση είναι $X = 1.12$ και σύμφωνα με αυτή την τιμή το κρουστικό κύμα είναι ένα “ασθενές κρουστικό κύμα”. Στο επόμενο εδάφιο θα παρουσιάσουμε μια καινούρια μέθοδο με την οποία μπορεί να συναχθεί ο λόγος συμπίεσης του κρουστικού κύματος απευθείας από τις παρατηρήσεις του στο μακρινό υπεριώδες.

3.9 Προέλευση του κρουστικού κύματος και της εκπομπής τύπου II

Σε αυτό το εδάφιο θα παρουσιάσουμε μια καινούρια μέθοδο με την οποία μπορεί να υπολογιστεί ο λόγος συμπίεσης ενός κρουστικού κύματος από τις παρατηρήσεις στο μακρινό υπεριώδες. Αυτή η μέθοδος μπορεί να αποδειχθεί εξαιρετικά χρήσιμη καθώς μας επιτρέπει να εντοπίσουμε τις περιοχές προέλευσης της ραδιοέξαρσης τύπου II. Αυτό επιτυγχάνεται από τη σύγκριση του λόγου συμπίεσης της καινούριας μεθόδου με τα αποτελέσματα του λόγου συμπίεσης από τις παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα που παρουσιάστηκαν στο εδάφιο 3.7.3. Σκοπός μας είναι να προσδιορίσουμε από τη σύγκριση των λόγων συμπίεσης στα ραδιοκύματα και το μακρινό υπεριώδες, τις περιοχές προέλευσης της ραδιοέξαρσης τύπου II, οπότε και του κρουστικού κύματος, στις εικόνες EUV.

3.9.1 Υπολογισμός του λόγου συμπίεσης από τις παρατηρήσεις στο μακρινό υπεριώδες

Αρχίζουμε με τον υπολογισμό του λόγου συμπίεσης χρησιμοποιώντας δεδομένα από το AIA στο μακρινό υπεριώδες. Συμβολίζουμε το λόγο συμπίεσης που έχουμε ήδη υπολογίσει από τις παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα (βλ. εδάφιο 3.7.3) ως X_{radio} και το λόγο συμπίεσης που σκοπεύουμε να υπολογίσουμε από το μακρινό υπεριώδες ως X_{EUV} . Γνωρίζουμε

ότι η ένταση ακτινοβολίας στο μακρινό υπεριώδες που καταγράφεται από το όργανο AIA ουσιαστικά είναι το ολοκλήρωμα στη διεύθυνση παρατήρησης του τετραγώνου της πυκνότητας ηλεκτρονίων επί τη συνάρτηση θερμοκρασιακής απόκρισης $K_i(T)$ του καναλιού που μελετάμε. Οπότε σε κάθε εικονοστοιχείο καταγράφεται ένταση ακτινοβολίας που δίνεται από τη σχέση,

$$I = p_i(x) = \int_0^\infty K_i(T) \left(n_e^2 \frac{dz}{dT} \right) dT \quad (3.12)$$

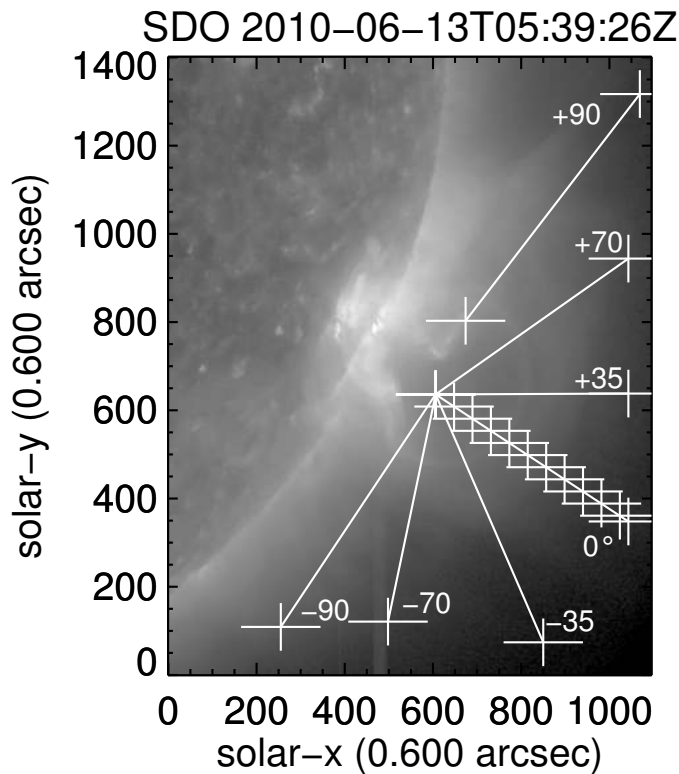
Αν δεν λάβουμε υπόψιν μας την εξάρτηση της έντασης ακτινοβολίας στο μακρινό υπεριώδες από τη θερμοκρασία, μπορούμε να θεωρήσουμε ότι κατά τη διάρκεια του φαινομένου η ένταση της ακτινοβολίας κατά μήκος οποιασδήποτε διεύθυνσης προσδιορίζεται από το ολοκλήρωμα του τετραγώνου της πυκνότητας ηλεκτρονίων στη διεύθυνση αυτή. Επομένως αν υποθέσουμε ότι η ένταση ακτινοβολίας σε οποιοδήποτε σημείο είναι ανάλογη της πυκνότητας ηλεκτρονίων στο τετράγωνο και πάρουμε την τετραγωνική ρίζα κάποιου λόγου εντάσεων ουσιαστικά υπολογίζουμε σε πρώτη προσέγγιση αντίστοιχους λόγους πυκνοτήτων. Αν τώρα επιλέξουμε τα σημεία έτσι ώστε να έχουμε για τις εντάσεις, οπότε και για τις πυκνότητες, αντιπροσωπευτικές τιμές για την περιοχή μπροστά και πίσω από το μέτωπο του κρουστικού κύματος θα έχουμε υπολογίσει από τους λόγους πυκνοτήτων το λόγο συμπίεσης του κρουστικού κύματος σε πρώτη προσέγγιση. Συνεπώς ο λόγος συμπίεσης X_{EUV} θα δίνεται από τη σχέση:

$$X_{EUV} = \sqrt{\frac{I_d}{I_u}} = \sqrt{\frac{p_i(x_d)}{p_i(x_u)}} = \frac{\sqrt{\int_0^\infty K_i(T) \left(n_{e,d}^2 \frac{dz}{dT} \right) dT}}{\sqrt{\int_0^\infty K_i(T) \left(n_{e,u}^2 \frac{dz}{dT} \right) dT}} \approx \quad (3.13)$$

$$\frac{\sqrt{\int_0^\infty n_{e,d}^2 dz}}{\sqrt{\int_0^\infty n_{e,u}^2 dz}} \approx \sqrt{\frac{n_{e,d}^2}{n_{e,u}^2}} = \frac{n_{e,d}}{n_{e,u}}$$

όπου οι δείκτες u και d αναφέρονται στην περιοχή μπροστά και πίσω από το μέτωπο του κρουστικού κύματος, n_e είναι η πυκνότητα ηλεκτρονίων και $K_i(T)$ η συνάρτηση θερμοκρασιακής απόκρισης. Ακόμα $I_{u,d}$ είναι η ένταση ακτινοβολίας στην περιοχή μπροστά και πίσω από το μέτωπο του κρουστικού κύματος οπότε για το φαινόμενο που μελετάμε το I_u αναφέρεται στην περιοχή μπροστά από το κύμα EUV ενώ το I_d στην περιοχή μεταξύ του κύματος EUV και της φουσαλίδας.

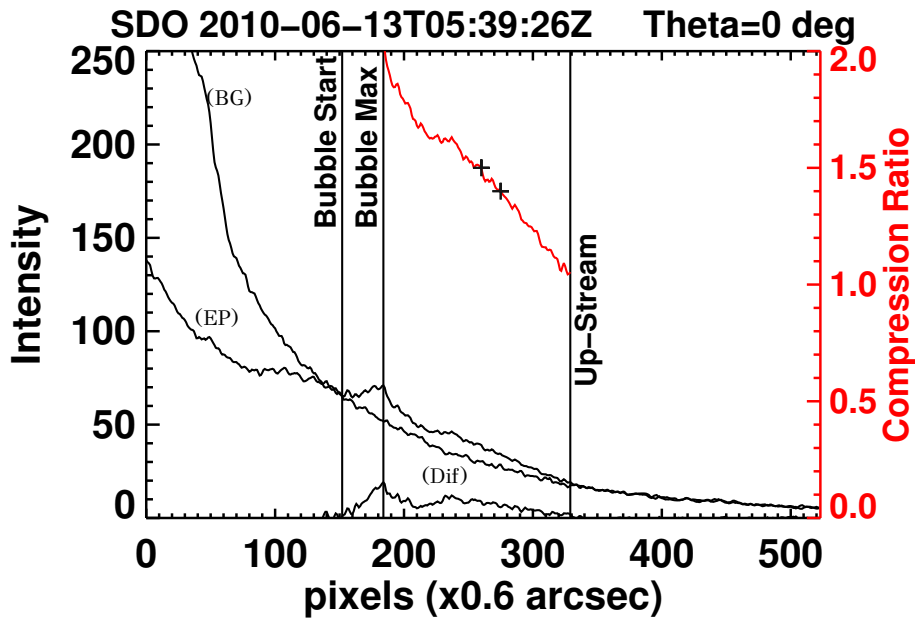
Κατά τη διάρκεια εξέλιξης του φαινομένου πιθανότατα υπήρξε θέρμανση πλάσματος στην περιοχή γύρω και ανάμεσα από τη φουσαλίδα και το κύμα EUV (βλ. [Ma et al. 2011](#)). Οι [Ma et al. \(2011\)](#) έδειξαν ότι το πλάσμα στην περιοχή του κρουστικού κύματος θερμάνθηκε από τη χαρακτηριστική θερμοκρασία του καναλιού 17.1 nm του AIA (δηλ. 0.8 MK) στη θερμοκρασία θερμότερων καναλιών όπως των 19.3, 21.1 και 33.5 nm (δηλ. 1.25–2.50 MK). Ωστόσο οι [Kozarev et al. \(2011\)](#) από την ανάλυση του DEM απέδωσαν την αύξηση στην εκπομπή των θερμών καναλιών στην αύξηση της πυκνότητας στην περιοχή πίσω από το μέτωπο του κύματος και όχι στην αύξηση της θερμοκρασίας του πλάσματος. Στο σημείο αυτό τονίζουμε ότι ο υπολογισμός του X_{EUV} που πραγματοποιείται στα θερμά κανάλια του AIA μπορεί να θεωρηθεί ως ένα ανώτερο όριο του λόγου συμπίεσης, δηλαδή υπολογίζουμε ένα ισόθερμο λόγο συμπίεσης για κάθε κανάλι. Σύμφωνα με την ανάλυση του DEM της φουσαλίδας και του κύματος EUV που παρουσιάστηκε στο εδάφιο 3.5 και η φουσαλίδα και το κύμα παρατηρούνται καλύτερα στο κανάλι 21.1 nm οπότε για τον υπολογισμό του X_{EUV} επικεντρώσαμε την ανάλυσή μας σε αυτό το μήκος κύματος.



Σχήμα 3.18: Εικόνα από το AIA στα 21.1 nm κατά τη διάρκεια της διάδοσης της φουσαλίδας και του κύματος EUV στις 05:39:26 UT. Οι άσπρες γραμμές ορίζουν τις διαφορετικές διευθύνσεις στις οποίες υπολογίστηκαν τα εγγραφήματα του λόγου συμπίεσης στις εικόνες EUV. Ορίζουμε ως διεύθυνση μηδενικής γωνίας ($\theta = 0^\circ$) τη διεύθυνση της ακτινικής διάδοσης της φουσαλίδας και τις διευθύνσεις προς βορρά (αριστερόστροφα) ως θετικές. Για $\theta = +90^\circ$ μετατοπίσαμε εσκεμμένα την αρχή της τομής περίπου εκατό εικονοστοιχεία επάνω και δεξιά για να αποφύγουμε το ανερχόμενο τμήμα ενός βρόχου σε αυτή τη διεύθυνση που θα προσέβαλε του υπολογισμού μας. Για $\theta = 0^\circ$ σημειώνονται σταυροί κατά μήκος της τομής κάθε 50 εικονοστοιχεία.

Για τον υπολογισμό του X_{EUV} από τις παρατηρήσεις στο μακρινό υπεριώδες χρησιμοποιούμε εικόνες στο κανάλι 21.1 nm του AIA από τις 05:38:02 UT έως τις 05:40:26 UT. Εκατέρωθεν της ακτινικής διεύθυνσης διάδοσης της φουσαλίδας ορίζουμε διαφορετικές διευθύνσεις στις οποίες υπολογίζουμε εγγραφήματα της έντασης ακτινοβολίας. Στο σχήμα 3.18 δίνεται η παρατήρηση της φουσαλίδας και του κύματος EUV στο κανάλι 21.1 nm του AIA στις 05:39:26 UT και επιθέτονται στην εικόνα οι διευθύνσεις των 0° , $\pm 35^\circ$, $\pm 70^\circ$, $\pm 90^\circ$ στις οποίες υπολογίζουμε τα εγγραφήματα της έντασης ακτινοβολίας, άρα και του λόγου συμπίεσης.

Πριν υπολογίσουμε το X_{EUV} από τα δεδομένα του AIA προ-επεξεργαζόμαστε τις εικόνες για να βελτιστοποιήσουμε τους υπολογισμούς μας. Πρώτα εξομαλύνουμε (box-car smooth) τις εικόνες χρησιμοποιώντας τη μέθοδο του κυλιόμενου μέσου όρου, με εύρος τριών εικονοστοιχείων στη διδιάστατη συνάρτηση παραθύρου (υλοποιήθηκε με τον αλγόριθμο “filter_image” του SSW). Με αυτή τη διαδικασία αυξάνεται σημαντικά ο λόγος σήματος προς θόρυβο (S/N) και η παρατήρηση της φουσαλίδας και του μετώπου του κρουστικού κύματος επεκτείνεται μέχρι την άκρη του οπτικού πεδίου παρατήρησης του AIA. Για να βελτιώσουμε ακόμα περισσότερο το S/N των εγγραφήματων της έντασης, παίρνουμε σε κάθε διεύθυνση τον μέσο όρο της έντασης για 10 εικονοστοιχεία εκατέρωθεν της κάθε τομής (δηλ. 20 εικονοστοιχεία στο σύνολο). Η διαδικασία αυτή υλοποιήθηκε με τον αλγόριθμο “array_curve” του SSW. Για να βεβαιωθούμε ότι η παραπάνω διαδικασία μας δίνει βέλτιστα



Σχήμα 3.19: Εγγραφήματα της έντασης στο μακρινό υπεριώδες και του αντίστοιχου υπολογισμού του λόγου συμπίεσης X_{EUV} για τη διεύθυνση $\theta = 0^\circ$ από την εικόνα στα 21.1 nm του σχήματος 3.18. Με την καμπύλη που σημειώνεται ως “BG” δίνεται το εγγραφήμα της έντασης του υποβάθρου πριν την εξέλιξη του φαινομένου στις 05:30 UT, με την καμπύλη “EP” δίνεται το εγγραφήμα της έντασης κατά τη διάρκεια του φαινομένου (εδώ 05:39:26 UT) και με την καμπύλη “Dif” δίνεται η διαφορά μεταξύ των δυο εγγραφημάτων (=EP-BG). Οι κάθετες γραμμές από τα αριστερά στα δεξιά αντιστοιχούν στην έναρξη και το μέγιστο της φουσαλίδας και το μέτωπο του κύματος EUV. Ο υπολογισμός του X_{EUV} δίνεται με την κόκκινη γραμμή και τα όρια τιμών του X_{radio} δίνονται με τους δυο σταυρούς. Ο x-άξονας αντιστοιχεί στην τομή για $\theta = 0^\circ$ του σχήματος 3.18.

αποτελέσματα στο S/N των εγγραφημάτων δοκιμάσαμε και άλλες μεθόδους όπως διάμεσο φίλτρο (median filter), αλλαγή κλίμακας των εικόνων, μέσο όρο διαδοχικών εικόνων και συνδυασμούς των παραπάνω. Διαπιστώσαμε ότι τα αποτελέσματα που λάβαμε με τη μέθοδο εξομάλυνσης της εικόνας με κυλιόμενο μέσο όρο έχουν το καλύτερο S/N σε συνδυασμό με τη διατήρηση των κύριων χαρακτηριστικών του αρχικού σήματος (δηλ. δε χάνεται πληροφορία κατά την εξομάλυνση).

Συνεχίζουμε την ανάλυσή μας υπολογίζοντας την ένταση της ακτινοβολίας κατά μήκος κάθε διεύθυνσης του σχήματος 3.18 και επαναλαμβάνοντας τη διαδικασία για κάθε χρονική στιγμή. Επίσης, παίρνουμε ένα εγγραφήμα της έντασης ακτινοβολίας από μια εικόνα πριν την έναρξη του φαινομένου (στις 05:30:00 UT) και το συγκρίνουμε με το εγγραφήμα της έντασης από την εικόνα κατά τη διάρκεια του φαινομένου την οποία επεξεργαζόμαστε. Στο σχήμα 3.19 δίνονται τα αποτελέσματα των μετρήσεων για την εικόνα στις 05:39:26 UT και στη διεύθυνση $\theta = 0^\circ$. Η καμπύλη που σημειώνεται ως “BG” είναι το εγγραφήμα από την εικόνα στις 05:30:00 UT (δηλ. πριν την έναρξη του φαινομένου, εγγραφήμα “υποβάθρου”), ενώ η καμπύλη που σημειώνεται ως “EP” είναι το εγγραφήμα της εικόνας που επεξεργαζόμαστε (δηλ. στις 05:39:26 UT).

Έπειτα υπολογίσαμε τη διαφορά μεταξύ των δυο καμπύλων, δηλαδή του εγγραφήματος “υποβάθρου” και του εγγραφήματος από την εικόνα που επεξεργαζόμαστε. Η καμπύλη που προκύπτει σημειώνεται ως “Dif” στο σχήμα 3.19. Από την καμπύλη διαφοράς μπορούμε σε πρώτη προσέγγιση να αναγνωρίσουμε τα διάφορα χαρακτηριστικά που εμφανίζονται κατά τη διάδοση της φουσαλίδας, πρωτίστως όμως είναι αρκετά σημαντικό να εντοπίσουμε

επακριβώς την περιοχή της φουσαλίδας και του κύματος EUV. Στην καμπύλη διαφοράς του σχήματος 3.19 παρατηρείται ένα ολικό μέγιστο το οποίο αντιστοιχεί στη φουσαλίδα. Πιο πέρα προς τα δεξιά της καμπύλης υπάρχει ένα δεύτερο μέγιστο χαμηλότερης έντασης το οποίο αντιστοιχεί στο κύμα EUV. Στο αριστερό άκρο της καμπύλης, το σημείο όπου η καμπύλη διαφοράς γίνεται θετική και αρχίζει να αυξάνεται αντιστοιχεί στην αρχή της φουσαλίδας, ενώ στο δεξιό άκρο της καμπύλης στο σημείο όπου η διαφορά μειώνεται ξανά στο μηδέν αντιστοιχεί στο τέλος του κύματος EUV. Η περιοχή στην οποία το κύμα τελειώνει μπορεί να θεωρηθεί ως το εσωτερικό όριο της περιοχής μπροστά από το κρουστικό κύμα καθώς σε αυτή την περιοχή το πλάσμα έχει μόλις προλάβει να διαταραχθεί. Θα χρησιμοποιήσουμε την ένταση σε αυτό το οριακό σημείο του κρουστικού κύματος για τον υπολογισμό του X_{EUV} .

Για να αυτοματοποιήσουμε τη διαδικασία αναγνώρισης και επιλογής των περιοχών της αρχής και μέγιστου της φουσαλίδας και του τέλους του κύματος EUV χρησιμοποιούμε μια στατιστική μέθοδο που αναφέρεται στη βιβλιογραφία ως μέθοδος Poisson–CUSUM. Στη στατιστική ανάλυση ελέγχου ποιότητας (βλ. το βιβλίο των [Basseville et al. 1993](#)), η μέθοδος CUSUM (ή cumulative sum control chart) είναι μια σειριακή τεχνική ανάλυσης χρονοσειρών που αναπτύχθηκε από τον E.S. Page (βλ. [Page 1954](#)) και χρησιμοποιείται για την εύρεση μεταβολών στην εξέλιξη κάποιας χαρακτηριστικής ποσότητας της κατανομής πιθανότητας όπως είναι ο μέσος όρος μιας χρονοσειράς. Όταν η μέθοδος CUSUM χρησιμοποιείται για την εύρεση μεταβολών ως προς τον μέσο όρο, μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την εύρεση ασυνεχειών μιας χρονοσειράς. Γενικότερα η μέθοδος CUSUM βασίζεται στη διαδοχική άθροιση των τιμών μιας χρονοσειράς μείον μιας αναμενόμενης τιμής όπως είναι ο μέσος όρος της χρονοσειράς (βλ. εδάφιο 4.5 για λεπτομέρειες). Αν το αποτέλεσμα της διαδοχικής άθροισης ισούται ή είναι μεγαλύτερο από μια τιμή βάσης τότε δίνεται ένα σήμα τη χρονική στιγμή που εντοπίζεται η μεταβολή στις παρατηρούμενες τιμές. Στην περίπτωσή μας η μεταβολή που ψάχνουμε είναι το σημείο στο οποίο η φουσαλίδα αρχίζει και το κύμα EUV τελειώνει. Σε αυτές τις δυο περιοχές η ένταση είτε γίνεται μεγαλύτερη από το υπόβαθρο είτε γίνεται ίση ή μικρότερη από το υπόβαθρο, αντίστοιχα. Περισσότερες λεπτομέρειες για την εφαρμογή της μεθόδου και τα πλεονεκτήματά της θα παρουσιάσουμε σε επόμενο κεφάλαιο. Τέλος, αξίζει να σημειώσουμε ότι η μέθοδος CUSUM είναι αρκετά διαδεδομένη στον προσδιορισμό του χρόνου έλευσης των SEPs στους διαστημικούς ανιχνευτές (π.χ. [Huttunen-Heikinmaa et al. 2005](#)).

Στο εδάφιο 3.7.3 ορίσαμε το $X_{radio} = (f_u/f_d)^2 = n_d/n_u$, όπου n_u και n_d είναι οι πυκνότητες στην περιοχή μπροστά και πίσω από το μέτωπο του κρουστικού κύματος, αντίστοιχα και οι οποίες υπολογίζονται από τις συχνότητες f_u και f_d της πάνω και κάτω λωρίδας, αντίστοιχα. Επομένως, για να συνδέσουμε το X_{radio} με το X_{EUV} χρειαζόμαστε για το μακρινό υπεριώδες προσεγγίσεις για την πυκνότητα που θα αντιστοιχούν στην περιοχή μπροστά και πίσω από το μέτωπο του κρουστικού κύματος. Από την παραπάνω συζήτηση έχουμε σε προσέγγιση πρώτης τάξης ότι το $X_{EUV} \approx \sqrt{I_d/I_u}$. Υποθέτουμε ότι το οπτικό βάθος κατά μήκος της διεύθυνσης παρατήρησης είναι ίδιο τόσο για την περιοχή μπροστά όσο και πίσω από το μέτωπο του κρουστικού κύματος. Αυτή είναι μια προσέγγιση μηδενικής τάξης καθώς οι παρατηρήσεις δεν επιτρέπουν έναν απευθείας προσδιορισμό του οπτικού βάθους στη διεύθυνση παρατήρησης. Δεδομένου ότι η περιοχή προέλευσης του κρουστικού κύματος, δηλαδή η περιοχή μεταξύ της φουσαλίδας και του κύματος EUV είναι μικρή η παραπάνω υπόθεση είναι αρκετά λογική.

Η ένταση ακτινοβολίας στην περιοχή μπροστά από το κρουστικό κύμα (I_u) μπορεί να θεωρηθεί ότι είναι αυτή που αντιστοιχεί στο σημείο στο οποίο το κύμα EUV τελειώνει (βλ. και σχήμα 3.19) σύμφωνα με τη συζήτηση που παρουσιάστηκε παραπάνω. Η ένταση ακτινοβολίας από την περιοχή πίσω από το μέτωπο του κρουστικού κύματος θα δίνεται από το $I_d(i)$ όπου το “i” αντιστοιχεί στην περιοχή μεταξύ του μεγίστου ακτινοβολίας της φουσαλίδας (βλ. “Bubble Max” στο σχήμα 3.19) και του μετώπου του κύματος EUV (βλ.

“Up-Stream” στο σχήμα 3.19). Επομένως, από τα $I_d(i)$ και I_u μπορούμε να υπολογίσουμε το εγγράφημα του X_{EUV} για την περιοχή πίσω από το μέτωπο του κρουστικού κύματος από τη σχέση $X_{EUV} = n_2(i)/n_1 \approx \sqrt{I_d(i)/I_u}$. Συνολικά, η παραπάνω διαδικασία για τον υπολογισμό του X_{EUV} συνοφίζεται στον αλγόριθμο 1.

Αλγόριθμος 1 Ψευδοαλγόριθμος για τον υπολογισμό του X_{EUV}

Input: $n \geq 0 \vee x \neq 0$

Output: $y = x^n$

```

1:  $t \leftarrow$  event time
2:  $t_0 \leftarrow$  pre - event time
   {↓ Read and process Images and Headers from fits files}
3:  $imageEP(t) \leftarrow$  mreadfits(filenameEP(t))
4:  $imageBG(t_0) \leftarrow$  mreadfits(filenameBG(t_0))
5:  $SimageEP(t) \leftarrow$  filter_image(imageEP(t), smooth = 3)
6:  $SimageBG(t_0) \leftarrow$  filter_image(imageBG(t_0), smooth = 3)
   {↓ Define the directions}
7:  $xdir \leftarrow$  xpos(0°, 35°, 70°, 90°)
8:  $ydir \leftarrow$  ypos(0°, 35°, 70°, 90°)
   {↓ Measure the intensity profile along the direction}
9:  $I_{EP}(i, j, t) \leftarrow$  array_curve2(SimageEP(t))
10:  $I_{BG}(i, j, t_0) \leftarrow$  array_curve2(SimageBG(t_0))
11:  $I_{EP}(i, t) \leftarrow$  average( $I_{EP}(i, j, t)$ , dim = j)
12:  $I_{BG}(i, t_0) \leftarrow$  average( $I_{BG}(i, j, t_0)$ , dim = j)
   {↓ Find bubble and EUV wave region}
13:  $I_{Dif}(i) \leftarrow I_{EP}(i, t) - I_{BG}(i, t_0)$ 
14:  $Bubble\_start \leftarrow$  CUSUM( $I_{Dif}(i)$ )
15:  $Bubble\_max \leftarrow$  max( $I_{Dif}(i)$ )
16:  $Wave\_end \leftarrow$  CUSUM( $I_{Dif}(i)$ )
   {↓ Calculate  $X_{EUV}$  profile}
17:  $I_{Upstr} \leftarrow I_{EP}(Wave\_end)$ 
18: for  $r = Bubble\_start$  to  $Wave\_end$  do
19:    $X_{EUV} \leftarrow$  SQRT( $I_{EP}(r)/I_{Upstr}$ )
20: end for
21: return  $X_{EUV}$ 

```

Τα αποτελέσματα του υπολογισμού για $\theta = 0^\circ$ παρουσιάζονται στο σχήμα 3.19 με την κόκκινη καμπύλη. Για να συγκρίνουμε τα αποτελέσματα του υπολογισμού μας για το X_{EUV} με τις τιμές του X_{radio} που προκύπτουν από το συχνολογικό διαχωρισμό σε λωρίδες της εκπομπής τύπου II σημειώνουμε με μαύρους σταυρούς τις οριακές τιμές 1.4 και 1.5 του X_{radio} , στο εγγράφημα του X_{EUV} . Παρατηρούμε ότι οι τιμές του X_{EUV} ταιριάζουν με αυτές του X_{radio} καθώς περιορίζονται στην περιοχή μεταξύ της φουσαλίδας και του κύματος EUV. Στην περιοχή την οποία οριοθετούν τα δυο σημεία του X_{radio} στην καμπύλη του X_{EUV} αναμένεται η παρουσία του κρουστικού κύματος.

3.9.2 Χρονική και χωρική εξέλιξη του λόγου συμπίεσης στο μακρινό υπεριώδες

Εφαρμόζουμε τη μέθοδο που περιγράψαμε στο παραπάνω εδάφιο σε εικόνες του AIA στο κανάλι των 21.1 nm κατά τη διάρκεια της διάδοσης της φουσαλίδας από 05:38 UT έως 05:40 UT και στις γωνίες διάδοσης που σημειώνονται στο σχήμα 3.18. Σκοπός μας είναι να διερευνήσουμε την πιθανή σχέση μεταξύ του X_{radio} και του X_{EUV} , η οποία ακολούθως θα

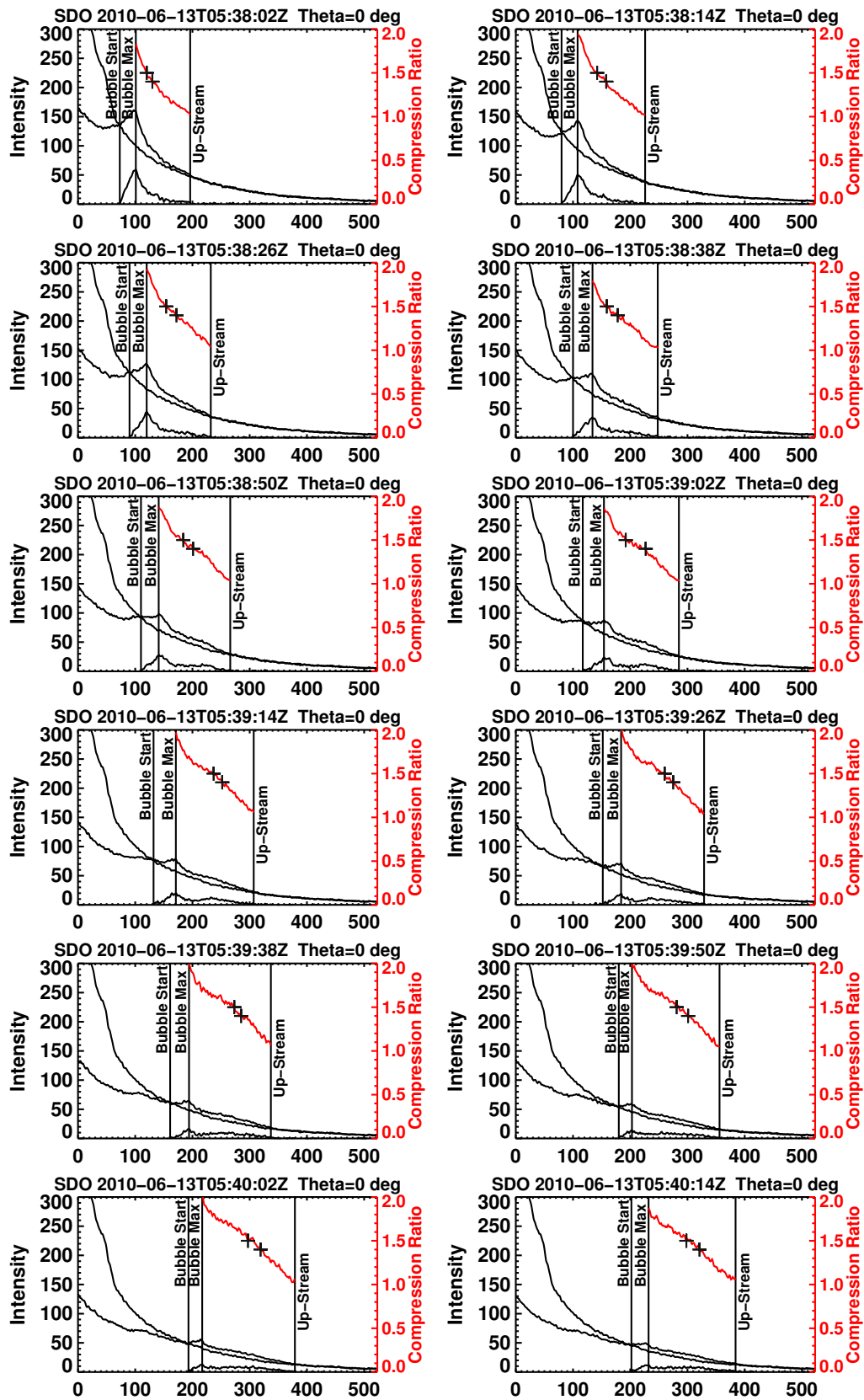
μας επιτρέπει να συσχετίσουμε το κρουστικό κύμα από την παρατήρηση της ραδιοέξαρσης τύπου II με τις παρατηρήσεις της φουσαλίδας και του κύματος EUV.

Στο σχήμα 3.20 παρουσιάζουμε τα εγγραφήματα της έντασης στο μακρινό υπεριώδες και του λόγου συμπίεσης του κρουστικού κύματος στη διεύθυνση ακτινικής διάδοσης της φουσαλίδας (δηλ. $\theta = 0^\circ$ στο σχήμα 3.18) σε διάφορους χρόνους. Από τα εγγραφήματα της έντασης στο μακρινό υπεριώδες (καμπύλες “EP” και “BG”) και την καμπύλη της διαφοράς μεταξύ του υποβάθρου και της έντασης κατά τη διάρκεια του φαινομένου (“Dif”) εξετάζουμε την εξέλιξη της φουσαλίδας και τη δημιουργία και διάδοση του κύματος EUV. Η ένταση της φουσαλίδας εξασθενεί συνεχώς από τις 05:38:02 UT έως τις 05:39:38 UT και μετά αποκτά σχεδόν σταθερή τιμή. Το κύμα EUV αρχίζει να σχηματίζεται μεταξύ 05:37 UT και 05:38 UT, πριν από το πρώτο στιγμιότυπο που παρουσιάζουμε στο σχήμα 3.20. Η ένταση του κύματος αυξάνεται συνεχώς με την πάροδο του χρόνου καθώς αυτό κερδίζει ενέργεια από τον “οδηγό” του μέχρι τις 05:39:26 UT. Το κύμα φαίνεται αρκετά καλά στα στιγμιότυπα από τις 05:38:26 UT και μετά. Μετά τις 05:39:26 UT η έντασή του κύματος μειώνεται κάπως και αποκτά σταδιακά σχεδόν σταθερή τιμή. Η πτώση στην ένταση του κύματος συνοδεύεται από διεύρυνση της έκτασής του και αυτό πιθανόν οφείλεται στο γεγονός ότι το κύμα σταδιακά αποσπάται από τον οδηγό του σε αυτή τη χρονική περίοδο με αποτέλεσμα το αντίστοιχο κρουστικό κύμα να μην είναι πλέον “οδηγούμενο από έμβολο” και η διάδοσή του να έχει τα χαρακτηριστικά του “εκρηκτικού κύματος”. Βέβαια η ακριβής χρονική στιγμή που συμβαίνει η μετάβαση αυτή δεν είναι δυνατόν να προσδιοριστεί.

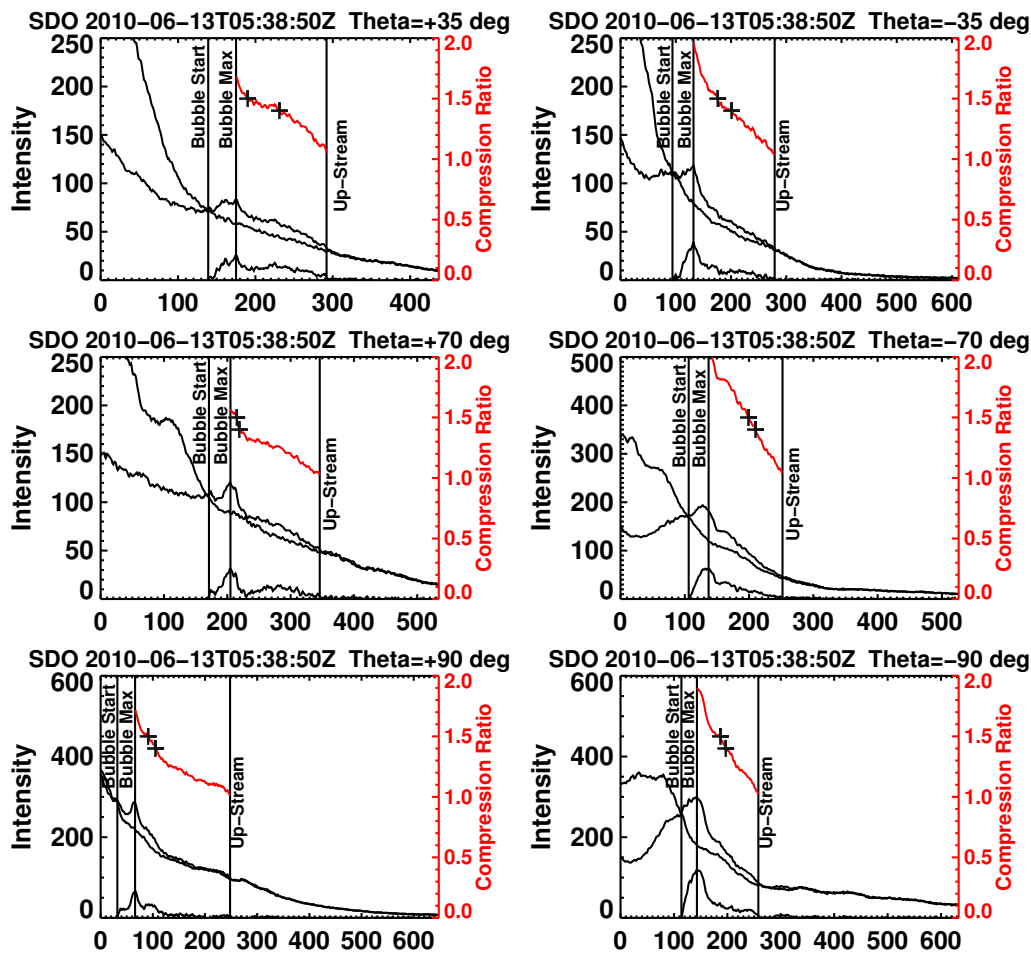
Στο σχήμα 3.20 οι τιμές του λόγου συμπίεσης X_{EUV} που προκύπτουν από τη διαδικασία που παρουσιάστηκε στο προηγούμενο εδάφιο κυμαίνονται μεταξύ $X_{EUV} = 1$ και $X_{EUV} = 2$ στην περιοχή μεταξύ του μεγίστου της έντασης της φουσαλίδας και του μετώπου του κύματος EUV. Η μικρότερη τιμή του X_{EUV} ($= 1$) απλώς αποδίδει το λόγο συμπίεσης στο εσωτερικό όριο της μπροστινής μεριάς του μετώπου του κρουστικού κύματος και η τιμή αυτή είναι αποτέλεσμα της επιλογής του συγκεκριμένου σημείου για τον υπολογισμό του X_{EUV} . Ακόμα, στο σχήμα 3.20 συγκρίνουμε το X_{EUV} με το X_{radio} παραθέτοντας στην καμπύλη του X_{EUV} τις ακραίες τιμές του X_{radio} με δυο σταυρούς. Όταν το κύμα EUV αρχίζει να σχηματίζεται περίπου στις 05:38 UT οι τιμές του X_{radio} περιορίζονται κυρίως στην περιοχή μεταξύ του μεγίστου της φουσαλίδας και του μεγίστου του κύματος EUV. Αυτή η εντοπιότητα παρατηρείται μέχρι τις 05:39:02 UT. Έπειτα, το X_{radio} αρχίζει να μετατοπίζεται πιο πέρα από το σημείο του τέλους της φουσαλίδας και περισσότερο εντοπίζεται στην περιοχή του μεγίστου του κύματος EUV μέχρι το τέλος της ανάλυσης στις 05:40:14 UT όπου το κύμα έχει φτάσει πολύ κοντά στο όριο του οπτικού πεδίου παρατήρησης του AIA.

Επαναλάβαμε την παραπάνω διαδικασία για διάφορες διευθύνσεις πέραν της ακτινικής για να διερευνήσουμε το λόγο συμπίεσης που υπολογίσαμε από το μακρινό υπεριώδες σε σχέση με την πλευρική διάδοση της φουσαλίδας. Στο σχήμα 3.21 παρουσιάζονται έξι στιγμιότυπα, ένα για κάθε διεύθυνση (από αυτές που ορίζονται στο σχήμα 3.18) στα οποία φαίνονται τα εγγραφήματα της έντασης και ο λόγος συμπίεσης στις 05:38:50 UT. Από τα εγγραφήματα του σχήματος 3.21 προκύπτει ότι το κύμα EUV εντοπίζεται πολύ πιο καλά στις διευθύνσεις με θετική γωνία (δηλ. βορειοδυτικά του κέντρου δράσης) από ότι στις αντίστοιχες διευθύνσεις με αρνητική γωνία (δηλ. νοτιοανατολικά του κέντρου δράσης) στις οποίες είναι σχετικά πιο διάχυτο. Αυτό το στοιχείο είναι εμφανές και στις εικόνες του σχήματος 3.5 και στην αντίστοιχη ταινία 3.3.

Συγκρίνοντας τα αποτελέσματα του σχήματος 3.21 με αυτά που παρουσιάστηκαν για στο σχήμα 3.20 για τις 05:38:50 UT φαίνεται ότι έχουμε παρόμοια αποτελέσματα με αυτά που παρουσιάστηκαν για την ακτινική διεύθυνση. Το ίδιο συμπέρασμα προκύπτει για όλο το χρονικό διάστημα του φαινομένου και για το λόγο αυτό δεν παρουσιάζουμε εγγραφήματα πλευρικών διευθύνσεων σε άλλους χρόνους. Μόνο στις δυο κάθετες διευθύνσεις (δηλ. $\theta =$



Σχήμα 3.20: Αλληλουχία διαγραμμάτων όπως αυτό του σχήματος 3.19 που δείχνουν εγγραφές της έντασης στο μακρινό υπεριώδες και του αντίστοιχου υπολογισμού του λόγου συμπίεσης X_{EUV} για τη διεύθυνση $\theta = 0^\circ$ στο χρονικό διάστημα από 05:38:02 UT έως 05:40:14 UT (βλ. κείμενο και σχήμα 3.19 για λεπτομέρειες).



Σχήμα 3.21: Αλληλουχία διαγραμμμάτων όπως αυτό του σχήματος 3.19 που δείχνουν εγγραφόμενα της έντασης στο μακρινό υπεριώδες και του αντίστοιχου υπολογισμού του λόγου συμπίεσης X_{EUV} για τις διευθύνσεις $\theta = \pm 35^\circ, \pm 70^\circ, \pm 90^\circ$ από την εικόνα στα 21.1 nm στις 05:38:50 UT (βλ. κείμενο και σχήμα 3.19 για λεπτομέρειες).

$\pm 90^\circ$) βρήκαμε αποτελέσματα, σε όλη τη διάρκεια του φαινομένου, που δεν ταίριαζαν με τη γενικότερη εικόνα που παρουσιάσαμε έως τώρα. Σε αυτές τις διευθύνσεις υπάρχουν αρκετές δομές του στέμματος που μπερδεύονται με τη δομή της φυσαλίδας και του κύματος EUV οπότε και η αναγνώριση της περιοχής έναρξης και μεγίστου ακτινοβολίας της φυσαλίδας και της λήξης του κύματος EUV γίνεται πιο αβέβαιη. Ωστόσο, σε κάθε περίπτωση η σύγκριση μεταξύ του X_{EUV} με το X_{radio} δείχνει ότι η περιοχή που λαμβάνει χώρα το κρουστικό κύμα είναι μεταξύ του μεγίστου έντασης ακτινοβολίας της φυσαλίδας και του μετώπου του κύματος EUV.

Συνοψίζοντας τα αποτελέσματα της παραπάνω μελέτης έχουμε ότι η ένταση ακτινοβολίας της φυσαλίδας μειώνεται σταδιακά με το χρόνο. Αντίστοιχα, για το κύμα EUV βρίσκουμε ότι η ένταση ακτινοβολίας αρχικά αυξάνεται μέχρι τις ~05:39 UT και έπειτα μειώνεται σταδιακά με το χρόνο. Το κύμα EUV φαίνεται ότι κάποια χρονική στιγμή αποσπάται από τον “οδηγό” του (δηλ. τη φυσαλίδα) πριν αυτό εξέλθει από το οπτικό πεδίο του AIA. Η περιοχή της θήκης (sheath region) του κρουστικού κύματος, δηλαδή ο χώρος μεταξύ του μεγίστου της φυσαλίδας και του εσωτερικού ορίου της μπροστινής μεριάς του μετώπου του κρουστικού κύματος, διευρύνεται με την πάροδο του χρόνου. Για ολόκληρο το χρονικό διάστημα που αναλύσαμε, το X_{radio} εντοπίζεται στην περιοχή της θήκης του κρουστικού κύματος. Επιπλέον, τα αποτελέσματά μας δείχνουν ότι ο υπολογισμός του X_{EUV}

σε σχέση με το X_{radio} είναι συνεπής τόσο στην ακτινική διεύθυνση όσο και σε πλευρικές διευθύνσεις. Τέλος η επιβράδυνση του κύματος EUV λίγο πριν τις 05:41 UT, οπότε και του κρουστικού κύματος, σε συνδυασμό με τη μείωση της έντασης και την αύξηση του εύρους της περιοχής της θήκης του κρουστικού κύματος, η οποία αποτυπώνεται και στην αύξηση της απόστασης μεταξύ του μετώπου του κύματος και της φουσαλίδας, όλα αυτά δείχνουν ότι το κρουστικό κύμα καταλήγει ως ένα ελεύθερο κινούμενο κύμα. Ωστόσο είναι αρκετά δύσκολη να προσδιοριστεί η ακριβής χρονική στιγμή κατά την οποία συμβαίνει η μετάβαση αυτή. Ωστόσο στην αρχική φάση εξέλιξης του κρουστικού κύματος φαίνεται ότι αυτό είναι ξεκάθαρα “οδηγούμενο από διεγείρον αίτιο” καθώς τα χαρακτηριστικά του, όπως η αρχική αύξηση της έντασης ακτινοβολίας, ταιριάζουν με αυτό το σενάριο.

3.10 Σύνοψη των αποτελεσμάτων

Συνδυάζοντας παρατηρήσεις του SDO/AIA στο μακρινό υπεριώδες και υψηλής ανάλυσης δυναμικό ραδιοφάσμα από το ραδιοφασματογράφο ARTEMIS IV μελετήσαμε το εκρηκτικό φαινόμενο της 13ης Ιουνίου 2010. Πραγματοποιήσαμε μια συνδυαστική ανάλυση του φαινομένου από τα δεδομένα στο μακρινό υπεριώδες και τις φασματικές παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα, εκμεταλλευόμενοι τον υψηλό ρυθμό δειγματοληψίας των δυο οργάνων, για να μελετήσουμε τη φύση και το διεγείρον αίτιο του κρουστικού κύματος που ήταν υπεύθυνο για την εκπομπή τύπου II στα ραδιοκύματα. Για να συσχετίσουμε την εξέλιξη του εκρηκτικού φαινομένου και του κρουστικού κύματος στο χαμηλό στέμμα όπως αυτή καταγράφηκε στις εικόνες του AIA με την εκπομπή τύπου II πραγματοποιήσαμε μια πολύπτυχη μελέτη η οποία μας έδωσε τα παρακάτω αποτελέσματα:

1. Παρουσιάσαμε μια νέα μέθοδο υπολογισμού του λόγου συμπίεσης του κρουστικού κύματος από τις εικόνες του AIA στο EUV. Από τη σύγκριση μεταξύ του λόγου συμπίεσης από το συχνοτικό διαχωρισμό σε δυο λωρίδες της εκπομπής τύπου II και του λόγου συμπίεσης από τα δεδομένα στο μακρινό υπεριώδες, βρήκαμε ότι η ραδιοέξαρση τύπου II, άρα και το κρουστικό κύμα, μπορεί να προέρχεται από την περιοχή της θήκης (sheath region) μεταξύ της φουσαλίδας (δηλ. του “οδηγού”) και του μετώπου του κύματος EUV, τόσο στην ακτινική όσο και στην πλευρική διεύθυνση.
2. Το κρουστικό κύμα προέρχεται από τη διάδοση της φουσαλίδας στο στέμμα και τη μη γραμμική εξέλιξη του κύματος EUV. Επιπλέον, το κρουστικό κύμα αρχικά είναι “οδηγούμενο από διεγείρον αίτιο” και έπειτα καταλήγει σε εκρηκτικό κύμα όταν τελικώς αποκόπτεται από το “έμβολο”.
3. Από τη σύγκριση μεταξύ των μετρήσεων ύψους–χρόνου της φουσαλίδας και του κύματος EUV στην ακτινική διεύθυνση και του ύψους της ραδιοέξαρσης τύπου II από τη συχνοτική ολίσθηση της ακτινοβολίας πλάσματος, βρήκαμε ότι το ύψος της τύπου II βρίσκεται ανάμεσα στην περιοχή της θήκης (sheath region) του κρουστικού κύματος, δηλαδή μεταξύ της φουσαλίδας και του μετώπου του κύματος EUV στην ακτινική διεύθυνση. Ακόμα, η ταχύτητα που υπολογίστηκε για κάθε λωρίδα της εκπομπής τύπου II ταιριάζει με την κινηματική της φουσαλίδας και του κύματος EUV.
4. Η ραδιοέξαρση τύπου II αρχίζει κοντά στη φάση της ασύμμετρης πλευρικής επέκτασης της φουσαλίδας και αυτό είναι μια ισχυρή ένδειξη ότι το φαινόμενο αυτό μπορεί να παίζει ένα σημαντικό ρόλο στη δημιουργία του κρουστικού κύματος. Τα αποτελέσματά μας δίνουν μια περαιτέρω υποστήριξη στο ρόλο που μπορεί να παίζει η ασύμμετρη

πλευρική επέκταση των CMEs στη δημιουργία κυματικών φαινομένων και κρουστικών κυμάτων που παρατηρούνται σε διάφορες φασματικές περιοχές στο εσωτερικό στέμμα.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

Τριδιάστατη ανασύνθεση κρουστικού κύματος στο ηλιακό στέμμα και το μεσοπλανητικό χώρο

“Πατρίδα, σὰν τὸν ἥλιο σου ἥλιος ἄλλοῦ δὲ λάμπει.
Πῶς εἰς τὸ φῶς του λαχταροῦν ἡ θάλασσα κι οἱ κάμποι,
πῶς λουλουδίζουν τὰ βουνά, τὰ δάσ’, οἱ λαγκαδιές
στέρνοντάς του θυμίαμα μυριάδες μυρωδιές!”

— ΛΟΡΕΝΤΖΟΣ ΜΑΒΙΑΗΣ, 1860-1912

4.1 Εισαγωγή

Οι εκλάμψεις και τα κρουστικά κύματα τα οποία σχετίζονται με εκτοξεύσεις στεμματικού υλικού μπορούν να επιταχύνουν ηλεκτρόνια και ιόντα σε υψηλές ενέργειες που ανιχνεύονται ως ηλιακά ενεργητικά σωμάτια (SEPs) από όργανα στο διάστημα που πραγματοποιούν επιτόπιες μετρήσεις (βλ. εδάφιο 1.14). Τα φαινόμενα SEPs διαχωρίζονται σε “απότομα” και “βαθμιαία” φαινόμενα (βλ. Cane *et al.* 1986, Kallenrode *et al.* 1993, Reames 1999, 2013) ανάλογα με τα φυσικά χαρακτηριστικά τους, αλλά διαφέρουν και ως προς τις ιδιότητες των σχετιζόμενων εκλάμψεων στις μαλακές ακτίνες X, τη συσχέτισή τους με ραδιοεξάρσεις και την παρουσία ή απουσία CME (βλ. πίνακα 1.1).

Οι παλαιότερες ταυτόχρονες παρατηρήσεις SEPs από τα διαστημόπλοια Helios, IMP8 και ISEE-3 που βρίσκονταν σε διαφορετικά σημεία στην ηλιόσφαιρα έδειξαν ότι πολλά από τα “βαθμιαία” φαινόμενα είχαν ευρεία διαμήκη έκταση στην εσωτερική ηλιόσφαιρα (π.χ. Cane *et al.* 1988, Kallenrode *et al.* 1993). Τα μεσοπλανητικά κρουστικά κύματα ήταν οι προφανείς υποψήφιοι για την εξάπλωση/διάδοση αυτών των SEPs γιατί είναι επιταχυντές ευρείας χωρικής κλίμακας που μπορούν να μεταφέρουν και να απελευθερώσουν ενεργητικά σωμάτια σε διαφορετικές και απομακρυσμένες διευθύνσεις στην ηλιόσφαιρα. Γενικότερα, η μελέτη του ρόλου των κρουστικών κυμάτων στη διαμήκη έκταση των SEPs περιλαμβάνει τη σχέση μεταξύ χαρακτηριστικών των SEPs (π.χ. της μέγιστης ροής τους) σε διάφορες ηλιοσφαιρικές θέσεις και χαρακτηριστικών των CMEs ή των σχετιζόμενων κρουστικών κυμάτων, όπως η ταχύτητα, η διεύθυνση διάδοσης και το γωνιακό εύρος τους (π.χ. Kahler & Vourlidis 2013, Lario *et al.* 2013a, 2014b).

Επιπλέον, κατά τη διάρκεια εξέλιξης των “βαθμιαίων” φαινομένων SEPs φαίνεται ότι τα ενεργητικά σωμάτια επιταχύνονται και απελευθερώνονται όταν οι CMEs είναι σχετικά

κοντά στον Ήλιο ($\sim 1-2 R_{\odot}$; π.χ. [Gopalswamy et al. 2012b](#)), οπότε οι παρατηρήσεις τηλεπισκόπησης κρουστικών κυμάτων σε αυτές τις περιοχές είναι εξαιρετικής σημασίας. Επί του παρόντος, μπορούμε να παρατηρήσουμε κρουστικά κύματα που προκαλούνται από CMEs σε τρεις περιοχές του φάσματος: τα ραδιοκύματα, το λευκό φως, και το μακρινό υπεριώδες. Όπως παρουσιάστηκε και στο Κεφάλαιο 3, οι παρατηρήσεις των κρουστικών κυμάτων στα ραδιοκύματα, μπορούν να δώσουν πληροφορίες για τα χαρακτηριστικά τους, όπως για παράδειγμα τη ταχύτητα του κρουστικού κύματος αν υποθέσουμε κάποιο μοντέλο πυκνότητας των ηλεκτρονίων του στέμματος. Κατά περιπτώσεις, η εκπομπή τύπου II καταγράφεται και από ραδιοηλιογράφους όμως οι πληροφορίες που αποφέρουν συνήθως αφορούν τη γενική θέση του κρουστικού κύματος καθώς έχουν χαμηλή χωρική διακριτική ικανότητα.

Οι στεμματογράφοι μπορούν να απεικονίσουν, στο λευκό φως, κρουστικά κύματα που προέρχονται από CMEs και οι παρατηρήσεις αυτές παρέχουν κάποιες βασικές παραμέτρους του κρουστικού κύματος, όπως η ταχύτητα, η διεύθυνση, και ο λόγος συμπίεσης (βλ. [Vourlidis & Bemporad 2012](#)). Επιπλέον, κρουστικά κύματα στο χαμηλό στέμμα μπορούν εμμέσως να παρατηρηθούν από τα μεγάλης κλίμακας διαδιδόμενα μέτωπα έντασης παρατηρούμενα στο μακρινό υπεριώδες, δηλαδή τα κύματα EUV (βλ. εδάφιο 1.13.4.β'), δεδομένου ότι αυτά είναι στενά συνδεδεμένα με τις στεμματικές ράδιοεξάρσεις τύπου II (βλ. [Klassen et al. 1999](#), [Kouloumvakos et al. 2014](#), [Nitta et al. 2014](#)). Επομένως, οι παρατηρήσεις στο λευκό φως και το EUV παρέχουν σημαντικές πληροφορίες για τα κρουστικά κύματα που διαδίδονται στο ηλιακό στέμμα. Ωστόσο όταν οι παρατηρήσεις των κρουστικών κυμάτων περιορίζονται μόνο σε μια διεύθυνση παρατήρησης, όπως ήταν και η περίπτωση της αποστολής SOHO ([Domingo et al. 1995a](#)), δεν είναι δυνατόν να υπάρξει μια τριδιάστατη εμποπτεία της διάδοσης τους στο στέμμα και το μεσοπλανητικό χώρο.

Η εκτόξευση της αποστολής STEREO το 2006 ([Kaiser et al. 2008](#)) σηματοδότησε μία καινούρια εποχή στη μελέτη τόσο των κρουστικών κυμάτων όσο και των φαινομένων SEPs και των πηγών τους. Οι παρατηρήσεις των οργάνων τηλεπισκόπησης που βρίσκονται στα δίδυμα διαστημόπλοια STEREO επέτρεψε τη μελέτη εκρηκτικών φαινομένων από δυο διαφορετικές διευθύνσεις παρατήρησης. Επιπλέον, τα δεδομένα επιτόπιων μετρήσεων των διαστημοπλοίων STEREO έχουν βελτιώσει σημαντικά την κατανόησή μας για την επιτάχυνση των φαινομένων SEPs και την απελευθέρωση και τη χωρική τους κατανομή στην ηλιόσφαιρα (βλ. [Rouillard et al. 2012](#), [Wiedenbeck et al. 2013](#)). Από τα αποτελέσματα πρόσφατων μελετών φαίνεται ότι η απελευθέρωση ενεργητικών σωματιδίων μερικές φορές συμπίπτει με την άφιξη κυμάτων EUV σε περιοχές του στέμματος μαγνητικά συνδεδεμένες με τον παρατηρητή (δηλ. το όργανο). Από την ανάλυση του φαινομένου SEP της 21ης Μαρτίου 2011, οι [Rouillard et al. \(2012\)](#) έδειξαν μία συσχέτιση μεταξύ της διαμήκους έκτασης του διαταραγμένου στέμματος στο EUV και το λευκό φως από την παρουσία κρουστικού κύματος, και της διαμήκους έκτασης του σχετιζόμενου φαινομένου SEP. Επιπλέον, οι [Park et al. \(2013\)](#) έφτασαν σε ένα παρόμοιο συμπέρασμα βασιζόμενοι σε ένα δείγμα 12 φαινομένων SEPs ενώ οι [Miteva et al. \(2014\)](#) έδειξαν μία παρόμοια σχέση μεταξύ των χρόνων άφιξης των κυμάτων EUV και των χρόνων απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων για ένα δείγμα 28 φαινομένων του ανατολικού ημισφαιρίου.

Ωστόσο, σε άλλες μελέτες φαίνεται ότι υπάρχει ασθενής ή και καθόλου σχέση μεταξύ της επέκτασης των κυμάτων EUV στο χαμηλό στέμμα και της απελευθέρωσης των σωματιδίων. Οι μελέτες αυτές προτείνουν ότι η διαμήκης εξάπλωση των φαινομένων SEPs οφείλεται στη διάδοση του κρουστικού κύματος σε μεγαλύτερα ύψη στο στέμμα από αυτά των κυμάτων EUV. Οι [Prise et al. \(2013\)](#) από τη μελέτη της χωρικής εξέλιξης της CME και του κύματος EUV για το φαινόμενο της 3ης Νοεμβρίου 2011, έδειξαν ότι ο χρόνος απελευθέρωσης των σωματιδίων και στα δύο διαστημόπλοια STEREO συσχετιζόταν με το χρόνο επέκτασης της CME στις καλά συνδεδεμένες δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου στο κάθε διαστημόπλοιο. Ωστόσο στην εργασία τους δεν μπόρεσαν να διαχωρίσουν τη CME από το

κρουστικό κύμα που σχετίζεται με αυτή. Για το ίδιο φαινόμενο, οι [Gómez-Herrero et al. \(2015\)](#) έδειξαν ότι η διάχυση σωματιδίων κάθετα στο μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο δεν είχε σημαντικό ρόλο και υποστήριξαν ότι υπήρξε ταχεία διαμήκης σωματιδιακή εξάπλωση πριν η CME φτάσει σε ηλιοκεντρικό ύψος έξι ηλιακών ακτίνων. Οι [Lario et al. \(2014a\)](#), χρησιμοποιώντας τριδιάστατη ανάλυση του κύματος EUV και του κρουστικού κύματος της CME στο φαινόμενο της 11ης Απριλίου 2013, έδειξαν ότι η διάδοση του κύματος EUV δεν σχετίζονταν με το χρόνο απελευθέρωσης των SEP. Πρότειναν ότι το κρουστικό κύμα που διαδίδονταν στο εξωτερικό στέμμα ήταν η πιο πιθανή πηγή για το παρατηρούμενο φαινόμενο SEP.

Επομένως, ο σχετικός ρόλος των κυμάτων EUV και των κρουστικών κυμάτων, σε μεγαλύτερα ύψη, στην απελευθέρωση και τη μεγάλη χωρική κατανομή των ενεργητικών σωματιδίων στην ηλιόσφαιρα είναι ακόμα υπό διερεύνηση. Επιπλέον, οι περισσότερες μελέτες έχουν επικεντρωθεί έως τώρα στη σύνδεση ανάμεσα στην επέκταση του κρουστικού κύματος και την απελευθέρωση των σωματιδίων είτε κοντά στον Ήλιο από τις παρατηρήσεις των κυμάτων EUV είτε φηλότερα στο στέμμα από τις παρατηρήσεις στο λευκό φως χωρίς να υπάρχει μια μελέτη που να περιλαμβάνει και τις δυο παρατηρήσεις ταυτόχρονα. Τέλος, δεν έχει υπάρξει έως τώρα μελέτη των SEPs όπου αυτά να συνδέονται με πολλαπλά/ομόλογα εκρηκτικά φαινόμενα (εκλάμψεις ή CMEs). Σε αυτές τις περιπτώσεις η μαγνητική σύνδεση των περιοχών απελευθέρωσης με τα όργανα είναι σαφώς πιο δύσκολο να διευκρινιστεί και τέτοια φαινόμενα αποτελούν πρόκληση για τα μοντέλα και την επεξεργασία των παρατηρήσεων.

Σε αυτό το κεφάλαιο, επιχειρούμε να αντιμετωπίσουμε και τα τρία παραπάνω ζητήματα με τη μελέτη του μεγάλου φαινομένου SEP που έλαβε χώρα στις 7-8 Μαρτίου 2012, χρησιμοποιώντας παρατηρήσεις στο λευκό φως και το EUV από διαφορετικές διευθύνσεις παρατήρησης και επιτόπιες μετρήσεις των ενεργητικών σωματιδίων. Το φαινόμενο αυτό ήταν ένα από τα ισχυρότερα φαινόμενα SEPs του 2012 και ανιχνεύτηκε σε τρεις διαφορετικές θέσεις στην ηλιόσφαιρα, από διαστημόπλοια που χωρίζονταν μεταξύ τους με γωνία τουλάχιστον 120° στο επίπεδο της εκλειπτικής. Το φαινόμενο SEP σχετιζόταν με δυο ομόλογα εκρηκτικά φαινόμενα που έλαβαν χώρα στο κέντρο δράσης NOAA AR11429 και τα οποία αποτελούνταν από ένα ζεύγος ισχυρών εκλάμψεων τάξης X, κύματα EUV, και CMEs που συνέβησαν σε πολύ σύντομο χρονικό διάστημα (εντός μίας ώρας το ένα από το άλλο). Οι CMEs ήταν πολύ γρήγορες ($\sim 2000 \text{ km s}^{-1}$) και επομένως ικανές να προκαλέσουν κρουστικά κύματα και να επιταχύνουν SEPs. Η μία από τις δυο CMEs είχε κατεύθυνση προς τη Γη. Πραγματοποιήσαμε μια πολύπλευρη ανάλυση για να μελετήσουμε τη χωρική εξέλιξη των CMEs και των κρουστικών κυμάτων έτσι ώστε να αντιμετωπίσουμε τα ακόλουθα ερωτήματα:

- Ποιο από τα δύο φαινόμενα προκάλεσε την αύξηση των ενεργητικών πρωτονίων σε κάθε σημείο παρατήρησης;
- Ποια είναι η συνεισφορά των εκλάμψεων και των CME στην επιτάχυνση των σωματιδίων;
- Ποια είναι η σχέση μεταξύ των παρατηρούμενων κυμάτων EUV και της απελευθέρωσης των σωματιδίων στα STEREO-B/A και L1;
- Ποιος είναι ο ρόλος της χωρικής εξέλιξης του κρουστικού κύματος και ιδιαίτερα της πλευρικής επέκτασής του, σε σχέση με την απελευθέρωση ενεργητικών σωματιδίων στα STEREO-B/A και L1;

Η μελέτη που θα παρουσιάσουμε σε αυτό το κεφάλαιο δομείται ως εξής: αρχικά παρουσιάζουμε μια ανασκόπηση των εκρηκτικών φαινομένων στο κέντρο δράσης 11429 το Μάρτιο

2012 (εδάφιο 4.2) και έπειτα στο εδάφιο 4.3 παρουσιάζουμε μία σύνοψη των οργάνων και των παρατηρήσεων. Ξεκινάμε την ανάλυσή μας με μία ανασκόπηση των ομολόγων φαινομένων στις 7 Μαρτίου 2012 στο εδάφιο 4.4 και έπειτα στο εδάφιο 4.5 χρησιμοποιούμε τα δεδομένα των ενεργητικών πρωτονίων για να καθορίσουμε το χρόνο απελευθέρωσης των πρωτονίων σε κάθε σημείο παρατήρησης. Στο εδάφιο 4.6 μελετάμε την αφθονία στοιχείων και ισοτόπων καθώς και το ενεργειακό φάσμα των σωματιδίων ενώ στο εδάφιο 4.7 γίνεται μελέτη του φαινομένου ηλεκτρονίων. Έπειτα, στο εδάφιο 4.8 εξετάζουμε τη σχέση του χρόνου απελευθέρωσης των σωματιδίων σε κάθε όργανο με την εξέλιξη των κυμάτων EUV και τη χωρική εξέλιξη του κρουστικού κύματος. Καταλήγουμε σε σύνοψη των αποτελεσμάτων στο εδάφιο 4.9.

4.2 Εκρηκτικά φαινόμενα στο κέντρο δράσης 11429 το Μάρτιο 2012

Το κέντρο δράσης NOAA 11429 αποτέλεσε ένα από το πιο παραγωγικά κέντρα δράσης του 24ου ηλιακού κύκλου σε ισχυρά εκρηκτικά φαινόμενα. Εμφανίστηκε στο ανατολικό χείλος του ηλιακού δίσκου νωρίς στις 3 Μαρτίου 2012 ως ένα πλήρως ανεπτυγμένο κέντρο δράσης και μέχρι να φτάσει στο δυτικό χείλος στις 16 Μαρτίου 2012 παρήγαγε πλήθος εκρηκτικών φαινομένων που περιελάμβαναν ισχυρές εκλάμψεις, ταχύτατες – ευρείς CMEs, και μεγάλα φαινόμενα SEPs. Συνολικά κατά τη διάρκεια του Μαρτίου 2012 παρατηρήθηκαν σε όλο τον Ήλιο τρεις ισχυρές εκλάμψεις τάξης X και 22 εκλάμψεις τάξης M που προέρχονταν στην πλειονότητά τους από το κέντρο δράσης 11429. Η πιο σημαντική εκρηκτική δραστηριότητα του κέντρου δράσης 11429 έγινε νωρίς στις 7 Μαρτίου 2012 όταν δύο ισχυρές εκλάμψεις τάξης X εμφανίστηκαν με διαφορά μίας ώρας περίπου η μία από την άλλη και συνδέθηκαν με δυο εξαιρετικά γρήγορες CMEs. Το κέντρο δράσης 11429 παρήγαγε το Μάρτιο 2012 συνολικά δυο εκλάμψεις τάξης X και 16 εκλάμψεις τάξης M.

Στο σχήμα 4.1 (d) δίνεται η χρονική εξέλιξη της ροής ακτίνων X από τα δεδομένα του δορυφόρου GOES 15 με τη συνεχή μαύρη καμπύλη για το χρονικό διάστημα από 1η Μαρτίου έως 1 Απριλίου 2012. Στο ίδιο διάγραμμα δίνονται με τους κύκλους (διαφορετικού χρώματος και μεγέθους ανάλογα με την ταχύτητα και το εύρος των CMEs) η χρονική εξέλιξη του ύψους των CMEs για το ίδιο χρονικό διάστημα. Για τις CMEs χρησιμοποιήσαμε δεδομένα από τη βάση δεδομένων του CDAW στην οποία καταχωρούνται οι CMEs και τα χαρακτηριστικά τους από τις παρατηρήσεις του SOHO/LASCO (βλ. [Yashiro et al. 2004](#)). Στο σχήμα παρουσιάζονται μόνο οι CMEs οι οποίες σχετίζονταν με εκλάμψεις τάξης M και X. Για κάθε έκλαμψη τάξης M και X προσδιορίσαμε τη σχετιζόμενη CME από τις σύνθετες κυλιόμενες εικόνες διαφοράς του AIA και του SOHO/LASCO C2 που παρέχονται από την ιστοσελίδα του CDAW. Σημειώνουμε ότι δεν βρήκαμε σχετιζόμενη CME για κάθε έκλαμψη.

Επιπλέον στο σχήμα 4.1 (a,b,c) δίνεται η χρονική εξέλιξη της ροής ενεργητικών πρωτονίων σε διαφορετικές θέσεις στην ηλιόσφαιρα (δηλ. στα STEREO B, SOHO, και STEREO A) στις ενέργειες που αναγράφονται στο σχήμα. Από τις παρατηρήσεις αυτές φαίνεται η παρουσία φαινομένων SEPs σε κάθε όργανο κατά τη διάρκεια του Μαρτίου 2012. Τα πιο ισχυρά φαινόμενα SEPs ήταν αυτά στις 7, 9, 18, 21 και 24 Μαρτίου. Η μέγιστη ροή ενεργητικών σωματιδίων για αυτά τα φαινόμενα ήταν αρκετές τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη από τη ροή του υποβάθρου. Πιο συγκεκριμένα για τις ενέργειες από 6 έως 10 MeV η μέγιστη ροή στα ενεργητικά πρωτόνια (βλ. [Papaioannou et al. 2014](#), πίνακας 3) ήταν τέσσερις με πέντε φορές μεγαλύτερη από τη ροή του υποβάθρου ($I_b \sim 10^{-3} - 10^{-2}/cm^2ssrMeV$). Κατά τη διάρκεια του Μαρτίου 2012 το μεγαλύτερο φαινόμενο SEP παρατηρήθηκε στις 7 Μαρτίου 2012, με τη μέγιστη ροή στα ενεργητικά πρωτόνια να φτάνει στα $I_{max} \sim 3.36 \times 10^2/cm^2ssrMeV$ (από [Papaioannou et al. 2014](#), πίνακας 3) στις ενέργειες 6 έως 10 MeV. Η αρχή του φαινομένου

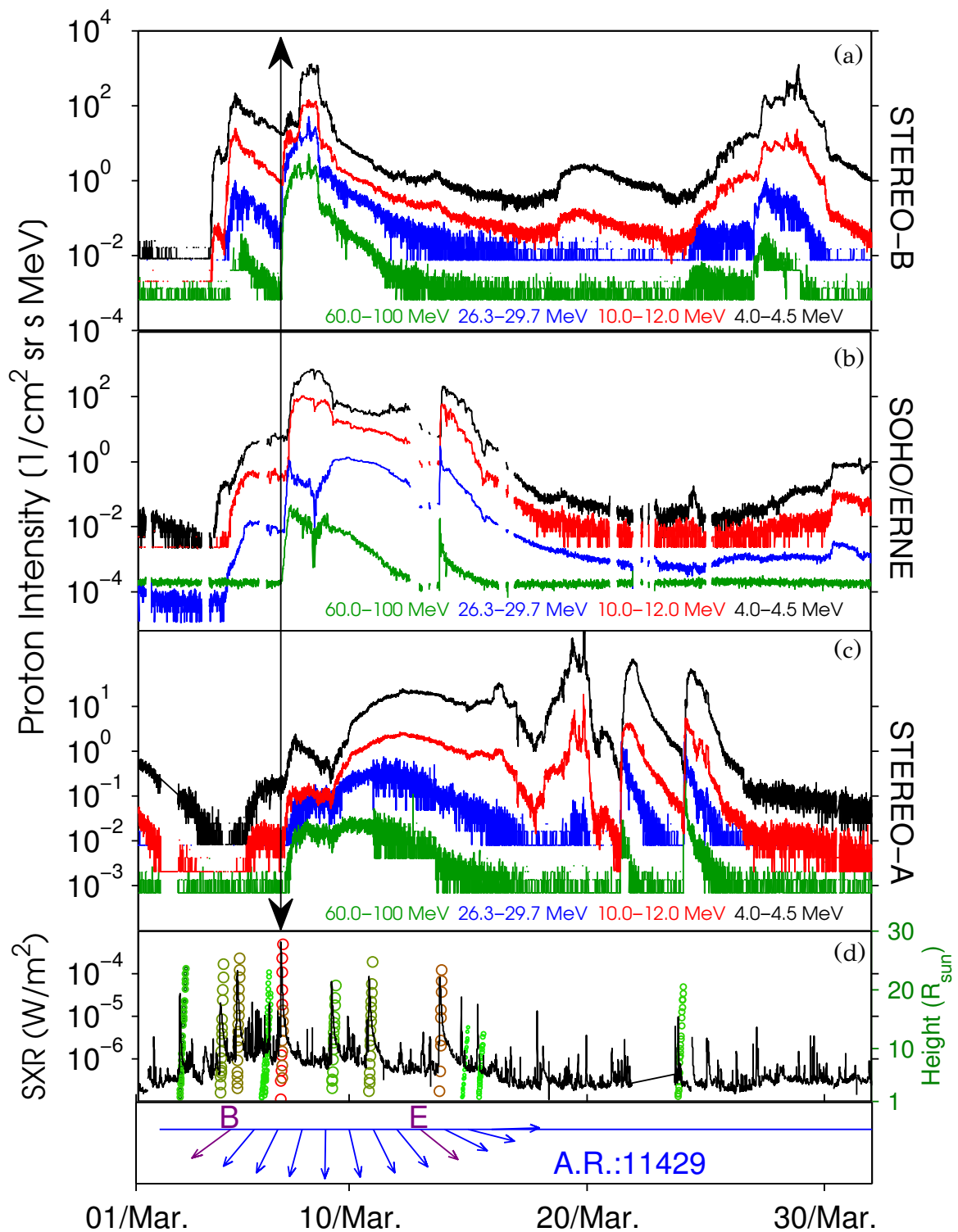
αυτού σημειώνεται στο σχήμα 4.1 με το διπλό βέλος. Το κέντρο δράσης 11429 φαίνεται ότι σχετίζεται με τα φαινόμενα SEPs στις 4, 5, 7 και 9 Μαρτίου 2012.

Στο κάτω διάγραμμα του σχήματος 4.1 φαίνεται η εξέλιξη του ηλιογραφικού μήκους του κέντρου δράσης 11429 από τις 5 έως τις 16 Μαρτίου. Σύμφωνα με το μοντέλο του Parker για τη διαμόρφωση και εξέλιξη του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου (βλ. εδάφιο 1.14.3.α') βρήκαμε πότε το κέντρο δράσης έχει καλή μαγνητική σύνδεση με το διαστημόπλοιο STB και τη Γη (μοβ βέλη). Από την εξέλιξη του ηλιογραφικού μήκους του κέντρου δράσης και της μαγνητικής του σύνδεσης με τα διάφορα σημεία στην ηλιόσφαιρα, φαίνεται σύμφωνα με το σχήμα 4.1 ότι τα παραγόμενα φαινόμενα SEPs έχουν χαρακτηριστικά (όπως απότομα ή βαθμιαία) που μεταβάλλονται ανάλογα με την απόσταση του κέντρου δράσης από τις περιοχές με καλή μαγνητική σύνδεση. Καθώς το κέντρο δράσης 11429 περιστρέφεται από το ανατολικό χείλος προς το δυτικό, τα φαινόμενα SEPs που παρατηρούνται στο STB έχουν χαρακτηριστικά απότομων SEPs στην αρχή του μηνός, ενώ στο STA τα φαινόμενα SEPs είναι βαθμιαία στην αρχή και μετά γίνονται πιο απότομα καθώς το κέντρο δράσης πλησιάζει την περιοχή με καλή μαγνητική σύνδεση με το STA προς το τέλος του μήνα. Ωστόσο, για τα φαινόμενα SEPs που καταγράφηκαν στο STA από τις 15 έως τις 26 Μαρτίου είναι πιο δύσκολο να προσδιοριστεί αν η περιοχή προέλευσής τους είναι το κέντρο δράσης 11429.

4.3 Παρατηρήσεις και ανάλυση δεδομένων

Για την ανάλυση των δυο εκρηκτικών φαινομένων στις 7 Μαρτίου 2012 χρησιμοποιήθηκαν όργανα τηλεπισκόπησης του ηλιακού στέμματος και της ηλιόσφαιρας, καθώς και όργανα που πραγματοποιούν επιτόπιες μετρήσεις του πλάσματος, του μαγνητικού πεδίου και των ενεργητικών σωματιδίων. Επιπλέον, για να μελετήσουμε: 1) τη χωρική εξέλιξη των κυματικών φαινομένων που εξελίχθηκαν στο ηλιακό στέμμα και την εσωτερική ηλιόσφαιρα και 2) τη χωρική κατανομή των ενεργητικών σωματιδίων σε διαφορετικά σημεία της ηλιόσφαιρας, χρησιμοποιήσαμε δεδομένα από διαστημόπλοια που έχουν διαφορετικές τροχιές και βρίσκονται σε διαφορετικές θέσεις στην ηλιόσφαιρα. Από τα διαστημόπλοια που βρίσκονται κοντά στην τροχιά της Γης χρησιμοποιήσαμε δεδομένα από το SDO που βρίσκεται σε γεωσύγχρονη τροχιά, τα διαστημόπλοια GOES που βρίσκονται σε γεωστατική τροχιά, και τα διαστημόπλοια SOHO, ACE, και WIND που βρίσκονται στο πρώτο σημείο Lagrange (L1). Ακόμα, χρησιμοποιήσαμε δεδομένα από τα δίδυμα διαστημόπλοια STEREO-A (STA) και B (STB) που κινούνται ηλιοκεντρικά κατά μήκος της τροχιάς της Γης. Την ημέρα που έλαβαν χώρα τα δυο εκρηκτικά φαινόμενα τα διαστημόπλοια STB και STA είχαν ηλιογραφικό μήκος σε σχέση με τη Γη 117.6° ανατολικά και 109.3° δυτικά, αντίστοιχα.

Για την παρακολούθηση της χρονικής εξέλιξης και των χωρικών χαρακτηριστικών των δυο φαινομένων στο μακρινό υπεριώδες χρησιμοποιήθηκαν δεδομένα από το όργανο EUVI στα διαστημόπλοια STEREO στα 19.5 nm και το όργανο AIA του διαστημοπλοίου SDO στα 19.3 και 21.1 nm. Τα δεδομένα μεταφορτώθηκαν από το Virtual Solar Observatory (VSO) και περιλαμβάνουν εικόνες όλου του δίσκου, με διακριτική ικανότητα $\sim 0.6''/\text{pixel}$ για το AIA και $\sim 1.6''/\text{pixel}$ για το EUVI. Το σύστημα καταγραφής σε κάθε όργανο παράγει εικόνες 2048×2048 εικονοστοιχείων για το EUVI και 4096×4096 εικονοστοιχείων για το AIA. Για κάθε μήκος κύματος του AIA χρησιμοποιήσαμε 600 εικόνες σε μορφή αρχείων .fits (flexible image transport system) για να παράγουμε εικόνες και ταινίες που βοήθησαν στην ανάλυση των παρατηρήσεων. Από τις παραγόμενες ταινίες παρακολουθήσαμε την εξέλιξη των δυο εκλάμψεων στο κέντρο δράσης 11429 και τη δημιουργία των εκρηκτικών φαινομένων που περιελάμβαναν το καθένα, την εκτόξευση σχοινοειδούς μαγνητικής ροής και τη δημιουργία κύματος EUV. Τα δεδομένα αυτά καλύπτουν το χρονικό διάστημα από τις 7 Μαρτίου 2012 00:00 UT έως τις 02:00 UT με ρυθμό δειγματοληψίας 12 δευτερολέπτων σε κάθε μήκος



Σχήμα 4.1: Παρατηρήσεις των SEPs, εκλάμψεων και CMEs κατά τη διάρκεια του Μαρτίου 2012. Από πάνω προς τα κάτω δίνονται: η ροή των ενεργητικών πρωτονίων από τις παρατηρήσεις των STB, SOHO/ERNE, και STA στις ενέργειες που φαίνονται στο κάτω μέρος κάθε διαγράμματος, η ροή στις μαλακές ακτίνες X στα 0.1–0.8 nm (από δεδομένα των δορυφόρων GOES). Στο τελευταίο διάγραμμα επιπροσθέτονται με κύκλους, οι μετρήσεις ύψους-χρόνου των CMEs από τη βάση δεδομένων του CDAW που σχετίζονται με εκλάμψεις τάξης M και X. Στο ίδιο διάγραμμα, φαίνεται η χρονική εξέλιξη του ηλιογραφικού μήκους του κέντρου δράσης 11429 (μοβ και μπλε βέλη). Σημειώνονται με B και E τα μήκη όπου το κέντρο δράσης είναι μαγνητικά συνδεδεμένο με το STB και τη Γη, αντίστοιχα.

κύματος του AIA και ~5 λεπτά για το EUVI. Επιπλέον, για να μελετήσουμε καλύτερα το κύμα EUV επεξεργαστήκαμε περαιτέρω τα δεδομένα μας για να παράγουμε “εικόνες διαφοράς βάσης” και “κυλιόμενες εικόνες διαφοράς” όπως αυτές που παρουσιάστηκαν στο κεφάλαιο 3 για το φαινόμενο στις 13 Ιουνίου 2010.

Για να μελετήσουμε τις σχετιζόμενες εκτοξεύσεις στεμματικού υλικού και τα κρουστικά κύματα στο λευκό φως χρησιμοποιήσαμε δεδομένα από τους στεματογράφους COR1 και COR2 των διαστημοπλοίων STEREO και τους στεματογράφους LASCO/C2 και C3 από το διαστημόπλοιο SOHO. Τα δεδομένα μεταφορτώθηκαν από την ιστοσελίδα <http://sharpp.nrl.navy.mil/> του U.S. Naval Research Laboratory (NRL) που διαχειρίζεται και διανέμει δεδομένα του SOHO/LASCO και του STEREO/COR. Αυτά περιλαμβάνουν εικόνες ολικής λαμπρότητας του ηλιακού στέμματος, με ανάλυση 1024×1024 εικονοστοιχείων και ρυθμό δειγματοληψίας περίπου πέντε λεπτών για τους στεματογράφους COR1 και περίπου δεκαπέντε λεπτών για τους COR2 και τους LASCO/C2 και C3. Περισσότερες λεπτομέρειες για τα χαρακτηριστικά των στεματογράφων και των παρατηρήσεών τους δίνονται στο εδάφιο 2.1.2. Ακόμα, για να μελετήσουμε τη διάδοση του κρουστικού κύματος πέρα από το οπτικό πεδίο των στεματογράφων COR2 που τελειώνει στις $15 R_{\odot}$ χρησιμοποιήσαμε δεδομένα από τα ηλιοσφαιρικά τηλεσκόπια STEREO/HI. Τα δεδομένα STEREO/HI έχουν ανάλυση 1024×1024 εικονοστοιχείων και ρυθμό δειγματοληψίας περίπου μισής ώρας για το HI-1 και δυο ωρών για το HI-2.

Επιπλέον, στην εργασία μας χρησιμοποιήσαμε και δεδομένα στα ραδιοκύματα για να μελετήσουμε τα χαρακτηριστικά των κρουστικών κυμάτων στο στέμμα και την εσωτερική ηλιόσφαιρα. Για τη δημιουργία δυναμικού ραδιοφάσματος χρησιμοποιήσαμε δεδομένα από το όργανο STEREO/WAVES (SWAVES) με ρυθμό δειγματοληψίας ενός λεπτού στις συχνότητες από 2.6 kHz έως 16.075 MHz (Bougeret *et al.* 2008) και από το ραδιοφασματογράφο Learmonth του δικτύου ηλιακών ραδιοτηλεσκοπίων RSTN (Guidice *et al.* 1981) με ρυθμό δειγματοληψίας τριών δευτερολέπτων σε συχνότητες από 25 έως 180 MHz. Αρχικά επεξεργαστήκαμε τα πρωτογενή δεδομένα για να αφαιρέσουμε παράσιτα σήματα από επίγειες ραδιοπηγές και τον ηλεκτρονικό θόρυβο των οργάνων. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιήσαμε τη μέθοδο της εύρωστης σταθμισμένης τοπικής παλινδρόμησης (βλ. εδάφιο 3.2.4) με την οποία εξομαλύνουμε τα δεδομένα του ραδιοφάσματος.

Χρησιμοποιήσαμε επιτόπιες μετρήσεις των ενεργητικών σωματιδίων από όργανα που βρίσκονται σε διαφορετικές θέσεις στην ηλιόσφαιρα για να μελετήσουμε τη χωρική κατανομή τους. Στο πρώτο σημείο Lagrange (L1-Earth) χρησιμοποιήσαμε δεδομένα από το όργανο SOHO/ERNE (Torsti *et al.* 1995) στις ενέργειες από 1.5 έως 140 MeV. Συμπληρώσαμε τις παρατηρήσεις αυτές με δεδομένα από το όργανο EPS του διαστημόπλοιο GOES (GOES/ EPS; Sauer 1993) και το όργανο EPHIN (Müller-Mellin *et al.* 2008) του διαστημοπλοίου SOHO. Για δεδομένα των SEPs μακριά από το σημείο L1 χρησιμοποιήσαμε τις παρατηρήσεις από τα δυο διαστημόπλοια STEREO από τα όργανα HET (von Rosenvinge *et al.* 2008) και LET (Mewaldt *et al.* 2008) που καταγράφουν τα ενεργητικά πρωτόνια σε ενέργειες από 13.6 έως 100.0 MeV και 1.8 έως 15.0 MeV, αντίστοιχα. Σε κάθε περίπτωση ο ρυθμός δειγματοληψίας των οργάνων που χρησιμοποιήθηκαν για την παρατήρηση SEPs είναι ένα λεπτό. Τα δεδομένα των SEPs μεταφορτώθηκαν από τις ιστοσελίδες του εκάστοτε οργάνου και περιλαμβάνουν χρονοσειρές της ροής ενεργητικών σωματιδίων σε κάθε ενεργειακό κανάλι. Περισσότερες λεπτομέρειες για τα όργανα αυτά και τα δεδομένα τους δίνονται στο εδάφιο 2.2.1 του Κεφαλαίου 2.

Πίνακας 4.1: Σύνοψη των φαινομένων στις 7 Μαρτίου 2012.

Φαινόμενο	Όργανο	Χαρακτηριστικά	Χρόνος (UT)
Έκλαμψη	GOES-15	Έναρξη	00:02
Στεμματικοί Βρόχοι	AIA/211	Ανέρχονται βαθμιαία	00:07
Κύμα EUV	AIA/211	Σχηματισμός	00:12
CME	LASCO	Εκτίναξη (προέκταση Υψος-Χρον.)	00:16
CME	COR1B	1η Εμφάνιση	00:16
Τύπος III	RSTN	Έναρξη – 180 MHz	00:17
Έκλαμψη	GOES-15	Μέγιστο – X5.6	00:24
CME	LASCO/C2	1ση Εμφάνιση	00:24
μ-κύματα†	Learmonth	Μέγιστο – 5 GHz	00:26
Τύπος II	SWAVES	Έναρξη – 16 MHz	00:30
CME	COR2B	1η Εμφάνιση	00:39
CME	LASCO/C3	1η Εμφάνιση	00:42
CME	COR2B	Κρουστικό Κύμα	00:54
Κύμα EUV	AIA/211	Σχηματισμός	01:02
CME	LASCO	Εκτίναξη (προέκταση Υψος-Χρον.)	01:04
Έκλαμψη	GOES-15	Έναρξη	01:05
CME	COR1B	1η Εμφάνιση	01:11
Τύπος IV	RSTN	Έναρξη – 180 MHz	01:11
Τύπος II	RSTN	Έναρξη – 50 MHz	01:12
Έκλαμψη	GOES-15	Μέγιστο – X1.4	01:14
μ-κύματα†	Learmonth	Μέγιστο – 5 GHz	01:14
CME	COR2B	1η Εμφάνιση	01:25
CME	LASCO/C3	1η Εμφάνιση	01:30

† ραδιοεκπομπή στα μικροκύματα.

4.4 Τα δύο μεγάλα εκρηκτικά φαινόμενα στις 7 Μαρτίου

4.4.1 Το κέντρο δράσης 11429 και οι δυο εκλάμψεις τάξης X

Το κέντρο δράσης NOAA 11429 βρισκόταν στις 7 Μαρτίου 2012 00:00 UT σε ηλιογραφικές συντεταγμένες 16° βόρεια και 29° ανατολικά. Στο σχήμα 4.2, στις εικόνες της πάνω σειράς, φαίνονται οι παρατηρήσεις ολόκληρου του ηλιακού δίσκου στο EUV από το STB και το SDO στις 00:06 UT, δηλαδή μερικά λεπτά μετά την έναρξη της πρώτης έκλαμψης. Ακόμα, με το διακεκομένο πλαίσιο σημειώνεται η θέση του κέντρου δράσης σε κάθε παρατήρηση. Λόγω της σχετικής θέσης των δυο διαστημοπλοίων στην ηλιόσφαιρα, στο STB το κέντρο δράσης 11429 παρατηρούνταν στο δυτικό χείλος του ηλιακού δίσκου ενώ στο SDO παρατηρούνταν στον ηλιακό δίσκο 29° ανατολικά. Στο STA η παρατήρηση του κέντρου δράσης δεν ήταν δυνατή καθώς αυτό βρισκόταν στην πίσω πλευρά του ηλιακού δίσκου.

Σύμφωνα με την κατάταξη Hale η μαγνητική μορφολογία του κέντρου δράσης είναι τύπου βγδ. Στο σχήμα 4.2, στην εικόνα της κάτω σειράς, δίνεται το μαγνητογράφημα της διαμήκους συνιστώσας του κέντρου δράσης 11429 από τα δεδομένα του οργάνου HMI στο SDO. Το κέντρο δράσης 11429 αποτελούνταν από πέντε κύριες κηλίδες με την ηγούμενη κηλίδα να έχει αντίθετη πολικότητα από την πολικότητα του ημισφαιρίου που βρίσκεται (οι κηλίδες θετικής πολικότητας βρίσκονται βορειοδυτικά ενώ οι κηλίδες αρνητικής πολικότητας νοτιοανατολικά). Η γενικότερη μαγνητική τοπολογία του κέντρου δράσης 11429 ήταν πολύπλοκη έτσι ώστε να είναι πολύ πιθανή η εμφάνιση ισχυρών εκρηκτικών φαινομένων.

Σύμφωνα με τη μεταπτυχιακή εργασία της Ε. Λιοκάτη, η χρονική εξέλιξη του μαγνητικού πεδίου του κέντρου δράσης από τις 6 Μαρτίου έως τις 8 Μαρτίου δείχνει ποικίλα φαινόμενα όπως: μια ενδογενή αύξηση της επιφάνειας του κέντρου δράσης με το ανατολικό και δυτικό τμήμα του να απομακρύνονται το ένα από το άλλο, αποσχιστικές κινήσεις και συγκλίνουσες ροές που παρατηρούνται στις κηλίδες θετικής και αρνητικής πολικότητας και ανάδυση παράσιτης μαγνητικής ροής στη νοτιοδυτική κηλίδα αρνητικής πολικότητας.

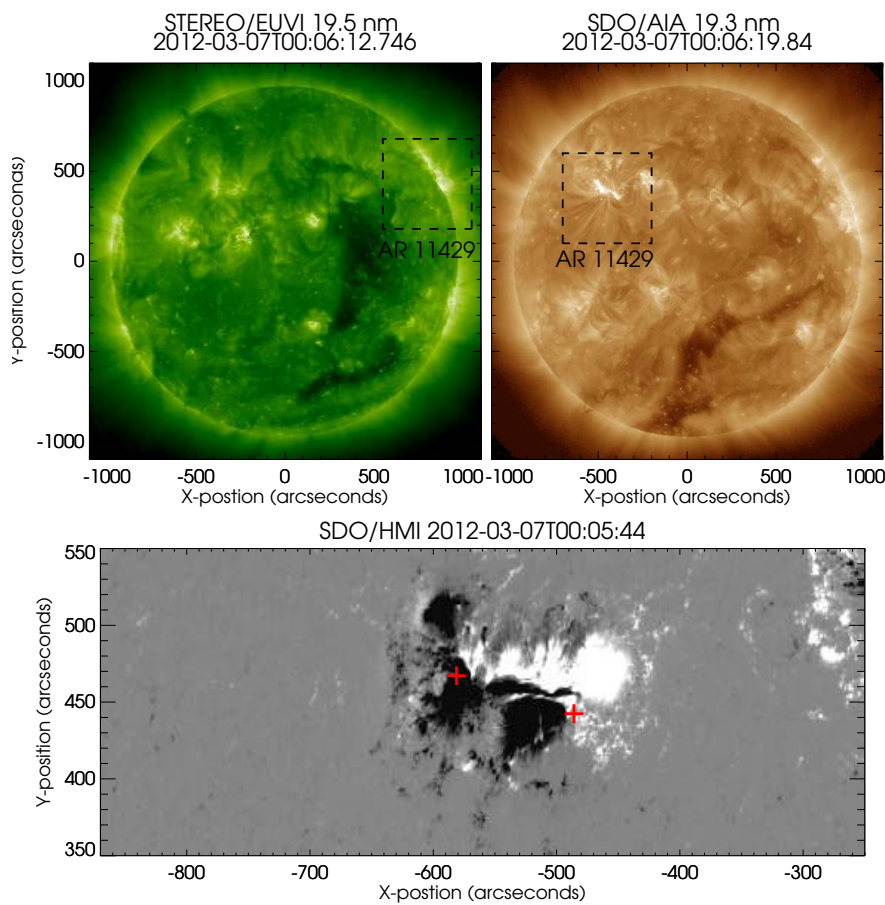
Η πρώτη έκλαμψη τάξης X έλαβε χώρα στην περιοχή του κέντρου δράσης 11429 με ηλιογραφικές συντεταγμένες 18° βόρεια και 31° ανατολικά. Σύμφωνα με τον κατάλογο του NOAA για τις εκλάμψεις που παρατηρούνται από το GOES στις μαλακές ακτίνες X, η έναρξη της πρώτης έκλαμψης ήταν στις 00:02 UT και το μέγιστο της ροής μαλακών ακτίνων X παρατηρήθηκε στις 00:24 UT ($5.4 \times 10^{-4} \text{Wm}^{-2}$). Η δεύτερη έκλαμψη τάξης X έλαβε χώρα στις 01:05 UT και το μέγιστο στις μαλακές ακτίνες X παρατηρήθηκε στις 01:14 UT ($1.4 \times 10^{-4} \text{Wm}^{-2}$). Η περιοχή προέλευσης της δεύτερης έκλαμψης ήταν το κέντρο δράσης 11429 στο σημείο με ηλιογραφικές συντεταγμένες 15° βόρεια και 26° ανατολικά. Οι περιοχές έναρξης των δυο εκλάμψεων σημειώνονται στο σχήμα 4.2 με κόκκινους σταυρούς.

Στο σχήμα 4.3 δίνονται οι καμπύλες ροής στις μαλακές ακτίνες X από το GOES-15 από τις 6 Μαρτίου 2012 19:00 UT μέχρι της 7 Μαρτίου 08:00 UT. Ο ρυθμός δειγματοληψίας των δεδομένων του GOES-15 που παρουσιάζονται στο σχήμα 4.3 είναι δυο δευτερόλεπτα. Με τις δυο κατακόρυφες γραμμές δίνουμε το μέγιστο των δυο εκλάμψεων τάξης X. Ακόμα, αξίζει να σημειώσουμε ότι η έντονη δραστηριότητα του κέντρου δράσης 11429 αποτυπώνεται τόσο πριν όσο και μετά τα δυο φαινόμενα που μελετάμε. Στις καμπύλες ροής των ακτίνων X του σχήματος 4.3 φαίνεται το πλήθος εκλάμψεων που έδωσε το κέντρο δράσης στο σύντομο χρονικό διάστημα που παρουσιάζεται.

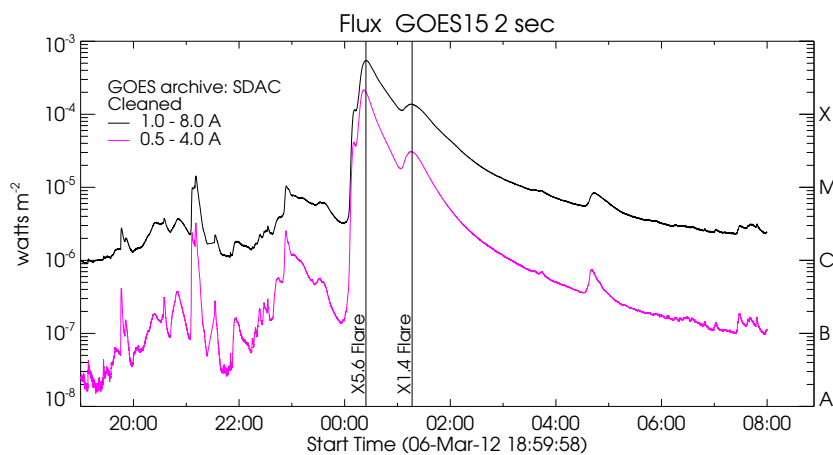
4.4.2 Παρατήρηση των εκλάμψεων στο EUV

Για την παρακολούθηση της εξέλιξης των δυο εκλάμψεων στο στέμμα χρησιμοποιήσαμε δεδομένα του AIA στα 13.1 nm. Τα δεδομένα αυτά καλύπτουν το χρονικό διάστημα από τις 6 Μαρτίου 2012 23:00 UT μέχρι τις 7 Μαρτίου 2012 02:55 UT (βλ. σχήμα 4.4). Στις εικόνες 1 και 2 του σχήματος 4.4 παρατηρείται η δραστηριότητα του κέντρου δράσης 11429 στην περιοχή του στέμματος πριν τη δημιουργία των δύο εκλάμψεων, στις εικόνες 2 έως 5 κατά τη διάρκεια της εξέλιξής τους, και στην εικόνα 6 στο στάδιο της αποκατάστασης. Σύμφωνα με τους [Chintzoglou et al. \(2015\)](#), οι εκλάμψεις τάξης X συνέβησαν λόγω εκρήξεων δυο σχοινίων μαγνητικής ροής των οποίων η ύπαρξη διαπιστώθηκε μέσω επέκτασης του μαγνητικού πεδίου σε μη γραμμικό πεδίο χωρίς δυνάμεις (NLFFF extrapolation). Το πρώτο σχοινί μαγνητικής ροής βρισκόταν στη βορειοανατολική πλευρά του κέντρου δράσης και το δεύτερο στη νοτιοδυτική.

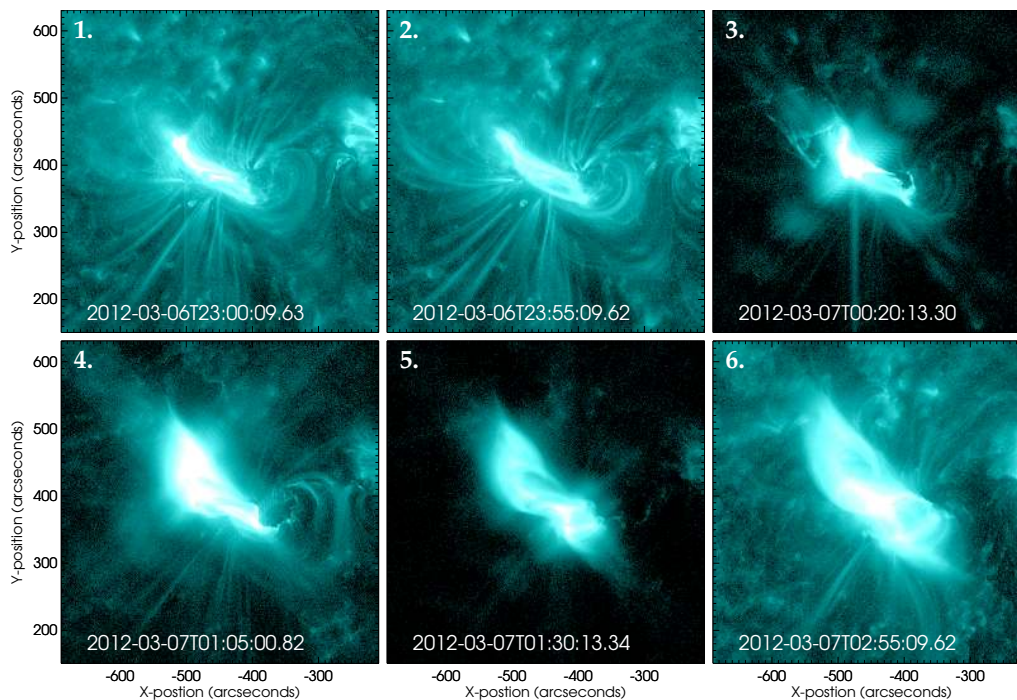
Αρχικά, πριν από τις 23:00 UT (δηλ. πριν την εικόνα 1 του σχήματος 4.2) παρατηρήθηκε μια φωτεινή δομή που αντιστοιχούσε σε βρόχους μεγάλης διάτμησης κοντά στην περιοχή της κύριας κεντρικής ουδέτερης γραμμής η οποία φαίνεται στο μαγνητογράφημα του σχήματος 4.2. Οι βρόχοι πριν τη δημιουργία των δυο εκρηκτικών φαινομένων αναπτύχθηκαν σταδιακά σε κατεύθυνση βορειοανατολική και δημιούργησαν μορφολογία σχοινιού μαγνητικής ροής το οποίο φαίνεται στις εικόνες 1 και 2 του σχήματος 4.2. Στη συνέχεια παρατηρήθηκε η έκρηξη του σχοινιού ροής και η εξέλιξη της πρώτης έκλαμψης. Στην εικόνα 3, φαίνεται η περιοχή στην οποία έλαβε χώρα η πρώτη έκλαμψη τάξης X. Κατά τη διάρκεια της πρώτης έκλαμψης βρόχοι ανυψώθηκαν και αναπτύχθηκαν σε κατεύθυνση βορειοανατολική. Έπειτα, στο στάδιο της αποκατάστασης της πρώτης έκλαμψης παρατηρήθηκε η έναρξη της δεύτερης ισχυρής έκλαμψης τάξης X. Περίπου στις 01:00 UT παρατηρήθηκε η δημιουργία λαμπρών βρόχων σε κατεύθυνση νοτιοδυτική (βλ. εικόνα 4). Στην εικόνα 5, φαίνεται η περιοχή στην



Σχήμα 4.2: Πάνω σειρά: παρατηρήσεις του ηλιακού στέμματος στο EUV, κατά τη διάρκεια της πρώτης έκλαμψης στις 7 Μαρτίου 2012 00:06 UT, από το STB/EUVI (αριστερά) στα 19.5 nm και το SDO/AIA (δεξιά) στα 19.3 nm. Με τα διακεκομένα τετράγωνα σημειώνεται η θέση του κέντρου δράσης 11429. Κάτω σειρά: φωτοσφαιρικό μαγνητογράφημα από το όργανο HMI/AIA, της περιοχής του κέντρου δράσης 11429. Σημειώνονται με κόκκινους σταυρούς οι θέσεις που έλαβαν χώρα οι δυο ισχυρές εκλάμψεις (αριστερά για την πρώτη, δεξιά για τη δεύτερη).



Σχήμα 4.3: Καμπύλες ροής στις μαλακές ακτίνες X από παρατηρήσεις του διαστημόπλοιου GOES-15 για τα φαινόμενα στις 7 Μαρτίου 2012. Η καμπύλη με το μαύρο χρώμα απεικονίζει το κανάλι μεταξύ 0.1 και 0.8 nm, και η καμπύλη με το ροζ χρώμα το κανάλι μεταξύ 0.05 και 0.4 nm. Με τις δυο κατακόρυφες γραμμές σημειώνεται το μέγιστο των δυο εκλάμψεων.



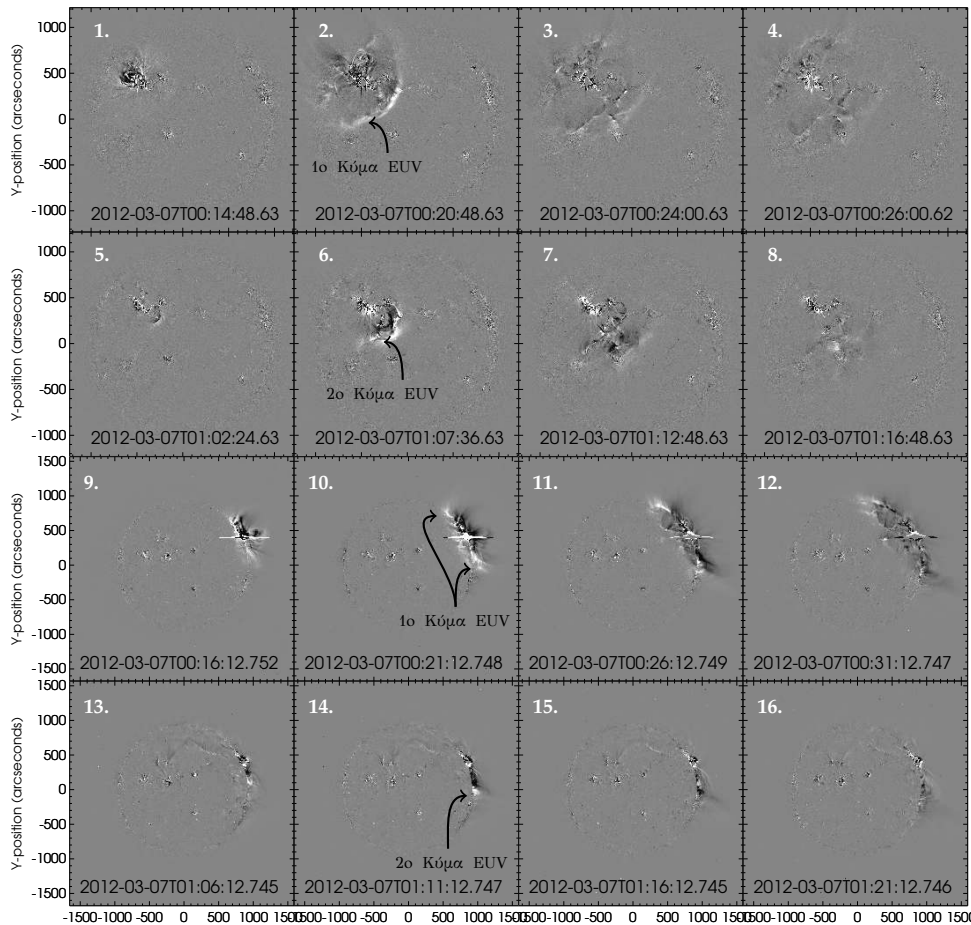
Σχήμα 4.4: Στιγμιότυπα από τις παρατηρήσεις της χρονικής εξέλιξης του κέντρου δράσης 11429 στο EUV, κατά τη διάρκεια των δύο ισχυρών εκλάμψεων, από το όργανο SDO/AIA στα 13.1 nm. Τα δεδομένα αφορούν στο χρονικό διάστημα από τις 6 Μαρτίου 23:00 UT έως τις 7 Μαρτίου 02:55 UT.

οποία έλαβε χώρα η δεύτερη έκλαμψη τάξης X. Το στάδιο της αποκατάστασης του κέντρου δράσης μετά το μέγιστο της δεύτερης έκλαμψης φαίνεται στην εικόνα 6.

4.4.3 Κύματα EUV, CMEs και κρουστικά κύματα στο λευκό φως

Και στα δυο μεγάλα εκρηκτικά φαινόμενα παρατηρήθηκαν κύματα EUV τα οποία ξεκίνησαν από το κέντρο δράσης 11429. Το πρώτο κύμα EUV εμφανίστηκε για πρώτη φορά στις ~00:12 UT και σχετιζόταν με το πρώτο εκρηκτικό φαινόμενο ενώ το δεύτερο κύμα EUV εμφανίστηκε για πρώτη φορά στις ~01:02 UT και σχετιζόταν με το δεύτερο εκρηκτικό φαινόμενο. Στο σχήμα 4.5 δίνεται μία αλληλουχία κυλιόμενων εικόνων διαφοράς από τα δεδομένα του SDO/AIA στα 21.1 nm (δυο πάνω σειρές) και από τα δεδομένα του STB/EUVI στα 19.5 nm (δυο κάτω σειρές), στις οποίες φαίνεται η εξέλιξη των δυο κυμάτων EUV από δυο διαφορετικές διευθύνσεις παρατήρησης (βλ. και ταινία 4.1). Συνολικά οι εικόνες αυτές αφορούν στο χρονικό διάστημα από 00:14 UT έως 01:21 UT.

Στην πρώτη και την τρίτη σειρά εικόνων του σχήματος 4.5 φαίνεται ένα τμήμα της χρονικής εξέλιξης του πρώτου κύματος EUV. Το κύμα εμφανίζεται στις ~00:12 UT γύρω από ένα σύμπλεγμα βρόχων του κέντρου δράσης 11429 που σταδιακά ανέρχονται. Το κύμα EUV μετά τις 00:17 UT αποκτάει πιο σαφή όρια και διαδίδεται σε κάθε διεύθυνση. Στις 00:32 UT τα όρια του κύματος γίνονται πιο διάχυτα και ο εντοπισμός του, ιδιαίτερα μετά τις 00:41 UT, είναι αμφίβολου. Το δεύτερο κύμα EUV φαίνεται στη δεύτερη και τέταρτη σειρά εικόνων του σχήματος 4.5. Εμφανίζεται για πρώτη φορά στις 01:02 UT γύρω από ένα σύμπλεγμα βρόχων στο κέντρο δράσης 11429 που σταδιακά ανέρχονται σε κατεύθυνση νοτιοδυτική. Το κύμα EUV μέχρι τις 01:04 UT συνεχίζει να διαδίδεται σε διεύθυνση νοτιοδυτική και αλληλεπιδρά με το κέντρο δράσης 11428 που βρίσκεται στο νότιο ημισφαίριο νοτιοδυτικά του κέντρου δράσης 11429. Μετά τις 01:07 UT τα όρια του κύματος γίνονται πιο διάχυτα



Σχήμα 4.5: Κυλιόμενες εικόνες διαφοράς ολόκληρου του ηλιακού δίσκου κατά τη διάρκεια των δύο ισχυρών εκλάμψεων. Στις επάνω δυο σειρές φαίνεται η χρονική εξέλιξη του πρώτου και δεύτερου κύματος EUV στις παρατηρήσεις του οργάνου SDO/AIA στα 21.1 nm και στις δυο επόμενες σειρές δίνονται οι αντίστοιχες παρατηρήσεις από το όργανο STB/EUVI στα 19.5 nm που βρίσκεται σε διαφορετική γωνία θέασης. Συνολικά οι εικόνες αυτές αφορούν στο χρονικό διάστημα από 00:14 UT έως 01:21 UT (βλ. και [ταινία 4.1](#)).

και ο εντοπισμός του, ιδιαίτερα μετά τις ~01:13 UT, είναι αμφίβλος καθώς το κύμα EUV έχει χάσει εξολοκλήρου την ένταση και το σχήμα του. Στο εδάφιο [4.8.1](#) θα παρουσιάσουμε περισσότερες λεπτομέρειες για τη χωρική εξέλιξη των δυο κυμάτων με τη χρήση χαρτών Stonyhurst που καλύπτουν ολόκληρη την επιφάνεια του Ήλιου.

Τα δυο εκρηκτικά φαινόμενα περιελάμβαναν επίσης δυο ταχύτατες CME οι οποίες καταγράφηκαν σε παρατηρήσεις του λευκού φωτός από τους στεμματογράφους των διαστημοπλοίων SOHO, STB, και STA. Στο σχήμα [4.6](#) δίνονται οι παρατηρήσεις των δυο CMEs στο λευκό φως από τους στεμματογράφους SOHO/LASCO C2 και C3 και στα σχήματα [4.7](#) και [4.8](#) δίνονται οι παρατηρήσεις από τους στεμματογράφους COR1 και COR2, αντίστοιχα, επί των διαστημοπλοίων STEREO-B και STEREO-A. Η έκρηξη της πρώτης CME παρατηρήθηκε από τους στεμματογράφους SOHO/LASCO αρχικά στο ανατολικό χείλος και από τους στεμματογράφους STEREO-B/COR αρχικά στο δυτικό χείλος. Επιπλέον, η CME καταγράφηκε και από τους στεμματογράφους STEREO-A/COR (αρχικά στο ανατολικό χείλος) παρόλο που τα μεγάλα εκρηκτικά φαινόμενα έλαβαν χώρα στην αθέατη πλευρά του ηλιακού δίσκου ως προς το διαστημόπλοιο STA. Η πρώτη CME εισήλθε στο πεδίο των στεμματογράφων του STB στις ~00:16 UT για τον COR1B και στις ~00:40 UT για τον COR2B. Για το SOHO/LASCO οι αντίστοιχοι χρόνοι είναι στις ~00:24 UT για το C2 και στις ~00:42 UT

για το C3.

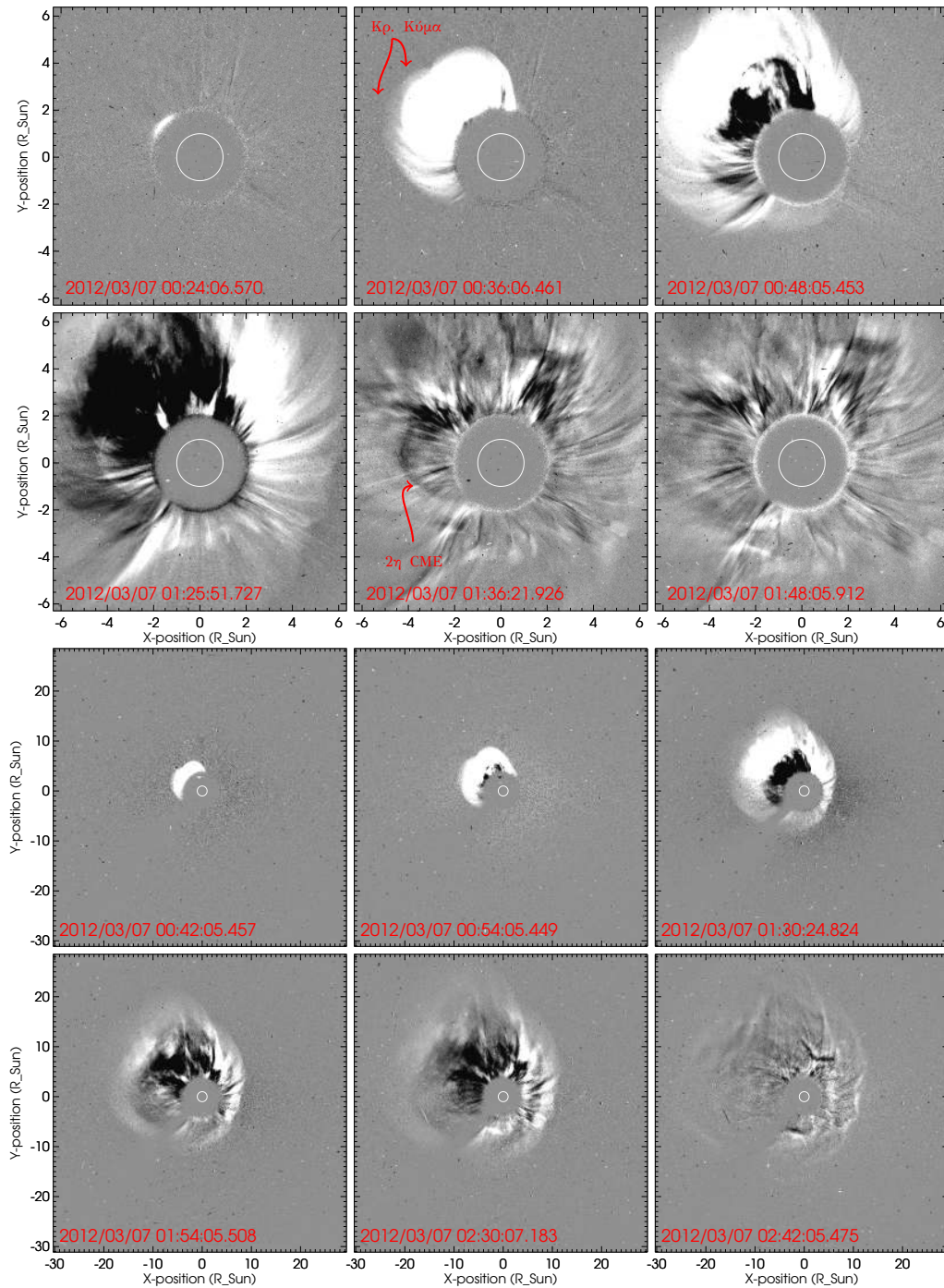
Σύμφωνα με τον κατάλογο CDAW (Yashiro *et al.* 2004), η πρώτη CME είχε μέση ταχύτητα 2684 km s^{-1} , η οποία προκύπτει από τις μετρήσεις χρόνου-ύψους στις παρατηρήσεις του SOHO/LASCO. Ακόμα, οι Liu *et al.* (2013) μελέτησαν την κινηματική της πρώτης CME με την τεχνική του τριγωνισμού και βρήκαν ταχύτητα 2400 km s^{-1} . Ωστόσο στη μελέτη τους δεν διαχώρισαν την πρώτη CME από το κρουστικό κύμα που υπήρχε μπροστά της. Οι Kwon *et al.* (2014) από τη τριδιάστατη ανασύνθεση της πρώτης CME έδειξαν ότι αυτή αποτελείται από δυο ξεχωριστές δομές: ένα εξωτερικό λαμπρό μέτωπο το οποίο αντιστοιχούσε πιθανότατα σε ένα κρουστικό κύμα στο λευκό φως (*white light shock*) και ένα σχοινί μαγνητικής ροής που ακολουθούσε το λαμπρό μέτωπο. Από τη μελέτη της κινηματικής των δύο δομών οι Kwon *et al.* (2014) βρήκαν ότι το λαμπρό μέτωπο είχε ταχύτητα $\sim 2800 \text{ km s}^{-1}$ και το σχοινί μαγνητικής ροής είχε ταχύτητα $\sim 2400 \text{ km s}^{-1}$.

Για τη δεύτερη CME ήταν αρκετά πιο δύσκολο να εντοπίσουμε τα όριά της στις παρατηρήσεις του λευκού φωτός καθώς αυτή εκτινάχθηκε με διαφορά μόλις μιας ώρας από τη πρώτη CME. Τη στιγμή που η δεύτερη CME παρατηρήθηκε για πρώτη φορά στις $\sim 01:11 \text{ UT}$ από το COR1B και στις $\sim 01:25 \text{ UT}$ από το COR2B, το στέμμα ήταν αρκετά διαταραγμένο από την πρώτη CME. Ωστόσο, και η δεύτερη CME παρατηρήθηκε και από τα τρία διαστημόπλοια. Στα σχήματα 4.6 και 4.8 σημειώνεται με τα κόκκινα βέλη, η θέση της δεύτερης CME στις εικόνες των στεμματογράφων LASCO/C2 και STEREO A-B/COR2. Σύμφωνα με τον κατάλογο CDAW, η δεύτερη CME είχε μέση ταχύτητα 1825 km s^{-1} από τις μετρήσεις χρόνου-ύψους στις παρατηρήσεις του SOHO/LASCO. Οι δυο CMEs είναι απίθανο να αλληλεπίδρασαν καθώς η δεύτερη CME είχε μικρότερη ταχύτητα και εκτοξεύτηκε με διαφορά μιας ώρας από τη πρώτη CME. Ακόμα, οι Patsourakos *et al.* (2016) από τη τριδιάστατη μοντελοποίηση των δυο CMEs έδειξαν ότι η διεύθυνση διάδοσής τους ήταν διαφορετική: το ηλιογραφικό πλάτος της πρώτης CME είναι 31° , ενώ της δεύτερης είναι -12.8° . Αξίζει να σημειώσουμε ότι από τις παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα (βλ. εδάφιο 4.4.6) δεν βρήκαμε κάποια ένδειξη στο δυναμικό ραδιοφάσμα που να υποστηρίζει την αλληλεπίδραση των δυο CMEs (βλ. Gopalswamy *et al.* 2001, Martínez Oliveros *et al.* 2012).

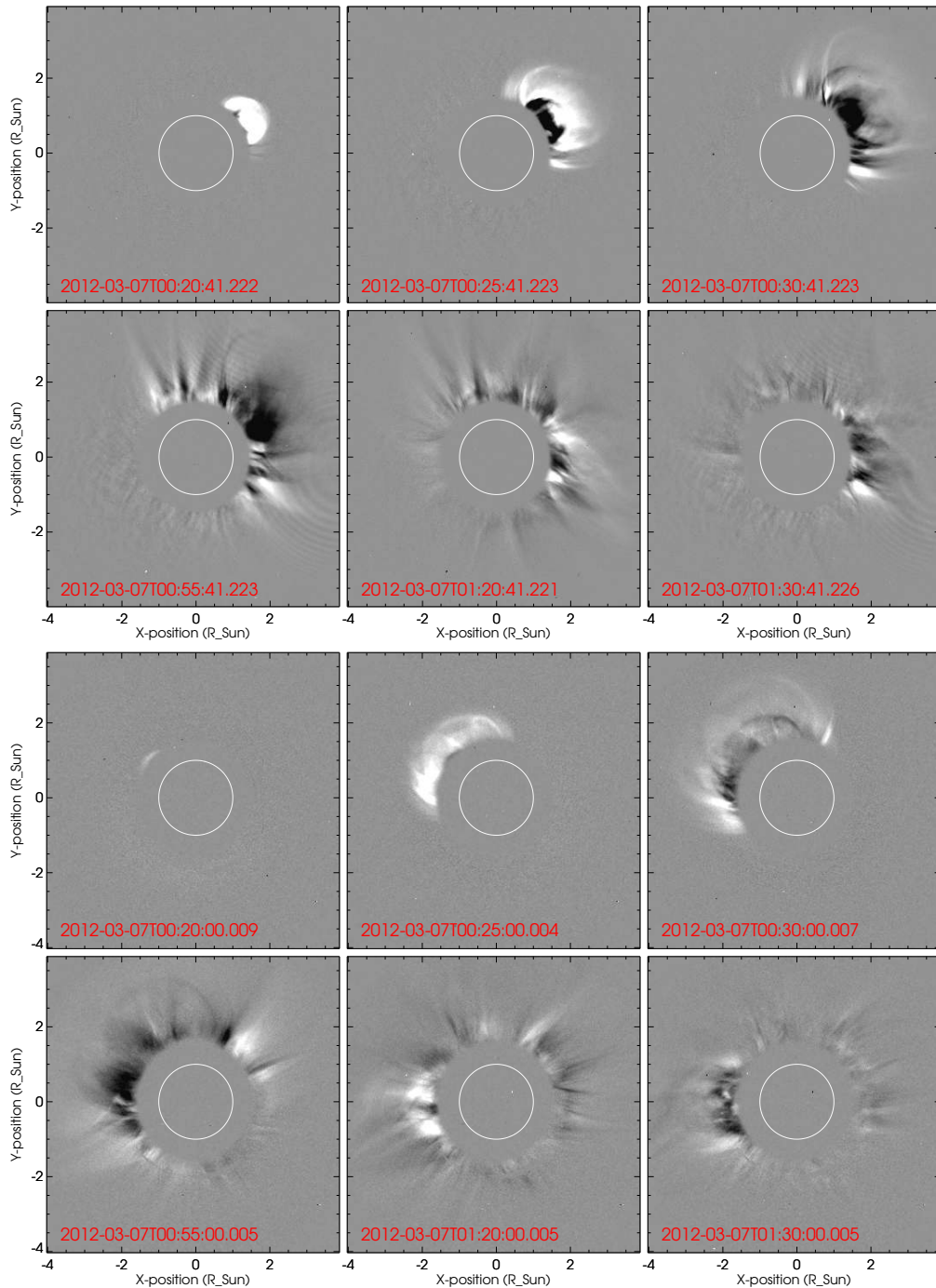
Επιπλέον, κατά την εκτόξευση της πρώτης CME παρατηρήθηκε ένα κρουστικό κύμα (Kwon *et al.* 2014, Patsourakos *et al.* 2016). Στις παρατηρήσεις στο λευκό φως, το κρουστικό κύμα εμφανίστηκε ως ένα λαμπρό μέτωπο που περιέβαλε τη πρώτη CME (Vourlidas *et al.* 2003, Ontiveros & Vourlidas 2009) και ένα τμήμα του οποίου σημειώνεται σε μια εικόνα του σχήματος 4.6. Παράλληλα παρατηρήθηκε και η εκτροπή streamers που βρίσκονταν ανατολικά από τη CME στις παρατηρήσεις του COR1B στις $\sim 00:36 \text{ UT}$ και του COR2B στις $\sim 00:54 \text{ UT}$ (βλ. και ταινία 4.2). Για τη δεύτερη CME δεν καταφέραμε να εντοπίσουμε κάποιο σχετιζόμενο κρουστικό κύμα στο λευκό φως. Ωστόσο, αυτό δεν σημαίνει απαραίτητα ότι δεν υπήρξε κάποιο κρουστικό κύμα. Το στέμμα ήταν εξαιρετικά διαταραγμένο από την πρώτη CME και οποιαδήποτε προσπάθεια εύρεσης κρουστικού κύματος στο λευκό φως ήταν αρκετά δύσκολη. Στο εδάφιο 4.4.6, παρουσιάζουμε επιπλέον αποδείξεις για την ύπαρξη κρουστικών κυμάτων στο στέμμα, κατά τη διάρκεια της εξέλιξης των δυο μεγάλων εκρηκτικών φαινομένων, από τις παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα.

4.4.4 Το ισχυρό φαινόμενο SEP

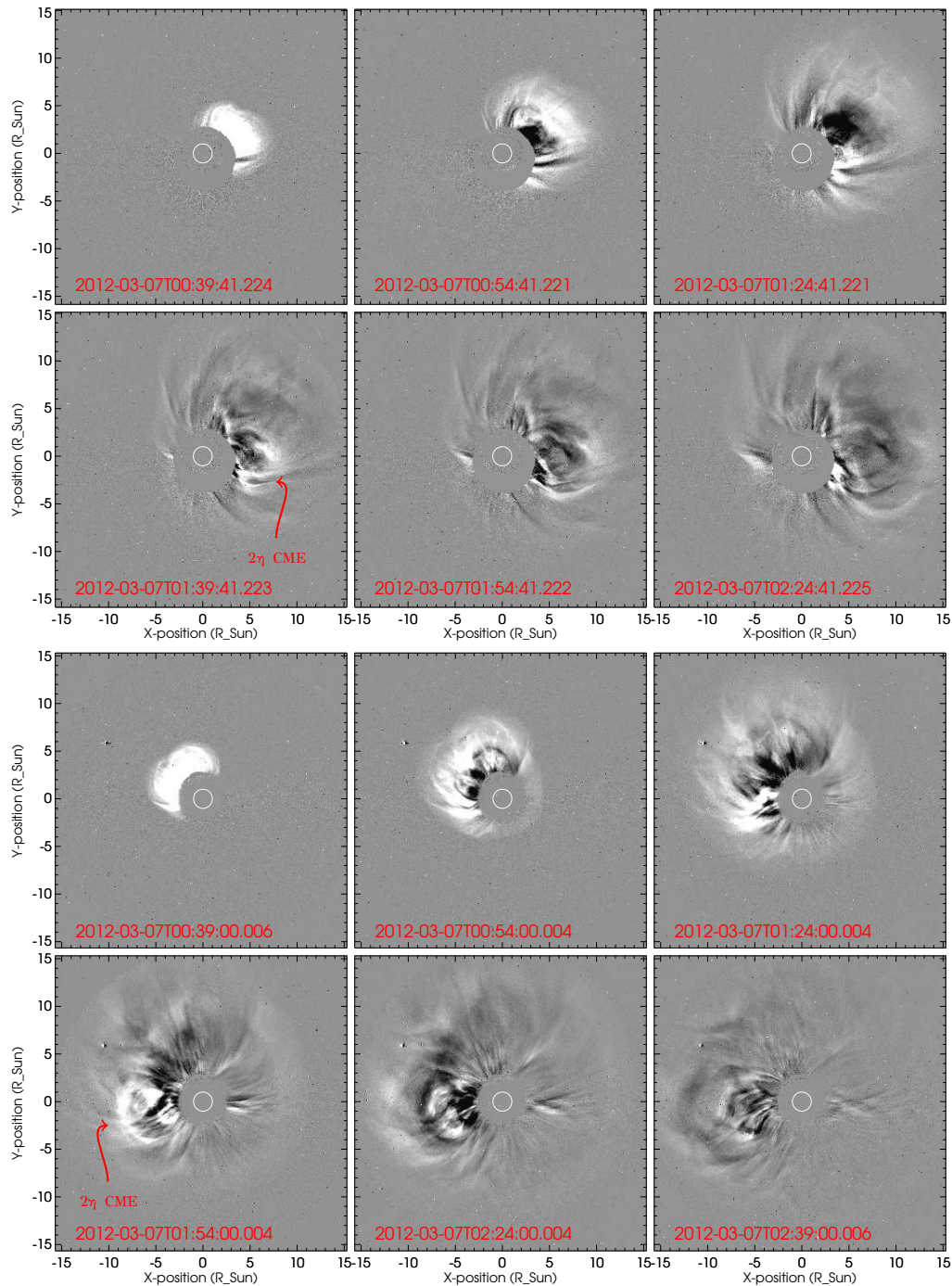
Το φαινόμενο SEP στις 7 Μαρτίου 2012 περιελάμβανε ενεργητικά πρωτόνια που καταγράφηκαν σε ενέργειες από $\sim 1 \text{ MeV}$ έως μερικές εκατοντάδες MeV καθώς και ενεργητικά ηλεκτρόνια σε ενέργειες από $\sim 50 \text{ keV}$ έως μερικά MeV . Στο μεσαίο διάγραμμα του σχήματος 4.9, δίνουμε τη χρονική εξέλιξη των ενεργητικών πρωτονίων που καταγράφηκαν από τα διαστημόπλοια STA και STB στις ενέργειες από 60 έως 100 MeV και από το διαστημόπλοιο



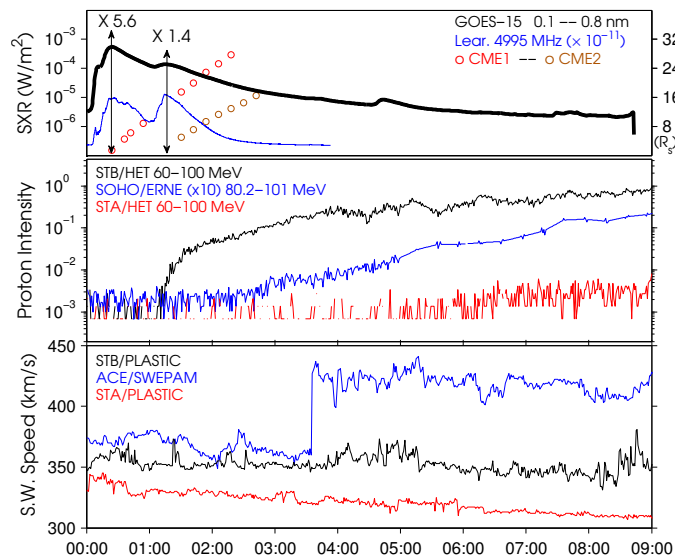
Σχήμα 4.6: Παρατηρήσεις των δυο CME από τους στεμματογράφους LASCO/C2 (πάνω δυο σειρές) και LASCO/C3 (κάτω δυο σειρές) που βρίσκονται στο διαστημόπλοιο SOHO. Δίνονται οι κυλιόμενες εικόνες διαφοράς που καλύπτουν το χρονικό διάστημα μεταξύ 00:24–02:42 UT. Η CME εισέρχεται στο οπτικό πεδίο του C2 στις 00:24 UT και του C3 00:42 UT. Στα αρχικά στάδια η CME καταγράφεται ως μια λαμπρή δομή σχετικά μεγάλου γωνιακού εύρους ($\sim 150^\circ$) στο βορειοανατολικό τμήμα των εικόνων, μέχρι παροδικά να καλύψει ολόκληρο το οπτικό πεδίο των οργάνων. Σημειώνεται η θέση του πρώτου κρουστικού κύματος και της δεύτερης CME.



Σχήμα 4.7: Παρατηρήσεις των δυο CMEs από το στεμματογράφο COR1 στα διαστημόπλοια STEREO-B (πάνω δυο σειρές) και STEREO-A (κάτω δυο σειρές). Δίνονται οι κυλιόμενες εικόνες διαφοράς που καλύπτουν το χρονικό διάστημα μεταξύ 00:20–01:30 UT.



Σχήμα 4.8: Παρατηρήσεις των δυο CMEs από το στεμματογράφο COR2 στα διαστημόπλοια STEREO-B (πάνω δυο σειρές) και STEREO-A (κάτω δυο σειρές). Δίνονται οι κυλιόμενες εικόνες διαφοράς που καλύπτουν το χρονικό διάστημα μεταξύ 00:39–02:39 UT. Επιπλέον, σημειώνεται η θέση της δεύτερης CME. (βλ. και [ταινία 4.2](#))



Σχήμα 4.9: Χρονική εξέλιξη της ροής ακτίνων X, των ηλιακών ενεργητικών πρωτονίων, και της ταχύτητας του ηλιακού ανέμου κοντά στην έναρξη του φαινομένου SEP στις 7 Μαρτίου 2012. Τα δεδομένα αφορούν στο χρονικό διάστημα μεταξύ 00:00 UT και 09:00 UT. Από πάνω προς τα κάτω δίνονται: (1) η ροή ακτίνων X στα 0.1–0.8 nm (από GOES), η ροή στα μικροκύματα στα 4.995 GHz (δίκτυο RSTN, Learmonth) και οι μετρήσεις ύψους–χρόνου της CME (από CDAW), (2) οι παρατηρήσεις ενεργητικών πρωτονίων από τα διαστημόπλοια STB και STA στα 60–100 MeV και από το όργανο SOHO/ERNE 80.2–101 MeV, και (3) η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου από στα STB, STA, και ACE/SWEPAM.

SOHO/ERNE στις ενέργειες από 80.2 έως 101 MeV. Επιπλέον στο σχήμα 4.9 δίνουμε: 1) στο πάνω διάγραμμα τη χρονική εξέλιξη των μαλακών ακτίνων X από το GOES και τις μετρήσεις ύψους–χρόνου των δύο CMEs από το CDAW και 2) στο κάτω διάγραμμα τις μετρήσεις της ταχύτητας του ηλιακού ανέμου από τα διαστημόπλοια STB και STA και το όργανο ACE/SWEP στο σημείο L1. Τα δεδομένα καλύπτουν το χρονικό διάστημα από τις 00:00 UT έως τις 09:00 UT στις 7 Μαρτίου 2012. Στη ροή των ενεργητικών πρωτονίων παρατηρήθηκε μια απότομη αύξηση στο STB περίπου στις 01:15 UT σε ενέργειες 60–100 MeV, ενώ στο L1 σε ενέργειες 80–101 MeV η αύξηση ήταν πιο βαθμιαία και καταγράφηκε αρκετά αργότερα, μετά τις 02:40 UT. Η μέγιστη ροή των ενεργητικών πρωτονίων ήταν μεγαλύτερη στο STB σε σύγκριση με το L1. Στο STA το φαινόμενο ενεργητικών πρωτονίων ήταν πιο ασθενές και η έναρξή του παρατηρήθηκε μετά τις 05:15 UT σε ενέργειες 60–100 MeV.

Μερικές πτυχές του φαινομένου SEP παρουσιάζονται στην εργασία των [Richardson et al. \(2014\)](#). Ακόμα, το φαινόμενο παρατηρήθηκε και από το διαστημόπλοιο MESSENGER ([Lario et al. 2013b](#)) το οποίο είναι σε τροχιά γύρω από τον Ερμή σε ηλιοκεντρική απόσταση 0.33 AU και ηλιογραφικό μήκος -57° , αλλά και από το διαστημόπλοιο Mars Science Laboratory καθώς αυτό βρισκόταν σε τροχιά προς τον Άρη σε απόσταση 1.2 AU ([Zeitlin et al. 2013](#)). Στο MESSENGER το μέγιστο στη ροή των ενεργητικών ηλεκτρονίων ($> 10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$) στις ενέργειες από 71–112 keV καταγράφηκε στις 00:44 UT στις 7 Μαρτίου 2012. Σε επόμενα εδάφια θα παρουσιάσουμε με λεπτομέρεια τα αποτελέσματα της ανάλυσής μας για την εύρεση του χρόνου απελευθέρωσης των σωματιδίων στον Ήλιο καθώς και της μελέτης της χωρικής κατανομής τους στην ηλιόσφαιρα.

4.4.5 Ταχύτητα ηλιακού ανέμου

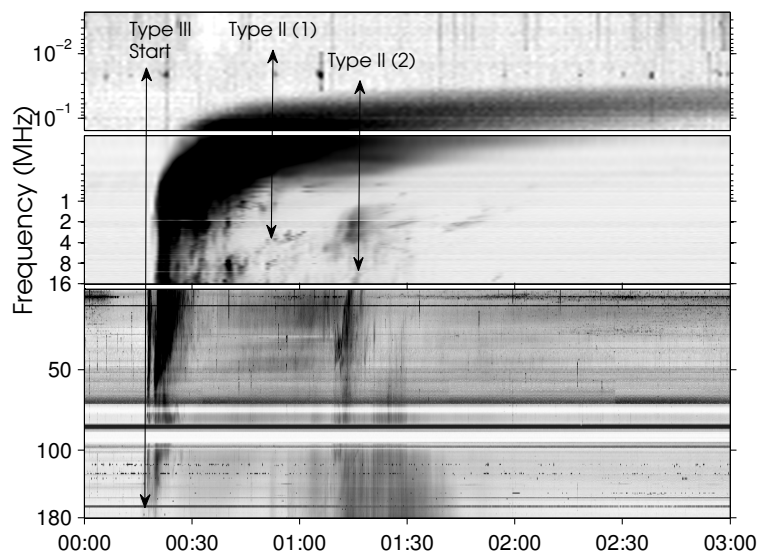
Στο σχήμα 4.9, στο κάτω διάγραμμα φαίνονται οι μετρήσεις της ταχύτητας του ηλιακού ανέμου από τρία διαφορετικά όργανα στην ηλιόσφαιρα. Τα δεδομένα αφορούν στο χρονικό διάστημα μεταξύ 00:00 UT και 09:00 UT στις 7 Μαρτίου 2012. Από τις μετρήσεις του οργάνου PLASTIC στο διαστημόπλοιο STB η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου κυμαινόταν μεταξύ 350 και 370 km s^{-1} (από 00:00 UT έως 09:00 UT). Στο STA από τις μετρήσεις του ίδιου οργάνου η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου ήταν $\sim 340 \text{ km s}^{-1}$ στην έναρξη του φαινομένου SEP και μειωνόταν κατά τη διάρκεια της ημέρας στα $\sim 300 \text{ km s}^{-1}$. Στο L1 η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου από τα δεδομένα του οργάνου SWEPAM στο διαστημόπλοιο ACE κυμαινόταν μεταξύ 350 και 440 km s^{-1} (από 00:00 UT έως 09:00 UT).

Επιπλέον από τις παρατηρήσεις του οργάνου SOHO/CELIAS/MTOF στο L1, φαίνεται ότι στις 7 Μαρτίου 2012 περάσαν από το διαστημόπλοιο δυο δομές που είχαν τα χαρακτηριστικά μεσοπλανητικών κρουστικών κυμάτων (όπως δηλαδή ασυνέχεια στην ταχύτητα) από προηγούμενα φαινόμενα. Το πρώτο κρουστικό κύμα που καταγράφηκε στις $\sim 03:40$ UT, προήρθε κατά πάσα πιθανότητα από δραστηριότητα στις 5 Μαρτίου και φαίνεται στις παρατηρήσεις του οργάνου ACE/SWEPAM που παρουσιάζονται στο σχήμα 4.9. Το δεύτερο φαινόμενο παρατηρήθηκε αρκετά αργότερα στις 12:00 UT (το ACE/SWEPAM δεν είχε δεδομένα για αυτό το χρονικό διάστημα). Σύμφωνα με τους Magdalenic *et al.* (2014) το δεύτερο φαινόμενο που παρατηρήθηκε στις 12:00 UT πιθανότατα σχετιζόταν με τη δεύτερη μεγάλη CME (βλ. Colaninno & Vourlidis 2015) που εκτοξεύτηκε στις 5 Μαρτίου 2012 από το κέντρο δράσης 11429. Στις 8 Μαρτίου 2012 ένα μεσοπλανητικό κρουστικό κύμα έφτασε στη Γη περίπου στις 10:30 UT, ακολουθούμενο λίγες ώρες αργότερα από μια μεσοπλανητική CME (ICME). Η ICME σχετιζόταν με τα φαινόμενα στις 7 Μαρτίου και προκάλεσε μια μεγάλη γεωμαγνητική καταιγίδα (με ελάχιστο $\text{Dst} \sim -131 \text{ nT}$). Χρησιμοποιήσαμε τα παραπάνω δεδομένα της ταχύτητας του ηλιακού ανέμου, για να υπολογίσουμε στο εδάφιο 4.8 τις περιοχές με καλή μαγνητική σύνδεση σύμφωνα με το μοντέλο του Parker για τη διαμόρφωση του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου σε σχήμα σπείρας του Αρχιμήδη.

4.4.6 Ηλιακές και μεσοπλανητικές εκπομπές στα ραδιοκύματα

Όπως εξηγήσαμε στην εισαγωγή της διατριβής (βλ. εδάφιο 1.13.4.α') και δείξαμε και στο κεφάλαιο 3, από τις παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα και συγκεκριμένα από τις ραδιοεξάρσεις τύπου II μπορούμε έμμεσα να παρατηρήσουμε κρουστικά κύματα που συμβαίνουν στο στέμμα και την εσωτερική ηλιόσφαιρα. Τα κρουστικά κύματα μπορούν να επιταχύνουν σωματίδια σε πολύ υψηλές ενέργειες, τα οποία όταν διαφεύγουν από τη περιοχή του κρουστικού κύματος διαδίδονται σε ανοικτές μαγνητικές γραμμές στην ηλιόσφαιρα και παρατηρούνται ως φαινόμενα SEPs. Επομένως, η σύγκριση μεταξύ της χρονικής εξέλιξης των κρουστικών κυμάτων και της ραδιοεκπομπής τους με τα χαρακτηριστικά των SEPs μπορεί να δώσει χρήσιμες πληροφορίες για τη περιοχή της επιτάχυνσης, τη διάδοση και την απελευθέρωση των SEPs στο μεσοπλανητικό χώρο (βλ. Kouloumvakos *et al.* 2015, και κεφάλαιο 5).

Στο σχήμα 4.10 δίνουμε το σύνθετο δυναμικό ραδιοφάσμα για το φαινόμενο στις 7 Μαρτίου 2012 χρησιμοποιώντας δεδομένα από το STB/SWAVES σε συχνότητες από 2.6 kHz έως 16.025 MHz (πάνω και μεσαίο τμήμα), και από το RSTN σε συχνότητες μεταξύ 25 και 180 MHz (κάτω τμήμα). Στο ραδιοφάσμα σημειώνεται η έναρξη μιας ραδιοέξαρσης τύπου III στις $\sim 00:17$ UT που ξεκινά στα 180 MHz , η οποία μπορεί να αποδοθεί σε ηλεκτρόνια τα οποία επιταχύνθηκαν στην περιοχή της μαγνητικής επανασύνδεσης και έπειτα διέφυγαν στο μεσοπλανητικό χώρο σε ανοικτές μαγνητικές γραμμές. Η έναρξη της ραδιοέξαρσης τύπου III συνέβη πριν το μέγιστο της πρώτης έκλαμψης στις μαλακές ακτίνες X και σχεδόν ταυτόχρονα με το μέγιστο της παραγωγής της ροής των SXR. Ακόμα, παρατηρήθηκε μια



Σχήμα 4.10: Δυναμικό ραδιοφάσμα για τα φαινόμενα της 7ης Μαρτίου 2012. Παρατηρήσεις από το ραδιοτηλεσκόπιο Culgoora και STB/SWAVES για το χρονικό διάστημα από 00:00 έως 03:00 UT. Με τα διπλά βέλη σημειώνονται στο ραδιοφάσμα μερικές από τις ραδιοεξάρσεις που αφορούν στη μελέτη μας.

ραδιοέξαρση τύπου II την οποία δείχνουμε με το μεσαίο βέλος στο σχήμα 4.10, που φαίνεται να αρχίζει στις $\sim 00:30$ UT στα ~ 16 MHz. Οι Schmidt *et al.* (2014), χρησιμοποιώντας μια μαγνητοϋδροδυναμική προσομοίωση του φαινομένου, σε συνδυασμό με τη θεωρία της εκπομπής ραδιοκυμάτων στο πλάσμα από ΜΥΔ κύματα, αναπαρήγαγαν τη ραδιοέξαρση τύπου II και έδειξαν ότι αυτή άρχισε στις 00:21 UT στα 15 MHz και τελείωσε στις 04:10 UT στα 0.1 MHz. Ωστόσο, ένα μέρος της εκπομπής που αναπαράχθηκε δεν είναι εμφανές στο δυναμικό ραδιοφάσμα καθώς αποκρύπτεται από την πολύ έντονη εκπομπή της ραδιοέξαρσης τύπου III.

Η ραδιοέξαρση τύπου II πιθανόν παρουσιάζει αρμονική και θεμελιώδη εκπομπή οι οποίες παρατηρούνται καλύτερα στο ραδιοφάσμα στα 4 και 8 MHz, μεταξύ 00:50 – 00:55 UT. Παρόλο που η εκπομπή τύπου II φαίνεται ότι αρχίζει στις $\sim 00:30$ UT δεν αποκλείεται το ενδεχόμενο να υπάρχει κάποιο τμήμα της στις υψηλότερες συχνότητες αλλά να αποκρύπτεται από την ισχυρή εκπομπή τύπου III. Η εκπομπή τύπου II καθώς ολισθαίνει σε χαμηλότερες συχνότητες φαίνεται ότι τελειώνει περίπου στις 01:40 UT στα 2 MHz. Όμως, σε μια πιο εκτεταμένη απεικόνιση του ραδιοφάσματος αναγνωρίσαμε μιας μακράς διάρκειας μεσοπλανητική εκπομπή τύπου II η οποία πιθανότατα διήρκεσε μέχρι τη χρονική στιγμή που το κρουστικό κύμα φτάνει στη Γη στις 8 Μαρτίου και σχετιζόταν με τη τύπου II του πρώτου φαινομένου. Ακόμα, κατά τη διάρκεια του πρώτου εκρηκτικού φαινομένου διακρίνεται στο ραδιοφάσμα μια αργή ολισθαίνουσα εκπομπή συνεχούς (είναι πιθανό να πρόκειται για ραδιοέξαρση τύπου IV) η οποία καταγράφεται σε μια ευρεία περιοχή συχνοτήτων, από 180 MHz έως 16 MHz, στο χρονικό διάστημα από 00:30 UT έως 01:15 UT.

Το δεύτερο φαινόμενο σχετίζεται με μια ραδιοέξαρση τύπου II της οποίας η έναρξη παρατηρείται στις $\sim 01:12$ UT στα ~ 50 MHz (στη θεμελιώδη εκπομπή) και μια ραδιοέξαρση τύπου IV η οποία αρχίζει σχεδόν ταυτόχρονα με τη τύπου II και η συνολική της διάρκεια είναι ~ 45 λεπτά. Κατά τη διάρκεια του δεύτερου φαινομένου δεν παρατηρήθηκε κάποια εκπομπή τύπου III. Στο σχήμα 4.10 δείχνουμε την εκπομπή τύπου II (“type II (2)”) η οποία λόγω των χαρακτηριστικών της σε αυτή την απεικόνιση είναι πιθανό να χαρακτηριστεί εσφαλμένα και ως εκπομπή τύπου III. Ωστόσο, από μια πιο λεπτομερή απεικόνιση του χρονικού διαστήματος που φαίνεται η εκπομπή στο δυναμικό ραδιοφάσμα, διαπιστώσαμε ότι

τα χαρακτηριστικά της όπως ο ρυθμός ολίσθησης και η παρουσία θεμελιώδους – αρμονικής εκπομπής, ταιριάζουν με ραδιοέξαρση τύπου II και όχι τύπου III. Επίσης η δεύτερη τύπου II σταματά περίπου στις 02:00 UT και δεν βρήκαμε ενδείξεις ότι συνεχίζεται παραπέρα. Ακόμα, αξίζει να σημειώσουμε ότι η παρουσία ραδιοέξαρσης τύπου IV και η απουσία εκπομπής τύπου III υποδηλώνει ότι τα ηλεκτρόνια από το δεύτερο φαινόμενο παρέμειναν περιορισμένα σε δομές χαμηλά στο στέμμα για κάποιο χρονικό διάστημα. Στο ραδιοφάσμα δεν αναγνωρίσαμε κάποιο χαρακτηριστικό που να δηλώνει αλληλεπίδραση των δυο CMEs (βλ. [Gopalswamy et al. 2001](#), [Martínez Oliveros et al. 2012](#)).

Ακόμα, χρησιμοποιήσαμε τη ροή στα μικροκύματα από τα δεδομένα του ραδιοτηλεσκοπίου Learmonth (δίκτυο RSTN) αντί της ροής στις σκληρές ακτίνες X (βλ. [White et al. 2011](#), και αναφορές του άρθρου) για τις οποίες δεν ήταν διαθέσιμα δεδομένα από το διαστημόπλοιο RHESSI για το φαινόμενο στις 7 Μαρτίου. Η εκπομπή στα μικροκύματα (~5 GHz) προέρχεται από περιοχές στο χαμηλό στέμμα από την ασύμφωνη εκπομπή γυροσύγχροντρον μετρίως σχετικιστικών ηλεκτρονίων. Η ροή στα μικροκύματα φαίνεται ότι έχει (βλ. σχήμα 4.9) δυο μέγιστα τα οποία σχετίζονται με το μέγιστο των δυο εκλάμψεων: το πρώτο μέγιστο παρατηρήθηκε στις ~00:26:33 UT (9569 SFU στα ~5 GHz) και το δεύτερο μέγιστο στις ~01:14:37 UT (12,723 SFU στα ~5 GHz). Η παρατήρηση αυτή είναι σε συμφωνία με τους [Ajello et al. \(2014\)](#) των οποίων οι παρατηρήσεις στις σκληρές ακτίνες X από το όργανο Gamma-ray Burst Monitor στο διαστημόπλοιο Fermi δείχνουν δυο μέγιστα τα οποία σχετίζονται με τις δυο εκλάμψεις. Ακόμα οι [Ajello et al. \(2014\)](#) αναφέρουν ότι τα όργανα στο διαστημόπλοιο Fermi κατέγραψαν κατά τη διάρκεια των δυο μεγάλων εκρηκτικών φαινομένων ακτίνες γάμμα μέχρι και 4 GeV που προέρχονταν σύμφωνα με τη μελέτη τους από το κέντρο δράσης 11429. Οι παρατηρήσεις στα μικροκύματα και στις ακτίνες X και γάμμα δείχνουν ότι στο κέντρο δράσης έλαβαν χώρα δυο πολύ ισχυρά επεισόδια απελευθέρωσης ενέργειας στις περιοχές των εκλάμψεων και σωματία επιταχύνθηκαν σχεδόν σε σχετικιστικές ενέργειες. Ωστόσο, σε κανένα όργανο που λαμβάνει επιτόπιες μετρήσεις των ενεργητικών σωματιδίων δεν παρατηρήθηκαν δυο ξεχωριστά φαινόμενα με τη μορφή δυο διακριτών μεγίστων που να αποκαλύπτουν μια δεύτερη φάση επιτάχυνσης των σωματιδίων.

Συνοψίζοντας τα αποτελέσματα που παρουσιάστηκαν στο εδάφιο αυτό έχουμε ότι: 1) από την ανάλυση των ηλιακών και μεσοπλανητικών ραδιοεκπομπών βρήκαμε ότι και στα δύο μεγάλα εκρηκτικά φαινόμενα καταγράφηκε εκπομπή τύπου II που σημαίνει ότι κρουστικό κύμα υπήρξε και στις δυο περιπτώσεις, 2) στο πρώτο φαινόμενο η ραδιοέξαρση τύπου II επεκτείνεται μεσοπλανητικά περίπου μέχρι τη μια αστρονομική μονάδα, όμως στο δεύτερο φαινόμενο η ραδιοέξαρση τύπου II δεν συνεχίζεται πέραν των ορίων του σχήματος 4.10, 3). Το πρώτο κρουστικό κύμα ξεκίνησε περίπου στις 00:30 UT χωρίς ωστόσο να αποκλείεται το ενδεχόμενο η έναρξή του να έγινε νωρίτερα αλλά η ραδιοέξαρση τύπου II να αποκρύπτεται από την έντονη εκπομπή της τύπου III. Τα αποτελέσματα αυτά είναι σε συμφωνία με όσα παρουσιάσαμε στο εδάφιο 4.4.3 για το κρουστικό κύμα που παρατηρήθηκε στο λευκό φως.

4.5 Υπολογισμός του χρόνου απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων

4.5.1 Χρόνοι έλευσης των πρωτονίων

Στο εδάφιο 1.14.3.α' εξηγήσαμε ότι τα ενεργητικά σωματία, αφού διαφύγουν από το σημείο της επιτάχυνσής τους, διαδίδονται στην εσωτερική ηλιόσφαιρα κινούμενα στις δυναμικές γραμμές του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου μέχρι το σημείο της καταγραφής τους από κάποιο όργανο. Ορίζουμε ως χρόνο έλευσης των σωματιδίων (*particle onset time*) τη χρονική στιγμή κατά την οποία η ροή των ενεργητικών σωματιδίων σε μια ορισμένη

ενέργεια (ή ένα στενό ενεργειακό κανάλι) ξεπερνάει το υπόβαθρο για πρώτη φορά με μια στατιστική βεβαιότητα που εκφράζεται από ένα πολλαπλάσιο της τυπικής απόκλισης της ροής του υποβάθρου. Πιο απλά ο χρόνος έλευσης των σωματιδίων είναι η στιγμή κατά την οποία τα ενεργητικά σωματίδια ανιχνεύονται από το όργανο για πρώτη φορά σε μια ορισμένη ενέργεια. Μαθηματικά ο παραπάνω χρόνος περιγράφεται από τη σχέση,

$$t_{onset} \triangleq t_i \ni \{I_i > (\alpha \cdot \sigma) I_b\} \quad (4.1)$$

όπου t_{onset} είναι ο χρόνος έλευσης των σωματιδίων στον ανιχνευτή, I_i είναι η ροή των σωματιδίων σε μια τυχαία χρονική στιγμή t_i , I_b είναι η ροή σωματιδίων του υποβάθρου, σ είναι η τυπική απόκλιση του υποβάθρου και α είναι μια σταθερά η οποία επιλέγεται τις περισσότερες φορές ίση με τρία (δηλ. 99.87% αξιοπιστία). Στο σημείο αυτό αξίζει να σημειώσουμε ότι από τον προσδιορισμό του χρόνου έλευσης των ενεργητικών σωματιδίων, είναι δυνατόν να υπολογίσουμε το χρόνο απελευθέρωσης των σωματιδίων στον Ήλιο. Περισσότερες λεπτομέρειες για αυτό το ζήτημα θα δοθούν σε επόμενο εδάφιο.

Για τον προσδιορισμό του χρόνου έλευσης των ενεργητικών σωματιδίων έχουν χρησιμοποιηθεί κατά καιρούς μια πληθώρα τεχνικών οι οποίες εκμεταλλεύονται μεθόδους της στατιστικής ανάλυσης χρονοσειρών για την εύρεση αποκλίσεων από τη μέση σταθερή κατάσταση. Στη στατιστική, οι αλγόριθμοι για την εύρεση των σημείων που μια χρονοσειρά αποκλίνει από την κανονικότητα ονομάζονται “change-point detection algorithms” (βλ. το βιβλίο των [Basseville et al. 1993](#)) και εντάσσονται στην ευρύτερη κατηγορία του στατιστικού ελέγχου ποιότητας (*quality control*). Οι τεχνικές που έχουν χρησιμοποιηθεί έως τώρα για τον προσδιορισμό του χρόνου έλευσης των ενεργητικών σωματιδίων, στηρίζονται στην πλειονότητά τους είτε στη μέθοδο του [Shewhart \(1931\)](#) για την παραγωγή των λεγόμενων “Shewhart control charts” είτε στη μέθοδο του [Page \(1954\)](#) που στηρίζεται στη σειριακή ανάλυση χρονοσειρών με τη μέθοδο Poisson–CUSUM (γνωστή και ως “cumulative sum control chart”). Λιγότερο συχνά χρησιμοποιούνται άλλες μέθοδοι που δεν βασίζονται στο στατιστικό έλεγχο ποιότητας αλλά στηρίζονται στην προσαρμογή συναρτήσεων στα δεδομένα ροής σωματιδίων. Για παράδειγμα στην εργασία των [Miteva et al. \(2014\)](#) χρησιμοποιείται μια γραμμική προσαρμογή στο χρόνο ανόδου της ροής σωματιδίων και από την τομή της ευθείας με το υπόβαθρο προσδιορίζεται ο χρόνος έλευσης των σωματιδίων. Μια παρόμοια τεχνική χρησιμοποιείται και από τους [Masson et al. \(2012\)](#).

Σύμφωνα με τη μέθοδο του [Shewhart \(1931\)](#), για την εύρεση των σημείων που αποκλίνει μια χρονοσειρά από την κανονικότητα χρησιμοποιείται ο μέσος όρος (μ) και η τυπική απόκλιση (σ) της χρονοσειράς. Το σημείο (ή τα σημεία) απόκλισης βρίσκεται από τη συνθήκη $x_i > \mu + (\alpha \cdot \sigma)$. Επομένως, οποιοδήποτε σημείο της χρονοσειράς έχει τιμή μεγαλύτερη από ένα πολλαπλάσιο της τυπικής απόκλισης ως προς το μέσο όρο, θεωρείται σημείο απόκλισης. Ωστόσο, η μέθοδος αυτή μπορεί να ανιχνεύσει μεταβολές της τάξης $\alpha \cdot \sigma$ γεγονός το οποίο την κάνει σχετικά “αργή” στην ανίχνευση του σημείου απόκλισης. Ακόμα, η μέθοδος υποθέτει ότι η χρονοσειρά έχει σταθερό μέσο όρο και τυπική απόκλιση στο διάστημα που φάχγεται το σημείο απόκλισης. Αυτό την κάνει σχετικά δύσχρονη στην περίπτωση του προσδιορισμού του χρόνου έλευσης των ενεργητικών σωματιδίων καθώς η ροή σωματιδίων παρουσιάζει μεταβλητότητα στις περισσότερες περιπτώσεις, ιδιαίτερα στο μέσο όρο της. Παρόλα αυτά η μέθοδος του [Shewhart \(1931\)](#) ή παραλλαγές της για τον προσδιορισμό του χρόνου έλευσης των ενεργητικών σωματιδίων έχει εφαρμοστεί με επιτυχία στις εργασίες των [Gómez-Herrero et al. \(2006\)](#), [Malandraki et al. \(2012\)](#), [Vainio et al. \(2013\)](#), [Papaioannou et al. \(2014\)](#).

¹Με τον όρο “αργή” εννοούμε ότι το σημείο απόκλισης μπορεί να εντοπίζεται λίγο αργότερα από το φυσιολογικό, ανάλογα με την επιλογή της σταθεράς α

Στην εργασία μας για να προσδιορίσουμε τους χρόνους έλευσης των ενεργητικών πρωτονίων χρησιμοποιήσαμε τη μέθοδο Poisson-CUSUM (Page 1954), στα δεδομένα των διαστημοπλοίων STB, L1, και STA σε όλα τα διαθέσιμα ενεργειακά κανάλια. Η μέθοδος αυτή έχει χρησιμοποιηθεί για τον ίδιο σκοπό στις εργασίες των Huttunen-Heikinmaa *et al.* (2005), Vainio *et al.* (2013) και Kouloumvakos *et al.* (2015). Η μέθοδος CUSUM είναι μια σειριακή τεχνική ανάλυσης χρονοσειρών που χρησιμοποιείται για την εύρεση μεταβολών στην εξέλιξη κάποιας χαρακτηριστικής ποσότητας της κατανομής πιθανότητας μιας χρονοσειράς όπως είναι ο μέσος όρος της (βλ. Basseville *et al.* 1993). Στη γενικότερη περίπτωση η μέθοδος βασίζεται στη διαδοχική άθροιση των τιμών μιας χρονοσειράς μείον μιας αναμενόμενης τιμής όπως είναι ο μέσος όρος της χρονοσειράς. Αν το αποτέλεσμα της διαδοχικής άθροισης σε κάποιο σημείο ισούται ή είναι μεγαλύτερο από μια τιμή βάσης τότε το σημείο αυτό θεωρείται σημείο απόκλισης. Στη μέθοδο CUSUM η διαδοχική άθροιση περιγράφεται, στη γενική περίπτωση, από τη σχέση:

$$S_{i+1} = \min(0, S_i + x_{i+1} - \mu_x - \frac{1}{2}n\sigma_x) \quad (4.2)$$

όπου S_{i+1} και S_i είναι τα αποτελέσματα της διαδοχικής άθροισης, $\sum_n S_n$, μέχρι τα σημεία $i+1$ και i αντίστοιχα, το x_{i+1} είναι η τιμή της μεταβλητής που μελετάμε (όπως της ροής σωματιδίων) στη θέση $i+1$, το μ_x και σ_x είναι η μέση τιμή και η τυπική απόκλιση της χρονοσειράς, και n είναι μια σταθερά που ρυθμίζει την ευαισθησία της μεθόδου. Το μ_x και σ_x προσδιορίζονται σε ένα διάστημα της χρονοσειράς που να είναι ενδεικτικό μιας μέσης κατάστασης, δηλαδή στο διάστημα αυτό η χρονοσειρά δεν πρέπει να παρουσιάζει μεγάλη μεταβλητότητα. Το πλεονέκτημα της μεθόδου CUSUM είναι ότι μπορεί να ανιχνεύσει μεταβολές στη χρονοσειρά οι οποίες είναι μικρότερες του $1.5\sigma_x$. Επιπλέον, η μέθοδος ανιχνεύει συστηματικές μεταβολές στο μέσο όρο της χρονοσειράς, γεγονός το οποίο την καθιστά πολύ χρήσιμη στην εύρεση σημείων απόκλισης που προέρχονται από τη μικρή ολίσθηση των τιμών της από τη μέση κατάσταση (δηλ. το μέσο όρο). Αυτό είναι ιδιαίτερα χρήσιμο στην περίπτωση της μελέτης των χρόνων έλευσης των ενεργητικών σωματιδίων καθώς η ροή των σωματιδίων δεν αυξάνεται σε όλες τις περιπτώσεις απότομα αλλά σε μερικά φαινόμενα παρατηρείται βαθμιαία αύξηση.

Από τον ορισμό της μεθόδου CUSUM, οι χρόνοι έλευσης των ενεργητικών σωματιδίων για μια συγκεκριμένη ενέργεια, αντιστοιχούν στη στιγμή κατά την οποία η ροή παρουσιάζει για πρώτη φορά μια συστηματική αλλαγή στο μέσο όρο της σε σύγκριση με τη τιμή του υποβάθρου. Αυτή η συστηματική αλλαγή αποτυπώνεται στη μεταβλητή S_{i+1} της CUSUM, η οποία στο σημείο απόκλισης ξεπερνάει μια τιμή βάσης (threshold). Επομένως ο χρόνος έλευσης των ενεργητικών σωματιδίων θα δίνεται από το σημείο στο οποίο ισχύει η παρακάτω σχέση

$$t_{onset} \triangleq t_i \ni \{S_{i+1} > c \cdot \sigma_x\} \quad (4.3)$$

όπου $c \cdot \sigma_x$ είναι η τιμή βάσης, εκφρασμένη ως πολλαπλάσιο της τυπικής απόκλισης. Στην εργασία μας χρησιμοποιούμε ως τιμή βάσης το διπλάσιο της τυπικής απόκλισης (βλ. Huttunen-Heikinmaa *et al.* 2005) για να βρούμε τη χρονική στιγμή κατά την οποία συμβαίνει η αλλαγή στο μέσο όρο της ροής.

Παρόλο που η μέθοδος CUSUM είναι αρκετά εύκολη στη πρακτική εφαρμογή της και τα αποτελέσματά της είναι εξαιρετικά αξιόπιστα, ωστόσο, μπορεί να γίνει προβληματική αν το υπόβαθρο έχει μεγάλη μεταβλητότητα και ο μέσος όρος του δεν είναι σταθερός (δηλ. παρουσιάζει ολίσθηση). Αυτό συμβαίνει γιατί η CUSUM είναι ευαίσθητη στην επιλογή των παραμέτρων μ_x και σ_x , οι οποίες υπολογίζονται από το υπόβαθρο. Επομένως, είναι αναγκαίο οι δυο παράμετροι να είναι αξιόπιστα υπολογισμένοι. Ωστόσο αυτό δεν είναι πάντα εφικτό, ιδιαίτερα όταν το υπόβαθρο είναι διαταραγμένο από ένα προηγούμενο φαινόμενο

SEP. Ιδιαίτερα για αυτή τη περίπτωση, τα χρονικά όρια στα οποία υπολογίζονται τα μ_x και σ_x έχουν σημαντικό ρόλο στη διαμόρφωση των τελικών αποτελεσμάτων.

Στην εργασία μας χρησιμοποιήσαμε μια μέθοδο Monte Carlo με την οποία μπορούν να εκτιμηθούν τα σφάλματα τα οποία εισέρχονται στον υπολογισμό των χρόνων έλευσης των ενεργητικών σωματιδίων από την τυχαία μεταβολή των ποσοτήτων μ_x και σ_x στο χρονικό διάστημα υπολογισμού των παραμέτρων του υποβάθρου. Η μέθοδος αυτή προτάθηκε από τους Kouloumvakos *et al.* (2015) και στηρίζεται στον επαναλαμβανόμενο υπολογισμό των μ_x και σ_x της ροής σωματιδίων του υποβάθρου σε ένα πλήθος τυχαίων επιλεγμένων χρονικών διαστημάτων πριν το φαινόμενο SEP. Για κάθε ζεύγος τιμών μ_x και σ_x βρίσκουμε έναν αντίστοιχο χρόνο έλευσης από τη μέθοδο CUSUM. Από αυτή την επαναλαμβανόμενη διαδικασία δημιουργείται ένα σύνολο χρόνων έλευσης οι οποίοι είναι συνήθως κανονικά κατανομημένοι γύρω από μια αναμενόμενη τιμή. Το μέγιστο της κατανομής αντιστοιχεί στο χρόνο έλευσης των ενεργητικών πρωτονίων με τη μεγαλύτερη πιθανότητα και το εύρος της κατανομής στα 3σ αντιστοιχεί στο σχετικό σφάλμα (ή την αβεβαιότητα) του χρόνου έλευσης. Στο κεφάλαιο 5 παρουσιάζεται η εφαρμογή της μεθόδου Monte Carlo με περισσότερη λεπτομέρεια.

Εφαρμόζοντας τη μέθοδο Poisson-CUSUM σε συνδυασμό με την ανάλυση Monte Carlo στα δεδομένα ενεργητικών πρωτονίων που παρατηρήθηκαν από τα όργανα HET και LET των STB και STA, και το όργανο ERNE στο SOHO, προσδιορίσαμε το χρόνο έλευσης των ενεργητικών σωματιδίων σε κάθε διαθέσιμο ενεργειακό κανάλι. Στα δεδομένα των ενεργητικών πρωτονίων του ERNE παρατηρήθηκε μια εκτεταμένη μείωση του ρυθμού δειγματοληψίας μετά τις ~05:00 UT η οποία προήρθε από την κατάσταση λειτουργίας του οργάνου που ευνοεί τη λήψη δεδομένων από βαρύτερα ιόντα έναντι των πρωτονίων. Το γεγονός αυτό καθιστά αρκετά δύσκολο να προσδιοριστούν οι χρόνοι έλευσης στα κανάλια χαμηλών ενεργειών και τα αποτελέσματα δεν τα θεωρούμε αξιόπιστα. Για το λόγο αυτό απορρίψαμε στη συνέχεια της ανάλυσης μας τους χρόνους έλευσης των σωματιδίων με ενέργειες από 1.58 έως 10.1 MeV. Ακόμα, για να ενισχύσουμε τη στατιστική των δεδομένων μας στο L1 χρησιμοποιήσαμε και παρατηρήσεις από τα όργανα SOHO/EPHIN και EPS/GOES (βλ. εδάφιο 4.5.2 για λεπτομέρειες).

4.5.2 Ανάλυση διασποράς ταχυτήτων (VDA)

Μια μέθοδος που χρησιμοποιείται αρκετά συχνά για τον υπολογισμό του χρόνου απελευθέρωσης των ενεργητικών σωματιδίων σε ανοιχτές μαγνητικές γραμμές είναι η λεγόμενη ανάλυση διασποράς ταχυτήτων (VDA). Με τη μέθοδο αυτή είναι δυνατόν να υπολογιστούν ο χρόνος απελευθέρωσης των ενεργητικών σωματιδίων και το μήκος της διαδρομής τους στο μεσοπλανητικό χώρο, από τους χρόνους έλευσης των σωματιδίων στον ανιχνευτή. Δεδομένου ότι τα λιγότερο ενεργητικά σωματάρια φτάνουν στο σημείο παρατήρησης αργότερα από τα πιο ενεργητικά, δημιουργείται μια διασπορά των χρόνων έλευσης η οποία εξαρτάται από την ενέργεια (επομένως και την ταχύτητα) των σωματιδίων. Η μέθοδος VDA στηρίζεται στις δυο ακόλουθες υποθέσεις: 1) τα πρώτα ενεργητικά σωματάρια απελευθερώνονται στις ανοιχτές μαγνητικές γραμμές ταυτόχρονα από ένα μικρό σημείο επιτάχυνσης στο ηλιακό στέμμα, και 2) τα πρώτα σωματάρια που παρατηρούνται από το όργανο έχουν κινηθεί στο μεσοπλανητικό χώρο άνευ σχεδάσεων. Εφόσον ισχύουν οι παραπάνω υποθέσεις τότε η εξίσωση της διασποράς ταχυτήτων στη 1 AU θα δίνεται από τη σχέση,

$$t_{rel} = t_{onset}(E) - 8.33 \frac{\min}{\text{AU}} \cdot s \cdot \beta^{-1}(E) \quad (4.4)$$

όπου $t_{onset}(E)$ είναι ο χρόνος έλευσης των ενεργητικών σωματιδίων ενέργειας, E , στην 1 AU, t_{rel} είναι ο χρόνος απελευθέρωσης των σωματιδίων, s είναι το μήκος της διαδρομής τους

στο μεσοπλανητικό χώρο και $\beta^{-1} = c/v(E)$ όπου $v(E)$ είναι η σχετικιστική ταχύτητα των σωματιδίων ενέργειας (E) και c η ταχύτητα του φωτός. Η σταθερά 8.33 min/AU είναι ο χρόνος που χρειάζεται το φως να φτάσει από τον Ήλιο στη μια αστρονομική μονάδα και έχει προστεθεί στη σχέση για να είναι συγκρίσιμος ο χρόνος απελευθέρωσης των σωματιδίων με τις παρατηρήσεις τηλεπισκόπησης. Στη σχέση 4.4, γνωστές ποσότητες είναι το $t_{onset}(E)$ που το υπολογίσαμε (βλ. προηγούμενο εδάφιο) για κάθε ενεργειακό κανάλι και το β^{-1} το οποίο υπολογίζεται από τη σχέση²,

$$\beta^{-1} = \frac{1}{\sqrt{1 - (E_0/(E_k + E_0))^2}} \quad (4.5)$$

όπου $E_0 = m_0c^2$ είναι η ενέργεια ηρεμίας του σωματιδίου άρα στην περίπτωση κατα την οποία έχουμε πρωτόνια το $E_0 = 938$ MeV, και το E_k είναι η κινητική ενέργεια του σωματιδίου. Συνήθως για την κινητική ενέργεια χρησιμοποιείται είτε το κέντρο των ενεργειακών καναλιών του ανιχνευτή είτε η ενέργεια για την οποία συμβαίνει η μεγαλύτερη απολαβή σωματιδίων σύμφωνα με τα χαρακτηριστικά του οργάνου. Ανεξάρτητα της παραπάνω επιλογής για το E_k , στα κανάλια που έχουν μεγάλο ενεργειακό εύρος υπάρχει ένα στατιστικό σφάλμα το οποίο είναι ανάλογο του ενεργειακού εύρους του καναλιού. Συνοφίζοντας έχουμε ότι: από τη γραμμική σχέση 4.4 μεταξύ των χρόνων έλευσης $t_{onset}(E)$ που προσδιορίστηκαν από τη μέθοδο CUSUM και της αντίστροφης ταχύτητας β^{-1} των σωματιδίων, που είναι συνάρτηση της κινητικής ενέργειας των σωματιδίων, μπορεί να υπολογιστεί το μήκος της διαδρομής τους στο μεσοπλανητικό χώρο από την κλίση της ευθείας και ο χρόνος απελευθέρωσης των ενεργητικών σωματιδίων από την τομή της ευθείας με τον οριζόντιο άξονα.

Για τον παραπάνω υπολογισμό, απεικονίσαμε τους χρόνους έλευσης $t_{onset}(E)$ σε συνάρτηση με την αντίστοιχη αντίστροφη ταχύτητα β^{-1} λαμβάνοντας επιπλέον υπόψη μας τα σφάλματα για κάθε μέτρηση. Τα σχετικά σφάλματα των μετρήσεων για τα $t_{onset}(E)$ υπολογίστηκαν από τη μέθοδο Monte Carlo και οι αβεβαιότητες στα β^{-1} προσδιορίστηκαν από το εύρος του εκάστοτε ενεργειακού καναλιού. Έπειτα χρησιμοποιήσαμε δυο μεθόδους γραμμικής παλινδρόμησης για να προσαρμόσουμε στα δεδομένα μια γραμμική σχέση τις μορφής $y = b_0 + b_1x$.

Η πιο διαδεδομένη μέθοδος γραμμικής παλινδρόμησης είναι αυτή των ελαχίστων τετραγώνων (*ordinary least-squares, OLS*) και χρησιμοποιείται για τη γραμμική προσαρμογή σε δεδομένα με δυο μεταβλητές. Σύμφωνα με τη μέθοδο αυτή για να εκτιμηθούν οι συντελεστές των ανεξάρτητων μεταβλητών στην εξίσωση της γραμμικής παλινδρόμησης, ελαχιστοποιείται το άθροισμα των τετραγώνων των διαφορών μεταξύ των παρατηρημένων και των εκτιμημένων τιμών της εξαρτημένης μεταβλητής. Ωστόσο, όταν τα δεδομένα περιλαμβάνουν σφάλματα και στις δυο μεταβλητές τότε από τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων δεν είναι δυνατόν να υπολογιστεί η αβεβαιότητα στους συντελεστές των ανεξάρτητων μεταβλητών (δηλ. την κλίση και το ύψος της ευθείας) λαμβάνοντας παράλληλα υπόψιν τα σφάλματά τους. Για να εκμεταλλευτούμε πλήρως τα δεδομένα μας με τα σχετικά σφάλματά τους, χρησιμοποιήσαμε τη μέθοδο των [York et al. \(2004\)](#) με την οποία οι συντελεστές των ανεξάρτητων μεταβλητών μαζί με το σφάλμα τους υπολογίστηκαν από τη μέθοδο εκτίμησης της μέγιστης πιθανοφάνειας (*maximum likelihood estimation, MLE*). Η μέθοδος μέγιστης πιθανοφάνειας είναι μια μέθοδος που χρησιμοποιείται για την εκτίμηση μιας άγνωστης παραμέτρου από ένα στατιστικό μοντέλο δεδομένων. Στη γενικότερη περίπτωση, για ένα σταθερό σύνολο δεδομένων και στατιστικών μοντέλων, η μέθοδος επιλέγει το σύνολο των τιμών των παραμέτρων του μοντέλου που μεγιστοποιεί τη συνάρτηση πιθανότητας. Επομένως στην περίπτωση της γραμμικής παλινδρόμησης με τη μέθοδο MLE, η τιμή των συντελεστών των ανεξάρτητων

²Η σχέση αυτή προκύπτει από τη σχέση ολικής ενέργειας ενός σχετικιστικού σωματιδίου, $E = E_k + E_0 = m_0c^2/\sqrt{1 - (u/c)^2}$, όπου m_0 είναι η μάζα ηρεμίας του σωματιδίου.

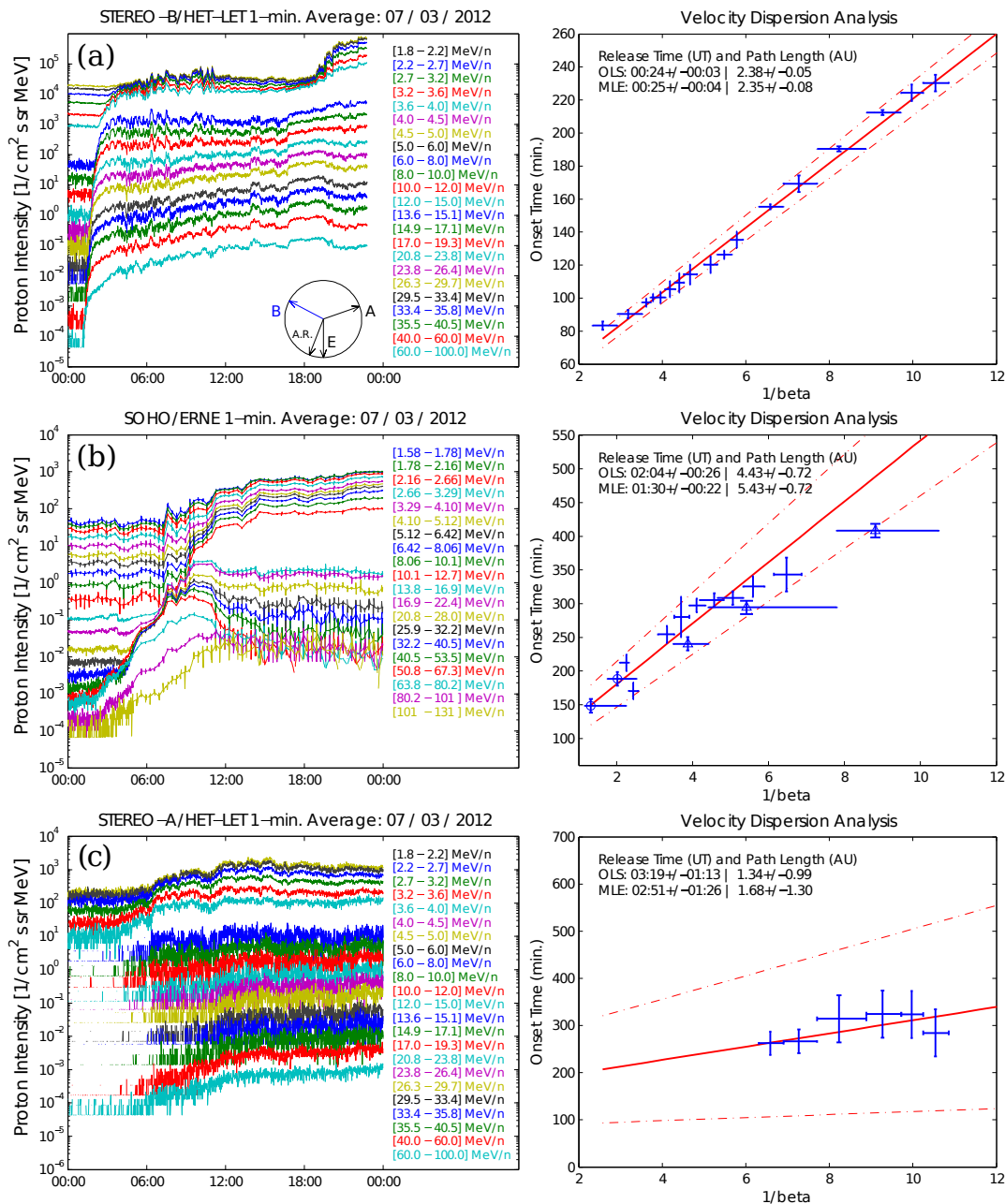
μεταβλητών είναι αυτή που κάνει τις παρατηρούμενες τιμές της εξαρτημένης μεταβλητής πιο πιθανές, βάσει του συνόλου των ανεξαρτήτων μεταβλητών.

Στο σχήμα 4.11, στη δεξιά στήλη, δίνονται τα αποτελέσματα της ανάλυσης διασποράς ταχυτήτων για τον υπολογισμό του χρόνου απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων από τα δεδομένα του STB (a), L1 (b), και STA (c). Σε κάθε διάγραμμα φαίνονται οι χρόνοι έλευσης των πρωτονίων για κάθε ενέργεια μαζί με σφάλματά τους (μπλε σύμβολα) και το αποτέλεσμα της γραμμικής παλινδρόμησης από τη μέθοδο της μέγιστης πιθανοφάνειας (κόκκινες ευθείες). Ακόμα, σημειώνονται οι συντελεστές των ανεξάρτητων μεταβλητών στην εξίσωση της γραμμικής παλινδρόμησης μαζί με τα σφάλματά τους από τη μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων και τη μέθοδο εκτίμησης της μέγιστης πιθανοφάνειας. Ο πρώτος συντελεστής είναι ο χρόνος απελευθέρωσης των πρωτονίων και ο δεύτερος είναι το μήκος διαδρομής τους στο μεσοπλανητικό χώρο.

Στο STB (σχήμα 4.11, πάνω σειρά) από τη μέθοδο MLE ο χρόνος απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων υπολογίστηκε στις 00:25 UT \pm 4 λεπτά και το μήκος διαδρομής ήταν 2.35 \pm 0.08 AU. Στο L1 από τα δεδομένα του SOHO/ERNE ο χρόνος απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων υπολογίστηκε στις 01:27 UT \pm 25 λεπτά. Για να μειώσουμε το σφάλμα στο χρόνο απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων στο L1, χρησιμοποιήσαμε επιπλέον δεδομένα από το όργανο SOHO/EPHIN και το δορυφόρο GOES 13 και τα προσθέσαμε στην ανάλυση διασποράς ταχυτήτων. Σημειώνουμε ότι χρησιμοποιήσαμε μόνο τα υψηλο-ενεργειακά κανάλια του GOES για τον προσδιορισμό των χρόνων έλευσης των ενεργητικών πρωτονίων. Συνήθως στο όργανο EPS του GOES τα υψηλο-ενεργειακά σωματίδια προσβάλλουν τα χαμηλο-ενεργειακά κανάλια με αποτέλεσμα ο χρόνος έλευσης των τελευταίων να μην είναι τόσο αξιόπιστος.

Από το συνδυασμό των παρατηρήσεων στο L1 βρήκαμε ότι ο χρόνος απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων είναι στις 01:30 UT \pm 22 λεπτά (MLE) και το μήκος διαδρομής είναι 5.43 \pm 0.72 AU. Ωστόσο, οι [Vainio et al. \(2013\)](#) από την ανάλυση 107 φαινομένων SEP βρήκαν ότι το μήκος διαδρομής (βλ. το σχήμα 1 στους [Vainio et al. 2013](#)) συνήθως κυμαίνονταν από 1 έως 3 AU. Στην περίπτωση μας το μήκος διαδρομής στο L1 ήταν σημαντικά μεγαλύτερο τόσο με χρήση της μεθόδου MLE όσο και με χρήση της OLS (5.43 \pm 0.72 AU και 4.43 \pm 0.72 AU, αντίστοιχα). Συνεπώς τα αποτελέσματα της ανάλυσης διασποράς ταχυτήτων για το L1 δεν είναι αξιόπιστα. Αυτό μπορεί να συμβαίνει λόγω του αυξημένου υποβάθρου από προηγούμενο φαινόμενο το οποίο επηρεάζει τον προσδιορισμό των χρόνων άφιξης των πρωτονίων στα περισσότερα κανάλια του ανιχνευτή. Το μόνο σαφές συμπέρασμα που μπορεί να συναχθεί από την ανάλυση διασποράς ταχυτήτων στο L1 είναι ότι ο χρόνος απελευθέρωσης των πρωτονίων συμβαίνει αρκετά αργότερα σε σχέση με το STB (~1 ώρα).

Στο STA η ροή των πρωτονίων στα υψηλο-ενεργειακά κανάλια του οργάνου ήταν αρκετά κοντά στις τιμές του υποβάθρου (σχήμα 4.11, κάτω σειρά) και δεν παρουσίαζαν την αναμενόμενη διασπορά στους χρόνους έλευσης. Στις χαμηλές ενέργειες μόνο έξι κανάλια ήταν διαθέσιμα. Από αυτό το περιορισμένο σύνολο δεδομένων στο STA βρήκαμε ότι ο χρόνος απελευθέρωσης των σωματιδίων συνέβη στις 02:51 UT \pm 1.5 ώρες και το μήκος διαδρομής ήταν 1.68 \pm 1.30 AU. Δεδομένης της μεγάλης αβεβαιότητας στο χρόνο απελευθέρωσης και στο μήκος διαδρομής το μόνο σαφές συμπέρασμα που μπορεί να συναχθεί από την ανάλυση των δεδομένων του STA είναι ότι ο χρόνος απελευθέρωσης των σωματιδίων συνέβη αρκετά αργότερα σε σχέση με το STB και το L1. Στο πίνακα 4.2 συνοψίζουμε τα αποτελέσματα της ανάλυσης διασποράς ταχυτήτων στα τρία διαφορετικά σημεία στην ηλιόσφαιρα.



Σχήμα 4.11: Αριστερή στήλη, από επάνω προς τα κάτω: Παρατηρήσεις της ροής των ηλιακών ενεργητικών πρωτονίων από τα δεδομένα των (a) STB, (b) SOHO/ERNE, και (c) STA σε όλα τα διαθέσιμα ενεργειακά κανάλια κατά τη διάρκεια της 7ης Μαρτίου 2012. Στο πάνω διάγραμμα δίνεται μια ένθετη πυξίδα στην οποία φαίνονται οι σχετικές θέσεις των διαστημοπλοίων STEREO, της Γης, και του κέντρου δράσης 11429. Δεξιά στήλη: Ανάλυση διασποράς ταχυτήτων (VDA) για κάθε σημείο παρατήρησης. Η αρχή του χρόνου στον κατακόρυφο άξονα ο οποίος δίνει το χρόνο έλευσης των σωματιδίων είναι η 7 Μαρτίου 2012 00:00 UT. Για κάθε ενεργειακό κανάλι οι χρόνοι έλευσης των πρωτονίων μαζί με την αβεβαιότητά τους δίνονται με τους μπλε σταυρούς, ενώ το αποτέλεσμα της γραμμικής παλινδρόμησης από τη μέθοδο της μέγιστης πιθανοφάνειας (MLE) δίνεται με τις κόκκινες ευθείες. Στο μεσαίο διάγραμμα οι χρόνοι έλευσης από τα δεδομένα των GOES και SOHO/EPHIN δίνονται με τους κύκλους και τα τρίγωνα, αντίστοιχα. Τα αποτελέσματα από τη μέθοδο OLS και από τη μέθοδο MLE δίνονται στο πάνω μέρος κάθε διαγράμματος.

Πίνακας 4.2: Χρόνοι απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων από τις VDA και TSA.

Όργανο/ Διαστημόπλοιο	Μέθοδος VDA		Μέθοδος TSA	
	Χρόνος (UT±λεπτά)	Μήκος διαδρομής s(AU)	Χρόνος (UT±λεπτά)	Μήκος διαδρομής L(AU)
STB	00:25±04	2.35±0.08	00:22±03	2.44
ERNE	01:30±22	5.43±0.72 [†]	00:48±03	1.18
			01:54±12	2.36
STA	02:51±90 [‡]	1.68±1.30	02:18±12	1.14
			04:19±15	2.59
			04:47±15	1.29

[‡] Αβέβαιος χρόνος απελευθέρωσης των πρωτονίων.

[†] Εξαιρετικά μεγάλο μήκος διαδρομής.

4.5.3 Ανάλυση μετάθεσης χρόνου (TSA)

Για να συμπληρώσουμε την ανάλυση διασποράς ταχυτήτων που παρουσιάστηκε στο προηγούμενο εδάφιο πραγματοποιήσαμε τη λεγόμενη *ανάλυση μετάθεσης χρόνου* (*time-shifting analysis*, TSA) στα σωματιδιακά δεδομένα. Σύμφωνα με τη μέθοδο αυτή ο χρόνος έλευσης των σωματιδίων σε μια συγκεκριμένη ενέργεια μετατίθεται χρονικά προς τα πίσω, για να βρεθεί ο χρόνος απελευθέρωσης των σωματιδίων στον Ήλιο (βλ. [Vainio et al. 2013](#)). Η μέθοδος αυτή υποθέτει ότι τα πρώτα σωματίδια που φτάνουν στον ανιχνευτή έχουν κινηθεί στις ανοιχτές δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου άνευ σχεδάσεων. Λόγω αυτής της υπόθεσης η μέθοδος εφαρμόζεται καλύτερα σε δεδομένα υψηλο-ενεργειακών σωματιδίων και δίνει μια εκτίμηση του αργότερου δυνατού χρόνου απελευθέρωσης τους. Εφόσον ισχύει η παραπάνω υπόθεση ο χρόνος απελευθέρωσης, t_{rel} , των σωματιδίων στη 1 AU θα δίνεται από τη σχέση,

$$t_{rel} = t_{onset}(E) - 8.33 \frac{\min}{AU} \cdot L \cdot \beta^{-1}(E) \quad (4.6)$$

όπου $t_{onset}(E)$ είναι ο χρόνος έλευσης των ενεργητικών σωματιδίων ενέργειας E στην 1 AU, L είναι το αναμενόμενο μήκος διαδρομής τους στο μεσοπλανητικό χώρο και $\beta^{-1} = c/v(E)$. Η διαφορά μεταξύ αυτής της σχέσης και της σχέσης 4.4 είναι ότι αντί του μήκους διαδρομής s που είναι ελεύθερη παράμετρος της ανεξάρτητης μεταβλητής, στη σχέση 4.6 χρησιμοποιείται το αναμενόμενο μήκος διαδρομής L το οποίο υπολογίζεται από το μήκος της σπείρας του Αρχιμήδη.

Όπως εξηγήσαμε στο εδάφιο 1.14.3.α' στον αδιατάρακτο ηλιακό άνεμο ο συνδυασμός της ακτινικής ροής του με την ηλιακή περιστροφή δίνει στο μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο μορφολογία σπείρας του Αρχιμήδη. Επομένως, τα φορτισμένα σωματίδια από το σημείο απελευθέρωσής τους μέχρι και το σημείο ανίχνευσής τους κινούνται σε ανοιχτές μαγνητικές γραμμές που έχουν μορφολογία σπείρας του Αρχιμήδη. Το αναμενόμενο μήκος διαδρομής των σωματιδίων θα δίνεται από τη σχέση $L(v_{sw}) = z(r) - z(R_{\odot})$ όπου $z(r)$ είναι το μήκος τόξου μιας σπείρας του Αρχιμήδη που ξεκινάει από το κέντρο του Ήλιου και εκτείνεται σε ακτινική απόσταση r και v_{sw} είναι η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου. Στη γενικότερη περίπτωση μπορούμε να εκφράσουμε το μήκος τόξου μιας σπείρας (του Αρχιμήδη, Fermat, υπερβολική κ.α.) με πολική εξίσωση $r' = a\theta^{1/n}$, ως συνάρτηση μιας υπερ-γεωμετρικής συνάρτησης (${}_2F_1$) σύμφωνα με τη σχέση, $z(r') = r' {}_2F_1(-1/2, 1/2n; 1 + 1/2n; -n^2\theta^2)$. Αναπτύσσοντας την υπερ-γεωμετρική συνάρτηση για $n = 1$ που αντιστοιχεί στη σπείρα του Αρχιμήδη βρίσκουμε ότι το μήκος τόξου $z(r)$ δίνεται από τη σχέση,

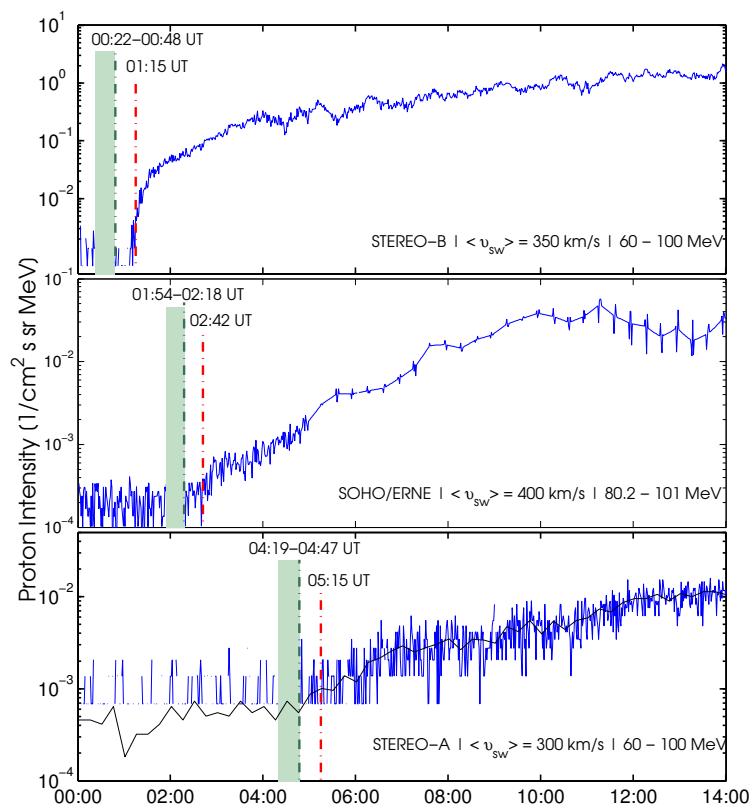
$$z(r) = \frac{a}{2} \left[\ln \left(\frac{r}{a} + \sqrt{1 + \frac{r^2}{a^2}} \right) + \frac{r}{a} \sqrt{1 + \frac{r^2}{a^2}} \right] \quad (4.7)$$

όπου $a = v_{sw}/\omega$ και ω είναι η γωνιακή ταχύτητα περιστροφής του Ήλιου. Ο υπολογισμός του $L(v_{sw})$ μπορεί να θεωρηθεί ως καλή προσέγγιση του αναμενόμενου μήκους διαδρομής των ενεργητικών σωματιδίων. Το μήκος της αναμενόμενης σπείρας του Αρχιμήδη είναι περίπου 1.2 AU για ταχύτητα ηλιακού ανέμου $v_{sw} = 375 \text{ km s}^{-1}$. Ωστόσο, σε αρκετές έρευνες έχουν αναφερθεί μεγαλύτερες τιμές για το μήκος διαδρομής των ενεργητικών σωματιδίων (βλ. [Masson et al. 2012](#), [Vainio et al. 2013](#)).

Οι [Masson et al. \(2012\)](#) χρησιμοποιώντας μετρήσεις του μαγνητικού πεδίου και των παραμέτρων του πλάσματος του ηλιακού ανέμου από το όργανο ACE αναγνώρισαν δομές μεσοπλανητικών CMEs και μαγνητικών σύννεφων κατά τη διάρκεια αρκετών φαινομένων GLE (ground-level enhancements) και βρήκαν ότι τα ενεργητικά σωματίδια κινήθηκαν σε μήκος διαδρομής 1.5–2.6 AU. Επομένως μια πιθανότητα είναι ότι οι ICMEs καθώς διαταράσσουν το μέσο στο οποίο κινούνται αλλοιώνουν παράλληλα τη μορφολογία του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου, άρα τα ενεργητικά σωματίδια κινούνται σε μεγαλύτερα μήκη διαδρομών από το φυσιολογικό μήκος της σπείρας. Παρόμοιες τιμές για το μήκος διαδρομής αναφέρθηκαν και από τους [Kahler et al. \(2011\)](#), στη διάρκεια φαινομένων ενεργητικών ηλεκτρονίων. Ωστόσο η ανάλυσή τους έδειξε ότι τα μήκη διαδρομής στα φαινόμενα που εξελίσσονται ταυτόχρονα με μια ICME και σε αυτά που κινούνταν σε σχεδόν αδιατάρακτο ηλιακό άνεμο δεν είχαν σημαντικές διαφορές.

Με τη μέθοδο TSA εκτιμήσαμε το χρόνο έλευσης των ενεργητικών πρωτονίων χρησιμοποιώντας τα διαθέσιμα κανάλια με τη μεγαλύτερη μέση κινητική ενέργεια. Από το όργανο STEREO/HET χρησιμοποιήσαμε το κανάλι σε ενέργειες από 60 έως 100 MeV και για το SOHO/ERNE το αντίστοιχο κανάλι σε ενέργειες από 80.2 έως 101 MeV. Αξίζει να σημειώσουμε ότι στη μέθοδο TSA χρησιμοποιήσαμε εσκεμμένα τα υψηλο-ενεργειακά κανάλια για να διασφαλίσουμε ότι ο χρόνος έλευσης των σωματιδίων θα είναι όσο το δυνατόν λιγότερο επηρεασμένος από τη σκέδαση των σωματιδίων. Το αναμενόμενο μήκος διαδρομής των σωματιδίων υπολογίστηκε για κάθε διαστημόπλοιο χρησιμοποιώντας δεδομένα της ταχύτητας του ηλιακού ανέμου από τα όργανα STEREO/PLASTIC και ACE/SWEP κατά τη διάρκεια της εξέλιξης των φαινομένων SEP (βλ. σχήμα 4.9 και εδάφιο 4.4.5). Ακόμα, για το STA εφαρμόσαμε τη μέθοδο TSA σε δεδομένα ροής που προέκυψαν από το μέσο μετρήσεων 15 λεπτών επειδή ο λόγος σήματος προς θόρυβο στα υψηλο-ενεργειακά κανάλια ήταν μικρός ($\ll 1$) και επιπλέον υπήρχαν διαστήματα πριν το φαινόμενο χωρίς μετρήσεις. Στον πίνακα 4.2 δίνουμε τα αποτελέσματα από τις δυο μεθόδους, τη TSA και τη VDA.

Στο σχήμα 4.12 φαίνονται τα εγγραφήματα της ροής των ενεργητικών πρωτονίων από παρατηρήσεις των διαστημοπλοίων STB/A και του SOHO/ERNE. Τα δεδομένα αφορούν το χρονικό διάστημα από 00:00 UT έως 14:00 UT. Οι κατακόρυφες διακεκομμένες κόκκινες και πράσινες ευθείες δείχνουν το χρόνο έλευσης και το χρόνο απελευθέρωσης (σύμφωνα με την TSA) των σωματιδίων, αντίστοιχα. Επιπλέον με το πράσινο χωρίο δείχνουμε μια εκτίμηση του δυνατού χρόνου απελευθέρωσης των σωματιδίων υποθέτοντας ότι τα σωματίδια έχουν διανύσει μήκος διαδρομής διπλάσιο από το αναμενόμενο μήκος διαδρομής που υπολογίστηκε από τη σπείρα του Αρχιμήδη. Αυτή η επιλογή στηρίζεται στη μελέτη των [Vainio et al. \(2013\)](#) όπου στα σχήματά τους 2 και 5 δείχνουν από την ανάλυση 107 φαινομένων SEPs, ότι το μήκος διαδρομής που υπολογίζεται από τη VDA προς το αναμενόμενο μήκος διαδρομής έχουν μεταξύ τους λόγο περίπου δυο. Η υπόθεση αυτή είναι συμβατή και με άλλες μελέτες όπως εξηγήσαμε και πιο πάνω και δίνει ένα γενναιόδωρο όριο στο νωρίτερο δυνατό χρόνο απελευθέρωσης.

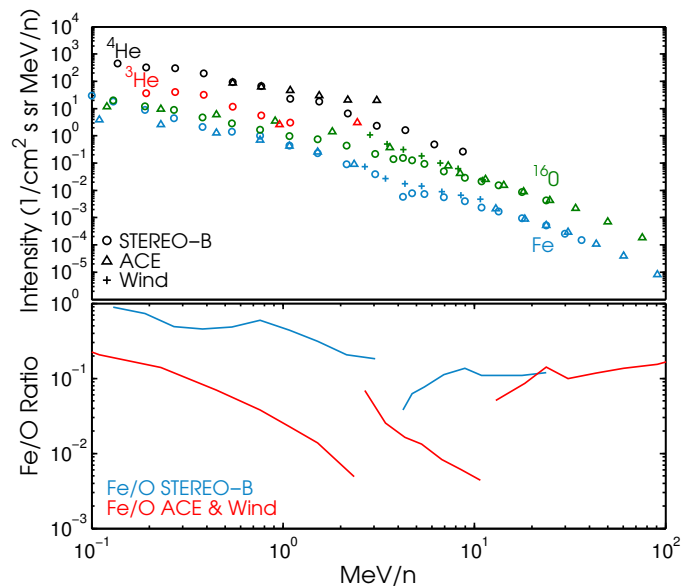


Σχήμα 4.12: Ανάλυση μετάθεσης χρόνου (TSA) στα δεδομένα των STB/STA (πάνω/κάτω) και SOHO/ERNE (μέση), για ενέργειες σωματιδίων μεταξύ 60–100 MeV και 80.2–101 MeV, αντίστοιχα. Τα δεδομένα των ενεργητικών πρωτονίων δίνονται με τις μπλε καμπύλες. Παρουσιάζουμε τους χρόνους έλευσης των πρωτονίων με τις κόκκινες διακεκομμένες ευθείες και τους χρόνους απελευθέρωσης με τις πράσινες διακεκομμένες ευθείες. Το πράσινο χωρίο δίνει το χρονικό διάστημα στο οποίο ο χρόνος απελευθέρωσης των πρωτονίων μετατίθεται για τιμές διπλάσιες του μήκους διαδρομής.

Τα αποτελέσματα της μεθόδου TSA δείχνουν ότι: για το STB ο χρόνος απελευθέρωσης ήταν μεταξύ 00:22 UT ($L=2.44$ AU) και 00:48 UT ($L=1.22$ AU), για το SOHO/ERNE μεταξύ 01:54 UT ($L=2.36$ AU) και 02:18 UT ($L=1.18$ AU) και για το STA μεταξύ 04:19 ($L=2.58$ AU) and 04:47 UT ($L=1.29$ AU). Συμπεραίνουμε ότι ο χρόνος απελευθέρωσης για το STB που υπολογίζεται από την ανάλυση μετάθεσης χρόνου είναι συμβατός με τα αποτελέσματα που παράχθηκαν από την ανάλυση διασποράς ταχυτήτων. Επιπλέον, η ανάλυση μετάθεσης χρόνου είναι σε συμφωνία με τη VDA, ότι ο χρόνος απελευθέρωσης των σωματιδίων στο L1 και STA συνέβη σημαντικά αργότερα σε σχέση με το STB.

4.6 Αφθονία στοιχείων και ισοτόπων – ενεργειακό φάσμα

Για τα φαινόμενα SEPs ο λόγος στις αφθονίες διαφορετικών στοιχείων και ισοτόπων, μπορεί να δώσει χρήσιμες πληροφορίες για τη φυσική διαδικασία επιτάχυνσης των ενεργητικών σωματιδίων και διάδοσής τους στην ηλιόσφαιρα (βλ. Reames 1999). Ιδιαίτερα οι λόγοι Fe/O και $^3\text{He}/^4\text{He}$ χρησιμοποιούνται στις περισσότερες περιπτώσεις για να διαχωριστούν τα φαινόμενα SEPs σε “απότομα” και “βαθμιαία” (βλ. εδάφιο 1.14.1). Στα “απότομα” φαινόμενα SEPs παρατηρείται λόγος $^3\text{He}/^4\text{He} \sim 1000$, ενώ για τα βαρύτερα στοιχεία ο λόγος Fe/O είναι περίπου δέκα φορές μεγαλύτερος από την αντίστοιχο λόγο αφθονίας που πα-



Σχήμα 4.13: Πάνω: ενεργειακό φάσμα του ^4He (μαύρο), ^3He (κόκκινο), ^{16}O (πράσινο), και Fe (μπλε) σε ενέργειες από 0.1 έως 100 MeV. Ο υπολογισμός έγινε από το μέσο όρο των επιτόπιων μετρήσεων στο STB (κύκλοι) και το L1 (ACE: τρίγωνα, WIND: σταυροί) κατά τη διάρκεια του φαινομένου SEP. Τα δεδομένα αφορούν στο χρονικό διάστημα από τις 7 Μαρτίου 2012 00:00 UT έως τις 8 Μαρτίου 2012 00:00 UT. Κάτω: ο λόγος Fe/O σε συνάρτηση με την ενέργεια για το ίδιο χρονικό διάστημα και ενεργειακό εύρος όπως και στο πάνω διάγραμμα.

ρατηρείται στο στέμμα και τον ηλιακό άνεμο. Για τα “βαθμιαία” φαινόμενα οι αντίστοιχοι λόγοι είναι ~ 10 για το $^3\text{He}/^4\text{He}$ και ~ 0.1 για το Fe/O (βλ. Reames 2013, 2014).

Για να διερευνήσουμε το σχετικό ρόλο της έκλαμψης ή του κρουστικού κύματος στη διαδικασία απελευθέρωσης των σωματιδίων χρησιμοποιήσαμε δεδομένα στοιχείων και ισotόπων από όργανα σε διαφορετικές θέσεις στην ηλιόσφαιρα. Τα δεδομένα αφορούν σε ένα μεγάλο φάσμα ενεργειών από 0.1 έως 100 MeV/n από τις παρατηρήσεις των διαστημοπλοίων STB και ACE. Οι παρατηρήσεις από το STB ελήφθησαν από τα όργανα Suprathermal Ion Telescope (SIT: Mason *et al.* 2008) και Low Energy Telescope (Mewaldt *et al.* 2008). Ακόμα, για το L1 χρησιμοποιήσαμε παρατηρήσεις από τα όργανα Low Energy Isotope Spectrometer (ULEIS: Mason *et al.* 1998) και το Solar Isotope Spectrometer (SIS: Stone *et al.* 1998) στο ACE. Συμπληρώσαμε τα δεδομένα αυτά με παρατηρήσεις από το όργανο EPACT/LEMT στο διαστημόπλοιο WIND. Περισσότερες λεπτομέρειες για τα όργανα αυτά παρουσιάζουμε στο εδάφιο 2.2.1.

Στο σχήμα 4.13 (πάνω) παρουσιάζουμε το ενεργειακό φάσμα των ^4He , ^3He , ^{16}O , και Fe σε ενέργειες από 0.1 έως 100 MeV/n. Με τους κύκλους παρουσιάζονται τα δεδομένα από το διαστημόπλοιο STB, με τα τρίγωνα από το ACE και με τους σταυρούς από το WIND. Τα δεδομένα που χρησιμοποιήθηκαν για την παραγωγή του ενεργειακού φάσματος αφορούν στο χρονικό διάστημα κατά τη διάρκεια του φαινομένου SEP από τις 7 Μαρτίου 2012 00:00 UT έως τις 8 Μαρτίου 2012 09:00 UT. Το χρονικό διάστημα που επιλέξαμε για την παραγωγή του ενεργειακού φάσματος, μας επιτρέπει να εξετάσουμε την αρχική σύσταση του φαινομένου SEP καθώς δεν περιλαμβάνει τη στιγμή που το κρουστικό κύμα φτάνει στα όργανα στο L1 και στο διαστημόπλοιο STB. Με την επιλογή αυτή, αποφεύγεται η φαινόμενη μείωση του λόγου Fe/O στις αναμενόμενες τιμές του ηλιακού ανέμου μετά το πέρασμα του κρουστικού κύματος από τα όργανα (βλ. π.χ. Mason *et al.* 2012). Ωστόσο, σημειώνουμε ότι μια μικρή συνεισφορά στις χαμηλές ενέργειες από το φαινόμενο τις 5ης Μαρτίου 2012 δεν μπορεί να εξαιρεθεί.

Από το ενεργειακό φάσμα των στοιχείων και των ισotόπων προσδιορίσαμε τους λόγους αφθονίας του $^3\text{He}/^4\text{He}$ και του Fe/O . Εμπιστευόμαστε κυρίως τα αποτελέσματα σε ενέργειες από 1 MeV/n έως 10 MeV/n (Reames & Ng 2004, Reames 2014). Για ενέργειες χαμηλότερες από 1 MeV/n η ροή των σωματιδίων μπορεί να επηρεαστεί σημαντικά από τη μη αδιαβατική κίνησή των σωματιδίων (πλάγια ολίσθηση, σκέδαση και διάχυση) ενώ για ενέργειες μεγαλύτερες από 10 MeV/n, μπορεί να υπάρχουν διαφορές στην παγίδευση και την επιτάχυνση των ιόντων στην περιοχή προέλευσής τους που να δημιουργούν σημαντικές διαφοροποιήσεις στα χαρακτηριστικά τους ανάλογα με την ενέργεια (βλ. Reames & Ng 2004). Ωστόσο, οι Cane *et al.* (2006) κατάφεραν να διαχωρίσουν φαινόμενα SEPs σε “απότομα” και “βαθμιαία” χρησιμοποιώντας το λόγο Fe/O για τις ενέργειες από 25 έως 80 MeV/n.

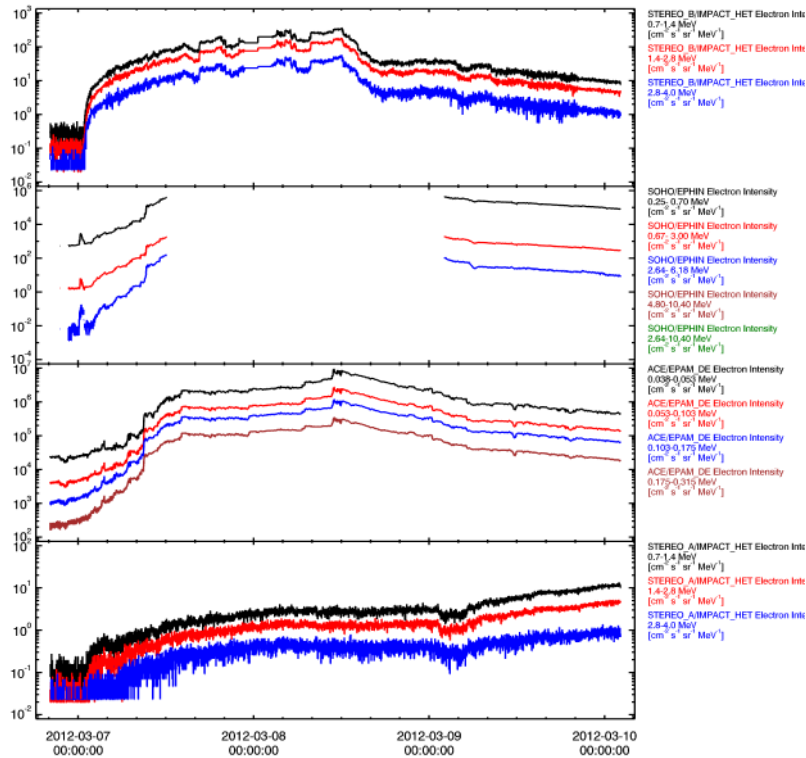
Από την ανάλυσή μας βρήκαμε ότι η μέση τιμή του λόγου Fe/O στις ενέργειες από 1 MeV/n έως 10 MeV/n ήταν 0.018 από τις μετρήσεις του ACE και WIND, ενώ στο STB είναι 0.24. Οι παραπάνω τιμές είναι συμβατές με τη μέση τιμή του λόγου $\text{Fe}/\text{O} \sim 0.1$ για τα “βαθμιαία” φαινόμενα SEPs που έχει παρουσιαστεί από τους Reames (1999), Reames & Ng (2004), Reames (2014). Επιπλέον, εξετάσαμε το ενεργειακό φάσμα του λόγου Fe/O για το STB (μπλε καμπύλη) και το L1 (ACE–WIND, κόκκινη καμπύλη) και παρουσιάζουμε τα αποτελέσματα στο σχήμα 4.13 (κάτω). Στο STB βρήκαμε ότι ο λόγος Fe/O γενικά μειώνεται με την αύξηση της ενέργειας, ενώ από το ενεργειακό φάσμα που προκύπτει από τα όργανα που βρίσκονται στα διαστημόπλοια ACE και WIND φαίνεται ότι ο λόγος μειώνεται στο διάστημα από 0.1 έως 10 MeV/n και έπειτα πάνω από τα 10 MeV/n παρουσιάζει αύξηση.

Εκτός από το λόγο Fe/O προσδιορίσαμε και το λόγο $^3\text{He}/^4\text{He}$ στο STB και ACE. Κατά τη διάρκεια τις 7ης Μαρτίου 2012 δεν παρατηρήθηκε κάποια σημαντική αύξηση στη ροή του ισotόπου ^4He στις παρατηρήσεις του οργάνου STB/SIT σε ενέργειες μικρότερες από ~ 1 MeV/n. Είναι πιθανό ότι κάποιο προηγούμενο φαινόμενο SEP προστέθηκε στη ροή του υποβάθρου για τις χαμηλές ενέργειες, με αποτέλεσμα οποιαδήποτε μικρή αύξηση στη ροή να μην είναι εντοπίσιμη. Για το ισotόπο ^3He δεν υπήρχαν διαθέσιμες μετρήσεις σε ενέργειες μεγαλύτερες των ~ 1.5 MeV/n αλλά παρατηρείται μια αύξηση στη ροή του ισotόπου σε ενέργειες μεταξύ 0.2–1 MeV/n για το χρονικό διάστημα από 17:00 έως 18:00 UT στις 7 Μαρτίου. Από τα δεδομένα του οργάνου STB/LET φαίνεται μια αύξηση στη ροή του ισotόπου ^4He πάνω από τα επίπεδα του υποβάθρου σε ενέργεια ~ 10 MeV/n περίπου στις 7 Μαρτίου 02:45 UT. Για το ^3He δεν υπήρχαν διαθέσιμες μετρήσεις σε αυτές τις ενέργειες. Στα δεδομένα του ACE φαίνεται μια αύξηση του ^4He μετά τις 04:00 UT στις 7 Μαρτίου, ενώ στο ίδιο χρονικό διάστημα το ^3He είναι κοντά στις τιμές του υποβάθρου μέχρι τις 10:00 UT όπου και αρχίζει να αυξάνεται αργά από το χρόνο αυτό και έπειτα.

Από τα διαθέσιμα δεδομένα βρήκαμε ότι ο λόγος $^3\text{He}/^4\text{He}$ στο STB κυμαίνεται μεταξύ ~ 0.09 – 0.13 και στο ACE είναι ~ 0.04 . Επομένως στο STB οι τιμές του $^3\text{He}/^4\text{He}$ είναι πολύ κοντά στο κριτήριο του Reames (2013) για τα “απότομα” SEPs, επομένως δεν μπορούμε να αποκλείσουμε το γεγονός ότι μπορεί να υπάρχει κάποια συνεισφορά στην επιτάχυνση και απελευθέρωση των σωματιδίων από την έκλαμψη. Για το ACE δεν βρήκαμε στοιχεία που να συνάδουν στην αύξηση του ^3He έναντι του ^4He και η οποία θα σήμαινε κάποια συνεισφορά της έκλαμψης στην απελευθέρωση των σωματιδίων. Αυτό είναι συμβατό με το γεγονός ότι το κέντρο δράσης (συνεπώς και η περιοχή της έκλαμψης) δεν είναι μαγνητικά συνδεδεμένο με τη Γη.

4.7 Το φαινόμενο ενεργητικών ηλεκτρονίων στις 7 Μαρτίου

Το φαινόμενο SEP της 7ης Μαρτίου εκτός από την παρουσία ενεργητικών πρωτονίων περιελάμβανε και ενεργητικά ηλεκτρόνια τα οποία παρατηρήθηκαν σε μια ευρεία ηλιογραφική έκταση από τα διαστημόπλοια STB/A και τα όργανα στο L1. Χρησιμοποιώντας δεδομένα



Σχήμα 4.14: Χρονική εξέλιξη της ροής των ενεργητικών ηλεκτρονίων για το φαινόμενο της 7ης Μαρτίου από τις παρατηρήσεις στα STB/A (πάνω/κάτω) και L1 (μέσον). Τα δεδομένα αφορούν στο χρονικό διάστημα από τις 7 Μαρτίου 00:00 UT έως 8 Μαρτίου 00:00 UT. Το εύρος ενεργειών που αντιστοιχεί σε κάθε καμπύλη αναγράφεται δεξιά του σχήματος.

ενεργητικών ηλεκτρονίων από τα διαστημόπλοια STB/A, SOHO/EPHIN, WIND/3DP, και ACE εξετάσαμε τη σχέση των ενεργητικών ηλεκτρονίων με τα δυο μεγάλα εκρηκτικά φαινόμενα και το ισχυρό φαινόμενο ενεργητικών πρωτονίων στις 7 Μαρτίου. Για το σκοπό αυτό υπολογίσαμε το χρόνο απελευθέρωσης των ενεργητικών ηλεκτρονίων σε κάθε θέση παρατήρησης και συγκρίναμε τους χρόνους αυτούς με τους χρόνους απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων σύμφωνα με τα αποτελέσματα που παρουσιάστηκαν στα εδάφια 4.5.2 και 4.5.3

Στο σχήμα 4.14 δίνονται οι παρατηρήσεις των ενεργητικών ηλεκτρονίων από τα όργανα HET των STB και STA και το όργανο ACE/EPAM. Τα δεδομένα αφορούν στο χρονικό διάστημα από τις 7 Μαρτίου 00:00 UT έως τις 10 Μαρτίου 00:00 UT. Στο STB παρατηρήθηκε μια απότομη αύξηση στη ροή των ενεργητικών ηλεκτρονίων στις 7 Μαρτίου 00:51 UT σε ενέργεια από 1.4 έως 2.8 MeV. Στο L1 η υψηλή ροή ηλεκτρονίων από προηγούμενο φαινόμενο κάνει σχετικά δύσκολο τον προσδιορισμό των χρόνων έλευσης. Στα δεδομένα των διαστημοπλοίων WIND/3DP και ACE φαίνεται ότι η ροή των ενεργητικών ηλεκτρονίων παρουσίαζε μια βαθμιαία αύξηση ήδη πριν την έναρξη της πρώτης έκλαμψης. Η συνεχώς αυξανόμενη ροή του υποβάθρου των ηλεκτρονίων κάνει δύσκολο τον εντοπισμό της ακριβούς χρονικής στιγμής κατά την οποία τα πρώτα ενεργητικά ηλεκτρόνια από τα φαινόμενα στις 7 Μαρτίου φτάνουν στο L1. Στο όργανο SOHO/EPHIN υπάρχει ένα κενό στις παρατηρήσεις των ηλεκτρονίων στο διάστημα λίγο πριν την έναρξη του φαινομένου και μετά τις 12:00 UT στις 7 Μαρτίου, αλλά η έναρξη του φαινομένου ενεργητικών ηλεκτρονίων παρατηρήθηκε αρκετά καλά περίπου στις 02:03 UT στις 7 Μαρτίου σε ενέργειες μεταξύ 2.6 και 6.1 MeV. Στο STA τα πρώτα ενεργητικά ηλεκτρόνια σε ενέργειες από 1.4 έως 2.8 MeV έφτασαν στις 01:25 UT. Μια πρώτη επισήμανση είναι ότι στο STA τα ηλεκτρόνια έφτασαν πριν από τα πρωτόνια με διαφορά περίπου τρεις ώρες.

Από τα δεδομένα των ενεργητικών ηλεκτρονίων υπολογίσαμε τους χρόνους απελευθέ-

Πίνακας 4.3: Χρόνοι απελευθέρωσης των ενεργητικών ηλεκτρονίων από τις VDA και TSA.

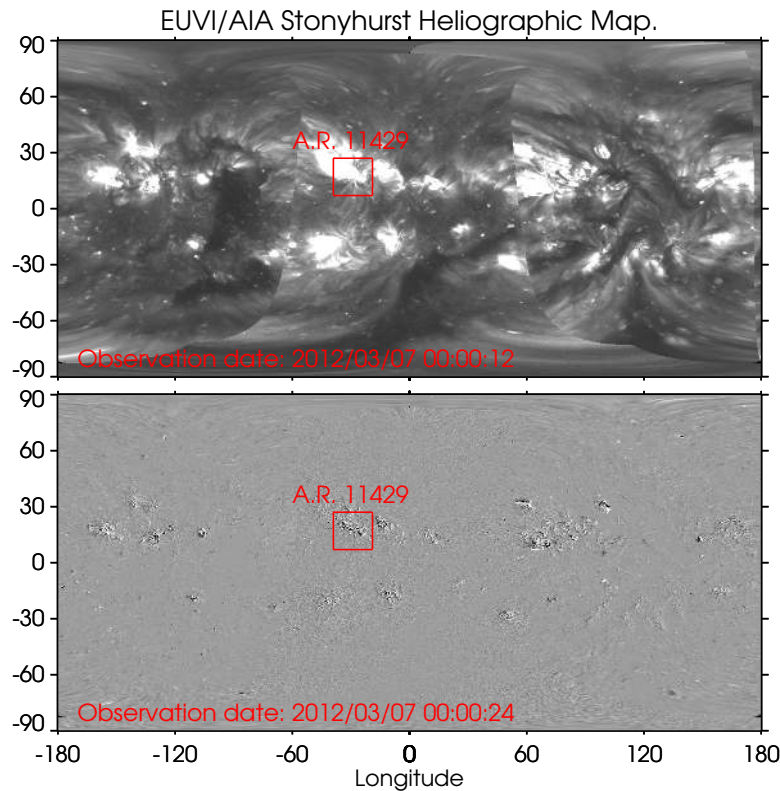
Όργανο/ Διαστημόπλοιο	Μέθοδος VDA		Μέθοδος TSA	
	Χρόνος (UT±λεπτά)	Μήκος διαδρομής s(AU)	Χρόνος (UT±λεπτά)	Μήκος διαδρομής L(AU)
STB	00:33±06	1.08±0.17	00:36±05	1.22
EPHIN	–	–	01:51±05	1.18
STA	–	–	01:09±10	1.29

ρωσής τους χρησιμοποιώντας τη μέθοδο διασποράς ταχυτήτων (βλ. εδάφιο 4.5.2) και τη μέθοδο μετάθεσης χρόνου (βλ. εδάφιο 4.5.3) σε κάθε σημείο παρατήρησης. Στο STB, από τη μέθοδο VDA βρήκαμε ότι ο χρόνος απελευθέρωσης των ενεργητικών ηλεκτρονίων ήταν στις 00:33 UT±6 λεπτά, ενώ από τη μέθοδο TSA βρήκαμε ότι τα υψηλο-ενεργειακά ηλεκτρόνια (1.4–2.8 MeV) είχαν χρόνο απελευθέρωσης 00:36 UT±5 λεπτά. Τα αντίστοιχα μήκη διαδρομής ήταν 1.08±0.17 AU από τη VDA, ενώ στη TSA χρησιμοποιήσαμε το αναμενόμενο μήκος διαδρομής το οποίο ήταν 1.22 AU. Στο L1 δεν ήταν δυνατόν να χρησιμοποιήσουμε τη μέθοδο VDA καθώς όπως αναφέρθηκε και πριν οι χρόνοι απελευθέρωσης δεν μπορούν να βρεθούν με αξιοπιστία. Ωστόσο από τα δεδομένα του SOHO/EPHIN για τα υψηλο-ενεργειακά ηλεκτρόνια (2.64–6.18 MeV) βρήκαμε από τη μέθοδο TSA το χρόνο απελευθέρωσης στις 01:51 UT±5 λεπτά χρησιμοποιώντας αναμενόμενο μήκος διαδρομής 1.18 AU. Στο STA εφαρμόσαμε τη μέθοδο VDA αλλά το υπολογισμένο μήκος διαδρομής και συνεπώς οι χρόνοι απελευθέρωσης δεν ήταν ρεαλιστικοί. Αυτό οφείλεται στη μικρή διασπορά των χρόνων έλευσης των ηλεκτρονίων. Από τη μέθοδο TSA βρήκαμε ότι τα υψηλο-ενεργειακά ηλεκτρόνια στις ενέργειες μεταξύ 1.4–2.8 MeV έχουν χρόνο απελευθέρωσης στις 01:09 UT±10 λεπτά χρησιμοποιώντας αναμενόμενο μήκος διαδρομής 1.29 AU. Στο πίνακα 4.3 συνοφίζονται τα αποτελέσματα για τους χρόνους απελευθέρωσης των ενεργητικών ηλεκτρονίων από τις VDA και TSA.

Συνοφίζοντας τα αποτελέσματα από την παραπάνω ανάλυση βρήκαμε ότι: ο χρόνος απελευθέρωσης των ενεργητικών ηλεκτρονίων σε σχέση με το χρόνο απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων 1) ήταν ελαφρώς καθυστερημένος στο STB (~10 λεπτά), 2) ήταν ταυτόχρονος ή προηγούνταν στο L1 ανάλογα με την επιλογή του μήκους διαδρομής των πρωτονίων που χρησιμοποιήθηκε στη μέθοδο TSA, και 3) σημαντικά προηγούνταν στο STA (~3 ώρες). Επομένως, από τους χρόνους απελευθέρωσης των ηλεκτρονίων και των πρωτονίων στο STB και το L1, συμπεραίνουμε ότι υπήρχε πολύ καλή σχέση ανάμεσα στο φαινόμενο των ενεργητικών πρωτονίων και το φαινόμενο των ενεργητικών ηλεκτρονίων. Ωστόσο, από το σχετικό χρόνο απελευθέρωσης των ηλεκτρονίων και των πρωτονίων στο STA είναι αβέβαιο γιατί τα σωματίδια φτάσανε στο σημείο ανίχνευσης με τόσο μεγάλη χρονική διαφορά.

4.8 Χωρικά χαρακτηριστικά της CME και του κρουστικού κύματος

Σε διάφορα σημεία αυτού του κεφαλαίου έχουμε αναφέρει ότι τα ηλιακά ενεργητικά σωματίδια όταν διαφεύγουν από τη περιοχή επιτάχυνσης ακολουθούν της ανοιχτές μαγνητικές γραμμές μέχρι το σημείο ανίχνευσής τους. Εντοπίζοντας τη θέση των μαγνητικών γραμμών που συνδέουν το όργανο με τον Ήλιο μπορούμε να βρούμε το αναμενόμενο σημείο απελευθέρωσης των σωματιδίων. Υποθέτοντας αρχικά ότι οι δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου έχουν μορφολογία σπείρας του Αρχιμήδη και γνωρίζοντας τη θέση της έκλαμψης, τη χωρική εξέλιξη του κύματος EUV, τη διεύθυνση διάδοσης και το εύρος του κρουστικού



Σχήμα 4.15: Ηλιογραφικοί χάρτες Stonyhurst κοντά στην έναρξη της πρώτης έκλαμψης. Πάνω εικόνα: δίνεται ο ηλιογραφικός χάρτης Stonyhurst από τις παρατηρήσεις των STEREO/EUVI και AIA στα 19.5 nm και 21.1 nm αντίστοιχα, για τις 00:00:12 UT. Κάτω εικόνα: δίνεται ο χάρτης Stonyhurst που προέκυψε από τη διαφορά μεταξύ των εικόνων στις 00:00:24 UT και στις 00:00:12 UT. Με το κόκκινο πλαίσιο σημειώνεται η θέση του κέντρου δράσης 11429.

κύματος, μπορούμε να συνάγουμε -στη γενικότερη περίπτωση- τη πηγή των ενεργητικών σωματιδίων. Στα εδάφια που ακολουθούν εξετάζουμε το σχετικό ρόλο των δυο κυμάτων EUV και των κρουστικών κυμάτων στο λευκό φως, στη διάδοση και την απελευθέρωση του φαινομένου SEP.

4.8.1 Παρατηρήσεις στο χαμηλό στέμμα στο EUV

Για να μελετήσουμε τη χωρική εξέλιξη του κρουστικού κύματος στο χαμηλό στέμμα στο EUV, κατασκευάσαμε ηλιογραφικούς χάρτες Stonyhurst για ολόκληρο τον ηλιακό δίσκο χρησιμοποιώντας δεδομένα και από τα τρία σημεία παρατήρησης (δηλ. STB/A και L1). Τα δεδομένα που χρησιμοποιήσαμε αφορούν το χρονικό διάστημα από τις 00:00 UT έως τις 02:00 UT, σε μήκη κύματος: 19.5 nm (~ 1.2 MK) για τις παρατηρήσεις του STEREO/EUVI και 22.1 nm για τις παρατηρήσεις του SDO/AIA. Το μήκος κύματος στα 22.1 nm χρησιμοποιήθηκε έναντι των 19.3 nm για τις παρατηρήσεις του SDO/AIA, γιατί το κύμα EUV ήταν πιο ευδιάκριτο στα 22.1 nm και επιπλέον οι εικόνες στην περιοχή της έκλαμψης παρουσίαζαν λιγότερο κόρο. Ακόμα, για να εντοπίσουμε με μεγάλη ακρίβεια τα όρια του κύματος EUV στους χάρτες Stonyhurst μετατρέψαμε τις εικόνες σε κυλιόμενες εικόνες διαφοράς. Στο σχήμα 4.15 δίνονται, στη πάνω εικόνα ο ηλιογραφικός χάρτης Stonyhurst για τις 00:00:12 UT και στη κάτω εικόνα ο αντίστοιχος χάρτης κυλιόμενης εικόνας διαφοράς. Με το κόκκινο πλαίσιο σημειώνεται η θέση του κέντρου δράσης 11429.

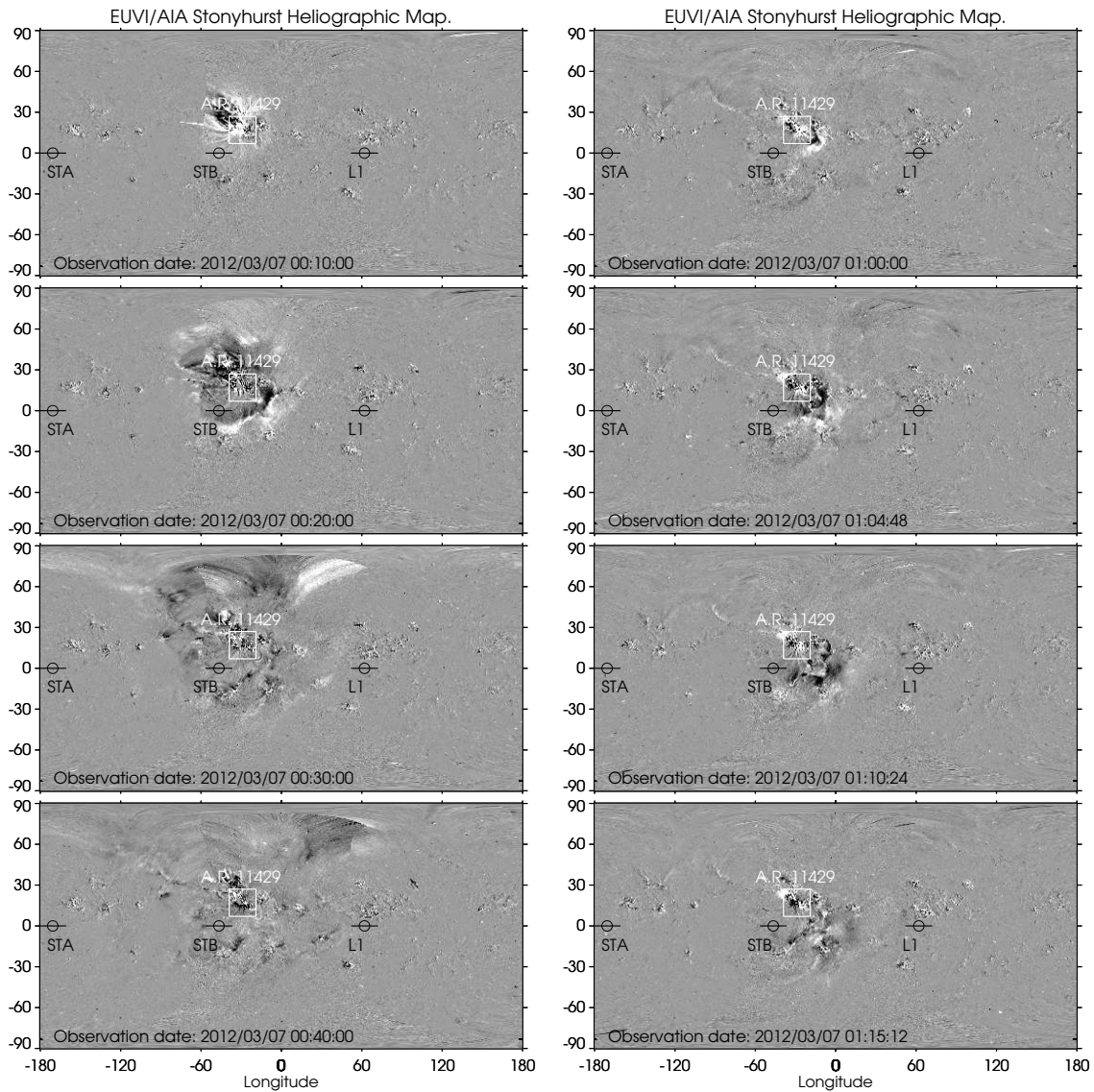
Η διαδικασία μετατροπής των εικόνων του Ήλιου σε ηλιογραφικούς χάρτες Stonyhurst περιλαμβάνει: (1) το συγχρονισμό των δεδομένων από τα τρία παρατηρητήρια, (2) τη διόρ-

θωση των εικόνων για τη διαφορική περιστροφή, (3) τη μετατροπή των συντεταγμένων των εικόνων από καρτεσιανές σε ηλιογραφικές, (4) τη βαθμονόμηση των εικόνων σε κοινό χρόνο έκθεσης. Για το συγχρονισμό των δεδομένων από τα τρία παρατηρητήρια ακολουθούμε την παρακάτω διαδικασία: τα όργανα EUVI στα διαστημόπλοια STB και STA δίνουν δεδομένα με ένα σταθερό ρυθμό δειγματοληψίας (~5 λεπτά στην περίπτωσή μας) και οι εικόνες μεταξύ των δυο οργάνων είναι σχεδόν απόλυτα συγχρονισμένες. Άρα δημιουργούνται ζεύγη εικόνων από τα STA και STB τα οποία πρέπει να συγχρονιστούν με τις παρατηρήσεις του SDO/AIA. Καθώς το όργανο AIA έχει πολύ μικρότερο ρυθμό δειγματοληψίας (~12 δευτερόλεπτα) από το όργανο EUVI ο συγχρονισμός των εικόνων επιτυγχάνεται εύκολα και με μεγάλη ακρίβεια (<12 δευτερόλεπτα). Έπειτα διορθώνουμε τις εικόνες για τη διαφορική περιστροφή χρησιμοποιώντας τη ρουτίνα “WCS_CONVERT_DIFF_ROT” του SolarSoft (SSW). Με αυτή τη μέθοδο, αν οι παρατηρήσεις απέχουν μερικά δευτερόλεπτα ή και λεπτά μεταξύ τους, εξομαλύνονται οι διαφορές τους και τα δεδομένα συγχρονίζονται σε ένα κοινό χρόνο βάσης. Ο αλγόριθμος αυτός μεταθέτει τις ηλιογραφικές συντεταγμένες (Carrington ή Stonyhurst) του δίσκου από μια χρονική στιγμή σε μια άλλη χρησιμοποιώντας ένα μοντέλο διαφορικής περιστροφής (“diff_rot.pro”).

Βασικό κομμάτι της υλοποίησης των ηλιογραφικών χαρτών Stonyhurst είναι η μετατροπή μεταξύ διαφορετικών συστημάτων συντεταγμένων (βλ. Thompson 2006). Τα πρωτογενή δεδομένα έχουν συντεταγμένες στο επίπεδο του ουρανού, οπότε αυτό που μετράμε άμεσα σε μια εικόνα του ήλιου είναι η απόσταση του σημείου που μας ενδιαφέρει από το κέντρο του δίσκου σε δευτερόλεπτα τόξου, σε άξονες που είναι στη διεύθυνση του ουράνιου Βορρά-Νότου και Ανατολής-Δύσης. Για να μετατρέψουμε αυτές τις συντεταγμένες σε καρτεσιανές ηλιογραφικές Stonyhurst χρησιμοποιούμε τον αλγόριθμο του solarsoft “WCS_CONVERT_TO_COORD”. Συνοπτικά ο αλγόριθμος για τη μετατροπή μεταξύ των δυο συστημάτων θεωρεί ένα καρτεσιανό σύστημα συντεταγμένων με κέντρο το κέντρο του ήλιου και άξονες στη διεύθυνση της ουράνιας Δύσης και του ουράνιου Βορρά. Έπειτα με τις κατάλληλες γωνίες στροφής στο καρτεσιανό σύστημα, που λαμβάνουν υπόψη τη γωνία της προβολής του άξονα του ήλιου ως προς τη διεύθυνση του ουράνιου Βορρά και τη γωνία του άξονα του ήλιου ως προς το επίπεδο του ουρανού, προσανατολίζει το σύστημα στη διεύθυνση της προβολής του άξονα του ήλιου στο επίπεδο του ουρανού και στη διεύθυνση του άξονα του ήλιου. Το τελικό αποτέλεσμα είναι οι καρτεσιανές ηλιογραφικές συντεταγμένες.

Η μετατροπή των συντεταγμένων των εικόνων γίνεται για τα δεδομένα από κάθε σημείο παρατήρησης και το τελικό αποτέλεσμα είναι ένας χάρτης Stonyhurst που καλύπτει ολόκληρη την επιφάνεια του Ήλιου για κάθε χρονική στιγμή. Ακόμα, επειδή οι εικόνες από κάθε όργανο έχουν διαφορετικό χρόνο έκθεσης κανονικοποιούμε τις παρατηρήσεις σε ένα κοινό χρόνο. Ωστόσο, χρειάζεται και ένας επιπλέον παράγοντας βαθμονόμησης καθώς οι παρατηρήσεις μας είναι σε διαφορετικό μήκος κύματος. Κατόπιν δοκιμών βρίσκουμε μια σταθερά με την οποία πολλαπλασιάζουμε την ένταση των παρατηρήσεων του AIA στα 22.1 nm για να ταιριάζει σχεδόν απόλυτα η αντίθεση των εικόνων του AIA με την αντίστοιχη των δεδομένων του EUVI.

Εφαρμόσαμε την παραπάνω διαδικασία στα διαθέσιμα δεδομένα των τριών παρατηρητήριων και κατασκευάσαμε μια ταινία που περιλαμβάνει κυλιόμενες εικόνες διαφοράς χαρτών Stonyhurst για κάθε χρονική στιγμή (βλ. ταινία 4.3), στο χρονικό διάστημα από τις 00:00 UT έως τις 02:00 UT. Στιγμιότυπα από την ταινία δίνονται στο σχήμα 4.16, στο οποίο φαίνεται η χωρική και χρονική εξέλιξη του κύματος EUV. Στην αριστερή στήλη φαίνονται τα στιγμιότυπα κατά τη διάρκεια της εξέλιξης του πρώτου κύματος EUV και στη δεξιά στήλη κατά τη διάρκεια του δεύτερου κύματος EUV. Ακόμα, σε κάθε εικόνα δείχνουμε με κύκλους, τις περιοχές στο χαμηλό στέμμα με καλή μαγνητική σύνδεση με κάθε σημείο παρατήρησης.



Σχήμα 4.16: Ηλιογραφικοί χάρτες Stonyhurst που περιλαμβάνουν την εξέλιξη των δυο κυμάτων EUV. Για κάθε χάρτη χρησιμοποιήθηκαν κυλιόμενες εικόνες διαφοράς από τα δεδομένα των STEREO/EUVI και AIA στα 19.5 nm και 21.1 nm αντίστοιχα, στο χρονικό διάστημα από τις 00:00 UT έως τις 02:00 UT. Στην αριστερή στήλη φαίνεται η εξέλιξη του πρώτου κύματος EUV, ενώ στη δεξιά η εξέλιξη του δεύτερου. Σε κάθε χάρτη σημειώνονται: με το λευκό τετράγωνο η θέση του κέντρου δράσης 11429 και με τους κύκλους οι περιοχές με καλή μαγνητική σύνδεση με τα όργανα (βλ. και [ταινία 4.3](#)).

Ολοκληρώνοντας τη διαφορική εξίσωση των δυναμικών γραμμών (σχέση 1.22) παίρνουμε τη σχέση που περιγράφει μια σπείρα του Αρχιμήδη σε σφαιρικό σύστημα συντεταγμένων (σχέση 1.23). Από αυτή τη σχέση μπορεί να υπολογιστεί το ηλιογραφικό μήκος των περιοχών με καλή μαγνητική σύνδεση. Για τον υπολογισμό χρησιμοποιούμε τη σχέση (βλ. Nolte & Roelof 1973),

$$\phi_0 = \frac{\omega r}{v_{sw}} \left(1 - \frac{R_s}{r} \right) \quad (4.8)$$

όπου r είναι η απόσταση από το κέντρο του ήλιου μέχρι το σημείο παρατήρησης με καλή μαγνητική σύνδεση (στην περίπτωση της Γης, $r = 212 R_\odot$), ω είναι η γωνιακή ταχύτητα περιστροφής του ήλιου, $R_s = 2.5 R_\odot$ είναι η ηλιοκεντρική απόσταση πέρα από την οποία οι μαγνητικές δυναμικές γραμμές υποτίθεται ότι αποκτούν τη μορφή σπείρας, και v_{sw} η ακτινική ταχύτητα του ηλιακού ανέμου. Στη σχέση 4.8 η ανεξάρτητη μεταβλητή είναι η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου, η οποία υπολογίζεται από επιτόπιες μετρήσεις στο σημείο παρατήρησης.

Για κάθε σημείο παρατήρησης υπολογίζουμε τη μέση ακτινική ταχύτητα του ηλιακού ανέμου από τα δεδομένα των επιτόπιων μετρήσεων που παρουσιάσαμε και στο εδάφιο 4.4.5. Ο υπολογισμός της μέσης ταχύτητας έγινε για δεδομένα κοντά στην έναρξη του φαινομένου, δηλαδή στο χρονικό διάστημα μεταξύ 00:00–03:00 UT. Αποφύγαμε με αυτή την επιλογή την έλευση του κρουστικού κύματος στο L1 από το φαινόμενο της 5ης Μαρτίου. Επιπλέον, σε κάθε σημείο παρατήρησης δίνουμε στο σχήμα 4.16 και ένα ευθύγραμμο τμήμα το οποίο αναπαριστά μια αβεβαιότητα 10° στον υπολογισμό του ηλιογραφικού μήκους. Η αβεβαιότητα αυτή δεν προέρχεται τόσο από το σφάλμα του υπολογισμού του μέσου όρου των μετρούμενων ταχυτήτων του ηλιακού ανέμου, για παράδειγμα λόγω της μεγάλης μεταβλητότητας των μετρήσεων, όσο από την εγγενή απόκλιση των μαγνητικών γραμμών από το σχήμα της σπείρας του Αρχιμήδη ιδιαίτερα στο χαμηλό στέμμα. Οι Klein *et al.* (2008) έδειξαν ότι στην περίπτωση κατά την οποία οι ανοιχτές μαγνητικές γραμμές στο χαμηλό στέμμα, δεν εκτείνονται ακτινικά προς τα έξω, μπορούν τα ενεργητικά σωματίδια να μεταφερθούν μερικές δεκάδες μοίρες πέρα από το σημείο προέλευσης. Επομένως, μια τέτοια κατάσταση μπορεί να μεταθέσει το αναμενόμενο σημείο στο χαμηλό στέμμα με καλή μαγνητική σύνδεση με το όργανο για αρκετές μοίρες.

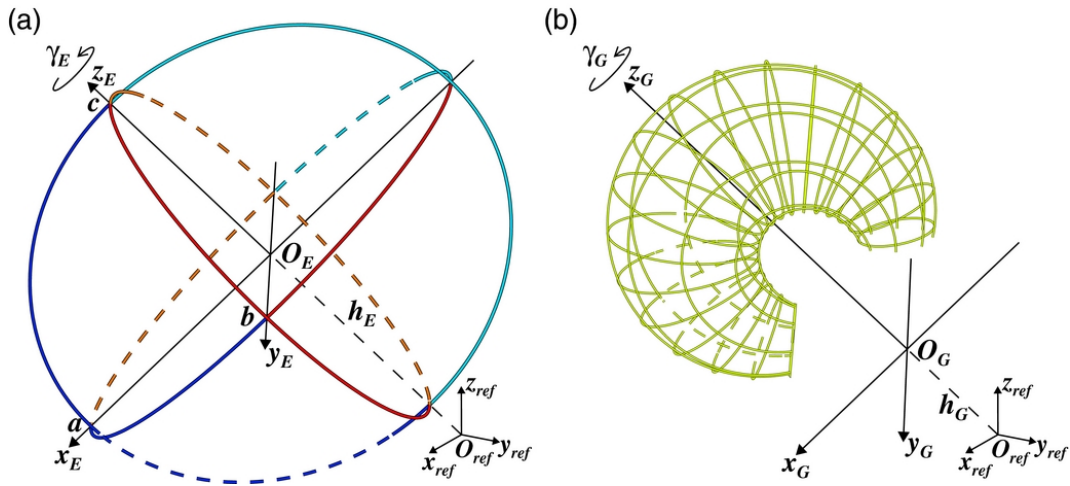
Επιστρέφοντας ξανά στη συζήτηση για την εξέλιξη των κυμάτων EUV στο χαμηλό στέμμα, παρακολούθησαμε τη χωρική εξέλιξή τους από τους χάρτες Stonyhurst, κατά μήκος ολόκληρης της ηλιακής επιφάνειας. Το πρώτο κύμα EUV εμφανίστηκε στις ~00:12 UT βορειοανατολικά του κέντρου δράσης 11429 γύρω από ένα σύμπλεγμα βρόχων που σταδιακά ανέρχονταν. Μετά τις 00:17 UT το κύμα απέκτησε πιο ευδιάκριτη δομή και το μέτωπό του ήταν αρκετά εύκολα εντοπίσιμο. Περίπου στις 00:20 UT το κύμα εισήρθε σε ένα στάδιο πολύ γρήγορης διάδοσης και συνολικά η έκτασή του ήταν μεγαλύτερη από $\sim 60^\circ$ στη διεύθυνση βορά-νότου και ανατολής-δύσης. Για το χρονικό διάστημα μεταξύ 00:20 UT και 00:30 UT φαίνεται ότι το κύμα διαδιδόταν πιο αποδοτικά σε διεύθυνση νοτιοδυτική και βορειοανατολική σε σχέση με το κέντρο δράσης. Στο διάστημα αυτό μετρήσαμε τη ταχύτητα του κύματος EUV σε κατεύθυνση δυτικά του κέντρου δράσης και βρήκαμε ότι ήταν $\sim 830 \text{ km s}^{-1}$. Μετά τις 00:32 UT τα όρια του κύματος έγιναν πιο διάχυτα και ο εντοπισμός του ήταν δύσκολος. Στις 00:32 UT, μια εκτίμηση της συνολικής έκτασης του κύματος δίνει έκταση μεγαλύτερη από $\sim 150^\circ$ στη διεύθυνση ανατολής-δύσης και μεγαλύτερη από $\sim 120^\circ$ στη διεύθυνση βορά-νότου. Από τις 00:35 UT έως τις 00:40 UT παρατηρείται στη δυτική διεύθυνση, η αλληλεπίδραση του κύματος (Li *et al.* 2012, Yang *et al.* 2013) με διάφορες στεμματικές δομές και ένα κέντρο δράσης (AR 11431, στις $\sim 40^\circ$) που βρισκόταν σχετικά κοντά στη περιοχή με καλή μαγνητική σύνδεση με τη Γη. Στην ανατολική διεύθυνση, για το ίδιο

χρονικό διάστημα, το κύμα φαίνεται να αλληλεπιδρά με τα κέντρα δράσης που βρίσκονται μεταξύ -150° και -130° .

Το δεύτερο κύμα EUV όπως αναφέραμε και στο εδάφιο 4.4.3 εμφανίστηκε για πρώτη φορά στις 01:02 UT γύρω από ένα σύμπλεγμα βρόχων που σταδιακά ανέρχονταν σε κατεύθυνση νοτιοδυτική. Ένα τμήμα του συμπλέγματος βρόχων, συνέδεε το κέντρο δράσης 11429 με το γειτονικό κέντρο δράσης 11430. Το κύμα EUV μέχρι τις 01:04 UT συνέχιζε να διαδίδεται σε διεύθυνση νοτιοδυτική και αλληλεπιδρά με το κέντρο δράσης 11428. Σε αυτό το χρονικό διάστημα προσδιορίσαμε τη ταχύτητα του κύματος και βρήκαμε ότι ήταν $\sim 430 \text{ km s}^{-1}$. Το δεύτερο κύμα EUV είχε διαστάσεις μικρότερες από αυτές του πρώτου κύματος. Στις 01:07 UT κάλυπτε ηλιογραφικό μήκος και πλάτος μικρότερο από $\sim 40^\circ$. Μετά τις $\sim 01:13$ UT το δεύτερο κύμα EUV είχε χάσει εξολοκλήρου την έντασή του και δεν ήταν πλέον εντοπίσιμο στους χάρτες Stonyhurst. Το μόνο στοιχείο που φανέρωνε την ύπαρξή του μετά τις 01:15 UT ήταν μια μικρή διαταραχή που παρατηρήθηκε στις $\sim 01:25$ UT στο κέντρο δράσης 11431 και προήρθε πιθανότατα από την αλληλεπίδραση του κύματος με το κέντρο δράσης.

Ένα επιπλέον στοιχείο που προκύπτει από την ανάλυση της χωρικής εξέλιξης των κυμάτων EUV με τη χρήση ηλιογραφικών χαρτών Stonyhurst, είναι η σχετική τους θέση ως προς τις περιοχές που αναμένεται να έχουν καλή μαγνητική σύνδεση με τα όργανα. Το πρώτο κύμα EUV πέρασε από την περιοχή με καλή μαγνητική σύνδεση με το STB στο χρονικό διάστημα μεταξύ 00:19 UT και 00:25 UT ενώ το δεύτερο κύμα EUV στο διάστημα 01:06–01:10 UT, ανάλογα με τη ταχύτητα του ηλιακού ανέμου και την αβεβαιότητα στη θέση της περιοχής. Σύμφωνα και με τα αποτελέσματα της ανάλυσής μας για το χρόνο απελευθέρωσης των πρωτονίων στο STB που παρουσιάστηκε στο εδάφιο 4.5 συμπεραίνουμε ότι ο χρόνος απελευθέρωσης των σωματιδίων (TSA: 00:22 UT; VDA: 00:25 UT) είναι συμβατός με την άφιξη του πρώτου κύματος EUV στη περιοχή με καλή μαγνητική σύνδεση με το STB. Η μικρή χρονική διαφορά, ~ 5 – 10 λεπτά, μεταξύ των δυο παραπάνω συμβάντων, μπορεί να αποδοθεί είτε σε μικρές αποκλίσεις του ηλιογραφικού μήκους σύνδεσης της περιοχής είτε στην αβεβαιότητα που προκύπτει από τον υπολογισμό του χρόνου απελευθέρωσης των σωματιδίων.

Ο χρόνος απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων προς το L1 (TSA: 01:54–02:18 UT) και το STA (TSA: 04:24–04:49 UT) δεν μπορεί να συγκριθεί απευθείας με τη διάδοση των κυμάτων EUV στο χαμηλό στέμμα, καθώς δεν υπάρχουν αποδείξεις ότι κάποιο από τα δυο κύματα έφτασε στις περιοχές με καλή μαγνητική σύνδεση είτε με το L1 είτε με το STA. Ο μόνος τρόπος για να συγκρίνουμε τους χρόνους απελευθέρωσης των σωματιδίων με την άφιξη των κυμάτων στα σημεία καλής σύνδεσης με τα STA και L1 είναι να υπολογίσουμε από τα χαρακτηριστικά της κινηματικής τους, το χρόνο άφιξης των κυμάτων στις περιοχές αυτές. Αυτό μπορεί να γίνει ως προσέγγιση πρώτης τάξης γνωρίζοντας την ταχύτητα των δυο κυμάτων EUV και υποθέτοντας ότι αυτά κινούνται ομαλά από το σημείο της τελευταίας τους παρατήρησης μέχρι τις περιοχές με καλή μαγνητική σύνδεση. Σύμφωνα με τον παραπάνω υπολογισμό, το πρώτο κύμα αναμένεται να φτάσει στις περιοχές με καλή μαγνητική σύνδεση με τα L1 και STA, στις $\sim 00:34$ UT και $\sim 00:45$ UT, αντίστοιχα. Για το δεύτερο κύμα οι αντίστοιχοι χρόνοι είναι στις $\sim 01:30$ UT για το L1 και στις $\sim 02:20$ UT για το STA. Επομένως συμπεραίνουμε ότι οι χρόνοι άφιξης των δυο κυμάτων στις περιοχές με καλή μαγνητική σύνδεση δεν είναι συμβατοί (~ 30 λεπτά έως ~ 2 ώρες) με τους χρόνους απελευθέρωσης των σωματιδίων στις αντίστοιχες περιοχές. Σημειώνουμε επιπλέον ότι και τα δυο κύματα EUV είναι σχεδόν βέβαιο πως τελικώς έχουν αποσβεστεί πριν φτάσουν στις περιοχές με καλή μαγνητική σύνδεση με τα STA και L1.



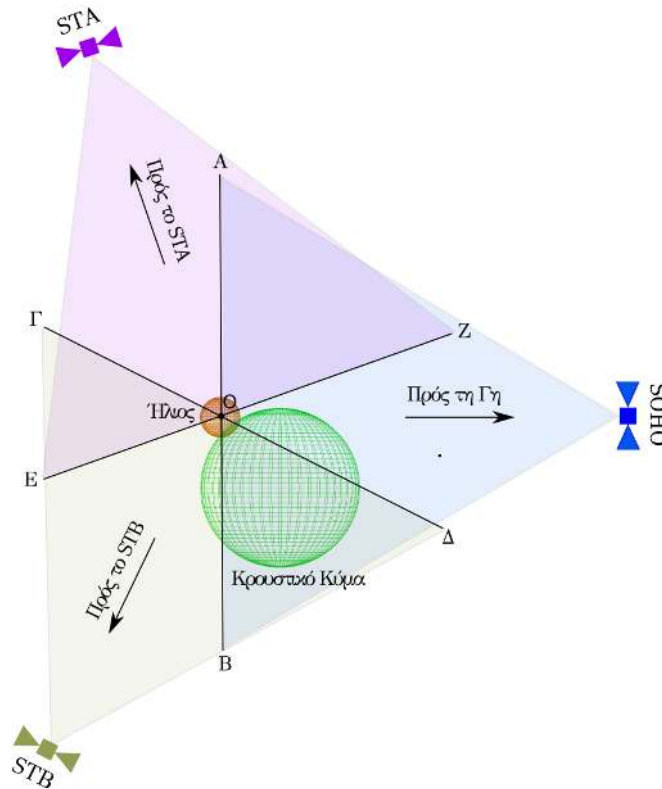
Σχήμα 4.17: Σχηματική αναπαράσταση του σφαιροειδούς μοντέλου και του μοντέλου του βαθμιδωτού κυλινδρικού κελύφους (GCS). Στο αριστερό σκίτσο φαίνεται το σφαιροειδές μοντέλο στο τοπικό σύστημα συντεταγμένων (x_E, y_E, z_E) . Οι παράμετροι a , b , και c είναι οι αποστάσεις από την αρχή του συστήματος συντεταγμένων O_E και κατά μήκος των αξόνων x_E, y_E , και z_E , αντίστοιχα. Στο δεξί σκίτσο φαίνεται το μοντέλο GCS στο τοπικό σύστημα συντεταγμένων (x_G, y_G, z_G) . Και στα δυο σχήματα η αρχή του συστήματος συντεταγμένων αναφοράς δίνεται στο κάτω δεξιό μέρος (από *Kwon et al. 2014*).

4.8.2 Τριδιάστατη ανασύνθεση του πρώτου κρουστικού κύματος

Χάρη στα δεδομένα από τους δορυφόρους STB, STA, και SOHO που βρίσκονται σε διαφορετικές θέσεις στην ηλιόσφαιρα, μπορούμε να μελετήσουμε το πρώτο κρουστικό κύμα όπως καταγράφηκε στο λευκό φως, χρησιμοποιώντας παρατηρήσεις των στεμματογράφων από τρεις διαφορετικές διευθύνσεις παρατήρησης. Σκοπός μας είναι η τριδιάστατη ανασύνθεση του κρουστικού κύματος που θα μας επιτρέψει να μελετήσουμε την έκταση και τη θέση του σε σχέση με τις δυναμικές γραμμές του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου που συνδέουν τον ήλιο με τα όργανα. Σε αυτές τις δυναμικές γραμμές απελευθερώνονται και κινούνται τα ενεργητικά σωμάτια μέχρι το σημείο ανίχνευσής τους. Η μέθοδος που χρησιμοποιήσαμε για την τριδιάστατη ανασύνθεση, παρουσιάζεται στις εργασίες των *Thernisien et al. (2006, 2009)* και εφαρμόζεται με επιτυχία σε συνδυασμένες παρατηρήσεις των στεμματογράφων STEREO/COR και SOHO/LASCO.

Υπολογιστικά, η μέθοδος της τριδιάστατης ανασύνθεσης υλοποιείται στο SolarSoft με μια βιβλιοθήκη γεωμετρικών σχημάτων στα οποία προσαρμόζοντας κάποιες παραμέτρους που σχετίζονται με το γεωμετρικό τους σχήμα (όπως το ύψος και το εύρος) και τη θέση τους στο χώρο (όπως το μήκος και το πλάτος) μπορούν να δημιουργηθούν σφαιρικές ή ελλειψοειδείς δομές που ταιριάζουν στις παρατηρήσεις CMEs και κρουστικών κυμάτων στο λευκό φως. Για την τριδιάστατη ανασύνθεση των CMEs χρησιμοποιείται το μοντέλο του βαθμιδωτού κυλινδρικού κελύφους (*Graduated Cylindrical Shell, GCS*) με το οποίο αναπαράγεται η μεγάλης κλίμακας δομή του σχοινοειδούς μαγνητικής ροής της CME (βλ. *Thernisien et al. 2009*) ενώ για τη τριδιάστατη ανασύνθεση των κρουστικών κυμάτων χρησιμοποιείται ένα σφαιροειδές μοντέλο (βλ. *Kwon et al. 2014*). Στο σχήμα 4.17 δίνεται η σχηματική αναπαράσταση των δυο μοντέλων, στο αριστερό σκίτσο φαίνεται το σφαιροειδές μοντέλο και στο δεξί το μοντέλο του βαθμιδωτού κυλινδρικού κελύφους.

Στα σχήματα που προκύπτουν από τα δυο μοντέλα (βλ. σχήμα 4.17) αρχικά μετασχηματίζεται η κλίμακά τους, για να ταιριάζουν στο οπτικό πεδίο των οργάνων στα οποία μας ενδιαφέρει να κάνουμε την προσαρμογή. Επιπλέον, καθώς τα όργανα έχουν διαφορετικές θέσεις στην ηλιόσφαιρα, οπότε και η διεύθυνση παρατήρησης των οργάνων είναι



Σχήμα 4.18: Σχηματική αναπαράσταση της χωρικής διάταξης των διαστημοπλοίων STB/A και SOHO (πράσινο, μοβ και μπλε) καθώς και μια υποθετική τριδιάστατη αναπαράσταση ενός κρουστικού κύματος με το σφαιροειδές μοντέλο (πράσινο σφαιροειδές πλέγμα). Με τα ευθύγραμμα τμήματα AB, ΓΔ, και ΕΖ δίνονται προσεγγιστικά τα όρια των οπτικών πεδίων των στεμματογράφων του LASCO, STB, και STA, αντίστοιχα, από τους οποίους χρησιμοποιήθηκαν δεδομένα για την τριδιάστατη ανασύνθεση. Σημειώνουμε ότι το σχήμα δεν είναι σε ορθή κλίμακα.

διαφορετική, πρέπει με κατάλληλους μετασχηματισμούς στροφής να συγχρονιστούν οι συντεταγμένες των σχημάτων σε κάθε σημείο θέασης. Στο σχήμα 4.18 δίνεται μια σχηματική αναπαράσταση της γεωμετρίας των παρατηρήσεων από τις τρεις διευθύνσεις παρατήρησης, σε συνδυασμό με μια υποθετική αναπαράσταση ενός κρουστικού κύματος με ένα σφαιροειδές. Στο σχήμα σημειώνονται οι θέσεις των οργάνων (SOHO, STB και STA), η επιφάνεια του Ήλιου (πορτοκαλί σφαίρα), και ένα κρουστικό κύμα σε ίδια περίπου διεύθυνση με το κρουστικό κύμα που μελετάμε (πράσινη σφαίρα). Με τα ευθύγραμμα τμήματα AB, ΓΔ, ΕΖ, δίνονται προσεγγιστικά (δηλ. δεν είναι σε απόλυτα ορθή κλίμακα) τα όρια των οπτικών πεδίων των οργάνων SOHO, STB και STA, αντίστοιχα, στο επίπεδο του ουρανού. Οι γωνίες $\widehat{AO\Delta}$ και $\widehat{AO\Xi}$ είναι ίσες με τις γωνίες που σχηματίζουν τα διανύσματα θέσης των διαστημοπλοίων SOHO–STB και SOHO–STA, αντίστοιχα. Στις εικόνες των οργάνων το τελικό αποτέλεσμα της αποτύπωσης του κρουστικού κύματος είναι η προβολή του σφαιροειδούς σχήματος στα επίπεδα που ορίζουν τα ευθύγραμμα τμήματα κάθετα στη σελίδα.

Τα σχήματα του σφαιροειδούς μοντέλου και του μοντέλου GCS επιθέτονται στις εικόνες των στεμματογράφων. Οι ελεύθερες παράμετροι των μοντέλων προσδιορίζονται με τη μέθοδο της βέλτιστης οπτικής προσαρμογής. Αυτό επιτυγχάνεται κατόπιν αλληπάλληλων δοκιμών μέχρι να υπάρχει σύμπτωση του σχήματος των μοντέλων με τις παρατηρήσεις σε κάθε διεύθυνση παρατήρησης του φαινομένου. Για κάθε νέα ρύθμιση των παραμέτρων, τα σχήματα ανανεώνονται αυτόματα στις εικόνες του λευκού φωτός έτσι ώστε ο χρήστης του προγράμματος να μπορεί να έχει πλήρη εποπτεία της θέσης και του σχήματός τους στο επίπεδο του ουρανού. Οι εικόνες που χρησιμοποιήσαμε για την εφαρμογή των δυο παρα-

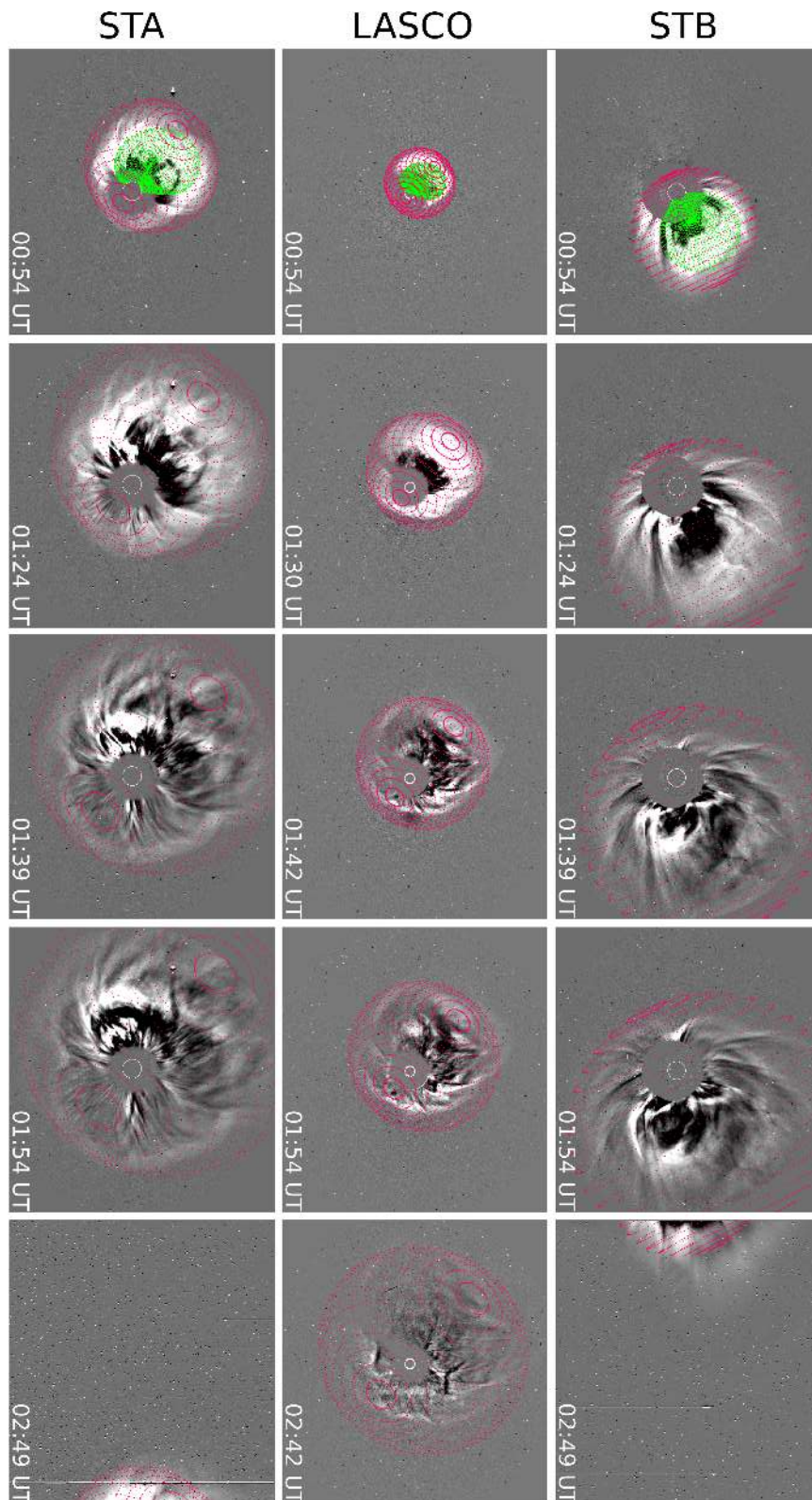
πάνω μοντέλων προέρχονται από τα δεδομένα ολικής λαμπρότητας των στεμματογράφων STEREO/[COR ή HI] και SOHO/LASCO. Από τα δεδομένα αυτά δημιουργήσαμε τριάδες παρατηρήσεων (COR1B/C2/COR1A, COR2B/C3/COR2A, και HI1B/C3/HI1A) οι οποίες αποτελούνται από σχεδόν ταυτόχρονες παρατηρήσεις του στέμματος. Τα παραπάνω δεδομένα αφορούν το χρονικό διάστημα μεταξύ 00:30 UT και 03:00 UT. Ακόμα, για να εντοπίσουμε με μεγάλη ακρίβεια τα όρια του κρουστικού κύματος μετατρέψαμε τις εικόνες ολικής λαμπρότητας σε κυλιόμενες εικόνες διαφοράς βάσης. Σημειώνουμε ότι για να έχουμε ακριβή αποτελέσματα στη τριδιάστατη ανασύνθεση πρέπει να έχουμε δεδομένα και από τα τρία σημεία θέασης.

Όπως συζητήθηκε και στο εδάφιο 4.4.3 το κρουστικό κύμα που σχετίζεται με την πρώτη CME παρατηρήθηκε ως ένα αμυδρό μέτωπο, σαν άλλως, που την περιβάλλει σχεδόν σε ολόκληρο το εύρος της (βλ. σχήμα 4.6 και ταινία 4.2). Άλλες έμμεσες παρατηρήσεις του κρουστικού κύματος περιλαμβάνουν την ύπαρξη εκτρεπόμενων streamers και τη ραδιοεκπομπή τύπου II. Αξίζει να σημειώσουμε ότι το πρώτο κρουστικό κύμα ήταν πολύ μεγαλύτερο σε έκταση από τη σχετιζόμενη CME και λόγω του μεγέθους του περιβάλλει το δίσκο απόκρυψης των στεμματογράφων. Ωστόσο, σημειώνουμε ότι το πρώτο κρουστικό κύμα δεν πρέπει να συγχέεται ως τμήμα κάποιας CME η οποία θα μπορούσε να κατευθύνεται προς τη Γη. Στη μελέτη μας επικεντρωθήκαμε στη τριδιάστατη ανασύνθεση του κρουστικού κύματος που σχετίζεται με τη πρώτη CME. Η τριδιάστατη ανασύνθεση των δυο CMEs παρουσιάζεται στην εργασία των Patsourakos *et al.* (2016) οι οποίοι χρησιμοποίησαν τη μέθοδο του GCS. Από την ανασύνθεση αυτή οι Patsourakos *et al.* (2016) έδειξαν ότι η δεύτερη CME είναι αυτή που είχε κατεύθυνση προς τη Γη.

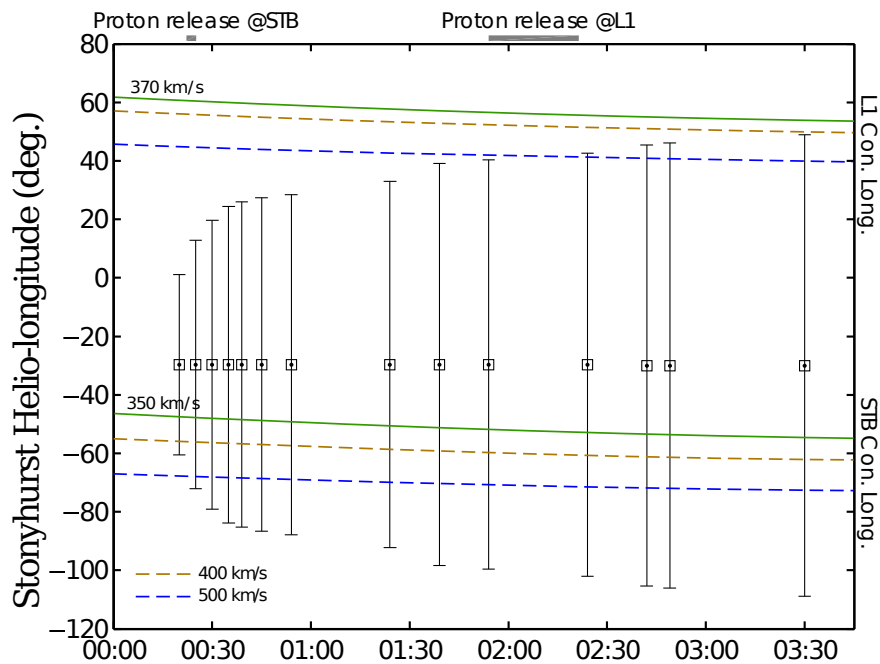
Στο σχήμα 4.19 δίνουμε μερικά στιγμιότυπα από τη τριδιάστατη ανασύνθεση του πρώτου κρουστικού κύματος. Η ανασύνθεση παρουσιάζεται με το κόκκινο σφαιροειδές στις κυλιόμενες εικόνες διαφοράς από τα όργανα COR2B/C3/COR2A (και HI1B/C3/HI1A στην δεξιά στήλη). Στην αριστερή στήλη δίνουμε και το αποτέλεσμα της τριδιάστατης ανασύνθεσης του σχοινοειδούς μαγνητικής ροής της πρώτης CME με το μοντέλο GCS (πράσινες καμπύλες). Ένα πρώτο σχόλιο που προκύπτει από τα αποτελέσματα του σχήματος 4.19 είναι ότι με το σφαιροειδές μοντέλο καταφέρνουμε να αναπαραστήσουμε αρκετά καλά τη τριδιάστατη μορφολογία του πρώτου κρουστικού κύματος σε όλα τα σημεία παρατήρησης του φαινομένου (STB, SOHO, STA).

Ξεκινήσαμε την τριδιάστατη ανασύνθεση του κρουστικού κύματος περίπου στις 00:20 UT, όταν η CME και το κρουστικό της κύμα μόλις είχαν ανέλθει πάνω από το δίσκο απόκρυψης των οργάνων COR1B και COR1A. Για το χρονικό διάστημα από τις 00:20 UT έως τις 00:30 UT χρησιμοποιήσαμε δεδομένα από τους στεματογράφους COR1B/C2/COR1A. Μετά τις 00:30 UT η CME εξήλθε από το οπτικό πεδίο των εσωτερικών στεμματογράφων COR1B/C2/COR1A οπότε από αυτό το χρονικό σημείο και έπειτα, μέχρι τις 02:30 UT, χρησιμοποιήσαμε δεδομένα κυρίως από τους στεματογράφους COR2B/C3/COR2A και επιδιώξαμε να ταιριάξουμε το σφαιροειδές σε αυτές τις εικόνες. Ωστόσο, στο ίδιο χρονικό διάστημα χρησιμοποιήσαμε ταυτόχρονα και τις εικόνες από τους στεματογράφους COR1B/C2/COR1A για να έχουμε μια επιπλέον εποπτεία στην προσαρμογή του σφαιροειδούς πιο χαμηλά στο στέμμα και κυρίως στις πτέρυγες του κρουστικού κύματος.

Μετά τις 02:00 UT το μεγαλύτερο τμήμα του κρουστικού κύματος έχει εξέλθει από το οπτικό πεδίο των στεμματογράφων COR2B/A. Μετά τις 02:30 UT συμπληρώσαμε την ανάλυσή μας με δεδομένα από τα ηλιοσφαιρικά τηλεσκόπια STEREO/HI1 και δημιουργώντας τριάδες εικόνων από τα δεδομένα των HI1B/C3/HI1A μπορέσαμε να ακολουθήσουμε την εξέλιξη του κρουστικού κύματος πέρα από το οπτικό πεδίο των στεμματογράφων COR2B/A. Μετά τις 03:30 UT το κρουστικό κύμα στις παρατηρήσεις του LASCO/C3 γίνεται αρκετά διάχυτο για να ακολουθήσουμε την εξέλιξή του με μεγάλη σαφήνεια. Παρόλα αυτά οι εκτρεπόμενοι από το κρουστικό κύμα streamers δίνουν ένα κατώτατο όριο για την έκτασή του.



Σχήμα 4.19: Κυλιόμενες εικόνες διαφοράς από τα δευτεμένα των στεμματογράφων COR2B/A (πάνω/κάτω σειρά), των ηλιοσφαιμικών τηλεσκοπίων H1B/A (πάνω και κάτω στη δεξιά στήλη), και του LASCO/C3 (μέσα σειρά), κατά τη διάρκεια εξέλιξης της πρώτης CME. Σε κάθε εικόνα το κόκκινο-σφαιροειδές πλέγμα δίνει το αποτελεσματικό τριδιάστατης ανασύνθεσης του κρουστικού κύματος από το σφαιροειδές μοντέλο και στις εικόνες της πρώτης στήλης με το πράσινο πλέγμα φαίνεται η αναπαράσταση του σχηματισμού μαγνητικής ροής της πρώτης CME από το μοντέλο του βαθμωτού κυλινδρικού κελύφους.



Σχήμα 4.20: Χρονική εξέλιξη της διαμήκους έκτασης του κρουστικού κύματος (κατακόρυφες γραμμές) από τα αποτελέσματα της τριδιάστατης ανασύνθεσής του. Με τις χρωματιστές καμπύλες δίνονται τα ηλιογραφικά μήκη με καλή μαγνητική σύνδεση με το όργανο STB και το L1, για διαφορετικές τιμές της ακτινικής ταχύτητας του ηλιακού ανέμου. Στο επάνω μέρος του σχήματος δίνονται με τις οριζόντιες γραμμές τα διαστήματα των χρόνων απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων από τις μεθόδους VDA και TSA για το STB και το L1.

Ακόμα, σημειώνουμε ότι οι παρατηρήσεις των ηλιοσφαιρικών τηλεσκοπίων HI1 είναι ιδιαίτερα χρήσιμες στη μελέτη αυτή καθώς μας επιτρέπουν να ακολουθήσουμε με μεγάλη ακρίβεια την εξέλιξη της δυτικής πτέρυγας του κρουστικού κύματος.

Από τα γεωμετρικά και χωρικά χαρακτηριστικά της τριδιάστατης ανασύνθεσης του κρουστικού κύματος μπορούν να υπολογιστούν χρήσιμες ποσότητες που αφορούν τη χωρική του εξέλιξη όπως είναι: το κεντρικό ηλιογραφικό μήκος του κρουστικού κύματος (δηλ. η ακτινική διεύθυνση της μύτης του κρουστικού κύματος) και η διαμήκης έκτασή του στο επίπεδο της εκλειπτικής (δηλ. η έκταση του κρουστικού κύματος ανάμεσα στις πτέρυγες). Στη μελέτη μας ενδιαφερόμαστε κυρίως για τη χρονική εξέλιξη της διαμήκους έκτασης του κρουστικού κύματος, η οποία σε συνδυασμό με τη θέση των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου στο μεσοπλανητικό χώρο μπορεί να δείξει αν το κρουστικό κύμα είναι υπεύθυνο για την απελευθέρωση των ενεργητικών σωματιδίων σε διαφορετικές θέσεις στην ηλιόσφαιρα.

Στο σχήμα 4.20 με τα τετράγωνα δίνεται η χρονική εξέλιξη του κεντρικού ηλιογραφικού μήκους του κρουστικού κύματος και με τα κατακόρυφα ευθύγραμμα τμήματα οριοθετείται η διαμήκης έκταση του κρουστικού κύματος στο επίπεδο της εκλειπτικής. Επιπλέον, σημειώνονται στο ίδιο σχήμα, με τις καμπύλες διαφορετικού χρώματος, οι περιοχές που έχουν καλή μαγνητική σύνδεση με το διαστημόπλοιο STB και με το L1. Οι περιοχές αυτές έχουν υπολογιστεί από τη θέση των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου που συνδέουν τον Ήλιο με τα όργανα που βρίσκονται στην ηλιόσφαιρα. Ακόμα, στο πάνω μέρος του σχήματος σημειώνονται τα χρονικά διαστήματα που αναμένεται τα ενεργητικά σωματίδια να απελευθερώθηκαν στις ανοιχτές μαγνητικές γραμμές σύμφωνα με την ανάλυση που παρουσιάστηκε στα εδάφια 4.5.2 και 4.5.3.

Ο υπολογισμός των περιοχών με καλή μαγνητική σύνδεση γίνεται σύμφωνα με τη σχέση 4.8 η οποία δίνει το ηλιογραφικό μήκος κάθε μαγνητικής γραμμής στο σημείο το οποίο μας ενδιαφέρει, συναρτήσει της ταχύτητας του ηλιακού ανέμου. Πριν προχωρήσουμε στις λεπτομέρειες του υπολογισμού τονίζουμε ότι είναι αναγκαίο να λάβουμε υπόψιν την καμπυλότητα των μαγνητικών γραμμών για να είναι ακριβής ο υπολογισμός μας. Υπενθυμίζουμε ότι στο εδάφιο 4.8.1 υπολογίσαμε τις περιοχές στο χαμηλό στέμμα με καλή μαγνητική σύνδεση με τα όργανα σύμφωνα με τη σχέση 4.8. Σε εκείνο τον υπολογισμό θεωρήσαμε ότι οι μαγνητικές δυναμικές γραμμές αποκτούν τη μορφή σπείρας σε ηλιοκεντρική απόσταση $R_s = 2.5 R_\odot$. Επομένως, το ηλιογραφικό μήκος των μαγνητικών γραμμών αφορούσε σε ύψος στο χαμηλό στέμμα ($R_s = 2.5 R_\odot$). Για να βρούμε το ηλιογραφικό μήκος των μαγνητικών γραμμών σε διάφορα ύψη, δηλαδή για να συνυπολογίσουμε τη καμπυλότητα των μαγνητικών γραμμών, αρκεί να θεωρήσουμε το R_s ως ελεύθερο παράμετρο, η οποία μεταβάλλεται στο διάστημα από $2.5 R_\odot$ έως την ηλιοκεντρική απόσταση του σημείου παρατήρησης (στην περίπτωση της Γης, $r = 212 R_\odot$).

Με αυτό τον υπολογισμό έχουμε για δεδομένη ακτινική ταχύτητα του ηλιακού ανέμου μια συνάρτηση του ηλιογραφικού μήκους των μαγνητικών γραμμών με την απόσταση. Για να μετατρέψουμε τη συνάρτηση αυτή σε σχέση με το χρόνο, έτσι ώστε τα δεδομένα του ηλιογραφικού μήκους των μαγνητικών γραμμών να μπορούν να αναπαρασταθούν στο σχήμα 4.20 βρίσκουμε μια συνάρτηση ύψους-χρόνου από τα δεδομένα της τριδιάστατης ανασύνθεσης του κρουστικού κύματος και την εισάγουμε στη σχέση του ηλιογραφικού μήκους των μαγνητικών γραμμών με την απόσταση. Τα αποτελέσματα φαίνονται στο σχήμα 4.20, με τις συνεχόμενες καμπύλες για ταχύτητες του ηλιακού ανέμου που προκύπτουν από το μέσο όρο των επιτόπιων μετρήσεων κοντά στην έναρξη του φαινομένου SEP και με τις διακεκομμένες καμπύλες για ταχύτητες του ηλιακού ανέμου μεγαλύτερες από τις παρατηρούμενες έτσι ώστε να συνυπολογίζεται η μεγάλη μεταβλητότητα των μετρούμενων ταχυτήτων κατά τη διάρκεια ολόκληρης της ημέρας.

Σύμφωνα με το σχήμα 4.20 φαίνεται ότι το κρουστικό κύμα διατηρεί μια σχεδόν σταθερή διεύθυνση διάδοσης ενώ το συνολικό διάμηκες εύρος του είναι περίπου 160° σύμφωνα με την τελευταία μέτρηση από τη τριδιάστατη ανασύνθεσή του στις 03:30 UT. Από τη πρώτη προσαρμογή στις $\sim 00:20$ UT φαίνεται ξεκάθαρα ότι η ανατολική πτέρυγα του κρουστικού κύματος συνδέεται μαγνητικά με τα όργανα στο STB, περίπου σε αυτό το χρονικό διάστημα (μεταξύ 00:20–00:30 UT). Αυτό το αποτέλεσμα είναι συμβατό με την ανάλυση: 1) της χωρικής εξέλιξης του κύματος EUV και 2) την εκτίμηση των χρόνων απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων στο STB, που βρέθηκε στις 00:22 UT από τη μέθοδο TSA και στις 00:25 UT από τη μέθοδο VDA.

Από την άλλη πλευρά, η δυτική πτέρυγα του κρουστικού κύματος πλησιάζει τις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου που συνδέονται με το L1, αρκετά αργότερα, στις $\sim 01:45$ UT. Αυτή απέχει από 0° έως 20° από τις περιοχές με καλή μαγνητική σύνδεση με το L1, στο χρονικό διάστημα μεταξύ 01:45 και 02:30 UT, ανάλογα με την ταχύτητα του ηλιακού ανέμου που έχουμε υποθέσει για τον υπολογισμό του ηλιογραφικού μήκους των περιοχών αυτών. Ωστόσο, προς το τέλος των μετρήσεων του σχήματος 4.20 μεταξύ 02:30 UT και 03:30 UT, η διαμήκης έκταση του κρουστικού κύματος είναι ένα κατώτατο όριο της πραγματικής έκτασης του κρουστικού κύματος. Καθώς το κρουστικό κύμα διαδίδεται το μέτωπό του εξασθενεί και η ένταση ακτινοβολίας μειώνεται με αποτέλεσμα ο εντοπισμός του να είναι πιο δύσκολος και η έκτασή του να υπο-εκτιμάται. Το φαινόμενο αυτό είναι πιο έντονο στις πτέρυγες του κρουστικού κύματος καθώς η σκέδαση Thomson στα ελεύθερα ηλεκτρόνια της περιοχής του κρουστικού κύματος ευνοείται λιγότερο όσο απομακρυνόμαστε από το επίπεδο του ουρανού και την ακτινική ηλιοκεντρική απόσταση.

Από τη μελέτη του χρόνου απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων με τη μέθοδο TSA βρήκαμε ότι ο χρόνος απελευθέρωσης συμβαίνει στο χρονικό διάστημα μεταξύ 01:54 και

02:18 UT στο L1. Επομένως, δεδομένης της αβεβαιότητας στη θέση του κρουστικού κύματος και στον υπολογισμό των περιοχών με καλή μαγνητική σύνδεση (από τη διακύμανση του v_{sw}), συμπεραίνουμε ότι οι χρόνοι απελευθέρωσης είναι συμβατοί με το χρόνο που η δυτική πτέρυγα του κρουστικού κύματος συνδέεται μαγνητικά με το L1, αν υποθέσουμε ότι η ακτινική ταχύτητα του ηλιακού ανέμου είναι $\sim 500 \text{ km s}^{-1}$. Ωστόσο, για χαμηλότερες τιμές της ταχύτητας του ηλιακού ανέμου το κρουστικό κύμα συνδέεται μαγνητικά με το L1 αργότερα. Για την αναμενόμενη τιμή της ταχύτητας του αδιατάραχτου ηλιακού ανέμου ($\sim 370 \text{ km s}^{-1}$) που υπολογίστηκε από τις επιτόπιες μετρήσεις, βρίσκουμε ότι το κρουστικό κύμα στο τέλος των μετρήσεών μας (03:30 UT) απέχει περίπου $10^\circ - 15^\circ$ από την περιοχή με καλή μαγνητική σύνδεση (ευρισκόμενη στις $\sim 54^\circ$).

Συνοψίζοντας τα αποτελέσματα της παραπάνω ανάλυσης έχουμε ότι: 1) η διάδοση του κρουστικού κύματος στο λευκό φως, στην ανατολική διεύθυνση (όπως αυτή ορίζεται από τη Γη), είναι συνεπής με το χρόνο απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων στο STB, 2) η διάδοση του κρουστικού κύματος στη δυτική διεύθυνση είναι συμβατή με το χρόνο απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων για το L1 με την προϋπόθεση ότι η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου είναι σχετικά υψηλή ($\sim 500 \text{ km s}^{-1}$). Ακόμα η διάδοση του κρουστικού κύματος και στις δυο διευθύνσεις (ανατολικά ή δυτικά) δεν μπορεί να εξηγήσει το φαινόμενο SEP που παρατηρείται στο STA (TSA: 04:19- 04:47 UT). Τα αποτελέσματα της τριδιάστατης ανασύνθεσης του κρουστικού κύματος δείχνουν ότι στις 03:30 UT η ανατολική πτέρυγα του κύματος απέχει $70^\circ - 80^\circ$ από την περιοχή με καλή μαγνητική σύνδεση με το STA. Τέλος, επισημαίνουμε ότι η δεύτερη CME (συνεπώς και το κρουστικό της κύμα) δεν μπορεί να έχει κάποιο ρόλο στην απελευθέρωση ενεργητικών σωματιδίων στο L1 (αλλά και στο STA) εφόσον αυτή φτάνει στην αναμενόμενη περιοχή με καλή μαγνητική σύνδεση πολύ αργότερα από το πρώτο κρουστικό κύμα.

4.8.3 ΜΥΔ προσομοίωση του κρουστικού κύματος στην ηλιόσφαιρα

Σε αυτό το εδάφιο θα παρουσιάσουμε τα αποτελέσματα από μια ΜΥΔ προσομοίωση του πρώτου κρουστικού κύματος που πραγματοποιήσαμε με τη χρήση του κώδικα ENLIL (βλ. [Odstrcil & Pizzo 2009](#)). Ο ENLIL είναι ένα τριδιάστατο μαγνητοϋδροδυναμικό αριθμητικό μοντέλο το οποίο προσομοιώνει τις μακροσκοπικές παραμέτρους της αδιατάραχτης και διαταραγμένης ηλιόσφαιρας από τις ~ 0.1 έως τουλάχιστον τις $\sim 1.7 \text{ AU}$. Ο κώδικας έχει ενσωματωθεί στο διαδικτυακό κέντρο συντονισμένων προσομοιώσεων της NASA ([CCMC](#), Community Coordinated Modeling Center) και μπορεί να χρησιμοποιηθεί από τους χρήστες μέσω μιας πλατφόρμας που οι ρυθμίσεις των αρχικών παραμέτρων και η ανάλυση των αποτελεσμάτων γίνονται διαδικτυακά. Τα τελικά αποτελέσματα μπορούν να απεικονιστούν απευθείας από τη διαδικτυακή πλατφόρμα αλλά είναι και διαθέσιμα για περαιτέρω επεξεργασία από το χρήστη.

Ο ENLIL λύνει το σύστημα εξισώσεων που προκύπτει από την εξίσωση συνέχειας και τις εξισώσεις κίνησης, ολικής ενέργειας, πυκνότητας ενέργειας και του μαγνητικού πεδίου, χρησιμοποιώντας έναν αλγόριθμο Flux-Corrected-Transport (FCT). Ο αλγόριθμος FCT είναι μια υπολογιστική τεχνική με την οποία επιλύονται αριθμητικά οι εξισώσεις Euler και άλλες υπερβολικές διαφορικές εξισώσεις σε προβλήματα υδροδυναμικής και μαγνητοϋδροδυναμικής. Το εσωτερικό ακτινικό όριο στο υπολογιστικό πλέγμα είναι συνήθως στις $21.5 - 30 R_\odot$, δηλαδή βρίσκεται πέρα από το σημείο το οποίο ο ηλιακός άνεμος γίνεται υπερηχητικός. Οι αρχικές οριακές συνθήκες στο εσωτερικό όριο του πλέγματος υπολογίζονται από άλλα μοντέλα όπως το WSA (Wang-Sheeley-Arge: [Arge & Pizzo 2000](#), [Arge et al. 2003](#)) και το MAS (Magnetohydrodynamics Around a Sphere: [Mikić & Linker 1994](#), [Mikić et al. 2007](#)). Τα μοντέλα αυτά χρησιμοποιούν παρατηρήσεις του μαγνητικού πεδίου της φωτόσφαιρας και σε συνδυασμό με θεωρητικές τιμές της πυκνότητας και της θερμοκρασίας του στέμματος

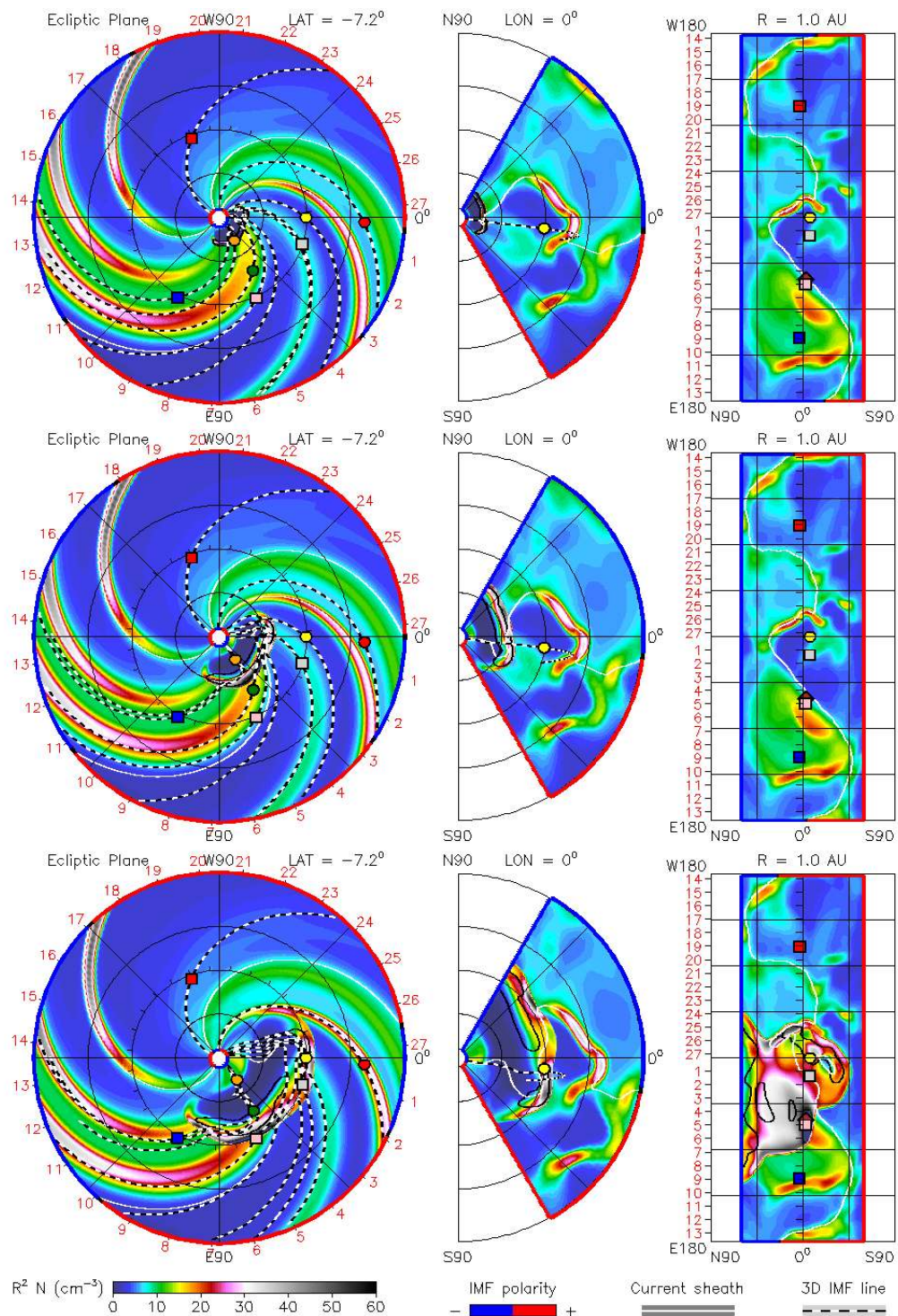
λύνουν τις ΜΥΔ εξισώσεις στο χαμηλό στέμμα για να παρέχουν τελικώς στον κώδικα ENLIL την πίεση, την πυκνότητα, την ταχύτητα, και το μαγνητικό πεδίο του πλάσματος στο εσωτερικό όριο του υπολογιστικού πλέγματος. Το εξωτερικό όριο είναι μεταβλητό και εκτείνεται σε ηλιοκεντρική απόσταση από τις ~ 1.7 AU έως τις ~ 10 AU ανάλογα με τις ανάγκες της προσομοίωσης. Επιπλέον, το πλέγμα καλύπτει $\pm 60^\circ$ στη διεύθυνση βορρά-νότου και 360° στη διεύθυνση ανατολής δύσης στο ηλιοκεντρικό σύστημα συντεταγμένων.

Για τη προσομοίωση του κρουστικού κύματος, χρησιμοποιήσαμε τα αποτελέσματα της τριδιάστατης ανασύνθεσης του κρουστικού κύματος που παρουσιάστηκαν στο εδάφιο 4.8.2 για να παρέχουμε στον αλγόριθμο ENLIL τις αρχικές παραμέτρους. Είναι σημαντικό για την ορθή προσομοίωση ενός μεσοπλανητικού κρουστικού κύματος να χρησιμοποιηθούν σαν αρχικές οριακές συνθήκες, παράμετροι που να είναι αντιπροσωπευτικές του κρουστικού κύματος και όχι του διεγείροντος αιτίου, δηλαδή της υποκείμενης CME. Για την προσομοίωσή μας, εισάγαμε στο εσωτερικό όριο μια ηλιοσφαιρική διαταραχή, δηλαδή μια υδροδυναμική δομή με αυξημένη πυκνότητα (δηλ. ένα παλμό πίεσης) και αυξημένη ταχύτητα σε σχέση με τον αδιατάραχτο ηλιακό άνεμο. Τα χωρικά χαρακτηριστικά αυτής της διαταραχής περιορίστηκαν από την τριδιάστατη ανασύνθεση του κρουστικού κύματος όταν αυτό βρισκόταν κοντά στο εσωτερικό όριο του πλέγματος της προσομοίωσης. Επομένως, χρησιμοποιήσαμε το κεντρικό ηλιογραφικό μήκος και πλάτος, καθώς και το συνολικό εύρος του κρουστικού κύματος στις $21.5 R_\odot$. Για τη ταχύτητα της διαταραχής χρησιμοποιήσαμε 2200 km s^{-1} . Για τις υπόλοιπες παραμέτρους του αδιατάραχτου γρήγορου ηλιακού ανέμου όπως είναι η πυκνότητα, η θερμοκρασία και η ταχύτητα επιλέχθηκαν οι προτεινόμενες παράμετροι από το πρόγραμμα, οι οποίες περιγράφουν αρκετά καλά τη μέση κατάσταση του ηλιακού ανέμου.

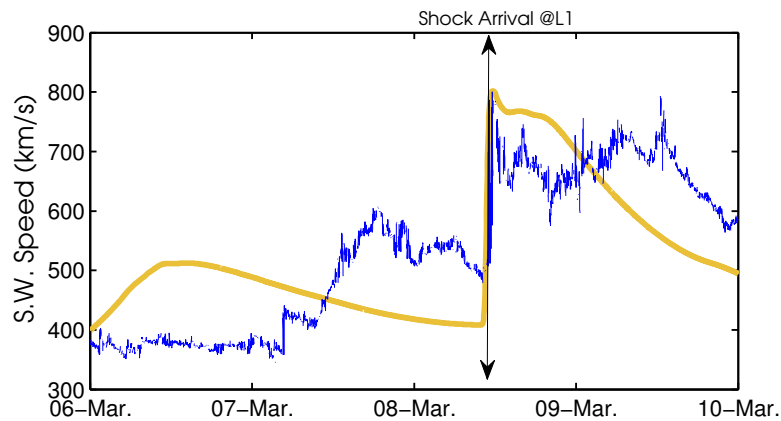
Στο σχήμα 4.21 δίνονται τρία στιγμιότυπα από τη προσομοίωση του κρουστικού κύματος κατά τη διάρκεια της διάδοσής του στο μεσοπλανητικό χώρο, στο χρονικό διάστημα από τις 7 Μαρτίου 2012 09:00 UT έως τις 8 Μαρτίου 2012 15:00 UT (βλ. και ταινία 4.4). Σε κάθε σειρά του σχήματος, δίνονται τρεις εικόνες οι οποίες δείχνουν την πυκνότητα πλάσματος που έχει υπολογιστεί από τη προσομοίωση, για τρεις διαφορετικές προβολές στην ηλιόσφαιρα. Από τα αριστερά προς τα δεξιά φαίνονται τα αποτελέσματα στο επίπεδο της εκλειπτικής, στο μεσημβρινό επίπεδο που περνά από τη Γη και στο επίπεδο μήκους-πλάτους στη 1 AU . Επιπλέον, σημειώνονται με τις διακεκομμένες καμπύλες, οι δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου που συνδέουν τη Γη (κίτρινος κύκλος), το STB (μπλε τετράγωνο), και το STA (κόκκινο τετράγωνο) με τον Ήλιο (άσπρος κύκλος στο κέντρο). Τα υπόλοιπα σύμβολα στο σχήμα 4.21 δίνουν τη θέση άλλων οργάνων ή πλανητών όπως η Αφροδίτη (πράσινος κύκλος) και ο Ερμής (πορτοκαλί κύκλος). Το μεσοπλανητικό κρουστικό κύμα μπορεί να αναγνωριστεί στις εικόνες ως ένα καμπύλο εκτεταμένο μέτωπο συμπίεσης που διαδίδεται στην εσωτερική ηλιόσφαιρα διαταράσσοντας την.

Από τα αποτελέσματα της προσομοίωσης μπορούμε να απεικονίσουμε τη χρονική εξέλιξη οποιασδήποτε μακροσκοπικής μεταβλητής σε κάθε σημείο στην εσωτερική ηλιόσφαιρα. Κυρίως, μας ενδιαφέρει να συγκρίνουμε τα αποτελέσματα της προσομοίωσης με τις επιτόπιες μετρήσεις από τα όργανα που χρησιμοποιήσαμε. Στη μελέτη μας επικεντρωθήκαμε στη σύγκριση των αποτελεσμάτων για την ταχύτητα του ηλιακού ανέμου και στο χρόνο έλευσης του κρουστικού κύματος στο σημείο L1 και στο STB. Στο σχήμα 4.22 δίνουμε τη χρονική εξέλιξη της ταχύτητας του ηλιακού ανέμου στο L1 (κίτρινη καμπύλη) από τα αποτελέσματα της προσομοίωσης και τις αντίστοιχες τιμές που προκύπτουν από τις επιτόπιες μετρήσεις χρησιμοποιώντας τα δεδομένα του οργάνου ACE/SWEPAM (μπλε καμπύλη). Ο χρόνος στον οποίο το κρουστικό κύμα φτάνει στο L1 σύμφωνα με της παρατηρήσεις του ACE σημειώνεται στο σχήμα με το κατακόρυφο διπλό βέλος.

Η χρονική εξέλιξη της ταχύτητας του ηλιακού ανέμου στο L1 από τα αποτελέσματα της προσομοίωσης είναι σε αρκετά καλή συμφωνία με τα δεδομένα των επιτόπιων μετρήσεων.



Σχήμα 4.21: Επιλεγμένα στιγμιότυπα από τη ΜΥΔ προσομοίωση της πυκνότητας πλάσματος της εσωτερικής ηλιόσφαιρας και του πρώτου κρουστικού κύματος με τη χρήση του κώδικα ENLIL σε τρεις διαφορετικούς χρόνους: 7 Μαρτίου 09:00/20:00 UT (πάνω/μεσαία σειρά), 8 Μαρτίου 15:00 UT (κάτω σειρά). Σε κάθε σειρά δίνονται τρεις εικόνες: στο επίπεδο της εκλειπτικής (αριστερά), στο μεσημβρινό επίπεδο που περνά από τη Γη (μεσαία), και στο επίπεδο μήκους-πλάτους στη 1 AU (δεξιά). Επιπλέον, σημειώνονται με διακεκομμένες καμπύλες, οι δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου που συνδέουν τη Γη (κίτρινος κύκλος), το STB (μπλε τετράγωνο) και το STA (κόκκινο τετράγωνο) με τον Ήλιο (άσπρος κύκλος στο κέντρο). (βλ. και [ταινία 4.4](#))



Σχήμα 4.22: Χρονική εξέλιξη της ταχύτητας του ηλιακού ανέμου από τα δεδομένα των επιτόπιων μετρήσεων στο L1 (μπλε καμπύλη) και από τα αποτελέσματα της ΜΥΔ προσομοίωσης της εσωτερικής ηλιόσφαιρας και του πρώτου κρουστικού κύματος με τη χρήση του κώδικα ENLIL (κίτρινη καμπύλη). Ο χρόνος έλευσης του κρουστικού κύματος στο L1 δίνεται με το κατακόρυφο βέλος. Τα δεδομένα αφορούν στο χρονικό διάστημα από τις 6 Μαρτίου έως τις 10 Μαρτίου 2012.

Αξίζει να σημειώσουμε ότι μας ενδιαφέρει κυρίως η γενικότερη συμπεριφορά των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης, κυρίως από τη στιγμή της άφιξης του κρουστικού κύματος στο L1 και έπειτα. Δομές που παρατηρούνται πριν την άφιξη του κρουστικού κύματος δεν μπορούν να αναπαραχθούν από τη προσομοίωση καθώς αφορούν φαινόμενα πριν τις 7 Μαρτίου, ενώ μικρο-δομές του ίδιου του κρουστικού κύματος δεν μπορούν να αποτυπωθούν στη προσομοίωση δεδομένης της σχετικά μικρής χωρικής και χρονικής διακριτικής ικανότητας της προσομοίωσης. Παρόλα αυτά η προσομοίωση του πρώτου κρουστικού κύματος φαίνεται επαρκής για να περιγράψει την κατάσταση που διαμορφώνεται στο διαστημικό χώρο κοντά στη Γη. Το κρουστικό κύμα της προσομοίωσης φτάνει στο L1 στις 8 Μαρτίου 10:12 UT, και είναι σε πολύ καλή συμφωνία με τον πραγματικό χρόνο άφιξης που καταγράφεται στα δεδομένα επιτόπιων μετρήσεων στις 10:41 UT. Τέλος, επισημαίνουμε ότι το μέγιστο της ασυνέχειας στην ταχύτητα του ηλιακού ανέμου από την έλευση κρουστικού κύματος είναι παρόμοιο τόσο στη προσομοίωση όσο και στις επιτόπιες μετρήσεις.

Παρ'όλη την πολύ καλή συμφωνία μεταξύ του μοντέλου και των παρατηρήσεων στο L1, υπάρχει μια σημαντική ασυνέπεια στο χρόνο έλευσης του κρουστικού κύματος στο STB. Το κρουστικό κύμα σύμφωνα με την προσομοίωση φτάνει στο STB στις 9 Μαρτίου στις ~04:45 UT, ενώ στις επιτόπιες μετρήσεις φαίνεται ότι φτάνει στις 8 Μαρτίου στις ~13:35 UT. Επισημαίνουμε ότι από τις επιτόπιες μετρήσεις στο STB φαίνεται πως το κρουστικό κύμα διέρχεται από μια ηγούμενη συμπεριστρεφόμενη ροή υψηλής ταχύτητας, η οποία δεν συμπεριλαμβάνεται στην προσομοίωση. Αυτός είναι ένας πιθανός λόγος που ο πραγματικός χρόνος άφιξης συμβαίνει νωρίτερα από τον προβλεπόμενο.

4.9 Συζήτηση και σύνοψη των αποτελεσμάτων

Η μελέτη αυτή είχε ως στόχο να αναδείξει τη σημασία και το ρόλο των κρουστικών κυμάτων στη διάδοση και την απελευθέρωση των ηλιακών ενεργητικών σωματιδίων στην ηλιόσφαιρα, μέσα από την ανάλυση μιας πολύπλοκης αλληλουχίας φαινομένων. Πρωτίστως, αναδείξαμε τη χρησιμότητα της τριδιάστατης ανασύνθεσης ενός κρουστικού κύματος για τη μελέτη της χωρικής εξέλιξής του στην εσωτερική ηλιόσφαιρα. Ακόμα, με τη μελέτη μας αποκαλύπτεται η πολυπλοκότητα στην κατανόηση της χωρικής κατανομής και ιδιαίτερα της ευρείας διαμήκους έκτασης των φαινομένων SEPs στην εσωτερική ηλιόσφαιρα.

Ξεκινήσαμε τη μελέτη αυτή εξετάζοντας τη μαγνητική συνδεσιμότητα των διαφορετικών σημείων παρατήρησης, με περιοχές στο χαμηλό στέμμα. Οι χρόνοι απελευθέρωσης των πρωτονίων από τα δεδομένα του STB, οι οποίοι προσδιορίστηκαν με τις μεθόδους VDA και TSA, συνάδουν με το χρόνο άφιξης του πρώτου κύματος EUV στην περιοχή με καλή μαγνητική σύνδεση με το STB. Ωστόσο, από τη μελέτη μας δεν υπήρξε καμία ένδειξη ότι τα δύο κύματα EUV έφτασαν τελικώς στην περιοχή με καλή μαγνητική σύνδεση είτε με το L1 είτε το STA. Επιπλέον, η καθυστέρηση στο χρόνο απελευθέρωσης των πρωτονίων ο οποίος προσδιορίστηκε για το L1 και το STA μπορεί να εξηγηθεί μόνο αν θεωρήσουμε ότι τα ενεργητικά σωματάρια απελευθερώθηκαν ψηλότερα στο στέμμα από το κρουστικό κύμα της CME.

Η τριδιάστατη ανασύνθεση του κρουστικού κύματος που σχετίζεται με τη πρώτη CME, μας επέτρεψε να μελετήσουμε την πλευρική επέκτασή του ψηλότερα στο στέμμα και να συνδέσουμε τη διαμήκη έκτασή του με τους χρόνους απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων. Η ανατολική πλευρά του κρουστικού κύματος (όπως φαίνεται από το STB) ήταν μαγνητικά συνδεδεμένη με το STB, ήδη από τα αρχικά στάδια της εξέλιξης του κρουστικού κύματος, γεγονός που συνάδει με την απελευθέρωση των πρωτονίων στο STB. Η δυτική πλευρά του κρουστικού κύματος έφτασε σε απόσταση εντός των $10^{\circ} - 20^{\circ}$ από τις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου που έχουν καλή μαγνητική σύνδεση με το L1, τη στιγμή της απελευθέρωσης των ενεργητικών σωματιδίων. Αυτή η γωνιακή απόσταση μπορεί να μην είναι σημαντική δεδομένων των αβεβαιοτήτων που εμπεριέχονται στη μοντελοποίηση του κρουστικού κύματος και ιδιαίτερα στην εκτίμηση του εύρους του κρουστικού κύματος ($\sim 8\%$ του ολικού εύρους ή $\sim 11\%$ στις 02:00 UT [Kwon et al. 2014](#)).

Από τα παραπάνω συμπεραίνουμε ότι η σύνδεση μεταξύ του κρουστικού κύματος και της μαγνητικής δυναμικής γραμμής που συνδέεται με το L1 τελικώς πρέπει να έγινε. Η καθυστέρηση στο χρόνο απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων στο L1, αναφορικά με το STB, μπορεί να αποδοθεί στο χρόνο που χρειάστηκε η δυτική πτέρυγα του κρουστικού κύματος να φτάσει στις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου που συνδέονται με το L1. Τέλος, η τριδιάστατη ανασύνθεση του κρουστικού κύματος δεν παρουσιάζει πειστικά στοιχεία ότι αυτό έφτασε τελικώς σε κάποια περιοχή με καλή μαγνητική σύνδεση με το STA. Η απελευθέρωση των πρωτονίων στο STA καθυστέρησε σημαντικά σε σύγκριση με το STB και το L1, και επιπροσθέτως το φαινόμενο SEP στο STA ήταν ασθενές. Είναι αρκετά λογικό να αναμένουμε ότι κάποια διαδικασία μεταφοράς στο μεσοπλανητικό μέσο επέτρεψε στα ενεργητικά πρωτόνια να φτάσουν το STA.

Σημειώνουμε επίσης ότι η μαγνητική συνδεσιμότητα σε οποιοδήποτε σημείο στην ηλιόσφαιρα υπόκειται σε σημαντική αβεβαιότητα ιδιαίτερα κατά τη διάρκεια περιόδων υψηλής δραστηριότητας. Παραδείγματος χάριν, το προηγούμενο φαινόμενο της 5ης Μαρτίου που περιελάμβανε πολλαπλές CMEs ([Colaninno & Vourlidis 2015](#)), μπορεί να διατάραξε σημαντικά το μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο. Επομένως, η υπόθεση ότι οι δυναμικές γραμμές του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου μπορούν να περιγραφούν από το απλουστευμένο μοντέλο της σπείρας του Αρχιμήδη μπορεί να μην ισχύει και το μήκος των διαταραγμένων –καλά συνδεδεμένων– δυναμικών γραμμών με τα όργανα, μπορεί να διαφέρει αρκετά από την αναμενόμενη τιμή του. Οι εκτιμήσεις μας για τη μαγνητική συνδεσιμότητα βασίζονται σε απλουστευμένες μαγνητικές διατάξεις οι οποίες είναι περισσότερο αντιπροσωπευτικές για ήρεμες ηλιοσφαιρικές συνθήκες.

Όσον αφορά τα ενεργητικά ηλεκτρόνια, βρήκαμε ότι οι χρόνοι απελευθέρωσης τους στις δυναμικές γραμμές με καλή μαγνητική σύνδεση (τουλάχιστον για το STB και το L1), οφείλονται στη διάδοση του πρώτου κρουστικού κύματος. Η απελευθέρωση των ηλεκτρονίων στο STB ήταν ελαφρά καθυστερημένη ($\sim 5 - 10$ λεπτά) συγκριτικά με τα πρωτόνια. Αυτή η καθυστέρηση είναι συχνό χαρακτηριστικό των φαινομένων SEP (βλ. [Kouloumvakos et al.](#)

2015) και μπορεί να αποδοθεί είτε στην επιλεκτική επιτάχυνση των σωματιδίων είτε στην πλάγια διάδοσή τους ως προς το μαγνητικό πεδίο. Στο L1 η απελευθέρωση των ηλεκτρονίων ήταν ταυτόχρονη ή καθυστερημένη ως προς την απελευθέρωση των πρωτονίων, ανάλογα με το μήκος διαδρομής των πρωτονίων που χρησιμοποιήθηκε στη μέθοδο TSA. Στο STA, ο χρόνος απελευθέρωσης των ηλεκτρονίων έγινε σχεδόν 3 ώρες νωρίτερα από των πρωτονίων και όπως αναφέρθηκε πριν, είναι πολύ απίθανο να ευθύνεται το πρώτο κρουστικό κρουστικό κύμα για την απελευθέρωση τους. Ακόμα και αν μία μαγνητική σύνδεση με το κρουστικό κύμα όντως έλαβε χώρα, θα πρέπει να ήταν μετά τις ~04:00 UT σύμφωνα με την τριδιάστατη ανασύνθεση. Ένας προσεκτικός έλεγχος όλων των διαθέσιμων δεδομένων απέτυχε να αποκαλύψει οποιαδήποτε άλλη δραστηριότητα κοντά στην περιοχή καλής μαγνητικής σύνδεσης με το STA. Επομένως, θα πρέπει να υποθέσουμε ότι τα ενεργητικά ηλεκτρόνια δεν απελευθερώθηκαν απευθείας στις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου αλλά μεταφέρθηκαν εκεί από κάποια μη αδιαβατική κίνηση. Μία ασθενής ανισοτροπία στη κατανομή της έντασης των σωματιδίων που ανιχνεύθηκαν στο STA, ως προς τη γωνία κλίσης τους [Dresing et al. \(2014\)](#) δείχνει να ενισχύει το παραπάνω σενάριο.

Γενικά, η διαμήκης μεταβολή στην ανισοτροπία των SEP είναι μια κρίσιμη παράμετρος για να ξεχωρίσουμε μία κινούμενη πηγή σωματιδίων από μία διαδικασία μεταφοράς, όπως η πλάγια διάδοση σωματιδίων. Σύμφωνα με την ανάλυση της ανισοτροπίας των σωματιδίων του φαινομένου της 7ης Μαρτίου από τους [Dresing et al. \(2014\)](#), φαίνεται ότι αυτό ήταν εντόνως ανισότροπο στο STB ενισχύοντας συνεπώς το σενάριο ότι ένα κρουστικό κύμα με προέλευση σχετικά κοντά στον Ήλιο ήταν υπεύθυνο για την απελευθέρωση των σωματιδίων. Στο L1 η μέτρια ανισοτροπία των σωματιδίων δείχνει ότι τα SEPs απελευθερώνονται εντός ενός πολύ μεγαλύτερου γωνιακού εύρους, οπότε αυτό συνάδει με τα χαρακτηριστικά ενός κρουστικού κύματος που διαδίδεται ψηλά στο στέμμα.

Στο STA, η χαμηλή ανισοτροπία δείχνει ότι τα SEPs έφτασαν το σημείο παρατήρησης με πλάγια ή κάθετη διάδοση στο μαγνητικό πεδίο. Αυτό συνάδει με τα αποτελέσματά μας, τα οποία έδειξαν ότι το κρουστικό κύμα δεν καταφέρνει να φτάσει στις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου που συνδέονται με το STA. Όμως ο χρόνος απελευθέρωσης των ηλεκτρονίων στο STA περιγράφει μια τελείως διαφορετική κατάσταση. Η μικρή καθυστέρηση στο χρόνο έλευσής τους στο όργανο και η μικρή διάρκεια στο χρόνο ανόδου της ροής τους δεν είναι συμβατά με τη κάθετη διάδοση σωματιδίων η οποία είναι πολύ αργή σαν διαδικασία. Ένας πιθανός τρόπος επίλυσης αυτής της ασυνέπειας είναι να θεωρήσουμε ότι συμβαίνει μια ευρείας κλίμακας σύμπλεξη των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου κυρίως στο χαμηλό στέμμα ([Laitinen et al. 2015](#)). Με αυτό το τρόπο η πλάγια διάδοση των σωματιδίων ευνοείται και τα σωματίδια αποκτούν γρηγορότερη πρόσβαση σε μεγάλες αποστάσεις κάθετα στο πεδίο.

Εν κατακλείδι, μελετήσαμε τη σχέση μεταξύ ενός μεγάλου φαινομένου SEP και δύο πολύ ισχυρών εκλάμψεων και CMEs που συνέβησαν με διαφορά μιας ώρας εντός του ίδιου κέντρου δράσης. Τα δυο εκρηκτικά φαινόμενα συνοδεύονταν από κρουστικά κύματα που παρατηρήθηκαν στο στέμμα και την εσωτερική ηλιόσφαιρα και καταγράφηκαν σε διαφορετικά μήκη κύματος (EUV, λευκό φως, ραδιοκύματα). Αυτά τα φαινόμενα προκάλεσαν ένα φαινόμενο SEP που ανιχνεύθηκε σε διάφορες θέσεις (STA, STB, και L1) στην ηλιόσφαιρα, με μεγάλη γωνιώδη απόσταση (~120°) από την πηγή της ηλιακής δραστηριότητας. Για τη μελέτη του φαινομένου χρησιμοποιήσαμε δεδομένα τηλεπισκόπησης στο EUV και το λευκό φως, και επιτόπιες παρατηρήσεις σωματιδίων σε πολλαπλές διευθύνσεις/θέσεις παρατήρησης. Από την ανάλυση των παρατηρήσεων ανιχνεύσαμε τις περιοχές απελευθέρωσης των σωματιδίων, και τα βασικά ευρήματά μας έχουν ως ακολούθως:

- Το φαινόμενο SEP στα STB και L1 (πιθανόν και στο STA) σχετίζεται με το κρουστικό κύμα της πρώτης CME από το κέντρο δράσης 11429.

- Ο χρόνος απελευθέρωσης των πρωτονίων στο STB είναι συνεπής με την άφιξη στο σημείο με καλή μαγνητική σύνδεση με το STB, τόσο του πρώτου κύματος EUV όσο και της ανατολικής πτέρυγας του πρώτου κρουστικού κύματος που παρατηρήθηκε στο λευκό φως.
- Η απελευθέρωση των σωματιδίων στο L1 είναι γενικά συνεπής με την άφιξη και τη θέση της δυτικής πτέρυγας του πρώτου κρουστικού κύματος που παρατηρήθηκε στο λευκό φως. Δεν βρήκαμε στοιχεία που να υποστηρίζουν ότι οποιοδήποτε από τα δυο κύματα EUV έφτασε στην περιοχή με καλή μαγνητική σύνδεση με το L1.
- Η αφθονία των στοιχείων και των ισοτόπων του φαινομένου SEP στο STB και L1 είναι συνεπής με τις μέσες τιμές που παρατηρούνται σε διαδικασίες απελευθέρωσης σωματιδίων σχετικές με κρουστικά κύματα και “βαθμιαία” φαινόμενα SEP.
- Η τριδιάστατη ανασύνθεση του κρουστικού κύματος δεν μπορεί να εξηγήσει την απελευθέρωση των σωματιδίων στο STA. Οι ασθενείς ανισοτροπίες στο STA υποθέτουν ότι η μεσοπλανητική πλάγια διάδοση των σωματιδίων μπορεί να ήταν υπεύθυνη για τη μεταφορά τους στο STA.
- Η γεωμετρική ανασύνθεση του κρουστικού κύματος στο λευκό φως σε συνδυασμό με τη ΜΥΔ προσομοίωση δείχνει ότι υπήρξε κάποιο τμήμα του πρώτου κρουστικού κύματος με κατεύθυνση προς τη Γη το οποίο δεν πρέπει να συγχέεται με τη δεύτερη CME που και αυτή είχε κατεύθυνση προς τη Γη.

Παρόλο το πλήθος δεδομένων τηλεπισκόπησης και επιτόπιων μετρήσεων σε μια μεγάλη περιοχή της εσωτερικής ηλιόσφαιρας, το φαινόμενο SEP της 7ης Μαρτίου αποδείχθηκε πρόκληση για την ερμηνεία των χαρακτηριστικών του. Συγκεκριμένα, η άφιξη των σωματιδίων στο STA που βρίσκονταν περισσότερο από $\sim 160^\circ$ μακριά από το σημείο της έκλαμψης είναι δύσκολο να εξηγηθεί πλήρως καθώς δεν συνάδει με την ανάλυση της τριδιάστατης ανασύνθεση του κρουστικού κύματος. Μπορούμε να παρουσιάσουμε δύο εξηγήσεις για αυτό. Πρώτον, η περίοδος του Μαρτίου 2012 ήταν εξαιρετικά δραστήρια, συνεπώς η μαγνητική συνδεσιμότητα στην ηλιόσφαιρα θα μπορούσε να είναι πολύ διαφορετική από τη σπείρα του Αρχιμήδη, όπως προκύπτει από τη μικρή καθυστέρηση στο χρόνο απελευθέρωσης των ηλεκτρονίων στο STA. Δυστυχώς, δεν έχουμε τρόπο να το ξέρουμε αυτό με βεβαιότητα. Δεύτερον, είναι πιθανόν τα φαινόμενα SEPs με πολύ μεγάλη διαμήκη έκταση να μην παράγονται από έναν μόνο μηχανισμό, όπως είναι η πλευρική επέκταση ενός κρουστικού κύματος. Οι διαδικασίες μεταφοράς των σωματιδίων μπορεί να παίζουν κάποιο ρόλο, όπως προκύπτει από τις διαφορετικές ανισοτροπίες που παρατηρούνται για το ίδιο φαινόμενο στις τρεις διαφορετικές περιοχές της ηλιόσφαιρας. Επομένως, για να υπάρξει περαιτέρω διαλεύκανση των εμπλεκόμενων μηχανισμών απελευθέρωσης και διάδοσης των σωματιδίων, χρειαζόμαστε πυκνότερη κάλυψη της εσωτερικής ηλιόσφαιρας με επιτόπιες μετρήσεις, ιδιαίτερα αυτές που γίνονται κοντά στον Ήλιο με τις οποίες θα μπορούσαμε να ξεχωρίσουμε πιο εύκολα τις διαδικασίες έγχυσης και μεταφοράς σωματιδίων. Οι επερχόμενες αποστολές *Solar Orbiter* και *Solar Probe Plus* μπορούν να βοηθήσουν σημαντικά στην αντιμετώπιση αυτού του προβλήματος.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5

Συνεισφορά των κρουστικών κυμάτων και των εκλάμψεων στα χαρακτηριστικά των φαινομένων SEPs

“Λέγεται τοίνυν, ἔφη, ὦ ἑταῖρε, πρῶτον μὲν εἶναι τοιαύτη ἢ γῆ αὐτὴ ἰδεῖν, εἴ τις ἄνωθεν θεῶτο, ὥσπερ αἱ δωδεκάσκυτοι σφαῖραι, ποικίλη, χρώμασιν διειλημμένη, ὧν καὶ τὰ ἐνθάδε εἶναι χρώματα ὥσπερ δείγματα, οἷς δὴ οἱ γραφῆς καταχρῶνται.”

— ΠΛΑΤΩΝ, ΦΑΙΔΡΩΝ 110B–115A (427 π.Χ. – 347 π.Χ.)

5.1 Εισαγωγή

Όπως αναφέρθηκε και στο κεφάλαιο 1, τα φαινόμενα SEPs μπορούν να διαχωριστούν σε δυο κατηγορίες, “βαθμιαία” και “απότομα”, ανάλογα με τα φυσικά χαρακτηριστικά τους, τα χαρακτηριστικά της συσχετισμένης έκλαμψης, την παρουσία (ή απουσία) CME και κρουστικού κύματος και τη σχέση τους με ραδιοεξάρσεις (βλ. πίνακα 1.1 και Reames 1999, 2013, Kallenrode 2003, Cliver 2009). Σε σύγκριση με τα “απότομα” φαινόμενα, τα “βαθμιαία” έχουν μεγαλύτερη διάρκεια, μεγαλύτερη μέγιστη ροή ενεργητικών σωματιδίων και έχουν σχετικά καλή συσχέτιση με ραδιοεξάρσεις τύπου II οπότε και με κρουστικά κύματα (Lin 1970, Švestka & Fritzoová-Švestková 1974, Cliver *et al.* 2004). Παρόλο που η παραπάνω ταξινόμηση είναι αρκετά χρήσιμη, ωστόσο, στα περισσότερα φαινόμενα SEPs παρατηρείται ότι αυτά συσχετίζονται με εκλάμψεις και με CMEs ταυτόχρονα, με αποτέλεσμα στις περισσότερες περιπτώσεις να είναι αρκετά δύσκολο να αναγνωρίσουμε πιο από τα δυο φαινόμενα είναι υπεύθυνο για την επιτάχυνση και την απελευθέρωση των σωματιδίων. Επιπλέον, τονίζουμε ότι η παρουσία μιας CME κατά τη διάρκεια ενός φαινομένου SEP δεν σημαίνει απαραίτητα την παρουσία ενός κρουστικού κύματος.

Οι παρατηρήσεις του ηλιακού στέμματος και του μεσοπλανητικού χώρου στα ραδιοκύματα μπορούν να παρέχουν σημαντικές πληροφορίες για την επιτάχυνση και τη διάδοση των ενεργητικών σωματιδίων. Η σύνδεση των ραδιοεξάρσεων τύπου II με φαινόμενα SEPs ερμηνεύεται στα πλαίσια τις επιτάχυνσης των σωματιδίων από κρουστικά κύματα. Από την άλλη πλευρά, η σύνδεση ραδιοεξάρσεων τύπου III με φαινόμενα SEPs αναδεικνύει το ρόλο της μαγνητικής επανασύνδεσης που συμβαίνει στην έκλαμψη στην επιτάχυνση των σωματιδίων.

Από τη μελέτη ενός πλήθους φαινομένων SEPs μεταξύ 1964 και 1967, ο Lin (1970) έδειξε ότι τα περισσότερα φαινόμενα (70%) συνοδεύονταν από ραδιοεξάρσεις τύπου III και τύπου II. Επιπλέον, οι Švestka & Fritzová-Švestková (1974) χρησιμοποιώντας παρατηρήσεις ραδιοεξάρσεων τύπου II και φαινόμενα ενεργητικών πρωτονίων από το 1966 έως το 1968 κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι όλα τα φαινόμενα ενεργητικών πρωτονίων σχετίζονταν με τη παρουσία κρουστικών κυμάτων. Ο Kahler (1982) πρότεινε ότι μόνο οι μισές από τις μετρικές ραδιοεξάρσεις τύπου II που προέρχονταν από το δυτικό ημισφαίριο συνδέονται με φαινόμενα SEPs. Παρόλο που τα κρουστικά κύματα στο στέμμα και το μεσοπλανητικό χώρο είναι αδιαμφισβήτητα περιοχές στις οποίες μπορούν να επιταχυνθούν φορτισμένα σωματίδια και η παρουσία ισχυρών κρουστικών κυμάτων συνδέεται με ισχυρά φαινόμενα SEPs, ωστόσο, δεν είναι όλα τα κρουστικά κύματα παραγωγικά σε SEPs (βλ. Gopalswamy *et al.* 2008). Οι Cane *et al.* (2002) βρήκαν ότι τα φαινόμενα ενεργητικών πρωτονίων με ενέργεια μεγαλύτερη από ~20 MeV (1997–2001) συνοδεύονταν πάντα από ραδιοεξάρσεις τύπου III και από CMEs. Επιπρόσθετα τα φαινόμενα που προέρχονταν από περιοχές στον ορατό ηλιακό δίσκο (δηλ. όχι πίσω από το χείλος) συνοδεύονταν και από έκλαμψη στην Ηα και τις μαλακές ακτίνες X. Ωστόσο, στην εργασία τους οι Cane *et al.* (2002) επικεντρώθηκαν μόνο στη συσχέτιση των φαινομένων SEPs με ραδιοεξάρσεις τύπου III και οποιαδήποτε πιθανή σχέση με τύπους II και κρουστικά κύματα δεν εξετάστηκε.

Επιπλέον, οι Cliver *et al.* (2004) από τη στατιστική μελέτη φαινομένων SEPs σε ενέργειες περίπου 20 MeV, που συνέβησαν από το 1996 μέχρι και το 2001, έδειξαν ότι τα φαινόμενα αυτά σχετίζονταν με κρουστικά κύματα από τις παρατηρήσεις μετρικών ραδιοεξάρσεων τύπου II που εκτείνονταν και στα δεκατομετρικά-εκατομετρικά μήκη κύματος. Οι Cliver & Ling (2009) διαχωρίζοντας το δείγμα των φαινομένων SEPs που μελέτησαν σε “βαθμιαία” και “απότομα”, βρήκαν ότι τα “βαθμιαία” φαινόμενα συνοδεύονταν πάντα από δεκατομετρικές ραδιοεξάρσεις τύπου II, οπότε και κρουστικά κύματα, σε αντίθεση με τα “απότομα” φαινόμενα όπου δεν παρατηρούνταν κάτι τέτοιο (με εξαίρεση ένα φαινόμενο), ενώ όλα τα φαινόμενα, “βαθμιαία” και “απότομα”, συνοδεύονταν από ραδιοεξάρσεις τύπου III. Επιπρόσθετα, οι Cliver & Ling (2009) κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι οι ραδιοεξάρσεις τύπου III που συνοδεύονταν από δεκατομετρικές ραδιοεξάρσεις τύπου II ήταν 10 φορές πιο πιθανό να σχετίζονται με ισχυρά φαινόμενα SEPs με ενέργεια μεγαλύτερη των 30 MeV (βλ. και Gopalswamy & Mäkelä 2010). Οι Miteva *et al.* (2013) βρήκαν ότι τα φαινόμενα SEPs, είτε “βαθμιαία” είτε “απότομα”, έχουν μεγαλύτερη συσχέτιση με ραδιοεξάρσεις τύπου III και μικρότερη συσχέτιση με ραδιοεξάρσεις τύπου II.

Από τα αποτελέσματα των μελετών που παρουσιάστηκαν παραπάνω φαίνεται ότι η γενικότερη συσχέτιση των φαινομένων SEPs με τις ραδιοεξάρσεις διαφόρων τύπων που τα συνοδεύουν δίνει αποτελέσματα που συγκλίνουν ως προς την γενικότερη σχέση φαινομένων SEPs με τα εκρηκτικά φαινόμενα αλλά δεν μπορεί να δώσει ξεκάθαρα αποτελέσματα για τον σχετικό ρόλο των εκλάμψεων και των κρουστικών κυμάτων στην απελευθέρωση και την επιτάχυνση των ενεργητικών σωματιδίων. Αυτό προέρχεται κυρίως από το γεγονός ότι έως τώρα δεν έχει επιχειρηθεί μια συστηματική μελέτη της συσχέτισης του χρόνου απελευθέρωσης των ενεργητικών σωματιδίων με όλες τις ραδιοεξάρσεις που συνοδεύουν ένα μεγάλο δείγμα από φαινόμενα SEPs. Ένα από τα αντικείμενα μελέτης που θα παρουσιαστούν στο κεφάλαιο αυτό είναι η απευθείας σύγκριση του χρόνου απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων και ηλεκτρονίων με τις διαφορετικού τύπου ραδιοεξάρσεις. Σημειώνουμε ότι αυτή η σύγκριση μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως αρχή για να αναγνωριστούν οι διαδικασίες επιτάχυνσης και απελευθέρωσης των SEPs. Ωστόσο, στο σημείο αυτό αξίζει να σημειώσουμε επιπλέον ότι η ραδιοεκπομπή που αποτυπώνεται στα δυναμικά ραδιοφάσματα προέρχεται από ενεργητικά ηλεκτρόνια, οπότε οποιαδήποτε σύγκριση με τα ιόντα είναι έμμεση.

Οι μελέτες που έχουν ασχοληθεί με την απελευθέρωση των ενεργητικών ηλεκτρονίων έχουν επικεντρωθεί έως τώρα στη χρονική διαφορά της απελευθέρωσης των υψηλο-ενεργειακών

ηλεκτρονίων με τις ραδιοεξάρσεις τύπου III (π.χ. Haggerty & Roelof 2002, Cane *et al.* 2003). Οι Krucker *et al.* (1999) και οι Haggerty & Roelof (2002) κατέληξαν στο συμπέρασμα ότι η απελευθέρωση των υψηλο-ενεργειακών ηλεκτρονίων στο μεσοπλανητικό χώρο συμβαίνει συχνά αρκετά λεπτά μετά από τις πρώτες ηλεκτρομαγνητικές υπογραφές ηλεκτρονίων στο στέμμα. Η φαινόμενη καθυστέρηση στην απελευθέρωση των υψηλο-ενεργειακών ηλεκτρονίων μπορεί να αποδοθεί σε διάφορα φυσικά αίτια όπως: (1) τη δράση (πέρα από τη μαγνητική επανασύνδεση) μιας ακόμα διαδικασίας επιτάχυνσης/απελευθέρωσης των ενεργητικών ηλεκτρονίων που δίνουν τύπους III, όπως για παράδειγμα την επιτάχυνση και απελευθέρωσή τους από κρουστικό κύμα, (2) φαινόμενα πλάγιας διάδοσης των σωματιδίων κατά την κίνηση τους στο μεσοπλανητικό χώρο (Cane *et al.* 2003), (3) καθυστερημένα ενεργητικά ηλεκτρόνια τα οποία προέρχονται από περιοχές μαγνητικής επανασύνδεσης πίσω από το μέτωπο του κρουστικού κύματος της CME, οι οποίες συνδέονται με τη μαγνητική αναδιάταξη κατά την ανάπτυξη της CME (βλ. Maia *et al.* 2007).

Από την σύγκριση του χρόνου απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων με τους χρόνους απελευθέρωσης των σχετικιστικών ηλεκτρονίων έχει βρεθεί ότι σε μερικά φαινόμενα υπάρχει σημαντική καθυστέρηση στην απελευθέρωση των ηλεκτρονίων αυτών σε σχέση με τα πρωτόνια. Οι Cliver *et al.* (1982) έδειξαν ότι τα ηλεκτρόνια με ενέργειες περίπου 100 keV απελευθερώνονται πρώτα, ακολουθούμενα από τα πολύ υψηλο-ενεργειακά πρωτόνια με ενέργεια 2 GeV με χρονική διαφορά περίπου πέντε λεπτών και έπειτα ακολουθούν τα υψηλο-ενεργειακά ηλεκτρόνια (~ 1 MeV) με χρονική διαφορά τουλάχιστον πέντε λεπτών. Αυτή η φαινόμενη χρονική διαφορά στην επιτάχυνση/απελευθέρωση των πρωτονίων-ηλεκτρονίων μπορεί να αποδοθεί σε διάφορα φυσικά αίτια όπως: (1) την επιλεκτική επιτάχυνση, (2) τη πλάγια διάδοση ή την κάθετη διάχυση των σωματιδίων και (3) τη παγίδευση των σωματιδίων.

Στο κεφάλαιο αυτό θα ασχοληθούμε με τα χαρακτηριστικά των υψηλο-ενεργειακών φαινομένων SEPs εστιάζοντας ιδιαίτερα στην σχέση του χρόνου απελευθέρωσης των σωματιδίων με διαφορετικού τύπου ραδιοεξάρσεις. Το χρόνο απελευθέρωσης των ενεργητικών σωματιδίων τον προσδιορίζουμε από την ανάλυση διασποράς ταχυτήτων, ενώ για τη μελέτη της σχέσης των κρουστικών κυμάτων ή/και της έκλαμψης με την απελευθέρωση των σωματιδίων χρησιμοποιούμε παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα από δεδομένα ραδιοφασματογράφων επίγειων και διαστημικών. Επιπλέον εξετάζουμε διεξοδικά τη χρονική διαφορά του χρόνου απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων σε σχέση με την έναρξη των ραδιοεξάρσεων τύπου III και το χρόνο απελευθέρωσης των υψηλο-ενεργειακών ηλεκτρονίων όπως αυτός προκύπτει από την εφαρμογή της μεθόδου VDA σε δεδομένα επιτόπιων μετρήσεων. Τέλος, για τα φαινόμενα στα οποία βρήκαμε ότι η απελευθέρωση των πρωτονίων σχετίζεται με τη παρουσία κρουστικού κύματος, εκτιμήσαμε το ύψος απελευθέρωσης των σωματιδίων.

5.2 Παρατηρήσεις και ανάλυση δεδομένων

5.2.1 Επιλογή φαινομένων ενεργητικών πρωτονίων

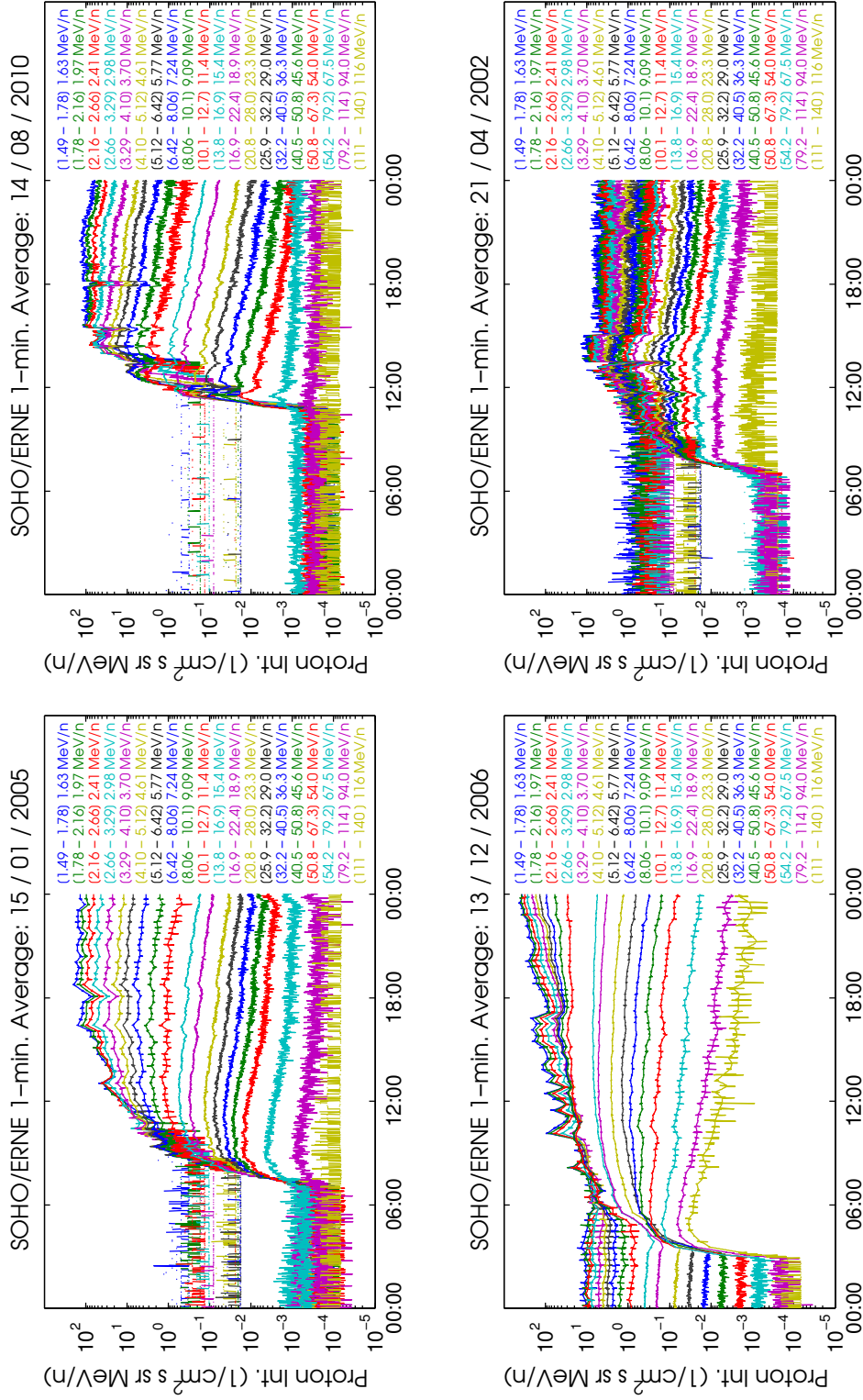
Στην εργασία μας χρησιμοποιήσαμε ένα κατάλογο 115 υψηλο-ενεργειακών φαινομένων ηλιακών ενεργητικών πρωτονίων που παρατηρήθηκαν από το όργανο *Energetic and Relativistic Nuclei and Electron (ERNE, Torsti et al. 1995)* που βρίσκεται στο διαστημόπλοιο SOHO. Τα φαινόμενα του καταλόγου αφορούν το χρονικό διάστημα από το Μάιο του 1996 έως το τέλος του 2010, δηλαδή καλύπτουν έναν ολόκληρο ηλιακό κύκλο. Ο κατάλογος παρουσιάζεται στην εργασία των Vainio *et al.* (2013) και αποτελείται από φαινόμενα ηλιακών ενεργητικών πρωτονίων στα οποία παρατηρείται μια σημαντική αύξηση της ροής στις ενέργειες από 54.8 έως 80.3 MeV (μέση ενέργεια 67.7 MeV). Αυτό το ενεργειακό εύρος επιλέχθηκε σκόπιμα

πολύ πιο πάνω από το τυπικό κανάλι ενεργειών των >10 MeV που είναι διαθέσιμο από τα δεδομένα του δορυφόρου GOES και το οποίο έχει χρησιμοποιηθεί κατά καιρούς σε άλλες εργασίες για την εύρεση και τη μελέτη φαινομένων SEPs (π.χ. [Laurenza et al. 2009](#)).

Ο κύριος λόγος για την επιλογή του παραπάνω ενεργειακού εύρους είναι ότι στα υψηλο-ενεργειακά κανάλια εντοπίζονται πιο αξιόπιστα σχετικά ασθενή φαινόμενα SEPs που συμβαίνουν λίγο μετά από ισχυρότερα φαινόμενα. Σε αυτές τις περιπτώσεις, στις χαμηλές ενέργειες (κοντά στα 10–20 MeV) τα λιγότερο ισχυρά φαινόμενα SEPs υπερκαλύπτονται από τα πιο ισχυρά, με αποτέλεσμα η παρατήρησή των λιγότερο ισχυρών να είναι πρακτικά αδύνατη. Στις υψηλότερες ενέργειες (>50 MeV) η ροή των σωματιδίων μειώνεται με γρηγορότερο ρυθμό, οπότε διαδοχικά φαινόμενα SEPs μπορούν να παρατηρηθούν πιο αποτελεσματικά. Παρόλα αυτά επειδή ο ανιχνευτής ERNE έχει πολύ μεγάλο γεωμετρικό παράγοντα ($\sim 20-40 \text{ cm}^2 \text{ sr}$ βλ. [Torsti et al. 1995](#), [Valtonen et al. 1997](#)) σε μερικές περιπτώσεις τα πολύ ισχυρά φαινόμενα προκαλούν κόρο στον ανιχνευτή ακόμα και στα υψηλο-ενεργειακά κανάλια. Φαινόμενα που έπονται μετά από τέτοιες περιπτώσεις είναι αδύνατον να καταγραφούν πριν μειωθεί η ροή στον ανιχνευτή σε φυσιολογικά επίπεδα. Τέτοιες περιπτώσεις είναι τα φαινόμενα στις 17 και 20 Ιανουαρίου 2005 που έπονταν του ισχυρού φαινομένου στις 15 Ιανουαρίου 2005 τα οποία δεν περιλαμβάνονται στη μελέτη μας (βλ. πίνακα 1 στους [Cane et al. 2010](#), που περιλαμβάνει ένα κατάλογο φαινομένων SEPs από το 1997 έως το 2006 σε ενέργειες μεγαλύτερες των 25 MeV).

Για το σκοπό της μελέτης μας και σύμφωνα με την εργασία των [Vainio et al. \(2013\)](#), θεωρούμε ότι μια αύξηση της ροής των ενεργητικών σωματιδίων είναι φαινόμενο SEP όταν: η ροή σωματιδίων στις ενέργειες 54.8–80.3 MeV γίνεται συστηματικά μεγαλύτερη από το τριπλάσιο της τιμής του υποβάθρου για την εκάστοτε φάση του ηλιακού κύκλου. Για το χρονικό διάστημα στο οποίο ανήκουν τα δεδομένα ενεργητικών πρωτονίων που χρησιμοποιήσαμε (δηλ. το 1996–2010), υπολογίζεται ότι το υπόβαθρο των ενεργητικών πρωτονίων στις ενέργειες από 54.8 έως 80.3 MeV μεταβλήθηκε από $\sim 3 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$ έως $\sim 5 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$ στο διάστημα 1996–2003 και έφτασε έως $\sim 7 \times 10^{-4} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} \text{ MeV}^{-1}$ στο διάστημα 2009–2010. Στο διάστημα 1996–2010 σύμφωνα με το κριτήριο που τέθηκε, βρεθήκαν 115 υψηλο-ενεργειακά φαινόμενα ηλιακών ενεργητικών πρωτονίων. Στο πίνακα 5.1 δίνεται ο κατάλογος των 115 φαινομένων SEPs που χρησιμοποιήσαμε στην εργασία μας. Σημειώνουμε ότι μεταξύ της 25ης Ιουνίου 1998 και 9ης Οκτωβρίου 1998 καθώς και μεταξύ της 21ης Οκτωβρίου 1998 και 8ης Φεβρουαρίου 1999 υπάρχουν σημαντικά χρονικά διαστήματα στα οποία το όργανο SOHO/ERNE δεν παρείχε δεδομένα. Άλλα μικρότερα διαστήματα δίνονται στον πίνακα 5.1.

Σε κάθε φαινόμενο SEP του πίνακα 5.1 δίνονται ο χρόνος έλευσης και η μέγιστη ροή των ενεργητικών πρωτονίων στο ενεργειακό κανάλι 54.8–80.3 MeV καθώς και μερικά χαρακτηριστικά της συσχετισμένης έκλαμψης με το φαινόμενο SEP. Η ταυτοποίηση των εκλάμψεων και η τάξη τους, ελήφθησαν από την μελέτη των [Cane et al. \(2010\)](#). Το ηλιογραφικό μήκος των εκλάμψεων προσδιορίστηκε από τις αναφορές του National Geophysical Data Center (NGDC) που παρέχονται από το NOAA, πλύν μιας περίπτωσης όπου χρησιμοποιήθηκαν οι αναφορές του ηλιακού αστεροσκοπίου Kanzelhöhe (<https://www.kso.ac.at/>). Στις περιπτώσεις που σημειώνονται ως “χωρίς έκλαμψη” η σχετιζόμενη ηλιακή δραστηριότητα έλαβε χώρα πίσω από το ηλιακό χείλος με αποτέλεσμα η ταυτοποίηση της έκλαμψης να μην είναι δυνατή. Ακόμα σε μερικές περιπτώσεις (οκτώ στο σύνολο) η έκλαμψη που δίνεται στο κατάλογο των [Cane et al. \(2010\)](#) απέχει χρονικά περισσότερο από τέσσερις ώρες από την έλευση των σωματιδίων στο όργανο. Αυτές οι περιπτώσεις σημειώνονται στο πίνακα ως “ $t_{SEP} - t_X > 4h$ ”. Σε πρώτη προσέγγιση τα φαινόμενα αυτά δεν απορρίφθηκαν από το δείγμα των SEPs που αναλύσαμε, αλλά στη συνέχεια της ανάλυσής μας επαναπροσδιορίσαμε την έκλαμψη που σχετίζεται με αυτά τα φαινόμενα λαμβάνοντας υπόψιν μας τα αποτελέσματα από τον χρόνο απελευθέρωσης των σωματιδίων.



Σχήμα 5.1: Παρατηρήσεις της ροής των ηλιακών ενεργητικών πρωτονίων από τα δεδομένα του οργάνου SOHO/ERNE για τέσσερα διαφορετικά φαινόμενα SEPs. Τα δεδομένα αφορούν μετρήσεις της ροής ($\text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{sr}^{-1} \text{MeV}^{-1}$) των ενεργητικών πρωτονίων σε 20 ενεργειακά κανάλια από 1.63 MeV έως 116 MeV και έχουν χρονική ανάλυση ένα λεπτό. Σε κάθε διάγραμμα δίνεται το ενεργειακό εύρος που αφορά κάθε καμπύλη ροής.

Πίνακας 5.1: Κατάλογος των φαινομένων SEPs* (από Vainio et al. 2013).

A/A	Πρωτόνια από το ERNE/55 – 80 MeV Μέρα	Χρόνος	I_{max} (pfu)	Έναρξη	Έκλαμψη Τάξη	Θέση
Περίοδος χωρίς δεδομένα του ERNE: 28-31.05.1996; 02-03.06.1996						
Περίοδος χωρίς δεδομένα του ERNE: 25.02-04.03.1997						
E0	24.09.1997	03:59	1.5×10^{-3}	02:43	M6	19E
E1	07.10.1997	14:43	8×10^{-4}		Χωρίς έκλαμψη	
Περίοδος χωρίς δεδομένα του ERNE: 25-28.10.1997						
E2	04.11.1997	06:41	1.5×10^{-1}	05:52	X2	33W
E3	06.11.1997	12:37	1.5×10^{-1}	11:49	X9	63W
E4	13.11.1997	22:26	2×10^{-3}		Χωρίς έκλαμψη	
E5	14.11.1997	14:29	1×10^{-3}		Χωρίς έκλαμψη	
Περίοδοι χωρίς δεδομένα του ERNE: 19-21.11.1997; 25-28.02.1998						
E6	20.04.1998	11:13	1×10^{-1}	09:38	M1	90W
E7	02.05.1998	14:10	1×10^{-1}	13:31	X1	15W
E8	06.05.1998	08:29	4×10^{-1}	07:58	X3	65W
E9	09.05.1998	04:32	6×10^{-3}	03:04	M8	100W
E10	16.06.1998	20:35	1×10^{-3}	18:03	M1	115W
Περίοδοι χωρίς δεδομένα του ERNE: 24.06.-09.10.1998						
E11	18.10.1998	22:22	4×10^{-3}		Χωρίς έκλαμψη	
E12	14.11.1998	06:16	1.5×10^{-1}		Χωρίς έκλαμψη	
E13	22.11.1998	07:17	8×10^{-3}	06:30	X4	82W
E14	24.11.1998	02:53	6×10^{-3}	02:07	X1	108W
Περίοδος χωρίς δεδομένα του ERNE: 01-03.12.1998						
Περίοδοι χωρίς δεδομένα του ERNE: 21.12.1998-08.02.1999; 14-18.02.1999						
E15	24.04.1999	14:30	3×10^{-3}		Χωρίς έκλαμψη	
E16	09.05.1999	18:40	2×10^{-3}	17:53	M8	95W
Περίοδοι χωρίς δεδομένα του ERNE: 21-26.05.1999						
E17	27.05.1999	11:16	1×10^{-2}		Χωρίς έκλαμψη	
E18	01.06.1999	19:49	1.8×10^{-2}		Χωρίς έκλαμψη	
Περίοδος χωρίς δεδομένα του ERNE: 03-04.06.1999						
E19	11.06.1999	01:09	5×10^{-3}		Χωρίς έκλαμψη	
Περίοδοι χωρίς δεδομένα του ERNE: 19-20.8.1999; 15-20.11.1999; 07-08.01.2000						
E20	09.01.2000	21:30	8×10^{-4}		Χωρίς έκλαμψη	
E21	18.01.2000	18:24	3×10^{-3}	17:07	M4	11E
E22	12.02.2000	05:15	1×10^{-3}	03:51	M1	24W
E23	17.02.2000	21:18	2×10^{-3}	20:17	M1	07E
E24	18.02.2000 09:57	1.5×10^{-2}			Χωρίς έκλαμψη	
Περίοδος χωρίς δεδομένα του ERNE: 22-25.02.2000						
E25	02.03.2000	09:13	1.5×10^{-3}	08:20	X1	52W
E26	03.03.2000	02:47	1×10^{-3}	02:08	M4	60W
Περίοδος χωρίς δεδομένα του ERNE: 13-31.03.2000						
E27	04.04.2000	16:03	2×10^{-3}	15:12	C9	66W
E28	23.04.2000	14:00	2×10^{-3}		Χωρίς έκλαμψη	
Περίοδος χωρίς δεδομένα του ERNE: 22-24.05.2000						
E29	06.06.2000	18:25	4×10^{-3}	14:58	X2	14E
E30	10.06.2000	17:26	2×10^{-1}	16:40	M5	40W
E31	18.06.2000	02:29	1×10^{-3}	01:52	X1	85W
E32	14.07.2000	10:37	$>1 \times 10^{-1}$	10:03	X6	07W
E33	22.07.2000	12:03	1.5×10^{-2}	11:17	M4	56W
E34	27.07.2000	23:06	2×10^{-3}		Χωρίς έκλαμψη	
E35	12.09.2000	13:09	1.5×10^{-2}	11:31	M1	09W
E36	16.10.2000	07:39	2×10^{-2}	06:40	M2	95W
E37	25.10.2000	12:40	2×10^{-3}	08:45	C4	120W
E38	08.11.2000	23:20	$>6 \times 10^{-2}$	22:42	M7	75W
E39	24.11.2000	05:43	7×10^{-2}	04:55	X2	03W
E40	05.01.2001	18:33	2×10^{-3}		Χωρίς έκλαμψη	
E41	21.01.2001	04:40	2×10^{-3}		$t_{SEP} - t_X > 4$ h	
E42	28.01.2001	16:58	5×10^{-2}	15:40	M2	59W

*: Όλοι οι χρόνοι δίνονται σε UT.

Πίνακας 5.1 (συνέχεια): Κατάλογος των φαινομένων SEPs* (από Vainio et al. 2013).

A/A	Πρωτόνια από το ERNE/55–80 MeV			Έκλαμψη		
	Μέρα	Χρόνος	I_{max} (pfu)	Έναρξη	Τάξη	Θέση
E43	29.03.2001	11:49	1.8×10^{-2}	09:57	X2	12W
E44	02.04.2001	12:24	6×10^{-3}	10:58	X1	62W
E45	02.04.2001	22:41	2×10^{-1}	21:32	X20	78W
E46	09.04.2001	16:20	1.8×10^{-2}	15:20	M8	04W
E47	10.04.2001	07:34	4×10^{-2}	05:06	X2	09W
E48	12.04.2001	11:01	8×10^{-2}	09:39	X2	42W
E49	15.04.2001	14:05	1.5×10^{-1}	13:19	X14	84W
E50	18.04.2001	02:51	2×10^{-1}	02:12	C2	120W
E51	07.05.2001	13:05	6×10^{-3}		Χωρίς έκλαμψη	
E52	20.05.2001	06:49	3×10^{-2}	06:00	M6	91W
E53	04.06.2001	17:13	2×10^{-3}	16:11	C3	60W
E54	15.06.2001	16:08	4×10^{-2}		Χωρίς έκλαμψη	
E55	19.06.2001	04:17	8×10^{-3}		$t_{SEP} - t_X > 4$ h	
Περίοδος χωρίς δεδομένα του ERNE: 28-29.07.2001						
E56	10.08.2001	07:22	6×10^{-4}		Δεν δίνεται έκλαμψη	
Περίοδος χωρίς δεδομένα του ERNE: 10-17.08.2001						
E57	15.09.2001	12:24	3×10^{-3}	11:04	M2	53W
E58	24.09.2001	11:18	1×10^{-1}	09:32	X3	23E
E59	01.10.2001	08:53	2×10^{-2}		$t_{SEP} - t_X > 4$ h	
E60	19.10.2001	01:58	7×10^{-3}	00:47	X2	18W
E61	19.10.2001	17:22	1×10^{-2}	16:13	X2	29W
E62	22.10.2001	15:51	2×10^{-2}	14:27	M7	18E
E63	04.11.2001	16:45	$>1 \times 10^{-1}$	16:03	X1	18W
E64	22.11.2001	20:54	5×10^{-2}	20:18	M4	67W
E65	26.12.2001	05:48	4×10^{-1}	04:32	M7	54W
E66	10.01.2002	10:30	1×10^{-3}		Δεν δίνεται έκλαμψη	
E67	14.01.2002	08:03	2×10^{-3}	05:29	M4	100W
E68	27.01.2002	13:38	5×10^{-3}		Χωρίς έκλαμψη	
Περίοδος χωρίς δεδομένα του ERNE: 05-12.02.2002						
E69	20.02.2002	05:58	1×10^{-2}	05:52	M5	72W
E70	18.03.2002	04:16	4×10^{-3}	02:16	M1	100W
E71	17.04.2002	10:32	2×10^{-3}	07:46	M3	34W
E72	21.04.2002	01:45	$>5 \times 10^{-1}$	00:43	X2	84W
E73	22.05.2002	06:46	2×10^{-3}	03:18	C5	53W
E74	07.07.2002	12:13	5×10^{-3}	11:15	M1	95W
E75	16.07.2002	10:31	7×10^{-3}		$t_{SEP} - t_X > 4$ h	
E76	14.08.2002	06:44	2×10^{-3}		$t_{SEP} - t_X > 4$ h	
E77	18.08.2002	22:10	2×10^{-3}	21:12	M2	19W
E78	20.08.2002	08:46	6×10^{-3}	08:22	M3	38W
E79	22.08.2002	02:30	5×10^{-2}	01:47	M5	62W
E80	24.08.2002	01:35	5×10^{-1}	00:49	X3	81W
E81	06.09.2002	04:01	2×10^{-3}		$t_{SEP} - t_X > 4$ h	
E82	09.11.2002	14:37	5×10^{-3}	13:08	M5	29W
E83	19.12.2002	22:21	2×10^{-3}	21:34	M3	09W
Περίοδος χωρίς δεδομένα του ERNE: 28.02.-11.03.2003						
E84	23.04.2003	01:32	2×10^{-3}	00:45	M5	25W
E85	28.05.2003	01:54	4×10^{-3}	00:17	X4	20W
E86	31.05.2003	02:56	5×10^{-2}	02:13	M9	65W
E87	26.10.2003	17:55	$>1 \times 10^{-1}$	17:03	X1	38W
E88	28.10.2003	11:18	$>1 \times 10^{-1}$	09:51	X17	08E
E89	02.11.2003	10:05	7×10^{-2}		Χωρίς έκλαμψη	
E90	02.11.2003	17:54	$>2 \times 10^{-1}$	17:03	X8	56W
E91	20.11.2003	08:59	3×10^{-3}	07:35	X1	08W
Περίοδος χωρίς δεδομένα του ERNE: 19-22.01.2004						
E92	11.04.2004	05:00	4×10^{-3}	03:54	M1	46W
Περίοδοι χωρίς δεδομένα του ERNE: 22-29.04.2004; 22-25.06.2004						
E93	13.07.2004	01:34	$>1 \times 10^{-3}$	00:09	M7	59W
E94	22.07.2004	17:33	2×10^{-3}		$t_{SEP} - t_X > 4$ h	
E95	25.07.2004	16:19	3×10^{-3}	14:19	M2	33W

Πίνακας 5.1 (συνέχεια): Κατάλογος των φαινομένων SEPs* (από [Vainio et al. 2013](#)).

A/A	Πρωτόνια από το ERNE/55–80 MeV			Έκλαμψη		
	Μέρα	Χρόνος	I_{max} (pfu)	Έναρξη	Τάξη	Θέση
Περίοδος χωρίς δεδομένα του ERNE: 06-12.08.2004						
E96	01.11.2004	06:15	1×10^{-1}		Χωρίς έκλαμψη	
E97	07.11.2004	16:54	$>2 \times 10^{-2}$	15:42	X2	17W
E98	09.11.2004	18:43	$>5 \times 10^{-3}$	16:59	M9	51W
E99	10.11.2004	02:46	$>5 \times 10^{-2}$	01:59	X3	49W
E100	15.01.2005	06:59	7×10^{-3}	05:54	M9	06E
E101	15.01.2005	23:35	5×10^{-2}	22:24	X3	05W
E102	13.05.2005	18:43	5×10^{-3}	16:13	M8	11E
E103	16.06.2005	20:35	1×10^{-1}	20:01	M4	85W
E104	13.07.2005	22:23	1.5×10^{-3}		$t_{SEP} - t_X > 4$ h	
E105	14.07.2005	11:59	1×10^{-2}	10:16	X1	89W
E106	17.07.2005	13:03	9×10^{-3}		Χωρίς έκλαμψη	
Περίοδος χωρίς δεδομένα του ERNE: 31.07.-03.08.2005						
E107	22.08.2005	02:27	1.8×10^{-3}	00:44	M3	48W
E108	22.08.2005	17:53	8×10^{-3}	16:46	M6	60W
E109	29.08.2005	14:28	2×10^{-3}		Χωρίς έκλαμψη	
E110	01.09.2005	01:59	3×10^{-3}		Χωρίς έκλαμψη	
Περίοδος χωρίς δεδομένα του ERNE: 07-08.09.2005						
E111	06.07.2006	09:37	3×10^{-3}	08:13	M3	32W
Περίοδος χωρίς δεδομένα του ERNE: 26.11.-11.12.2006 (με πολλά μικρά διαστήματα)						
E112	13.12.2006	02:59	2×10^{-1}	02:14	X3	23W
E113	14.12.2006	23:08	8×10^{-2}	21:07	X2	46W
Περίοδοι χωρίς δεδομένα του ERNE: 27-29.01.2007; 29.07.-14.08.2009; 07-24.09.2009						
E114	14.08.2010	10:41	7×10^{-3}	(09:38)	(C5)	(54W)
Περίοδος χωρίς δεδομένα του ERNE: 10-15.12.2010						

Για κάθε φαινόμενο του πίνακα 5.1 μεταφορτώσαμε τα δεδομένα ενεργητικών σωματιδίων από την ιστοσελίδα του οργάνου ERNE (http://www.srl.utu.fi/erne_data/) και παράγαμε διαγράμματα της χρονικής εξέλιξης της ροής τους. Τα δεδομένα που παρέχονται από την ιστοσελίδα αφορούν μετρήσεις της ροής ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sr}^{-1}\text{MeV}^{-1}$) των ενεργητικών πρωτονίων σε 20 ενεργειακά κανάλια από 1.63 MeV έως 116 MeV και έχουν χρονική ανάλυση ένα λεπτό. Στο σχήμα 5.1 δίνονται διαγράμματα της χρονικής εξέλιξης της ροής ενεργητικών πρωτονίων για τέσσερα διαφορετικά φαινόμενα SEPs. Στο δεξί τμήμα κάθε διαγράμματος δίνεται το ενεργειακό εύρος που αφορά κάθε καμπύλη ροής.

5.2.2 Εκτίμηση του χρόνου απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων

5.2.2.α' Χρόνοι έλευσης των ενεργητικών πρωτονίων

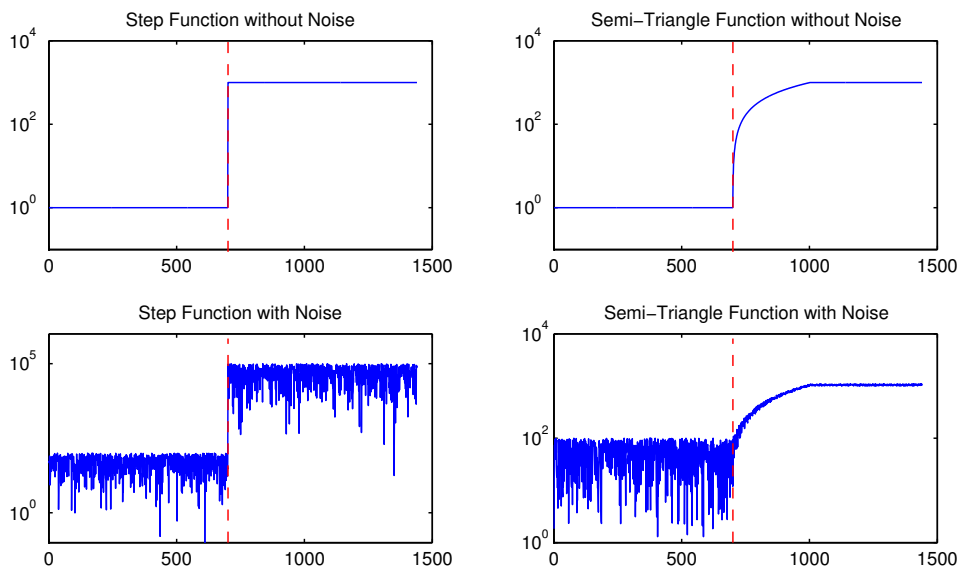
Για να προσδιορίσουμε τους χρόνους έλευσης των ενεργητικών πρωτονίων χρησιμοποιήσαμε μια επέκταση της μεθόδου Poisson-CUSUM (Page 1954) στα δεδομένα του οργάνου SOHO/ERNE για όλα τα διαθέσιμα ενεργειακά κανάλια (συνολικά 20). Η μέθοδος Poisson-CUSUM έχει παρουσιαστεί στο κεφάλαιο 4, εδάφιο 4.5. Υπενθυμίζουμε ότι η αυτή είναι μια σειριακή τεχνική ανάλυσης χρονοσειρών που χρησιμοποιείται για την εύρεση μεταβολών στην εξέλιξη κάποιας χαρακτηριστικής ποσότητας της κατανομής πιθανότητας μιας χρονοσειράς όπως είναι ο μέσος όρος της (βλ. Basseville et al. 1993). Στην γενικότερη περίπτωση η μέθοδος βασίζεται στη διαδοχική άθροιση της διαφοράς μεταξύ μιας παρατηρούμενης τιμής ενός μεγέθους μείον μιας αναμενόμενης τιμής. Αν το αποτέλεσμα της άθροισης σε κάποιο σημείο ισούται ή είναι μεγαλύτερο από μια τιμή βάσης τότε το σημείο θεωρείται σημείο απόκλισης.

Βασιζόμενοι στον ορισμό της μεθόδου CUSUM, ο χρόνος έλευσης των ενεργητικών σωματιδίων στο όργανο για ένα δεδομένο ενεργειακό κανάλι θα είναι η χρονική στιγμή κατά την οποία η μέθοδος CUSUM εντοπίζει μια συστηματική μεταβολή στη μέση τιμή της χρονοσειράς σε σχέση με τον μέσο όρο του υποβάθρου πριν από το φαινόμενο. Συνήθως για να θεωρήσουμε ότι υπάρχει μια στατιστικώς σημαντική μεταβολή στη μέση τιμή της χρονοσειράς χρησιμοποιούμε το κριτήριο των “δυο τυπικών αποκλίσεων” (two-sigma-shift criterion). Σύμφωνα με αυτό το κριτήριο (βλ. και [Huttunen-Heikinmaa et al. 2005](#), [Vainio et al. 2013](#)) για να θεωρήσουμε ότι ένα σημείο στη χρονοσειρά είναι σημείο απόκλισης θα πρέπει το αποτέλεσμα της διαδοχικής άθροισης με τη μέθοδο CUSUM να είναι μεγαλύτερο από δυο τυπικές αποκλίσεις. Επιπλέον για να αποφύγουμε λανθασμένους εντοπισμούς μεμονωμένων σημείων απόκλισης που μπορεί να προέρχονται από τυχαίες μεταβολές της ροής σωματιδίων και όχι από συστηματικές, ενσωματώσαμε στον αλγόριθμό μας ένα επιπλέον κριτήριο. Σύμφωνα με αυτό για να θεωρηθεί ένα σημείο ως σημείο απόκλισης θα πρέπει το αποτέλεσμα της μεθόδου CUSUM να εξακολουθεί να είναι μεγαλύτερο από το κριτήριο των “δυο τυπικών αποκλίσεων” για ένα πλήθος σημείων μετά το υποτιθέμενο σημείο απόκλισης.

Προηγούμενες μελέτες για την εύρεση των χρόνων έλευσης ενεργητικών σωματιδίων όπως των [Krucker et al. \(1999\)](#) χρησιμοποιούν μεθόδους που στηρίζονται στη μέθοδο του [Shewhart \(1931\)](#) και θέτουν ως κριτήριο τις “δυο ή τέσσερις τυπικές αποκλίσεις” (βλ. και [Gómez-Herrero et al. 2006](#), [Malandraki et al. 2012](#), [Vainio et al. 2013](#), [Papaioannou et al. 2014](#)). Επιπλέον στις εργασίες των [Miteva et al. \(2014\)](#) και [Masson et al. \(2012\)](#) χρησιμοποιήθηκαν άλλες μέθοδοι που δεν στηρίζονται στο στατιστικό έλεγχο ποιότητας αλλά βασίζονται στη προσαρμογή συναρτήσεων στα δεδομένα ροής σωματιδίων. Σε αυτές τις εργασίες χρησιμοποιείται μια γραμμική προσαρμογή στον χρόνο ανόδου της ροής σωματιδίων και από την τομή της ευθείας με το υπόβαθρο προσδιορίζεται ο χρόνος έλευσης των σωματιδίων. Πλεονέκτημα της μεθόδου CUSUM που χρησιμοποιούμε στην εργασία μας έναντι άλλων μεθόδων είναι αφενός η ευκολία στην εφαρμογή της και αφετέρου η ακρίβεια που παρέχει η συγκεκριμένη μέθοδος έναντι άλλων. Όπως αναφέρθηκε και στο κεφάλαιο 4, βασικότερο πλεονέκτημα της μεθόδου CUSUM είναι πως μπορεί να ανιχνεύσει μεταβολές στη χρονοσειρά οι οποίες είναι μικρότερες του 1.5σ (τυπικών αποκλίσεων). Επιπλέον, η μέθοδος μπορεί να εντοπίσει σημεία απόκλισης που προέρχονται από συστηματικές μεταβολές στον μέσο όρο της χρονοσειράς.

Για να επεξεργαστούμε το μεγάλο πλήθος δεδομένων που έχουμε στη μελέτη αυτή αυτοματοποιήσαμε τη διαδικασία CUSUM. Αξίζει να σημειώσουμε ότι για κάθε φαινόμενο SEP η μέθοδος CUSUM πρέπει να εφαρμοστεί σε 20 ενεργειακά κανάλια και συνολικά έχουμε 115 φαινόμενα SEPs. Επιπλέον, για να βεβαιωθούμε ότι ο αλγόριθμος που κατασκευάσαμε για τη μέθοδο CUSUM δίνει αξιόπιστα αποτελέσματα, ελέγξαμε την ορθότητά του εφαρμόζοντάς τον σε εικονικά δεδομένα. Τα δεδομένα αυτά τα παράγαμε από συναρτήσεις που έχουν ένα συγκεκριμένο σημείο ασυνέχειας όπως είναι για παράδειγμα, η συνάρτηση βήματος ή η τριγωνική συνάρτηση. Επιπλέον στις συναρτήσεις αυτές προσθέσαμε γκαουσιανό λευκό θόρυβο και εφαρμόσαμε τον αλγόριθμο με την μέθοδο CUSUM για την εύρεση των σημείων απόκλισης. Στο σχήμα 5.2 δίνουμε τέσσερα παραδείγματα στα οποία εφορμίζουμε τη μέθοδο CUSUM είτε στην συνάρτηση βήματος (αριστερή στήλη) είτε σε μια ημι-τριγωνική συνάρτηση (δεξιά στήλη). Στα διαγράμματα της πάνω σειράς οι συναρτήσεις δεν έχουν θόρυβο ενώ για την κάτω σειρά έχουμε προσθέσει γκαουσιανό λευκό θόρυβο (δηλ. θόρυβο με κανονική κατανομή). Τα σημεία απόκλισης σύμφωνα με τη μέθοδο CUSUM σημειώνονται με τις κατακόρυφες διακεκομμένες γραμμές στο σχήμα 5.2. Ο αλγόριθμός μας ανταποκρίθηκε σε όλες τις περιπτώσεις με εξαιρετική επιτυχία εφόσον τα σημεία απόκλισης που προσδιορίστηκαν από τη μέθοδο CUSUM συμπίπτουν με τα σημεία ασυνέχειας των συναρτήσεων.

Για να βρούμε τον χρόνο έλευσης των σωματιδίων από τα δεδομένα των ενεργητικών σωματιδίων σε κάθε ενεργειακό κανάλι αναπτύξαμε μια καινούρια τεχνική με την οποία



Σχήμα 5.2: Τέσσερα παραδείγματα στα οποία εφαρμόζουμε τη μέθοδο CUSUM σε συναρτήσεις με γνωστά σημεία ασυνέχειας για τον έλεγχο των αποτελεσμάτων της μεθόδου. Χρησιμοποιούνται η συνάρτηση βήματος (αριστερή στήλη) και μια ημι-τριγωνική συνάρτηση (δεξιά στήλη). Στη πάνω σειρά οι συναρτήσεις δεν έχουν θόρυβο ενώ για την κάτω σειρά έχει προστεθεί σε αυτές γκαουσιανός λευκός θόρυβος. Με τις κατακόρυφες διακεκομμένες γραμμές σημειώνονται τα σημεία απόκλισης που προσδιορίζονται από την εφαρμογή της μεθόδου CUSUM.

μπορούμε να εκτιμήσουμε το σφάλμα στον προσδιορισμό των χρόνων έλευσης των σωματιδίων από τη μέθοδο CUSUM το οποίο προέρχεται από την επιλογή των αρχικών στατιστικών παραμέτρων όπως είναι ο μέσος όρος της χρονοσειράς. Στις περιπτώσεις για τις οποίες οι υποθέσεις για την στατιστική του δείγματος των τυχαίων μεταβλητών (δηλ. των τιμών του υποβάθρου) δεν ισχύουν, όπως για παράδειγμα αν οι τυχαίες μεταβλητές δεν έχουν κανονική συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας ή αν η διεργασία δεν είναι σταθερή στο χρόνο, τότε η επιλογή του χρονικού διαστήματος που υπολογίζονται οι αρχικές παράμετροι όπως ο μέσος όρος της χρονοσειράς θα έχει σημαντική συνεισφορά στη διαμόρφωση του τελικού αποτελέσματος. Σημειώνουμε ότι η μέθοδος CUSUM είναι αρκετά “ευαίσθητη” ως προς την επιλογή των αρχικών παραμέτρων, με αποτέλεσμα οποιαδήποτε πηγή σφάλματος σε αυτές να μπορεί να επιφέρει σημαντικές αποκλίσεις στον υπολογισμό των χρόνων έλευσης.

Η μέθοδος που χρησιμοποιήσαμε για να υπολογίσουμε τους χρόνους έλευσης μαζί με την αβεβαιότητά τους βασίζεται στην ανάλυση Monte Carlo των αρχικών παραμέτρων που χρησιμοποιούνται στη μέθοδο CUSUM. Αρχικά ορίζουμε ένα χρονικό διάστημα πριν από την έναρξη του φαινομένου SEP στο οποίο μπορούμε να υπολογίσουμε το μέσο όρο και την τυπική απόκλιση του υποβάθρου. Χωρίζουμε το αρχικό χρονικό διάστημα σε μικρότερα υπο-διαστήματα μεταβλητού μεγέθους που κατανομούνται τυχαίως εντός αυτού. Για κάθε υπο-διάστημα υπολογίζονται ο μέσος όρος και η τυπική απόκλιση του υποβάθρου. Επιπλέον, χρησιμοποιώντας ως αρχικές παραμέτρους (μέσος όρος/τυπική απόκλιση) στη μέθοδο CUSUM αυτές που υπολογίστηκαν παραπάνω βρίσκουμε ένα χρόνο έλευσης των σωματιδίων για κάθε υπο-διάστημα. Αν οι υποθέσεις για την στατιστική του δείγματος των τυχαίων μεταβλητών (δηλ. των τιμών του υποβάθρου) δεν ισχύουν στο αρχικό χρονικό διάστημα που ορίσαμε, αναμένουμε για κάθε υπο-διάστημα να έχουμε και διαφορετικές τιμές για τις υπολογισθείσες αρχικές παραμέτρους.

Επομένως, αναμένεται ότι η μέθοδος CUSUM θα δίνει σε κάθε υπο-διάστημα διαφορετι-

κούς χρόνους έλευσης δεδομένου ότι οι αρχικές παράμετροι θα είναι διαφορετικές. Με αυτό τον τρόπο η παραπάνω επαναληπτική διαδικασία παράγει ένα πλήθος χρόνων έλευσης των ενεργητικών σωματιδίων. Στις περισσότερες περιπτώσεις οι χρόνοι έλευσης είναι κανονικά κατανομημένοι γύρω από μια αναμενόμενη τιμή. Το μέγιστο της κατανομής των χρόνων έλευσης αντιστοιχεί στο χρόνο που έχει τη μέγιστη πιθανότητα οπότε αυτός θα είναι και ο “πραγματικός χρόνος έλευσης” των σωματιδίων. Το εύρος της κατανομής στα 3σ αντιστοιχεί στο σχετικό σφάλμα (ή την αβεβαιότητα) του “πραγματικού χρόνου έλευσης” των σωματιδίων. Στη περίπτωση κατά την οποία η κατανομή δεν είναι κανονική ή παρουσιάζει σημαντική κύρτωση σε ένα από τα δυο άκρα της, τότε προσπαθούμε να προσαρμόσουμε μια κανονική κατανομή στα δεδομένα και έπειτα βρίσκουμε το χρόνο έλευσης και την αβεβαιότητά του από την προσαρμοσμένη κατανομή σύμφωνα με όσα είπαμε παραπάνω.

5.2.2.β' Ανάλυση διασποράς ταχυτήτων (VDA)

Έχοντας υπολογίσει το χρόνο έλευσης των ενεργητικών σωματιδίων σε κάθε ενεργειακό κανάλι μπορούμε να υπολογίσουμε το χρόνο απελευθέρωσής τους σε ανοιχτές μαγνητικές γραμμές και το μήκος διαδρομής τους στο μεσοπλανητικό χώρο, από την ανάλυση διασποράς ταχυτήτων (VDA) που παρουσιάσαμε στο κεφάλαιο 4. Όπως εξηγήσαμε στο εδάφιο 4.5.2 η μέθοδος VDA στηρίζεται σε δυο υποθέσεις που αφορούν στα χαρακτηριστικά της απελευθέρωσης και της κίνησης των ενεργητικών σωματιδίων στο μεσοπλανητικό χώρο. Ωστόσο, για το σκοπό της μελέτης μας θα πρέπει να προσθέσουμε και μια επιπλέον υπόθεση ότι τα ενεργητικά σωματίδια έχουν πυκνότητα ενέργειας μικρότερη από τη πυκνότητα ενέργειας του τοπικού μαγνητικού πεδίου. Αυτή διασφαλίζει ως ένα βαθμό ότι τα ενεργητικά σωματίδια κινούνται αδιαβατικά κατά την διάδοσή τους στις μαγνητικές δυναμικές γραμμές, δηλαδή η κίνησή τους περιορίζεται σε αυτές χωρίς να υπάρχει πλάγια διάδοση στο μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο. Η υπόθεση αυτή θα ελεγχθεί στο εδάφιο 5.2.3 καθώς στο δείγμα των φαινομένων SEPs που μελετάμε περιέχονται και κάποια πολύ ισχυρά/ενεργητικά φαινόμενα. Είναι σημαντικό να βεβαιώσουμε ότι αυτή ισχύει για τις πιο ακραίες περιπτώσεις.

Εφόσον ισχύουν οι υποθέσεις μας η εξίσωση της διασποράς ταχυτήτων στη 1 AU θα δίνεται από τη σχέση,

$$t_{rel} = t_{onset}(E) - 8.33 \frac{min}{AU} \cdot s \cdot \beta^{-1}(E) \quad (5.1)$$

όπου $t_{onset}(E)$ είναι ο χρόνος έλευσης των ενεργητικών σωματιδίων ενέργειας E στην 1 AU, t_{rel} είναι ο χρόνος απελευθέρωσης των σωματιδίων, s είναι το μήκος διαδρομής τους στο μεσοπλανητικό χώρο και $\beta^{-1} = c/v(E)$ όπου $v(E)$ είναι η σχετικιστική ταχύτητα των σωματιδίων ενέργειας E και c η ταχύτητα του φωτός. Στη σχέση 5.1, το $t_{onset}(E)$ υπολογίζεται από την επέκταση της μεθόδου CUSUM για κάθε ενεργειακό κανάλι και το β^{-1} υπολογίζεται από τη σχέση $\beta^{-1} = \frac{1}{\sqrt{1-(E_0/(E_k+E_0))^2}}$ όπου $E_0 = m_0c^2$ είναι η ενέργεια ηρεμίας του σωματιδίου άρα στη περίπτωση κατά την οποία έχουμε πρωτόνια το $E_0 = 938$ MeV και το E_k είναι η κινητική ενέργεια του σωματιδίου. Στο πίνακα 5.2 δίνονται τα ενεργειακά κανάλια του οργάνου ERNE που χρησιμοποιήσαμε στη μελέτη μας. Οι μέσες κινητικές ενέργειες των σωματιδίων που δίνονται στη τρίτη στήλη του πίνακα, δεν αντιστοιχούν στο κέντρο του διαστήματος ενεργειών που παρουσιάζεται στη δεύτερη στήλη για κάθε κανάλι, αλλά υπολογίζονται από τα χαρακτηριστικά του ανιχνευτή και συνήθως αντιστοιχούν στις ενέργειες που το εκάστοτε κανάλι έχει τη μεγαλύτερη απολαβή σωματιδίων. Από τη μέση ενέργεια υπολογίζονται τα β^{-1} που δίνονται στη δεξιά στήλη του πίνακα.

Χρησιμοποιούμε δυο μεθόδους γραμμικής παλινδρόμησης για να προσαρμόσαμε στα δεδομένα μια γραμμική σχέση της μορφής $y = b_0 + b_1x$. Η πρώτη μέθοδος είναι αυτή των

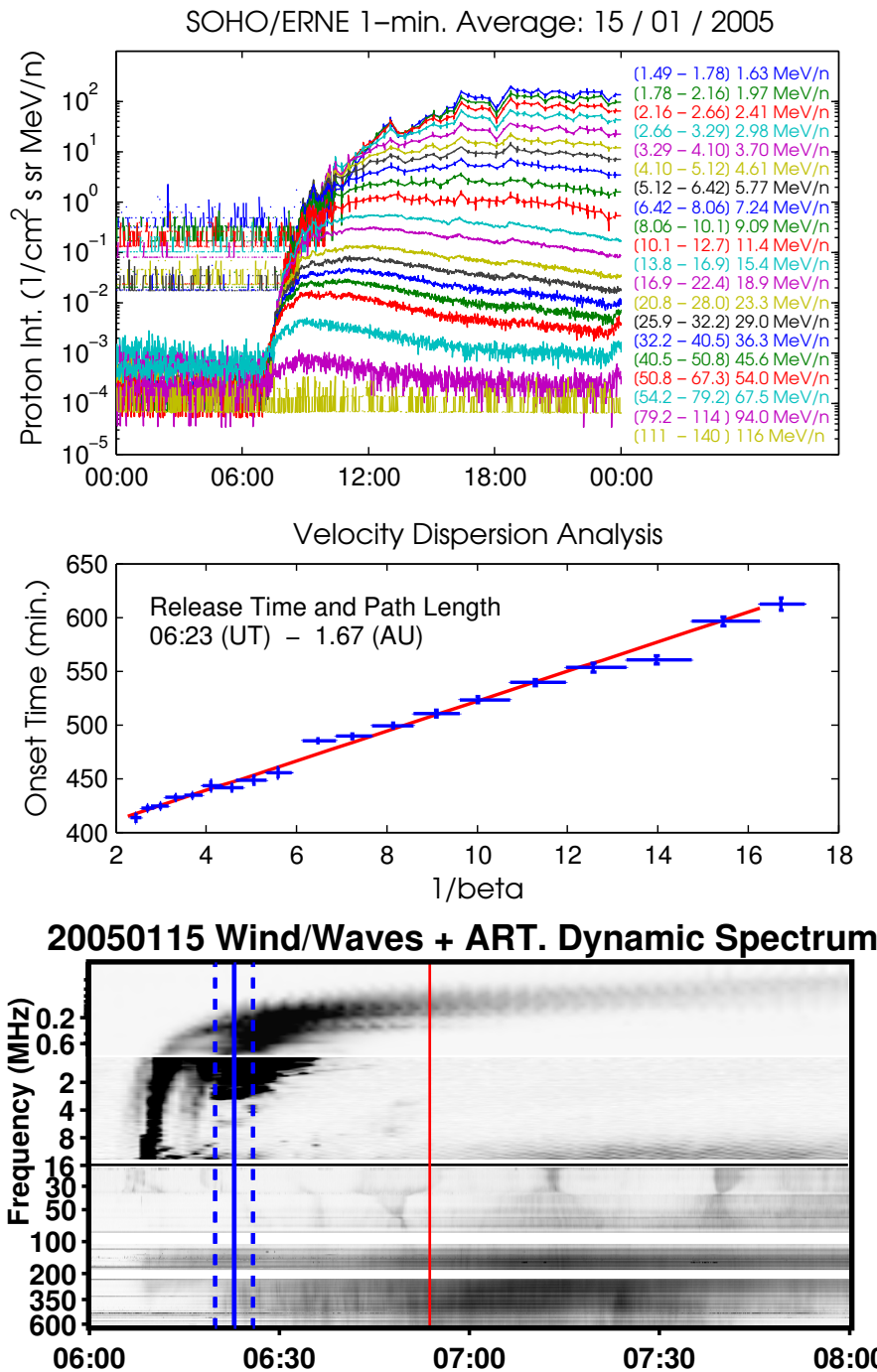
Πίνακας 5.2: Τα ενεργειακά κανάλια του οργάνου SOHO/ERNE που χρησιμοποιήθηκαν κατά την εφαρμογή της μεθόδου VDA.

	Κανάλι	Εύρος ενεργειών (MeV)	Μέση Ενέργεια (MeV)	β^{-1} (c^{-1})
LED	1	1.58–1.78	1.68	16.7
	2	1.78–2.16	1.97	15.5
	3	2.16–2.66	2.41	14.0
	4	2.66–3.29	2.98	12.6
	5	3.29–4.10	3.70	11.3
	6	4.10–5.12	4.71	10.0
	7	5.12–6.42	5.72	9.10
	8	6.42–8.06	7.15	8.15
	9	8.06–10.1	9.09	7.24
	10	10.1–12.7	11.4	6.47
HED	11	13.8–16.9	15.4	5.59
	12	16.9–22.4	18.9	5.06
	13	20.8–28.0	23.3	4.57
	14	25.9–32.2	29.1	4.11
	15	32.2–40.5	36.4	3.69
	16	40.5–53.5	45.6	3.32
	17	50.8–67.3	57.4	2.99
	18	63.8–80.2	72.0	2.70
	19	80.2–101	90.5	2.44
	20	101–131	108	2.26

ελαχίστων τετραγώνων (*ordinary least-squares, OLS*) που χρησιμοποιείται για την γραμμική προσαρμογή σε δεδομένα με δυο μεταβλητές και η δεύτερη μέθοδος είναι αυτή της εκτίμησης της μέγιστης πιθανοφάνειας (*maximum likelihood estimation, MLE*) με την οποία μπορούμε να υπολογίσουμε τους συντελεστές των ανεξάρτητων μεταβλητών μαζί με τα σχετικά σφάλματά τους συνυπολογίζοντας τα σφάλματα των ίδιων των παρατηρήσεων (βλ. [York et al. 2004](#)). Στο κεφάλαιο 4 παρουσιάζονται περισσότερες λεπτομέρειες για την εφαρμογή της μεθόδου MLE. Αξίζει να σημειώσουμε ότι τη μέθοδο OLS την χρησιμοποιήσαμε μόνο ως εποπτική μέθοδο οπότε στην παρουσίαση των αποτελεσμάτων θα ασχοληθούμε μόνο με τα αποτελέσματα της μεθόδου MLE.

Για κάθε φαινόμενο SEP κατασκευάσαμε διαγράμματα με τα δεδομένα από την ανάλυση διασποράς ταχυτήτων τα οποία από εδώ και έπειτα θα τα ονομάζουμε *διαγράμματα VDA* για λόγους συντομίας. Στο σχήμα 5.3 δίνουμε ένα παράδειγμα των δεδομένων SEPs (πάνω) και της αντίστοιχης VDA (μέση) για το φαινόμενο της 15ης Ιανουαρίου 2005. Στο διάγραμμα VDA του σχήματος 5.3 δίνουμε με τους μπλε σταυρούς τους χρόνους έλευσης των ενεργητικών πρωτονίων με τα σφάλματά τους, που προσδιορίστηκαν από την επέκταση της μεθόδου Poisson-CUSUM που αναπτύξαμε. Η κόκκινη ευθεία αντιστοιχεί στη γραμμική προσαρμογή των δεδομένων του διαγράμματος με τη μέθοδο MLE. Από τη σχέση 5.1 και τα αποτελέσματα της γραμμικής παλινδρόμησης υπολογίζουμε το χρόνο απελευθέρωσης των πρωτονίων και το μήκος διαδρομής τους στο μεσοπλανητικό χώρο. Για το φαινόμενο που παρουσιάζουμε στο σχήμα 5.3 ο χρόνος απελευθέρωσης είναι στις 06:23 UT με σχετικό σφάλμα ± 3.0 λεπτά και το μήκος διαδρομής είναι 1.67 AU με σφάλμα ± 0.08 AU.

Μετά την ολοκλήρωση τις διαδικασίας που περιγράψαμε παραπάνω, επισκοπήσαμε τα αποτελέσματα για όλα τα φαινόμενα SEPs του πίνακα 5.1 για να βεβαιώσουμε ότι ο αλγόριθμός μας δούλεψε σωστά σε όλες τις περιπτώσεις και τα παραγόμενα αποτελέσματα είναι λογικά, δηλαδή οι τιμές των παραμέτρων είναι εντός των ορίων που τίθενται από τις μελέτες των SEPs έχουν γίνει έως σήμερα. Διαπιστώσαμε ότι στα περισσότερα φαινόμενα SEPs τα αποτελέσματα ήταν αποδεκτά με εξαίρεση κάποιες περιπτώσεις στις οποίες οι



Σχήμα 5.3: Δεδομένα από το φαινόμενο ενεργητικών πρωτονίων της 15ης Ιανουαρίου 2005. Στη πάνω σειρά δίνεται η ροή των ενεργητικών πρωτονίων από τα δεδομένα του οργάνου SOHO/ERNE σε εύρος ενεργειακά κανάλια από 1.49 έως 140 MeV. Στη μεσαία σειρά δίνονται τα αποτελέσματα της μεθόδου VDA στα δεδομένα του SOHO/ERNE. Με τους μπλε σταυρούς δίνονται οι χρόνοι έλευσης των σωματιδίων από τη μέθοδο CUSUM. Οι οριζόντιες γραμμές σφάλματος αντιπροσωπεύουν την αβεβαιότητα στην αντιστροφή ταχύτητα των σωματιδίων ενώ οι κατακόρυφες γραμμές σφάλματος αντιπροσωπεύουν την αβεβαιότητα στους χρόνους έλευσης που προσδιορίζονται από την ανάλυση Monte Carlo. Με την κόκκινη ευθεία δίνεται η γραμμική προσαρμογή στα δεδομένα από τη μέθοδο της μέγιστης πιθανοφάνειας. Στη κάτω σειρά δίνεται το σύνθετο δυναμικό ραδιοφάσμα από τις παρατηρήσεις των οργάνων WIND/WAVES και ARTEMIS-IV. Η κατακόρυφη μπλε συνεχής γραμμή και οι μπλε διακεκομμένες γραμμές δίνουν τον χρόνο απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων από τη μέθοδο VDA και την αβεβαιότητά του, αντίστοιχα. Η κατακόρυφη κόκκινη γραμμή δίνει τον χρόνο έλευσης των ενεργητικών πρωτονίων στο ενεργειακό κανάλι 54.8–80.3 MeV.

χρόνοι έλευσης των σωματιδίων επηρεάζονταν σημαντικά από το εξαιρετικά διαταραγμένο υπόβαθρο σε ορισμένα ενεργειακά κανάλια. Σε αυτές τις περιπτώσεις το σχετικό σφάλμα του φαινομένου μήκους διαδρομής αλλά και των χρόνων απελευθέρωσης των σωματιδίων ήταν σχετικά μεγάλο. Ωστόσο, το κύριο χαρακτηριστικό αυτών των περιπτώσεων ήταν οι μη αποδεκτές τιμές του μήκους διαδρομής. Το μήκος διαδρομής των ενεργητικών σωματιδίων συνήθως κυμαίνεται από την 1 AU έως τις 3 AU (π.χ. [Vainio et al. 2013](#)).

Το αναμενόμενο μήκος διαδρομής των σωματιδίων στο μεσοπλανητικό χώρο πρέπει να είναι σχεδόν ίσο με το μήκος της σπείρας του Αρχιμήδη που συνδέει τον Ήλιο με τη Γη, δηλαδή ~ 1.15 AU για ταχύτητα ηλιακού ανέμου 440 km s^{-1} . Ωστόσο, από μελέτες της διασποράς ταχυτήτων των ενεργητικών σωματιδίων (π.χ. [Krucker & Lin 2000](#), [Vainio et al. 2013](#)) φαίνεται ότι υπάρχει απόκλιση μεταξύ του υπολογισμένου μήκους διαδρομής των σωματιδίων από τη μέθοδο VDA σε σχέση με το μήκος της σπείρας του Αρχιμήδη. Είναι πιθανό αυτό να οφείλεται στο γεγονός ότι κάποια από τις παραδοχές που στηρίζεται η εφαρμογή της μεθόδου VDA δεν ισχύει. Στην περίπτωση όπου το μήκος διαδρομής είναι πολύ μεγαλύτερο από 1.5 AU τότε η κίνηση των ενεργητικών σωματιδίων είναι πιθανόν να επηρεάζεται είτε από τις σκεδάσεις στο μεσοπλανητικό μέσο (π.χ. [Lintunen & Vainio 2004](#)) είτε από το διαταραγμένο μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο. Επιπλέον, στην περίπτωση όπου το μήκος διαδρομής που υπολογίζεται από την VDA είναι μικρότερο από 1.0 AU τότε είναι πιθανότερο ότι αυτό οφείλεται σε κάποια ανωμαλία του οργάνου όπως για παράδειγμα την προσβολή των χαμηλο-ενεργειακών καναλιών από υψηλο-ενεργειακά σωματίδια (βλ. [Krucker et al. 2001](#), [Haggerty & Roelof 2002, 2003](#)). Επίσης, η υπόθεση που κάναμε για την VDA πως τα ενεργητικά σωματίδια σε όλες τις ενέργειες απελευθερώνονται ταυτόχρονα από το ίδιο σημείο (οπότε και διανύουν ίσες αποστάσεις μέχρι το όργανο) ίσως να μην ισχύει για αυτές τις περιπτώσεις.

Στη συνέχεια της μελέτης μας και ακολουθώντας τους [Vainio et al. \(2013\)](#), θέτουμε ως κριτήριο το μήκος διαδρομής των ενεργητικών σωματιδίων που προσδιορίζεται από τη VDA να κυμαίνεται μεταξύ 1–3 AU. Για τα φαινόμενα που δεν πληρείται το κριτήριο αυτό δεν μπορούμε να εμπιστευτούμε τα αποτελέσματα της VDA. Σύμφωνα με το παραπάνω κριτήριο απορρίπτονται από την μελέτη μας 32 από τα 115 φαινόμενα SEPs. Για αυτά τα 32 φαινόμενα επαναλάβαμε την ανάλυση διασποράς ταχυτήτων χωρίς να χρησιμοποιήσουμε τον αλγόριθμο CUSUM, αλλά προσπαθήσαμε να βρούμε τους χρόνους έλευσης των σωματιδίων οπτικά για κάθε ενεργειακό κανάλι. Σε ελάχιστα φαινόμενα παρατηρήθηκε βελτίωση του αποτελέσματος αλλά ακόμα και σε αυτές τις περιπτώσεις το τελικό αποτέλεσμα δεν ήταν εντός του κριτηρίου που θέσαμε για το μήκος διαδρομής.

5.2.3 Υπολογισμός της πυκνότητας ενέργειας των ενεργητικών πρωτονίων

Στο εδάφιο αυτό θα μελετήσουμε τη σχετική συνεισφορά των ενεργητικών σωματιδίων στο συνολικό ενεργειακό περιεχόμενο του πλάσματος υπολογίζοντας την πυκνότητα ενέργειας για ένα ισχυρό φαινόμενο SEP στη μια αστρονομική μονάδα και συγκρίνοντας το αποτέλεσμα με την πυκνότητα ενέργειας του τοπικού μαγνητικού πεδίου. Στην περίπτωση κατά την οποία η πυκνότητα ενέργειας των ενεργητικών πρωτονίων (ϵ_p) που θα υπολογίσουμε στη μια αστρονομική μονάδα, είναι μεγαλύτερη από τη πυκνότητα ενέργειας του τοπικού μαγνητικού πεδίου (ϵ_B), η κίνηση των σωματιδίων δεν περιορίζεται στις μαγνητικές δυναμικές γραμμές αλλά τα σωματίδια μπορούν να διαμορφώσουν το τοπικό μαγνητικό πεδίο. Η πυκνότητα ενέργειας των σωματιδίων μπορεί να υπολογιστεί από τη σχέση:

$$\epsilon_p = \int_{\Omega} \int_{E_1}^{E_2} \frac{E}{v} \frac{dN}{dE} dE d\Omega = \int_{\Omega} \int_{E_1}^{E_2} \frac{E^2}{\beta c} \frac{dN}{dE} d \ln E d\Omega, \quad (5.2)$$

όπου E είναι η ενέργεια των σωματιδίων, Ω είναι η στερεά γωνία του οργάνου και β είναι η ταχύτητα των σωματιδίων σε v/c . Η ολοκλήρωση στη στερεά γωνία Ω υπολογίζεται από το συνολικό οπτικό πεδίο του ανιχνευτή και η ολοκλήρωση στην ενέργεια υπολογίζεται από μια ελάχιστη (E_1) έως μια μέγιστη (E_2) ενέργεια οι οποίες καθορίζονται από τα ακραία ενεργειακά κανάλια του ανιχνευτή. Η πυκνότητα ενέργειας του τοπικού μαγνητικού πεδίου δίνεται από τη σχέση

$$\epsilon_B = \frac{B^2}{2\mu_0} \quad [\text{J/m}^3]. \quad (5.3)$$

Η ένταση του μαγνητικού πεδίου μετράται σε Tesla και η πυκνότητα ενέργειας του τοπικού μαγνητικού πεδίου σε Joules/m³.

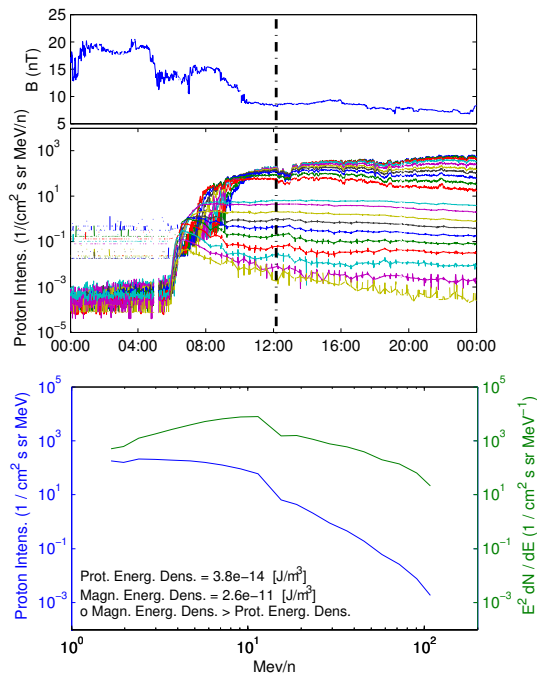
Επιλέξαμε να αναλύσουμε το φαινόμενο SEP της 26ης Δεκεμβρίου 2001 το οποίο είναι ένα εκ των ισχυρών φαινομένων του καταλόγου μας. Για να παράγουμε το ενεργειακό φάσμα των πρωτονίων χρησιμοποιήσαμε σωματιδιακά δεδομένα από το όργανο SOHO/ERNE με χρονική ανάλυση ενός λεπτού. Το οπτικό πεδίο του οργάνου SOHO/ERNE είναι $\sim 30^\circ$ για τον ανιχνευτή χαμηλών ενεργειών (LED) και $\sim 60^\circ$ για τον ανιχνευτή υψηλών ενεργειών (HED). Συνδυάζοντας τα δεδομένα από τους ανιχνευτές LED και HED έχουμε συνολική ενεργειακή κάλυψη από 1.68 έως 108 MeV. Πρώτα εκτιμήσαμε το ενεργειακό φάσμα και μετά ολοκληρώσαμε τη ποσότητα $E dN/dE$ για να υπολογίσουμε το ϵ_p . Για τον υπολογισμό του ενεργειακού φάσματος επιλέξαμε να μην μετατοπίσουμε χρονικά τα διάφορα ενεργειακά κανάλια εφόσον θέλουμε να συγκρίνουμε το ϵ_p με τις μετρήσεις του τοπικού μαγνητικού πεδίου στη 1 AU και όχι στο σημείο της επιτάχυνσης. Για τον υπολογισμό του ϵ_B χρησιμοποιήσαμε δεδομένα για το μέτρο του μέσου μαγνητικού πεδίου, με χρονική ανάλυση ενός λεπτού από το όργανο WIND *Magnetic Field Investigation* (MFI).

Στο σχήμα 5.4 παρουσιάζουμε τη ροή των ενεργητικών πρωτονίων από τα δεδομένα του SOHO/ERNE και μετρήσεις του μαγνητικού πεδίου από το όργανο WIND/MFI για το φαινόμενο της 26ης Δεκεμβρίου 2001. Στις 12:10 UT υπολογίσαμε το φάσμα των ενεργητικών πρωτονίων (μπλε γραμμή) και το μέγεθος $E^2 dN/dE$ (πράσινη γραμμή). Το τελευταίο σε λογαριθμική κλίμακα είναι ανάλογο του ολοκληρώματος στη σχέση 5.2 και η τιμή αυτής της ποσότητας σε συνάρτηση με την ενέργεια ουσιαστικά δείχνει σε ποια περιοχή ενεργειών η συνεισφορά στο ολοκλήρωμα γίνεται μέγιστη. Από τα χαρακτηριστικά της καμπύλης φαίνεται ότι τη μέγιστη συνεισφορά στην πυκνότητα ενέργειας την έχουμε από τα πρωτόνια με ενέργεια κοντά στα 10 MeV. Για το φαινόμενο που μελετήσαμε βρήκαμε ότι η πυκνότητα ενέργειας του μαγνητικού πεδίου είναι $\epsilon_B = 2.6 \cdot 10^{-11} \text{ J/m}^3$ και η τιμή της είναι περίπου τρεις τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη από την πυκνότητα ενέργειας των ενεργητικών πρωτονίων της οποίας η τιμή είναι $\epsilon_p = 3.8 \cdot 10^{-14} \text{ J/m}^3$.

Από την παραπάνω μελέτη είναι προφανές ότι η πυκνότητα ενέργειας του μαγνητικού πεδίου για το ισχυρό φαινόμενο SEP της 26ης Δεκεμβρίου 2001 είναι πολύ μεγαλύτερη από τη πυκνότητα ενέργειας των ενεργητικών πρωτονίων. Επαναλάβαμε την ίδια ανάλυση και για τα πολύ ισχυρά φαινόμενα SEPs ($I_p > 0.2 \text{ pfu}$) της 26ης Οκτωβρίου 2003 και 2ας Νοεμβρίου 2003 και καταλήξαμε σε παρόμοια αποτελέσματα. Η χαμηλότερη διαφορά που προέκυψε μεταξύ των ϵ_B και ϵ_p ήταν σχεδόν δυο τάξεις μεγέθους.

5.2.4 Σύνθετα δυναμικά ραδιοφάσματα

Για κάθε φαινόμενο κατασκευάσαμε σύνθετα δυναμικά ραδιοφάσματα για να συγκρίνουμε τους χρόνους απελευθέρωσης των συνολικά 83ών φαινομένων SEPs –σύμφωνα με όσα παρουσιάστηκαν στο εδάφιο 5.2.2.β’–, με τη σχετική ραδιοεκπομπή που παράγεται κατά τη διάρκεια των φαινομένων. Χρησιμοποιήσαμε δεδομένα από διαφορετικά όργανα για να



Σχήμα 5.4: Δεδομένα για τον υπολογισμό της πυκνότητας ενέργειας των ενεργητικών πρωτονίων και του μαγνητικού πεδίου για το φαινόμενο SEP της 26ης Δεκεμβρίου 2001 στις 12:10 UT. Επάνω: μέση τιμή του μαγνητικού πεδίου από τα δεδομένα του WIND/IMF. Μέση: Ροή των ενεργητικών πρωτονίων σε 20 ενεργειακά κανάλια του SOHO/ERNE. Με τη κατακόρυφη γραμμή σημειώνουμε το χρόνο στον οποίο υπολογίσαμε την πυκνότητα ενέργειας. Κάτω: με τη μπλέ καμπύλη δίνεται το ενεργειακό φάσμα των πρωτονίων σε λογαριθμική κλίμακα για της 12:10 UT. Με τη πράσινη καμπύλη δίνεται η ποσότητα $E^2 dN/dE$.

καλύφουμε ένα μεγάλο εύρος συχνοτήτων από μερικά GHz έως μερικές δεκάδες kHz, το οποίο αντιστοιχεί σε ύψη από τη βάση του στέμματος έως περίπου τη μια αστρονομική μονάδα.

Για τις χαμηλές συχνότητες του ραδιοφάσματος από τα 13.825 MHz έως τα 20 kHz, οι οποίες αντιστοιχούν σε ύψη από $\sim 20 R_{\odot}$ έως το μεσοπλανητικό χώρο περίπου στη 1 AU, χρησιμοποιήσαμε δεδομένα από το όργανο WIND/WAVES (Bougeret *et al.* 1995) με ρυθμό δειγματοληψίας ενός λεπτού. Το όργανο WIND/WAVES αποτελείται από δυο ραδιοδέκτες που ονομάζονται RAD1 (20 kHz–1.04 MHz) και RAD2 (1.075–13.825 MHz) οι οποίοι λαμβάνουν μετρήσεις αδιάλειπτα για ολόκληρο το εικοσιτετράωρο. Περισσότερες λεπτομέρειες για το όργανο WIND/WAVES και τα υπόλοιπα όργανα στα ραδιοκύματα που χρησιμοποιούμε σε αυτή τη μελέτη παρουσιάζονται στο εδάφιο 2.1.3. Για χαμηλότερα ύψη χρησιμοποιούμε δεδομένα από διάφορα επίγεια ραδιοτηλεσκόπια από τα οποία προκύπτει συνολικά σχεδόν εικοσιτετράωρη κάλυψη παρατηρήσεων. Χρησιμοποιήσαμε δεδομένα από το ραδιοφασματογράφο ARTEMIS-IV (Caroubalos *et al.* 2001, Kontogeorgos *et al.* 2006), το δίκτυο ηλιακών ραδιοτηλεσκοπίων (RSTN: Guidice *et al.* 1981) και το ραδιοτηλεσκόπιο Culgoora (Prestage *et al.* 1994). Σε μερικές περιπτώσεις χρησιμοποιήσαμε δεδομένα επισκόπησης από τις παρατηρήσεις του Nançay Decameter Array (DAM) που παρέχονται από την ιστοσελίδα <http://secchirh.obspm.fr/>. Τα δεδομένα που χρησιμοποιήσαμε από το ραδιοφασματογράφο ARTEMIS-IV έχουν αρχικό ρυθμό δειγματοληψίας 0.1 δευτερόλεπτα, αλλά για τις ανάγκες της μελέτης μας τα ολοκληρώσαμε σε ρυθμό δειγματοληψίας ενός δευτερολέπτου. Στο πίνακα 5.3 δίνουμε μια σύνοψη από τα όργανα που χρησιμοποιήσαμε στα ραδιοκύματα.

Για το φαινόμενο του σχήματος 5.3 (κάτω) δίνουμε το σύνθετο δυναμικό ραδιοφάσμα από τα δεδομένα του WIND/WAVES και του Artemis-IV στο οποίο σημειώνεται με την κατακόρυφη κόκκινη ευθεία ο χρόνος έλευσης των ενεργητικών πρωτονίων στον ανιχνευτή του οργάνου SOHO/ERNE, στις ενέργειες μεταξύ 54.8–80.3 MeV. Επιπλέον με τις κατακόρυφες μπλε ευθείες δίνονται ο χρόνος απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων που υπολογίστηκε από τη VDA (συνεχόμενη γραμμή) και η αβεβαιότητά του (διακεκομμένες γραμμές), που προσδιορίστηκε από τη μέθοδο της εκτίμησης της μέγιστης πιθανοφάνειας. Επομένως

Πίνακας 5.3: Σύνοψη των ραδιοφασματογράφων που χρησιμοποιήσαμε δεδομένα.

Ραδιοφασματογράφος	Χρόνος Παρατηρήσεων (UT)	Εύρος Συχνοτήτων (MHz)	Ρυθμός Δειγματολυσίας
WIND/WAVES	24 ώρες	0.02 – 13.825	1 min
Artemis-IV	06:00 – 15:00	20 – 650 [†]	1 sec
Culgoora	20:00 – 07:00	18 – 1800	3 sec
RSTN	24 ώρες	25 – 180	3 sec

[†]: Πριν από τον Ιούλιο 2002 το εύρος συχνοτήτων ήταν 110 – 650 MHz.

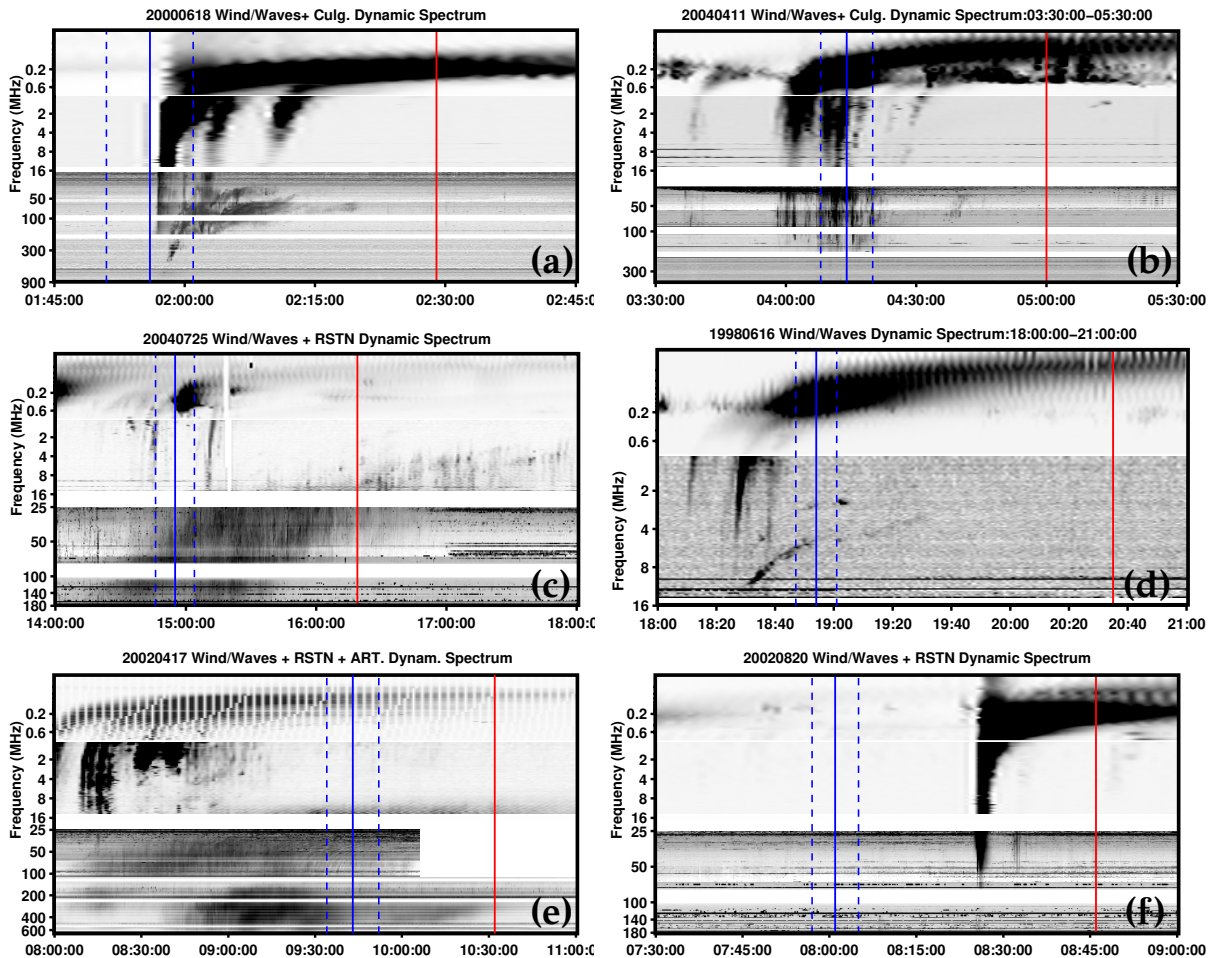
οι δυο διακεκομμένες μπλε ευθείες που δίνονται στο ραδιοφάσμα του σχήματος 5.3 οριοθετούν ένα χρονικό διάστημα στο οποίο είναι δυνατόν να έλαβε χώρα η απελευθέρωση των ενεργητικών σωματιδίων. Από το σημείο αυτό και έπειτα θα ονομάζουμε αυτό το χρονικό διάστημα ως “παράθυρο απελευθέρωσης” (“release window”) των ενεργητικών σωματιδίων. Για το φαινόμενο στις 15 Ιανουαρίου 2005 λαμβάνουν χώρα εντός του παραθύρου απελευθέρωσης ραδιοεξάρσεις τύπου III, II, IV.

5.3 Εκπομπή στα ραδιοκύματα που σχετίζεται με φαινόμενα SEPs

5.3.1 Γενικές παρατηρήσεις

Για τα 83 φαινόμενα SEPs στα οποία προσδιορίσαμε το χρόνο απελευθέρωσης στο εδάφιο 5.2.2.β', ταυτοποιήσαμε, χρησιμοποιώντας τα σύνθετα ραδιοφάσματα, τις ραδιοεξάρσεις που λάμβαναν χώρα εντός του “παραθύρου απελευθέρωσης”. Στις περιπτώσεις που υπάρχει εκπομπή στα ραδιοκύματα (τύπος III, II, IV-συνεχές) εντός του “παραθύρου απελευθέρωσης” τότε αυτά τα φαινόμενα SEPs τα ονομάζουμε και τα ταξινομούμε στην κατηγορία των **φαινομένων SEPs “που συνάγεται ραδιοσυσχέτιση”**. Σε 18 φαινόμενα SEPs (από τα 83), δεν παρατηρήθηκε/ταυτοποιήθηκε κάποια ραδιοεκπομπή εντός του “παραθύρου απελευθέρωσης”. Αυτές τις περιπτώσεις τις ονομάσαμε και τις ταξινομήσαμε στην κατηγορία των **φαινομένων SEPs “που δεν συνάγεται ραδιοσυσχέτιση”**. Στο σημείο αυτό αξίζει να σημειώσουμε ότι στις περιπτώσεις των φαινομένων SEPs “που δεν συνάγεται ραδιοσυσχέτιση” δεν συνεπάγεται πως δεν υπάρχει σχετική ραδιοεκπομπή κατά τη διάρκεια των φαινομένων SEPs. Κάτι τέτοιο στη πραγματικότητα θα ήταν τελείως μη ρεαλιστικό, ωστόσο για αυτά τα φαινόμενα η ραδιοεκπομπή δεν εμπίπτει εντός των χρονικών ορίων που θέσαμε με τη χρήση του “παραθύρου απελευθέρωσης”.

Μελετήσαμε περαιτέρω τα χαρακτηριστικά του ραδιοφάσματος των 18 φαινομένων SEPs “που δεν συνάγεται ραδιοσυσχέτιση” και βρήκαμε ότι υπάρχει σημαντική ραδιοεκπομπή σχετικά κοντά (± 30 λεπτά) στο “παράθυρο απελευθέρωσης” σε όλες τις περιπτώσεις. Στο σχήμα 5.5 (f) δίνουμε το παράδειγμα του ραδιοφάσματος για το φαινόμενο SEP στις 20 Αυγούστου 2002 που δεν συνάγεται ραδιοσυσχέτιση. Σε αυτό το φαινόμενο παρατηρείται μια ισχυρή ραδιοέξαρση τυπου III περίπου 25 λεπτά μετά το χρονικό διάστημα που οριοθετεί το “παράθυρο απελευθέρωσης”. Πιστεύουμε ότι η αδυναμία εύρεσης σχετιζόμενης ραδιοεκπομπής εντός του “παραθύρου απελευθέρωσης” για τα φαινόμενα SEPs “που δεν συνάγεται ραδιοσυσχέτιση”, οφείλεται σε σφάλματα που εμπλέκονται στην διαδικασία υπολογισμού του χρόνου απελευθέρωσης από τη VDA όπως είναι η λανθασμένη εκτίμηση των χρόνων έλευσης των ενεργητικών σωματιδίων από την επέκταση της μεθόδου Poisson-CUSUM. Για



Σχήμα 5.5: Δυναμικό ραδιοφάσμα για διαφορετικές περιπτώσεις ραδιασυσχετίσεων: (a) το φαινόμενο της 18ης Ιουνίου 2000 με ραδιασυσχέτιση “τύπου III/II”, (b) το φαινόμενο της 11ης Απριλίου 2004 με ραδιασυσχέτιση “μόνο με τύπο III”, (c) το φαινόμενο της 25ης Ιουλίου 2004 με ραδιασυσχέτιση “τύπου III/IV-συνεχές”, (d) το φαινόμενο της 16ης Ιουνίου 1998 με ραδιασυσχέτιση “μόνο με τύπο II”, (e) το φαινόμενο της 17ης Απριλίου 2002 με ραδιασυσχέτιση “μόνο με τύπο IV-συνεχές” και (f) το φαινόμενο της 20 Αυγούστου 2002 “που δεν συνάγεται ραδιοσυσχέτιση”. Σε κάθε ραδιοφάσμα οι κατακόρυφες γραμμές έχουν το ίδιο νόημα όπως και στο σχήμα 5.3.

τον παραπάνω λόγο και εφόσον τα 18 φαινόμενα SEPs στα οποία δεν συνάγεται ραδιοσυσχέτιση δεν μπορούν να συνεισφέρουν περαιτέρω στη μελέτη μας τα απορρίψαμε από το τελικό κατάλογο των φαινομένων που αναλύσαμε.

5.3.2 Φαινόμενα SEPs “που συνάγεται ραδιοσυσχέτιση”

Τα 65 φαινόμενα SEPs “που συνάγεται ραδιοσυσχέτιση” τα ταξινομούμε αρχικά ανάλογα με την ραδιοεκπομπή που συμβαίνει εντός του “παραθύρου απελευθέρωσης”. Η παραπάνω ταξινόμηση διαχωρίζει τα φαινόμενα SEPs σε αυτά που περιλαμβάνουν είτε ραδιοεξάρσεις τύπου III, είτε ραδιοεξάρσεις τύπου II, είτε ραδιοεξάρσεις τύπου IV-συνεχές. Προφανώς ο παραπάνω διαχωρισμός μπορεί να θέσει ένα φαινόμενο SEP σε περισσότερες από μια κατηγορίες, αν συμβαίνουν περισσότερες του ενός τύπου ραδιοεξάρσεις εντός του “παραθύρου απελευθέρωσης”. Επιπλέον, σημειώνουμε ότι στις περιπτώσεις που έχουμε ραδιοεξάρσεις τύπου III ή τύπου II, η ταυτοποίηση είναι σχετικά εύκολη, αλλά στις περιπτώσεις που έχουμε

τύπου IV ή συνεχές είναι σαφώς πιο δύσκολο να χαρακτηρίσουμε σε κάποια φαινόμενα τη σχετική εκπομπή είτε ως τύπου IV είτε ως συνεχές. Επομένως, ταξινομούμε τις περιπτώσεις αυτές στην ίδια κατηγορία (δηλ. τύπου IV-συνεχές) χωρίς να πραγματοποιούμε περαιτέρω διαχωρισμό. Συνολικά στο δείγμα μας (65 φαινόμενα) ταυτοποιήσαμε 53 περιπτώσεις που παρατηρείται ραδιοέξαρση τύπου III, 44 περιπτώσεις με ραδιοέξαρση τύπου II και 15 περιπτώσεις με τύπου IV-συνεχές. Επειδή σε αρκετά φαινόμενα έχουμε περισσότερες από μια ταυτοποιήσεις στους διαφορετικούς τύπους ραδιοεξάρσεων το άθροισμα των παραπάνω ταυτοποιήσεων ξεπερνάει συνολικά τον αριθμό των φαινομένων που αναλύσαμε.

Στη συνέχεια της μελέτης μας διαχωρίσαμε τις παραπάνω ταξινομήσεις σε περισσότερες κατηγορίες ανάλογα με τους συνδυασμούς των ραδιοεξάρσεων που εμφανίζονται εντός του “παραθύρου απελευθέρωσης”. Για παράδειγμα, στην περίπτωση κατά την οποία ταυτοποιούνται εντός του “παραθύρου απελευθέρωσης” ραδιοεξάρσεις τύπου III και τύπου II, ταξινομούμε το φαινόμενο αυτό στη κατηγορία των φαινομένων με ραδιοσυσχέτιση “τύπου III/II”. Αντίστοιχα, αν σε κάποιο φαινόμενο ταυτοποιείται εντός του “παραθύρου απελευθέρωσης” μόνο κάποια ραδιοέξαρση τύπου III τότε αυτό ταξινομείται στη κατηγορία των φαινομένων με ραδιοσυσχέτιση “μόνο με τύπο III”. Στο πίνακα 5.4 δίνουμε τα συνολικά αποτελέσματα της μελέτης μας για τα 65 φαινόμενα SEPs “που συνάγεται ραδιοσυσχέτιση”, τόσο για τους χρόνους απελευθέρωσης των σωματιδίων που υπολογίστηκαν από την ανάλυση διασποράς ταχυτήτων όσο και για τις ταυτοποιήσεις των σχετιζομένων ραδιοεξάρσεων για κάθε φαινόμενο.

Στο σχήμα 5.5 δίνονται σύνθετα δυναμικά ραδιοφάσματα για φαινόμενα που παρουσιάζουν διαφορετικές ταξινομήσεις συσχετιζόμενων ραδιοεξάρσεων. Για παράδειγμα στα δυο φαινόμενα της επάνω σειράς έχουμε: (αριστερά) για το φαινόμενο της 18ης Ιουνίου 2000 ραδιοσυσχέτιση “τύπου III/II” ενώ (δεξιά) για το φαινόμενο της 11ης Απριλίου 2004 έχουμε ραδιοσυσχέτιση “μόνο με τύπο III”. Από τη μελέτη αυτή έχουμε ότι: 25 φαινόμενα έχουν ραδιοσυσχέτιση “τύπου III/II”, 18 φαινόμενα έχουν ραδιοσυσχέτιση “μόνο με τύπο III”, επτά φαινόμενα έχουν ραδιοσυσχέτιση “μόνο με τύπο II” και 15 φαινόμενα έχουν μικτές συσχετίσεις με τύπους IV-συνεχές και τύπους III ή II. Τα φαινόμενα με ραδιοσυσχέτιση “μόνο με τύπο III” είναι λιγότερα από αυτά που παρουσιάζουν ραδιοσυσχέτιση “τύπου III/II” και τα φαινόμενα που έχουν ραδιοσυσχέτιση “μόνο με τύπο II” είναι πολύ λιγότερα σε πλήθος από οποιαδήποτε άλλη κατηγορία. Στον πίνακα 5.5 δίνουμε τη σύνοψη των αποτελεσμάτων για τις διάφορες ταξινομήσεις που προέκυψαν από τη μελέτη μας. Επιπλέον, στο σχήμα 5.6 δίνεται η κατανομή των φαινομένων SEPs ανάλογα με τη ταξινόμηση που προκύπτει από τις ραδιοσυσχετίσεις.

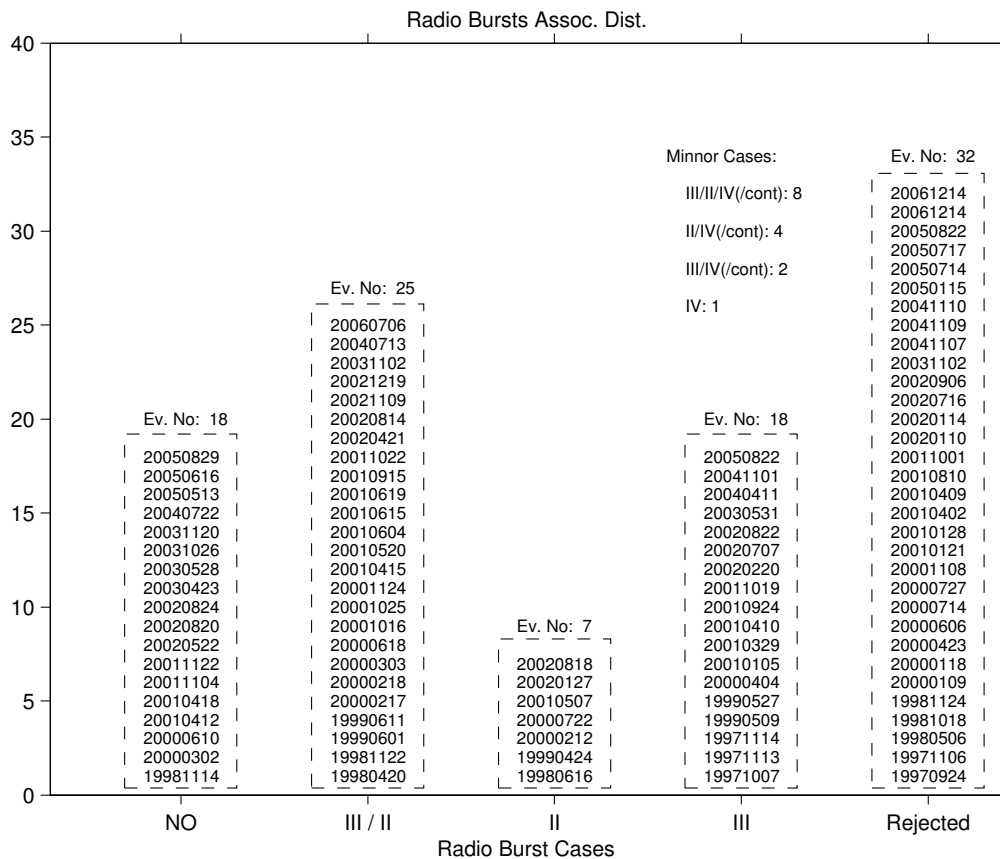
Επιπλέον διερευνήσαμε τη σχέση των ραδιοεκπομπών με τα 65 φαινόμενα SEPs χωρίς να λάβουμε υπόψιν το “παραθύρο απελευθέρωσης” που προκύπτει από την αβεβαιότητα του υπολογισμού στη VDA. Για κάθε φαινόμενο SEP ταυτοποιήσαμε και καταγράψαμε τη σχετική ραδιοεκπομπή που συμβαίνει εντός ± 1 ώρας από το χρόνο απελευθέρωσης των σωματιδίων. Το παραπάνω χρονικό διάστημα είναι για όλες τις περιπτώσεις μεγαλύτερο από το σφάλμα της μεθόδου VDA. Με αυτό το τρόπο λαμβάνουμε μια γενικότερη εσοπτεία για την ύπαρξη σχετικών ραδιοεκπομπών κοντά στο χρόνο απελευθέρωσης των σωματιδίων και τη γενικότερη σχέση των ραδιοεξάρσεων με τα φαινόμενα SEPs. Από την ανάλυση αυτή βρήκαμε ότι: δέκα φαινόμενα έχουν ραδιοσυσχέτιση “μόνο με τύπο III”, 34 φαινόμενα έχουν ραδιοσυσχέτιση “τύπου III/II” και 21 φαινόμενα έχουν μικτές συσχετίσεις με τύπους IV-συνεχές και τύπους III ή II (π.χ. IV-c, III/IV-c, II/IV-c, III/II/IV-c). Από τα ποσοστά των συσχετίσεων χωρίς την χρήση του σφάλματος από τη VDA, βρίσκουμε ότι στα περισσότερα φαινόμενα έχουμε ραδιοσυσχέτιση “τύπου III/II” (52%, βλ. πίνακα 5.5). Για τις περιπτώσεις που έχουμε ραδιοσυσχέτιση “μόνο με τύπο III” παρατηρούμε ότι το ποσοστό τους μειώνεται αισθητά (από 28% σε 16%) αλλά παραμένουν κάποια φαινόμενα που έχουμε ραδιοσυσχέτιση “μόνο με τύπο III” ακόμα και όταν θεωρούμε ένα χρονικό διάστημα

Πίνακας 5.4: Χαρακτηριστικά των φαινομένων SEPs με ραδιοσυσχέτιση.

Ημέρα Φαινομένου	Πρωτόνια		Ραδιο- συσχέτιση	Έκλαμψη φ [°]	Ηλεκτρόνια		Τύπος III έναρξη (UT)
	t_{rel} (UT)	s_p (AU)			t_{rel} (UT)	s_e (AU)	
19971007	12:53 ± 07	2.66 ± 0.13	III	–	13:13 ± 03	1.48 ± 0.18	12:51
19971104	06:06 ± 06	1.86 ± 0.15	III/II/[IV-c]	33W	06:13 ± 03	1.17 ± 0.15	05:56
19971113	21:30 ± 06	2.49 ± 0.12	III	–	21:36 ± 02	1.02 ± 0.10	21:20
19971114	13:16 ± 10	2.42 ± 0.27	III	–	13:16 ± 04	1.54 ± 0.24	13:00
19980420	10:15 ± 05	2.67 ± 0.12	III/II	90W	10:25 ± 01	1.15 ± 0.07	10:03
19980502	13:45 ± 02	1.34 ± 0.06	III/II/[IV-c]	15W	–	–	13:34
19980509	03:34 ± 06	2.55 ± 0.12	III/II/[IV-c]	100W	–	–	03:22
19980616	18:54 ± 07	1.80 ± 0.11	II	115W	–	–	–
19981122	06:40 ± 03	1.71 ± 0.08	III/II	82W	06:51 ± 06	1.45 ± 0.28	06:41
19990424	13:21 ± 06	2.14 ± 0.12	II	–	–	–	–
19990509	18:08 ± 05	1.73 ± 0.13	III	95W	18:13 ± 03	1.03 ± 0.15	17:59
19990527	10:41 ± 03	1.77 ± 0.08	III	–	–	–	10:38
19990601	18:56 ± 06	2.71 ± 0.15	III/II	–	19:04 ± 03	1.85 ± 0.16	18:44
19990611	00:41 ± 03	1.69 ± 0.08	III/II	–	–	–	00:41
20000212	04:28 ± 13	2.17 ± 0.42	II	24W	–	–	–
20000217	20:50 ± 05	1.54 ± 0.08	III/II	07E	–	–	20:29
20000218	09:32 ± 05	1.47 ± 0.14	III/II	–	–	–	09:23
20000303	02:13 ± 06	2.03 ± 0.16	III/II	60W	02:23 ± 02	1.02 ± 0.10	02:12
20000404	15:28 ± 03	1.51 ± 0.07	III	66W	–	–	15:17
20000618	01:56 ± 05	1.77 ± 0.24	III/II	85W	02:00 ± 05	1.49 ± 0.27	01:57
20000722	11:26 ± 04	1.84 ± 0.09	II	56W	–	–	–
20000912	12:07 ± 05	2.46 ± 0.14	III/II/[IV-c]	09W	12:21 ± 04	1.38 ± 0.21	11:46
20001016	07:02 ± 05	1.63 ± 0.10	III/II	95W	07:02 ± 05	1.50 ± 0.29	06:52
20001025	10:11 ± 06	2.59 ± 0.13	III/II	120W	10:11 ± 05	2.69 ± 0.26	10:01
20001124	05:04 ± 05	2.35 ± 0.11	III/II	03W	05:07 ± 03	2.15 ± 0.20	04:58
20010105	17:39 ± 06	2.39 ± 0.12	III	–	17:44 ± 04	2.24 ± 0.21	17:33
20010329	09:56 ± 07	2.97 ± 0.15	III	12W	10:02 ± 08	1.54 ± 0.49	09:59
20010402	11:28 ± 16	2.59 ± 0.53	II/[IV-c]	62W	–	–	–
20010410	05:34 ± 05	2.31 ± 0.11	III	09W	–	–	05:13
20010415	13:47 ± 14	1.61 ± 0.16	III/II	84W	–	–	13:39
20010507	12:37 ± 03	1.62 ± 0.08	II	–	–	–	–
20010520	06:02 ± 06	2.31 ± 0.13	III/II	91W	06:18 ± 01	1.50 ± 0.86	06:02
20010604	16:29 ± 05	1.72 ± 0.09	III/II	60W	16:30 ± 03	1.07 ± 0.19	16:22
20010615	15:40 ± 05	1.74 ± 0.14	III/II	–	15:41 ± 02	1.49 ± 0.13	15:34
20010619	03:42 ± 07	2.21 ± 0.20	III/II	–	–	–	03:23
20010915	11:48 ± 04	1.51 ± 0.08	III/II	53W	11:46 ± 03	1.02 ± 0.13	11:48
20010924	10:17 ± 07	2.63 ± 0.16	III	23E	–	–	10:18
20011019	01:20 ± 09	2.35 ± 0.32	II/[IV-c]	18W	–	–	–
20011019	16:31 ± 08	2.55 ± 0.20	III	29W	16:49 ± 03	1.75 ± 0.14	16:30
20011022	15:14 ± 05	1.88 ± 0.09	III/II	18E	–	–	15:02
20011226	05:27 ± 03	1.37 ± 0.07	III/II/[IV-c]	54W	–	–	05:13
20020127	13:03 ± 06	2.18 ± 0.17	II	–	–	–	–
20020220	05:54 ± 08	1.36 ± 0.11	III	72W	–	–	05:55
20020318	03:18 ± 14	2.98 ± 0.44	II/[IV-c]	100W	–	–	–
20020417	09:27 ± 06	1.84 ± 0.12	[IV-c]	34W	–	–	–
20020421	01:15 ± 06	1.24 ± 0.11	III/II	84W	01:20 ± 03	1.37 ± 0.17	01:20
20020707	11:30 ± 06	1.87 ± 0.10	III	95W	11:39 ± 01	1.00 ± 0.07	11:17
20020814	01:57 ± 04	1.36 ± 0.08	III/II	54W	–	–	02:01
20020818	21:38 ± 07	1.46 ± 0.25	II	19W	–	–	–
20020822	01:46 ± 06	2.03 ± 0.16	III	62W	02:05 ± 06	1.88 ± 0.31	01:50
20021109	13:13 ± 14	2.99 ± 0.32	III/II	29W	13:25 ± 01	2.16 ± 0.07	13:08
20021219	21:40 ± 04	1.74 ± 0.10	III/II	09W	21:51 ± 01	1.02 ± 0.06	21:41
20030531	02:17 ± 05	1.85 ± 0.13	III	65W	02:20 ± 03	1.94 ± 0.15	02:21

Πίνακας 5.4 (συνέχεια): Χαρακτηριστικά των φαινομένων SEPs με ραδιοσυσχέτιση.

Ημέρα Φαινομένου	Πρωτόνια t_{rel} (UT)	Πρωτόνια s_p (AU)	Ραδιο- συσχέτιση	Έκλαμψη ϕ [°]	Ηλεκτρόνια t_{rel} (UT) s_e (AU)		Τύπος III έναρξη (UT)
20031028	10:21 ± 07	2.21 ± 0.16	II/[IV-c]	08E	–	–	–
20031102	09:27 ± 05	1.91 ± 0.16	III/II	–	–	–	08:56
20040411	04:14 ± 06	2.14 ± 0.11	III	46W	04:15 ± 03	1.31 ± 0.14	04:08
20040713	00:12 ± 09	2.77 ± 0.21	III/II	59W	00:28 ± 03	1.28 ± 0.12	00:14
20040725	14:55 ± 09	2.60 ± 0.20	III/[IV-c]	33W	–	–	14:45
20041101	05:34 ± 04	2.00 ± 0.10	III	–	05:50 ± 03	1.45 ± 0.15	05:42
20050115	06:23 ± 03	1.67 ± 0.08	III/II/[IV-c]	06E	06:23 ± 01	1.38 ± 0.09	06:07
20050713	14:15 ± 08	2.77 ± 0.18	III/[IV-c]	80W	14:16 ± 02	1.27 ± 0.12	14:02
20050822	01:19 ± 05	1.89 ± 0.10	III/[IV-c]	48W	–	–	01:20
20060706	08:27 ± 05	2.71 ± 0.13	III/II	32W	08:37 ± 04	1.55 ± 0.21	08:21
20061213	02:21 ± 11	2.13 ± 0.41	III/II/[IV-c]	23W	–	–	02:24
20100814	10:05 ± 04	1.50 ± 0.08	III/II/[IV-c]	54W	10:06 ± 03	1.02 ± 0.15	10:03



Σχήμα 5.6: Κατανομή των φαινομένων SEPs ανάλογα με τη ταξινόμηση που προκύπτει από τις ραδιοσυσχετίσεις. Τα φαινόμενα που απορρίφθηκαν εξαρχής από την ανάλυση VDA σημειώνονται ως “Rejected” ενώ τα φαινόμενα στα οποία δεν συνάγεται ραδιοσυσχέτιση σημειώνονται ως “NO”. Τα φαινόμενα SEPs στα οποία συνάγεται ραδιοσυσχέτιση χωρίζονται σε κατηγορίες ανάλογα με τους συνδυασμούς ραδιοεξάρσεων που εμφανίζονται εντός του “παραθύρου απελευθέρωσης” (βλ. κείμενο για λεπτομέρειες).

Πίνακας 5.5: Σύνοψη των αποτελεσμάτων για τις ραδιοσυσχετίσεις των SEPs.

	Ταξινομήσεις ραδιοσυσχετίσεων:					Χωρίς συσχ.
	III/II	III	II	μεικτά/IV-συν.	Ολικό	
[1]	25 38%	18 28%	7 11%	15 23%	65 100%	18
[2]	34 52%	10 16%	0 0%	21 32%	65 100%	0

[1]: Ραδιοσυσχετίσεις εντός του “παραθύρου απελευθέρωσης” των πρωτονίων.

[2]: Ραδιοσυσχετίσεις εντός ± 1 ώρα από το “παραθύρου απελευθέρωσης” των πρωτονίων.

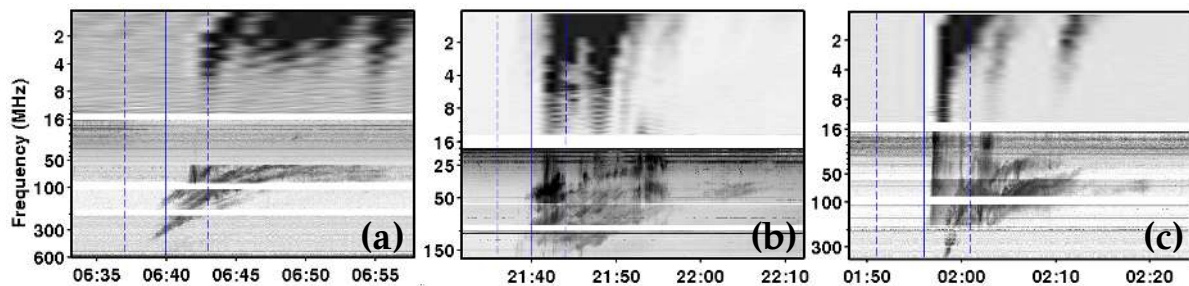
± 1 ώρας από το χρόνο απελευθέρωσης των σωματιδίων. Επιπλέον, αξίζει να σημειώσουμε ότι σε όλα τα φαινόμενα που παρατηρούνται ραδιοεξάρσεις τύπου II αυτές συνοδεύονται από ραδιοεξάρσεις τύπου III στο χρονικό διάστημα ± 1 ώρας από το χρόνο απελευθέρωσης των σωματιδίων. Αυτό φαίνεται από το γεγονός ότι στην ανάλυση αυτή δεν υπάρχουν φαινόμενα με ραδιοσυσχέτιση “μόνο με τύπο II”. Τέλος, παρατηρούμε ότι οι μικτές συσχετίσεις με τύπους IV-συνεχές και τύπους III ή II έχουν το δεύτερο μεγαλύτερο ποσοστό (32%).

Συνοψίζοντας τα αποτελέσματα της παραπάνω μελέτης έχουμε ότι τα υψηλο-ενεργειακά φαινόμενα SEPs συνοδεύονται στην πλειονότητά τους από ραδιοεξάρσεις τύπου III (53/65 φαινόμενα, δηλ. 80%). Το αποτέλεσμα αυτό είναι σε συμφωνία με τα αποτελέσματα της μελέτης των Cane *et al.* (2002) που έδειξαν ότι τα φαινόμενα SEPs με ενέργειες ~ 20 MeV σχετίζονται με ραδιοεξάρσεις τύπου III. Ωστόσο, από την ανάλυσή μας φαίνεται ότι στα 53 φαινόμενα SEPs που σχετίζονται με ραδιοεξάρσεις τύπου III υπάρχει ένα σημαντικό ποσοστό φαινομένων (33/53 φαινόμενα, δηλ. 62%) που παρατηρείται επιπλέον συσχέτιση με ραδιοεξάρσεις τύπου II. Γενικότερα, ραδιοεξάρσεις τύπου II ταυτοποιήθηκαν σε 44 από τα 65 φαινόμενα SEPs (δηλ. 68%).

5.3.3 Ο ρόλος των κρουστικών κυμάτων στην απελευθέρωση των ενεργητικών σωματιδίων

Από την παραπάνω ταξινόμηση των φαινομένων SEPs που προκύπτει από τις συσχετιζόμενες ραδιοεξάρσεις συμπεραίνουμε ότι είναι πολύ δύσκολο να υπάρχει ξεκάθαρος διαχωρισμός μεταξύ φαινομένων SEPs που σχετίζονται είτε με εκλάμψεις είτε με CMEs/κρουστικό κύμα (βλ. εδάφιο 1.14.1 και πίνακα 1.1). Σε πολλές περιπτώσεις στα φαινόμενα SEPs που αναλύσαμε (βλ. πίνακα 5.5) ο χρόνος απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων συσχετίζεται και με ραδιοεξάρσεις τύπου III και με τύπου II. Οι ραδιοεξάρσεις τύπου III είναι ιχνηθέτες των φυσικών διεργασιών που λαμβάνουν χώρα στην έκλαμψη, ενώ αντίστοιχα οι ραδιοεξάρσεις τύπου II είναι ιχνηθέτες κρουστικών κυμάτων. Ωστόσο, για να ισχύουν τα παραπάνω αποτελέσματα θα πρέπει οι σχετικές διαδικασίες απελευθέρωσης των ενεργητικών σωματιδίων που προέρχονται είτε από τις εκλάμψεις είτε από τις CMEs/κρουστικά κύματα, όταν παρατηρούνται και οι δύο εντός του παραθύρου απελευθέρωσης ενεργητικών σωματιδίων να μπορούν να επιταχύνουν ή να έχουν κάποια σχετική συνεισφορά στην επιτάχυνση των ενεργητικών πρωτονίων.

Ιδιαίτερα για τις περιπτώσεις κατά τις οποίες τα φαινόμενα SEPs έχουν ραδιοσυσχέτιση “τύπου III/II” είναι εξαιρετικά δύσκολο να αποδείξουμε αν ένας μόνο ή και οι δυο συναφείς μηχανισμοί μπορούν να συνεισφέρουν στην επιτάχυνση και απελευθέρωση των ενεργητικών σωματιδίων. Ωστόσο, από τη περαιτέρω μελέτη των φαινομένων στα οποία ο χρόνος απελευθέρωσης των SEPs σχετίζεται με ραδιοεξάρσεις τύπου II, θα προσπαθήσουμε



Σχήμα 5.7: Δυναμικά ραδιοφάσματα για διαφορετικές περιπτώσεις ραδιοσυσχέτισης “τύπου III/II”: a) και b) φαινόμενα στις 22 Νοεμβρίου 1998 και 19 Δεκεμβρίου 2002 για τα οποία η ραδιοέξαρση τύπου II προηγείται της ραδιοέξαρσης τύπου III· σε αυτές τις περιπτώσεις η ραδιοέξαρση τύπου III εκπηγάει από τη ραδιοέξαρση τύπου II, c) φαινόμενο της 18ης Ιουνίου 2000 όπου η ραδιοέξαρση τύπου II έπεται της ραδιοέξαρσης τύπου III και δεν μπορούμε να θεωρήσουμε ότι τα ηλεκτρόνια που παράγουν την τύπου III έχουν επιταχυνθεί στην περιοχή του κρουστικού κύματος. Σε κάθε ραδιοφάσμα οι κατακόρυφες μπλε γραμμές δείχνουν το “παράθυρο απελευθέρωσης” των πρωτονίων (βλ. και σχήμα 5.3).

να διαπιστώσουμε αν στις περιπτώσεις αυτές έλαβε χώρα κάποια ξεχωριστή διαδικασία επιτάχυνσης/απελευθέρωσης των SEPs που σχετίζεται με κρουστικά κύματα. Στα εδάφια που ακολουθούν θα παρουσιάσουμε περαιτέρω αποδείξεις για την συνεισφορά των κρουστικών κυμάτων στην επιτάχυνση/απελευθέρωση των SEPs που σχετίζονται με τύπους II από: 1) τη μελέτη των χαρακτηριστικών του ραδιοφάσματος και συγκεκριμένα από τη χρονική ακολουθία των ραδιοεξάρσεων τύπου III και II, 2) τη μελέτη του ενεργειακού φάσματος των SEPs και 3) τη μελέτη των χαρακτηριστικών της μέγιστης ροής σωματιδίων στο υψηλο-ενεργειακό κανάλι των 54.8–80.3 MeV.

5.3.3.α' Ιδιαίτερα χαρακτηριστικά των ραδιοεξάρσεων τύπου III και II

Για τα φαινόμενα SEPs με ραδιοσυσχέτιση “τύπου III/II” αναλύσαμε περαιτέρω τα σύνθετα δυναμικά ραδιοφάσματα για να βρούμε αν υπάρχουν ιδιαίτερα χαρακτηριστικά στη χρονική ακολουθία και τα συχνοτικά χαρακτηριστικά των σχετιζόμενων ραδιοεξάρσεων τύπου III και II. Ενδιαφερόμαστε κυρίως να διαπιστώσουμε αν υπάρχουν φαινόμενα στα οποία οι ραδιοεξάρσεις τύπου III μπορούν να εκπηγάουν από τις ραδιοεξάρσεις τύπου II. Σε αυτές τις περιπτώσεις μπορούμε να θεωρήσουμε ότι το κρουστικό κύμα επιταχύνει τόσο τα ηλεκτρόνια που εκπέμπουν τη ραδιοέξαρση τύπου III όσο και τα ενεργητικά σωματίδια που σχετίζονται με το φαινόμενο SEP που παρατηρούμε.

Στη μελέτη μας θεωρήσαμε ότι οι ραδιοεξάρσεις τύπου III εκπηγάουν (δηλ. προέρχονται) από τη περιοχή του κρουστικού κύματος όταν η έναρξη της ραδιοέξαρσης τύπου II προηγείται ή είναι ταυτόχρονη με την έναρξη της ραδιοέξαρσης τύπου III. Επιπλέον, η ραδιοέξαρση τύπου III πρέπει να πηγάζει από τη περιοχή της τύπου II χωρίς να παρουσιάζει εκπομπή σε υψηλότερες συχνότητες. Στην παραπάνω ομάδα δεν συμπεριλάβαμε περιπτώσεις στις οποίες η χρονική διαφορά μεταξύ της τύπου III και της τύπου II είναι μεγαλύτερη από τέσσερα λεπτά, με την τύπου III να προηγείται. Στο σχήμα 5.7 δίνουμε το σύνθετο δυναμικό ραδιοφάσμα για τρία διαφορετικά φαινόμενα SEPs με ραδιοσυσχέτιση “τύπου III/II”. Στα δυο πρώτα φαινόμενα οι ραδιοεξάρσεις τύπου II προηγούνται των ραδιοεξάρσεων τύπου III, ενώ στο τελευταίο φαινόμενο η ραδιοέξαρση τύπου II έπεται της ραδιοέξαρσης τύπου III.

Από την ανάλυση των φαινομένων SEPs με ραδιοσυσχέτιση “τύπου III/II” βρήκαμε ότι σε 18 φαινόμενα (64% των φαινομένων) η ραδιοέξαρση τύπου III εκπηγάει από τη ραδιοέξαρση τύπου II (ομάδα 1), ενώ σε επτά φαινόμενα δεν εκπηγάει (ομάδα 2). Επιπλέον,

επεκτείνουμε την ανάλυσή μας για τα φαινόμενα με ραδιοσυσχέτιση “τύπου III/II/IV-c” και βρήκαμε ότι πέντε φαινόμενα εντάσσονται στην ομάδα 1 ενώ τρία φαινόμενα εντάσσονται στην ομάδα 2. Αξίζει να σημειώσουμε ότι η πλειονότητα των φαινομένων που μελετήσαμε σε αυτό το εδάφιο δεν παρουσίαζε την κλασική ακολουθία φαινομένων στα ραδιοκύματα, κατά την οποία οι ραδιοεξάρσεις τύπου II έπονται των ραδιοεξάρσεων τύπου III. Για αυτές τις περιπτώσεις, το γεγονός ότι η ραδιοέξαρση τύπου II προηγείται των τύπων III και ότι οι τύποι III εκπηγάζουν από τη τύπου II προσφέρει ένα καλό επιχείρημα υπέρ του σεναρίου ότι τα ηλεκτρόνια που σχετίζονται με την ραδιοέξαρση τύπου III επιταχύνονται στην περιοχή του κρουστικού κύματος.

5.3.3.β' Ενεργειακό φάσμα των ενεργητικών πρωτονίων

Επιπλέον, εξετάσαμε αν τα φαινόμενα SEPs είτε με ραδιοσυσχέτιση “τύπου III/II” είτε με ραδιοσυσχέτιση “μόνο με τύπο II” έχουν πιο επίδεδο/σκληρότερο¹ (*flatter/harder*) ενεργειακό φάσμα από τα φαινόμενα με ραδιοσυσχέτιση “μόνο με τύπο III”. Παράγαμε διαγράμματα του ενεργειακού φάσματος των ενεργητικών πρωτονίων για κάθε ένα από τα 65 φαινόμενα SEPs στα οποία συνάγεται ραδιοσυσχέτιση. Για την παραγωγή τους εργαστήκαμε ως εξής: προσδιορίσαμε σε κάθε ενεργειακό κανάλι το μέγιστο της ροής σωματιδίων και έπειτα απεικονίσαμε τις τιμές αυτές σε συνάρτηση με την ενέργεια για να παράγουμε τα τελικά ενεργειακά φάσματα. Με αυτή τη μέθοδο επιτυγχάνουμε έναν αρκετά ακριβή υπολογισμό του ενεργειακού φάσματος έναντι άλλων μεθόδων που χρησιμοποιούν το μέσο όρο της ροής των σωματιδίων κατά τη διάρκεια των φαινομένων SEPs.

Για τον υπολογισμό του φάσματος υποθέτουμε ότι το μέγιστο της ροής σωματιδίων σε κάθε ενεργειακό κανάλι, είναι αντιπροσωπευτικό του φάσματος έγχυσης των σωματιδίων (Lin *et al.* 1982, Krucker *et al.* 2007). Αυτό ισχύει αν δεχτούμε ότι τα φαινόμενα πλάγιας ολίσθησης έχουν μικρή συνεισφορά στη κίνηση των σωματιδίων. Επιπλέον, παρόλο που οι χρόνοι μέγιστης ροής συμβαίνουν αργότερα για τις μικρότερες ενέργειες λόγω της διασποράς ταχυτήτων, το ενεργειακό φάσμα θα είναι ανεπηρέαστο από αυτή τη διασπορά. Τέλος, αξίζει να σημειώσουμε ότι εφόσον στον υπολογισμό μας χρησιμοποιούμε μέγιστες τιμές και όχι τον μέσο όρο της ροής σωματιδίων, τότε τα χαρακτηριστικά του φάσματος όπως για παράδειγμα η κλίση του, δεν θα εξαρτώνται από το χρονικό διάστημα που εκτελείται ο υπολογισμός.

Στην ανάλυση μας δεν συμπεριλάβαμε χαμηλο-ενεργειακά κανάλια του SOHO/ERNE (από 1 έως 10 MeV) για να αποφύγουμε φαινόμενα στα οποία η μέγιστη ροή σωματιδίων επηρεάζεται από την αλληλεπίδραση των χαμηλο-ενεργειακών σωματιδίων με κύματα Alfvén που δημιουργούνται στην περιοχή του κρουστικού κύματος (βλ. Reames & Ng 1998). Σε αυτές τις περιπτώσεις δημιουργείται στις χαμηλές ενέργειες ένα πλατό στο ενεργειακό φάσμα. Επιπλέον, με αυτό το τρόπο αποφεύγεται οποιαδήποτε προσβολή του φάσματος από άλλες ηλιακές πηγές ενεργητικών σωματιδίων, χαμηλής ενέργειας, οι οποίες δεν σχετίζονται με το φαινόμενο SEP που μελετάμε. Σε όλες τις περιπτώσεις το ενεργειακό φάσμα των πρωτονίων φαίνεται να έχει ένα “σπάσιμο” το οποίο δημιουργεί ασυνέχεια στη κλίση του νόμου δύναμης, με το τμήμα στα υψηλο-ενεργειακά κανάλια να παρουσιάζει πιο απότομη κλίση (δηλ. πιο “μαλακό”). Αυτό το “σπάσιμο” στο νόμο δύναμης παρατηρείται στις περισσότερες περιπτώσεις περίπου στα 25 MeV και αποδίδεται είτε στα χαρακτηριστικά του κύριου μηχανισμού επιτάχυνσης είτε σε μια δεύτερη διαδικασία, όπως την αλληλεπίδραση κύματος-σωματιδίου, τη διαφυγή των σωματιδίων από τη περιοχή επιτάχυνσης, ή φαινόμενα που αφορούν τη διάδοση των σωματιδίων στο μεσοπλανητικό χώρο.

¹ Σε ένα επίπεδο/σκληρό (*flat/hard*) ενεργειακό φάσμα ο φασματικός δείκτης του νόμου δύναμης είναι πιο μικρός από ότι σε ένα απότομο/μαλακό (*steep/soft*) ενεργειακό φάσμα.

Πίνακας 5.6: Σύνοψη αποτελεσμάτων για τον φασματικό δείκτη και τη μέγιστη ροή των φαινομένων SEPs.

	Ταξινομήσεις ραδιοσυσχετίσεων:					
	III/II	III	II	III/II/IV-c	III/IV-c [†]	II/IV-c [†]
γ_{LEC}	-2.41	-3.22	-2.79	-2.35	-4.25	-2.28
γ_{HEC}	-2.98	-3.54	-3.60	-2.84	-3.75	-2.77
I_{max}^{\ddagger}	0.043	0.023	0.005	0.111	0.002	0.106

[†]: Συσχετίσεις με χαμηλό στατιστικό δείγμα.

[‡]: Μέγιστη ροή σωματιδίων σε ενέργειες από 54.8 έως 80.3 MeV.

Ο υπολογισμός του φασματικού δείκτη στα παραγόμενα ενεργειακά φάσματα έγινε με τη χρήση δυο συναρτήσεων νόμων δύναμης οι οποίες προσαρμόστηκαν, η μια στο χαμηλο-ενεργειακό τμήμα το φάσματος και η άλλη στο υψηλο-ενεργειακό. Οι συναρτήσεις που χρησιμοποιήσαμε έχουν τη μορφή, $f(x) = c \cdot x^\gamma$, όπου γ είναι ο φασματικός δείκτης (δηλ. η κλίση) του νόμου δύναμης. Η προσαρμογή στα δεδομένα έγινε με τη μέθοδο της εύρωστης σταθμισμένης παλινδρόμησης, με ταυτόχρονη χρήση της μεθόδου ελαχιστοποίησης των απόλυτων υπολοίπων (least absolute residuals). Από τα αποτελέσματα της προσαρμογής των συναρτήσεων νόμου δύναμης βρήκαμε ότι για το χαμηλο-ενεργειακό κομμάτι (*low-energy component*, *LEC*) του φάσματος ο φασματικός δείκτης (γ) κυμαίνεται από -1.27 έως -4.99 , ενώ για το υψηλο-ενεργειακό κομμάτι (*high-energy component*, *HEC*), το γ κυμαίνεται από -1.67 έως -4.99 .

Χωρίσαμε τα αποτελέσματα για τους φασματικούς δείκτες των SEPs σύμφωνα με τις συσχετίσεις/ταξινομήσεις των φαινομένων από τις παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα που παρουσιάστηκαν στο εδάφιο 5.3.2 (βλ. και πίνακα 5.4). Στο πίνακα 5.6 δίνεται η μέση τιμή των γ_{LEC} και γ_{HEC} για κάθε κατηγορία. Ένα πρώτο σχόλιο που προκύπτει από τον παραπάνω διαχωρισμό είναι ότι στις περιπτώσεις στις οποίες βρήκαμε συσχέτιση με ραδιοεξάρσεις τύπου II (δηλ. III/II, III/II/IV-συνεχές, II/IV-συνεχές, μόνο τύπου-II), η μέση τιμή του φασματικού δείκτη είναι μεγαλύτερη από την αντίστοιχη μέση τιμή του γ για τις περιπτώσεις όπου έχουμε συσχέτιση μόνο με ραδιοεξάρσεις τύπου III, χωρίς τύπους II (δηλ. ραδιοσυσχέτιση “μόνο με τύπο III”, “τύπου III/IV-συνεχές”).

Προκειμένου να ελέγξουμε αν οι διαφορές των μέσων τιμών των γ (ποσοτικές μεταβλητές) στις κατηγορίες που προκύπτουν από τις ραδιοσυσχετίσεις (ποιοτικές μεταβλητές) είναι στατιστικά σημαντικές, πραγματοποιήσαμε ανάλυση διακύμανσης² (ANALYSIS OF VARIANCE, ANOVA) στις τιμές των γ_{LEC} και γ_{HEC} για κάθε κατηγορία. Επιπλέον, επειδή η ποιοτική μεταβλητή έχει περισσότερες από δύο κατηγορίες χρησιμοποιούμε τη μονόδρομη ανάλυση διακύμανσης³ (one-way ANOVA). Στη γενικότερη περίπτωση η εφαρμογή της μεθόδου ANOVA περιλαμβάνει τα ακόλουθα βήματα: 1) βρίσκουμε τη διακύμανση μεταξύ των ποιοτικών μεταβλητών, η οποία δίνεται από τη διασπορά των μέσων τιμών των δειγμάτων για να εκτιμήσουμε συνακόλουθα τη διασπορά του πληθυσμού, 2) βρίσκουμε τη διακύμανση εντός των ποιοτικών μεταβλητών η οποία δίνεται από τις διασπορές στο εσωτερικό κάθε δείγματος (αυτή ονομάζεται και διακύμανση σφάλματος), 3) συγκρίνουμε την πρώτη διασπορά με τη δεύτερη: αν η πρώτη είναι μικρή σε σχέση με τη δεύτερη, επαληθεύεται η υπόθεση ότι όλα τα δείγματα προέρχονται από πληθυσμούς με την ίδια μέση τιμή (μηδενική υπόθεση), ή αλλιώς διαψεύδεται.

² στην ελληνική βιβλιογραφία αναφέρεται και ως ανάλυση διασποράς

³ ή ανάλυση διασποράς μιας κατεύθυνσης

Στην ανάλυση που πραγματοποιήσαμε εξαιρέσαμε τις περιπτώσεις όπου έχουμε συσχέτιση με “τύπου III/IV-συνεχές” και “τύπου II/IV-συνεχές” επειδή σε αυτές τις ταξινομήσεις το στατιστικό δείγμα είναι μικρό. Από την ANOVA βρήκαμε ότι οι διαφορές στη μέση τιμή του φασματικού δείκτη για τις διάφορες ταξινομήσεις είναι στατιστικώς σημαντικές. Συγκεκριμένα η διαφορά στις μέσες τιμές του γ_{LEC} μεταξύ των φαινομένων με ραδιοσυσχέτιση “μόνο με τύπο III” και “τύπου III/II” είναι στατιστικώς σημαντική με τιμή διακύμανσης, $p = 2 \times 10^{-5}$ (p-values). Παρόμοια αποτελέσματα βρήκαμε από τη σύγκριση στις μέσες τιμές του γ_{HEC} αλλά με μεγαλύτερες τιμές του p . Τα παραπάνω αποτελέσματα δείχνουν ότι τα φαινόμενα SEPs που σχετίζονται με ραδιοεξάρσεις τύπου II έχουν πιο “σκληρό” ενεργειακό φάσμα από ότι τα φαινόμενα που σχετίζονται με ραδιοεξάρσεις τύπου III. Επομένως, υπάρχει μια καλή ένδειξη ότι τα κρουστικά κύματα που συνδέονται με τις ραδιοεξάρσεις τύπου II (ακολούθως και με τα φαινόμενα SEPs) που μελετήσαμε, συνεισφέρουν στην επιτάχυνση των ενεργητικών σωματιδίων.

Τέλος, για λόγους πληρότητας συγκρίναμε τις μέσες τιμές του φασματικού δείκτη, γ , μεταξύ των ταξινομήσεων “τύπου III/II”, “μόνο με τύπο II”, “τύπου III/II/IV-συνεχές”. Από την μέθοδο της ANOVA βρήκαμε ότι δεν μπορεί να υπάρξει ένας ξεκάθαρος διαχωρισμός μεταξύ των παραπάνω ταξινομήσεων (p-value= 0.18 για το γ_{LEC} και 0.08 για το γ_{HEC}). Αυτό σημαίνει ότι όλα τα φαινόμενα με συσχέτιση με ραδιοεξάρσεις τύπου II έχουν παρόμοια χαρακτηριστικά ως προς το ενεργειακό τους φάσμα. Επιπλέον, η μέση τιμή του γ στα φαινόμενα με ραδιοσυσχέτιση “μόνο με τύπο II” αναμένεται να είναι αριθμητικά κοντά σε αυτές που ισχύουν για την επιτάχυνση σωματιδίων από κρουστικά κύματα. Ωστόσο, κάτι τέτοιο δεν παρατηρείται καθώς αυτή είναι αρκετά μεγαλύτερη. Αυτή η απόκλιση μπορεί να εξηγηθεί από το γεγονός ότι σε κανένα από τα φαινόμενα SEPs που έχουν ραδιοσυσχέτιση “μόνο με τύπο II” η ραδιοέξαρση τύπου II δεν είναι τελείως απομονωμένη από ραδιοεξάρσεις τύπου III. Αυτό είναι πιο εμφανές από τη δεύτερη σειρά αποτελεσμάτων που δίνονται στον πίνακα 5.5, από τα οποία φαίνεται ότι χωρίς την χρήση του “παραθύρου απελευθέρωσης” δεν υπάρχει κάποιο φαινόμενο SEP που να σχετίζεται μόνο με ραδιοέξαρση τύπου II (δηλ. σε κάθε φαινόμενο με τύπο II θα υπάρχει και άλλου τύπου ραδιοέξαρση εντός ή εκτός –αλλά πλησίον– του “παραθύρου απελευθέρωσης”). Συνοψίζοντας τα παραπάνω αποτελέσματα έχουμε ότι τα διαφορετικά χαρακτηριστικά του φασματικού δείκτη μεταξύ των φαινομένων που σχετίζονται με ραδιοεξάρσεις τύπου II και αυτών που σχετίζονται με ραδιοεξάρσεις τύπου III δείχνουν ότι τα κρουστικά κύματα που συνδέονται με τις ραδιοεξάρσεις τύπου II συνεισφέρουν στην επιτάχυνση των ενεργητικών σωματιδίων.

5.3.3.γ Μέγιστη ροή των ενεργητικών πρωτονίων

Επιπλέον, εξετάσαμε τη μέγιστη ροή των ενεργητικών πρωτονίων σε σχέση με τις ταξινομήσεις των φαινομένων που προέκυψαν από τις παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα και παρουσιάστηκαν στο εδάφιο 5.3.2 (βλ. πίνακα 5.4). Προγενέστερες μελέτες έχουν δείξει ότι υπάρχει σχέση μεταξύ της μέγιστης ροής των SEPs και των χαρακτηριστικών των σχετιζόμενων CMEs, όπως για παράδειγμα με την ταχύτητα των CMEs (π.χ. Kahler 2001, Gopalswamy et al. 2004). Η γενικότερη συσχέτιση μεταξύ των χαρακτηριστικών των SEP –ιδιαίτερα της μέγιστης ροής– με τη ταχύτητα των CME, έχει θεωρηθεί ως ισχυρό αποδεικτικό στοιχείο υπέρ της υπόθεσης ότι τα ενεργητικά σωματίδια επιταχύνονται από τα κρουστικά κύματα που οδηγούνται από αυτές τις CMEs. Επομένως αναμένουμε ότι τα φαινόμενα SEPs που σχετίζονται με ραδιοεξάρσεις τύπου II θα είναι πιο ισχυρά από τα φαινόμενα χωρίς τύπο II αν δεχτούμε ότι τα κρουστικά κύματα που συνδέονται με τις ραδιοεξάρσεις τύπου II έχουν σχετική συνεισφορά στην επιτάχυνση των SEPs.

Για τα φαινόμενα SEPs “που συνάγεται ραδιοσυσχέτιση”, προσδιορίσαμε το μέγιστο της ροής ενεργητικών σωματιδίων (I_{max}), στις ενέργειες μεταξύ 54.8 έως 80.3 MeV. Έπειτα,

σύμφωνα με τις ταξινομήσεις του πίνακα 5.4 υπολογίσαμε τον μέσο όρο των μετρήσεων για κάθε κατηγορία. Από αυτή τη μελέτη βρήκαμε ότι τα φαινόμενα με ραδιοσυσχέτιση “τύπου III/II” παρουσιάζουν μεγαλύτερες τιμές στο μέσο όρο του I_{max} σε σχέση με τα φαινόμενα που έχουν ραδιοσυσχέτιση “μόνο με τύπο III”. Η κατηγορία με ραδιοσυσχέτιση “τύπου III/II/IV-συνεχές” παρουσιάζει τη μεγαλύτερη τιμή για τον μέσο όρο του I_{max} , ενώ η κατηγορία με ραδιοσυσχέτιση “τύπου III/IV-συνεχές” έχει τη μικρότερη μέση τιμή. Στο πίνακα 5.6 δίνονται οι μέσες τιμές των I_{max} σε κάθε κατηγορία.

Επιπλέον, πραγματοποιήσαμε ανάλυση διακύμανσης στους μέσους όρους των I_{max} για να διαπιστώσουμε αν οι διαφορές των τιμών μεταξύ των κατηγοριών που προκύπτουν από τις συσχετίσεις στα ραδιοκύματα είναι στατιστικά σημαντικές. Η εφαρμογή της μεθόδου ANOVA έδειξε ότι οι διάφορες στους μέσους όρους των I_{max} για όλες τις κατηγορίες δεν είναι στατιστικώς σημαντικές. Επομένως, δεν μπορούμε να συμπεράνουμε εάν αυτές οι διαφορές προκύπτουν από την παρουσία (ή την απουσία) μιας διαδικασίας απελευθέρωσης των ενεργητικών σωματιδίων που να συνδέεται με κρουστικά κύματα. Για παράδειγμα μεταξύ των φαινομένων με ραδιοσυσχέτιση “τύπου III/II” και αυτών με ραδιοσυσχέτιση “μόνο με τύπο III” βρήκαμε με τη μέθοδο ANOVA μεγάλη τιμή p (p -value = 0.45). Η μεγάλη διασπορά μεταξύ των I_{max} , η οποία προέρχεται πιθανότερα από φαινόμενα διάδοσης των σωματιδίων, επηρεάζει σίγουρα το αποτέλεσμα της μεθόδου ANOVA το οποίο δείχνει ότι οι διαφορές μεταξύ των μέσων όρων των I_{max} δεν είναι στατιστικώς σημαντικές.

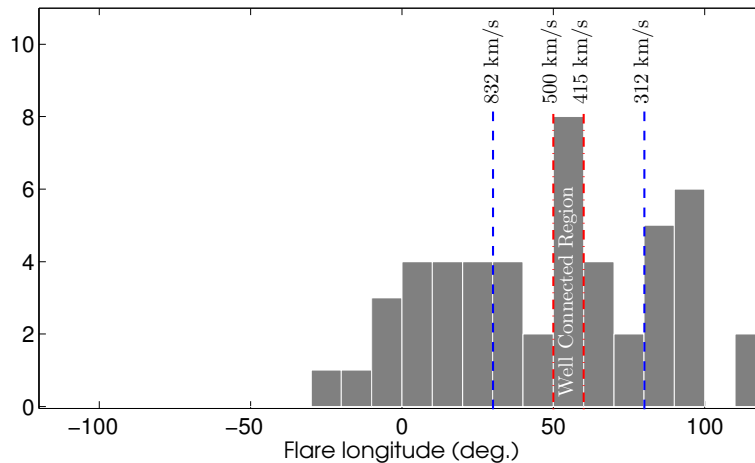
5.3.3.δ' Επιτάχυνση σε φύλλο ρεύματος πίσω από τη CME

Για τα 15 φαινόμενα SEPs που σχετίζονται γενικότερα με τύπους IV-συνεχές, εξετάσαμε περαιτέρω το σύνθετο δυναμικό ραδιοφάσμα τους για να διαπιστώσουμε σε ποιές περιπτώσεις η ραδιοέξαρση τύπου IV παρουσιάζει ολίσθηση (δηλ. είναι ολισθαίνουσα τύπου IV). Στις περιπτώσεις που υπάρχει ολισθαίνουσα τύπου IV μπορούμε να υποθέσουμε ότι τα ενεργητικά σωματίδια θα μπορούσαν να επιταχυνθούν στο φύλλο ρεύματος που αναπτύσσεται λόγω μαγνητικής επανασύνδεσης πίσω από τη CME (Klein *et al.* 2014).

Από την ανάλυσή μας βρήκαμε ότι υπάρχει ολισθαίνουσα τύπου IV στο δυναμικό ραδιοφάσμα σε επτά από τα 15 φαινόμενα που σχετίζονται με τύπους IV-συνεχές. Οι πιο χαρακτηριστικές περιπτώσεις με ολισθαίνουσα τύπου IV είναι αυτές των φαινομένων στις 25 Ιουλίου 2004 και στις 17 Απριλίου 2002 (βλ. τα φάσματα (c) και (e) στο σχήμα 5.5). Σε αυτά τα φαινόμενα η τύπου IV έχει μεγάλη διάρκεια (>1-2 ώρες) και ολισθαίνει από τα εκατοστομετρικά προς τα δεκατομετρικά μήκη κύματος. Συνοπτικά, έχουμε ότι στα μισά από τα φαινόμενα SEPs που σχετίζονται με τύπους IV-συνεχές, μπορεί η επιτάχυνση των σωματιδίων να συμβαίνει στο φύλλο ρεύματος πίσω από τη CME. Επιπλέον, σε έξι από τις επτά περιπτώσεις με ολισθαίνουσα τύπου IV η σχετική συνεισφορά της επιτάχυνσης των σωματιδίων στο φύλλο ρεύματος πίσω από τη CME είναι δύσκολο να εκτιμηθεί γιατί η τύπου IV δεν είναι η μόνη ραδιοέξαρση που βρίσκεται εντός του “παραθύρου απελευθέρωσης”.

5.4 Η θέση των σχετιζομένων εκλάμψεων με τα φαινόμενα SEPs

Διάφορες στατιστικές μελέτες των φαινομένων SEPs έχουν δείξει ότι η ηλιακή δραστηριότητα και τα εκρηκτικά φαινόμενα που σχετίζονται με αυτή, συμβαίνουν συχνότερα στο δυτικό ημισφαίριο του Ήλιου (π.χ. Cane *et al.* 1988, Cliver *et al.* 2004, Kurt *et al.* 2004, Gopalswamy *et al.* 2008). Ο Reames (1999) και οι Nitta *et al.* (2006) έδειξαν από τη μελέτη της κατανομής του ηλιογραφικού μήκους των σχετιζομένων εκλάμψεων ότι οι περιοχές προέλευσης των “απότομων” φαινομένων SEPs κατανέμονται συνήθως κοντά στη περιοχή με



Σχήμα 5.8: Κατανομή του ηλιογραφικού μήκους των εκλάμψεων που σχετίζονται με τα φαινόμενα SEPs για τις περιπτώσεις που συνάγεται ραδιοσυσχέτιση. Οι κατακόρυφες διακεκομμένες γραμμές αντιστοιχούν σε διαφορετικά ηλιογραφικά μήκη με καλή μαγνητική σύνδεση σύμφωνα με το μοντέλο του Parker. Ο υπολογισμός έγινε από τη σχέση των [Nolte & Roelof \(1973\)](#) για διαφορετικές ταχύτητες του ηλιακού ανέμου όπως σημειώνονται στο σχήμα (βλ. το κείμενο για λεπτομέρειες).

καλή μαγνητική σύνδεση με τον παρατηρητή. Η μικρή διασπορά στη κατανομή του ηλιογραφικού μήκους της περιοχής προέλευσης μπορεί να αποδοθεί σε μεταβολές του ηλιογραφικού μήκους της περιοχής με καλή μαγνητική σύνδεση με τον παρατηρητή που προέρχονται από μεταβολές στη ταχύτητα του ηλιακού ανέμου (βλ. εδάφιο [1.14.3.α'](#)). Όταν η διασπορά είναι μεγάλη και το ηλιογραφικό μήκος της περιοχής προέλευσης απέχει μερικές δεκάδες μοίρες από τη περιοχή με καλή μαγνητική σύνδεση τότε η μεταβολή στη ταχύτητα του ηλιακού ανέμου δεν μπορεί να εξηγήσει τη διασπορά αυτή.

Στα “βαθμιαία” φαινόμενα SEPs παρατηρείται μεγάλη διασπορά στη κατανομή του ηλιογραφικού μήκους της περιοχής προέλευσης. Σύμφωνα με τον [Reames \(1999\)](#) η κατανομή του ηλιογραφικού μήκους των εκλάμψεων που σχετίζονται με “βαθμιαία” φαινόμενα SEPs είναι σχεδόν ομοιόμορφη στον ηλιακό δίσκο. Επιπλέον, οι [Klein et al. \(2008\)](#) έδειξαν ότι υπάρχουν περιπτώσεις στις οποίες οι ανοιχτές μαγνητικές γραμμές αποκλείουν ταχύτατα με το ύψος από την μορφολογία της σπείρας του Αρχιμήδη οπότε απομακρύνονται από την αναμενόμενη περιοχή με καλή μαγνητική σύνδεση. Με αυτό τον τρόπο οι ανοιχτές μαγνητικές γραμμές κατά μήκος των οποίων κινούνται τα ενεργητικά σωματίδια μπορεί να απέχουν μέχρι και 50° από την αναμενόμενη περιοχή με καλή μαγνητική σύνδεση σύμφωνα με το μοντέλο του Parker.

Για τα φαινόμενα SEPs “που συνάγεται ραδιοσυσχέτιση” μελετήσαμε τη θέση των σχετιζόμενων εκλάμψεων (βλ. πίνακα [5.4](#)). Στα περισσότερα φαινόμενα (45/65) η σχετική έκλαμψη βρισκόταν στο δυτικό ημισφαίριο ενώ υπήρχε σημαντική έλλειψη φαινομένων στο ανατολικό ημισφαίριο (μόνο 5). Συνολικά σε δεκαπέντε φαινόμενα SEPs δεν βρήκαμε σχετιζόμενη έκλαμψη προφανώς επειδή τα φαινόμενα αυτά προέρχονται από κέντρα δράσης που βρίσκονταν πίσω από το δυτικό χείλος. Για τις κατηγορίες με ραδιοσυσχέτιση “τύπου III/II” και ραδιοσυσχέτιση “μόνο με τύπο III” βρήκαμε έξι φαινόμενα σε κάθε κατηγορία όπου τα κέντρα δράσης βρίσκονταν πίσω από το δυτικό χείλος. Αυτό σημαίνει ότι σε αυτές τις περιπτώσεις υπάρχει η πιθανότητα να αποκρύπτεται η ραδιοεκπομπή στις υψηλές συχνότητες από το χείλος του ηλιακού δίσκου.

Στο σχήμα [5.8](#) δίνεται η κατανομή του ηλιογραφικού μήκους των σχετιζόμενων εκλάμψεων. Το μέγιστο της κατανομής παρατηρείται εντός της περιοχής με καλή μαγνητική σύνδεση μεταξύ 50° και 60° στο δυτικό ημισφαίριο, αλλά παρατηρείται μια σημαντική δια-

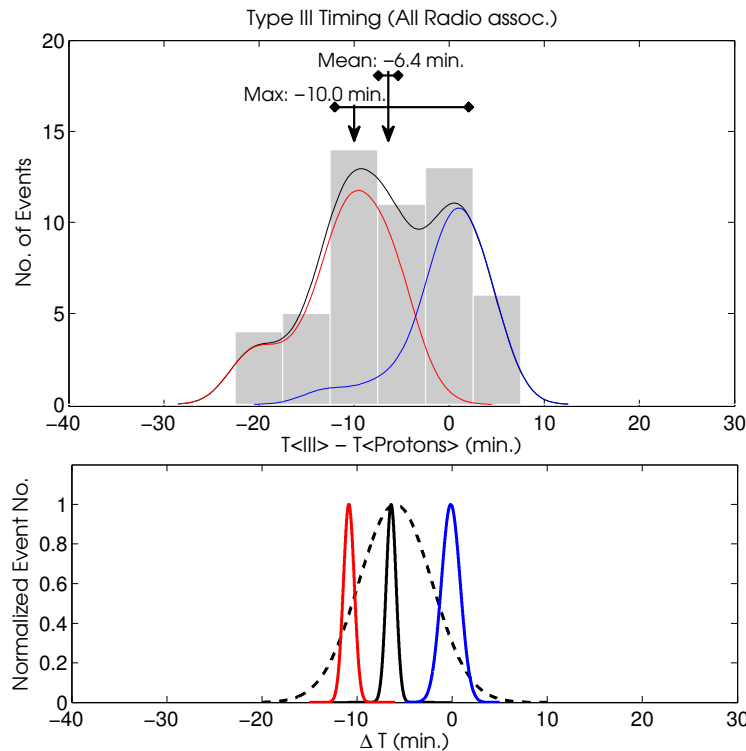
σπορά εκατέρωθεν του μεγίστου από τις -30° έως τις 120° . Αν δεχτούμε ότι ισχύει το μοντέλο του Parker για το μεσοπλανητικό πεδίο και θεωρήσουμε μια μέση ταχύτητα του ηλιακού ανέμου μεταξύ 415 km s^{-1} και 500 km s^{-1} , τότε οι ανοικτές δυναμικές γραμμές του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου θα προέρχονται από ηλιογραφικό μήκος μεταξύ 50° και 60° (βλ. την περιοχή “well connected region” στο σχήμα 5.8). Για τον υπολογισμό χρησιμοποιούμε τη σχέση των Nolte & Roelof (1973), $\phi_0 = \frac{\omega r}{v_{sw}} (1 - \frac{R_s}{r})$, όπου r είναι η απόσταση από το κέντρο του ήλιου μέχρι το σημείο παρατήρησης με καλή μαγνητική σύνδεση (στην περίπτωση της Γης, $r = 212 R_\odot$), ω είναι η γωνιακή ταχύτητα περιστροφής του ήλιου (δηλ. 24.47 ημέρες για τον ισημερινό ή $\omega = 2.97 \times 10^{-6} \text{ rad/s}$), $R_s = 2.5 R_\odot$ είναι η ηλιοκεντρική απόσταση πέρα από την οποία οι μαγνητικές δυναμικές γραμμές υποτίθεται ότι αποκτούν τη μορφή σπείρας και v_{sw} η ακτινική ταχύτητα του ηλιακού ανέμου. Στο σχήμα 5.8 σημειώνουμε με τις κατακόρυφες κόκκινες γραμμές την περιοχή μεταξύ 50° και 60° που έχει καλή μαγνητική σύνδεση με τη Γη, ενώ οι κατακόρυφες μπλε γραμμές αντιστοιχούν σε ηλιογραφικό μήκος 30° και 80° και έχουν καλή μαγνητική σύνδεση με τη Γη αν υποθέσουμε ότι η ταχύτητα του ηλιακού ανέμου είναι 832 km s^{-1} και 312 km s^{-1} , αντίστοιχα.

Ως συνέχεια της μελέτης μας, χωρίσαμε τα ηλιογραφικά μήκη των εκλάμψεων σύμφωνα με την ταξινόμηση των φαινομένων SEPs που παρουσιάστηκαν στο εδάφιο 5.3.2. Χωρίσαμε τα φαινόμενα SEPs “που συνάγεται ραδιοσυσχέτιση” σε τρεις διαφορετικές κατηγορίες: στη πρώτη θεωρούμε τα φαινόμενα SEPs που σχετίζονται με ραδιοέξαρση τύπου III αλλά όχι με τύπου II (κατηγορία A), στη δεύτερη έχουμε τα φαινόμενα που σχετίζονται με ραδιοέξαρση τύπου II αλλά όχι με τύπου III (κατηγορία B) και στη τελευταία έχουμε τα φαινόμενα που σχετίζονται με τύπου III και τύπου II (κατηγορία C). Για τα φαινόμενα της κατηγορίας A, βρήκαμε ότι οι σχετιζόμενες εκλάμψεις βρίσκονται όλες στο δυτικό ημισφαίριο και η κατανομή του ηλιογραφικού τους μήκους περιορίζεται μεταξύ 30° και 80° σε 13 από τα 14 φαινόμενα. Για τη κατηγορία B, βρήκαμε ότι σε τέσσερα από τα οκτώ φαινόμενα η σχετική έκλαμψη συνέβη σε ηλιογραφικό μήκος μεταξύ -15° και 30° , σε δυο περιπτώσεις μεταξύ 30° και 80° και στις άλλες δυο περιπτώσεις σε μήκη από 80° έως 120° . Τέλος, από την ανάλυση της τελευταίας κατηγορίας βρήκαμε πιο μικτά αποτελέσματα καθώς σε εννέα φαινόμενα η σχετική έκλαμψη συμβαίνει εντός της περιοχής από 30° έως 80° , σε άλλες εννέα περιπτώσεις συμβαίνει σε ηλιογραφικό μήκος από 80° έως 120° και σε έξι περιπτώσεις από 0° έως 30° . Επιπλέον τρεις περιπτώσεις βρίσκονταν στο ανατολικό ημισφαίριο. Συνοψίζοντας τα παραπάνω αποτελέσματα έχουμε ότι οι θέσεις των σχετικών εκλάμψεων στα φαινόμενα SEPs που σχετίζονται με ραδιοεξάρσεις τύπου III είναι κυρίως εντοπισμένες κοντά στην περιοχή με καλή μαγνητική σύνδεση, σε αντίθεση με τις θέσεις των σχετικών εκλάμψεων στα φαινόμενα SEPs που σχετίζονται με ραδιοεξάρσεις τύπου II οι οποίες παρουσιάζουν μεγαλύτερη διασπορά από αυτή τη περιοχή.

5.5 Σύγκριση των χρόνων απελευθέρωσης μεταξύ πρωτονίων–ηλεκτρονίων

5.5.1 Χρονισμός μεταξύ ενεργητικών πρωτονίων και ραδιοεξάρσεων τύπου III

Για τα φαινόμενα SEPs “που συνάγεται ραδιοσυσχέτιση”, επεκτείναμε την ανάλυσή μας στη μελέτη της χρονικής διαφοράς μεταξύ της ραδιοεκπομπής τύπου III και του χρόνου απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων. Θεωρώντας ότι οι ραδιοεξάρσεις τύπου III προέρχονται από κύματα Langmuir τα οποία παράγονται από δέσμες ηλεκτρονίων (Lin et al. 1981, 1986), τις χρησιμοποιούμε για να συνάγουμε πληροφορίες για την αρχική επιτάχυνση και απελευθέρωση των ηλεκτρονίων. Από το σύνθετο δυναμικό ραδιοφάσμα προσδιορίσαμε



Σχήμα 5.9: Πάνω: Κατανομή της χρονικής διαφοράς μεταξύ του χρόνου έναρξης των ραδιοεξάρσεων τύπου III και του χρόνου απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων από τη VDA. Με τα βέλη σημειώνονται η μέση τιμή και το μέγιστο της κατανομής ενώ οι οριζόντιες γραμμές αντιστοιχούν στο σφάλμα αυτών των τιμών όπως προσδιορίστηκε από την ανάλυση Monte Carlo. Οι συνεχείς καμπύλες δείχνουν τις συναρτήσεις κατανομής πιθανότητας για τους χρονισμούς με τους τύπους III για όλα τα φαινόμενα (μαύρη καμπύλη), καθώς και για τις περιπτώσεις των “φαινομένων με ταυτόχρονη απελευθέρωση” (μπλε) και των “καθυστερημένων φαινομένων” (κόκκινο). Κάτω: Οι καλύτερα προσαρμοσμένες γκαουσιανές συναρτήσεις που προκύπτουν από την ανάλυση Monte Carlo στο μέσο όρο και το μέγιστο των χρονισμών (συνεχής και διακεκομμένη μαύρη καμπύλη, αντίστοιχα) με την χρήση όλων των φαινομένων. Η κόκκινη και μπλε γκαουσιανή καμπύλη αφορούν στην αντίστοιχη ανάλυση Monte Carlo του μέσου όρου για τις περιπτώσεις των “καθυστερημένων φαινομένων” και των “φαινομένων με ταυτόχρονη απελευθέρωση”, αντίστοιχα.

το χρόνο έναρξης των σχετιζομένων ραδιοεξάρσεων τύπου III (δηλ. αυτών που παρατηρούνται εντός του “παραθύρου απελευθέρωσης”). Για το σκοπό της μελέτης μας, ορίζουμε ως έναρξη της ραδιοεξάρσης τύπου III τη χρονική στιγμή κατά την οποία η ραδιοφωνική εκπομπή ξεπερνάει το επίπεδο του υποβάθρου κατά τρεις τυπικές αποκλίσεις. Το παραπάνω κριτήριο εφαρμόζεται κυρίως στην υψηλότερη συχνότητα που εμφανίζεται η ραδιοεξάρση τύπου III, δεδομένου ότι η εκπομπή τύπου III θα επεκτείνεται μέχρι τον μεσοπλανητικό χώρο. Στη στήλη 8 του πίνακα 5.4 δίνεται η έναρξη των ραδιοεξάρσεων τύπου III για τα φαινόμενα SEPs με αντίστοιχη συσχέτιση.

Από αυτή τη μελέτη βρήκαμε ότι η απελευθέρωση των ηλεκτρονίων που δίνουν τύπους III συμβαίνει πριν ή ταυτόχρονα με την απελευθέρωση των ενεργητικών πρωτονίων σε όλα πλην 12 φαινόμενα SEPs. Οι χρονικές διαφορές για τις περιπτώσεις της πλειονότητας κυμαίνονται από 0 έως -24 λεπτά. Στο σχήμα 5.9 (πάνω) δίνεται η κατανομή της χρονικής διαφοράς μεταξύ της έναρξης των ραδιοεξάρσεων τύπου III και του χρόνου απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων. Από τα χαρακτηριστικά της κατανομής βρήκαμε ότι αυτή έχει μέση τιμή στα -6.4 λεπτά και παρουσιάζει μέγιστο στα -10 λεπτά, με το χρόνο απελευθέρωσης των ηλεκτρονίων που δίνουν τύπους III να προηγείται του χρόνου απελευθέρωσης

των ενεργητικών πρωτονίων. Επιπλέον διαχωρίσαμε τα φαινόμενα ανάλογα με τις ακριβείς συσχετίσεις τους στα ραδιοκύματα και εξετάσαμε περαιτέρω τις κατανομές που προκύπτουν για τις χρονικές διαφορές του χρόνου απελευθέρωσης των ηλεκτρονίων που δίνουν τύπους III και των πρωτονίων. Ο καλύτερος συγχρονισμός παρατηρήθηκε για φαινόμενα SEPs με ραδιοσυσχέτιση “τύπου III/II” καθώς βρέθηκε μια μέση καθυστέρηση -5.3 λεπτών μεταξύ της έναρξης της τύπου III και της απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων. Για τα φαινόμενα SEPs με ραδιοσυσχέτιση “μόνο με τύπο III” βρήκαμε μέση καθυστέρηση -5.6 λεπτών, ενώ το χειρότερο συγχρονισμό το παρουσίαζαν τα φαινόμενα που σχετιζόνταν γενικότερα με ραδιοεξάρσεις τύπου IV-συνεχές.

Επιπλέον, για να βεβαιώσουμε ότι τα αποτελέσματα που προκύπτουν από τη κατανομή της χρονικής διαφοράς μεταξύ του χρόνου απελευθέρωσης των πρωτονίων και της έναρξης των τύπων III (βλ. σχήμα 5.9 πάνω) δεν επηρεάζονται από την αβεβαιότητα στον προσδιορισμό του χρόνου απελευθέρωσης με τη μέθοδο VDA, εξετάσαμε περαιτέρω τις χρονικές διαφορές συμπεριλαμβάνοντας στην ανάλυσή μας το σχετικό σφάλμα δt των χρόνων απελευθέρωσης. Αρχικά, ακολουθήσαμε τη μέθοδο των Krucker *et al.* (1999) για να διαχωρίσουμε τα φαινόμενά μας σε δυο κατηγορίες: 1) σε φαινόμενα όπου η απελευθέρωση των πρωτονίων και των ηλεκτρονίων που δίνουν τύπους III συμβαίνει ταυτόχρονα (“φαινόμενα με ταυτόχρονη απελευθέρωση”) όταν ισχύει ότι $(t_{III} - t_{rel})/\delta t > -1$ και 2) σε φαινόμενα όπου η απελευθέρωση των πρωτονίων γίνεται αργότερα σε σχέση με αυτή των ηλεκτρονίων (“καθυστερημένα φαινόμενα”) όταν ισχύει ότι $(t_{III} - t_{rel})/\delta t \leq -1$. Από τον παραπάνω διαχωρισμό είναι εμφανές ότι στην περίπτωση κατά την οποία ο χρόνος απελευθέρωσης των πρωτονίων προηγείται της έναρξης της τύπου III, αυτά τα φαινόμενα μπορούν να ταξινομηθούν μόνο ως “φαινόμενα με ταυτόχρονη απελευθέρωση”. Αυτό συμβαίνει γιατί στην οριακή περίπτωση κατά την οποία ισχύει ότι $(t_{III} - t_{rel})/\delta t > 1$ τα φαινόμενα αυτά μπορούν μόνο να χαρακτηριστούν ως φαινόμενα SEPs “που δεν συνάγεται σχετιζόμενη ραδιοεκπομπή” σύμφωνα με όσα παρουσιάστηκαν στο εδάφιο 5.3.1.

Από τη παραπάνω μελέτη βρήκαμε ότι σε 31 φαινόμενα (59%), η σχετική απελευθέρωση ηλεκτρονίων που δίνουν τύπους III συμβαίνει αρκετά πιο πριν από την απελευθέρωση των ενεργητικών πρωτονίων, άρα αυτά τα φαινόμενα ταξινομούνται ως “καθυστερημένα φαινόμενα”, ενώ σε 22 φαινόμενα (41%) η απελευθέρωση των ηλεκτρονίων είναι ταυτόχρονη με την απελευθέρωση των πρωτονίων και τα φαινόμενα αυτά ταξινομούνται ως “φαινόμενα με ταυτόχρονη απελευθέρωση”. Στο σχήμα 5.9 (πάνω) δίνεται με την μαύρη καμπύλη η εξομαλυμένη συνάρτηση κατανομής της χρονικής διαφοράς μεταξύ της έναρξης της ραδιοέξαρσης τύπου III και της απελευθέρωσης των πρωτονίων, για όλα τα φαινόμενα. Επιπλέον, με την μπλε και την κόκκινη καμπύλη δίνονται οι συναρτήσεις κατανομής για τα “φαινόμενα με ταυτόχρονη απελευθέρωση” και τα “καθυστερημένα φαινόμενα”, αντίστοιχα. Για την εξομάλυνση των αρχικών κατανομών χρησιμοποιήσαμε ένα πυρήνα συνάρτησης εξομάλυνσης (*kernel smoothing function*) με τον οποίο υπολογίζεται η πυκνότητα πιθανότητας για ένα δεδομένο αριθμό δειγμάτων από τη μέθοδο εκτίμησης της πυκνότητας πιθανότητας από πυρήνα (*kernel density estimate*). Στη γενικότερη περίπτωση ο πυρήνας εξομάλυνσης, $K(u)$, μπορεί να είναι οποιαδήποτε θετική ($K(u) > 0$), πραγματική και ολοκληρώσιμη συνάρτηση για την οποία ισχύει ότι: 1) $K(-u) = K(u)$, δηλαδή είναι άρτια συνάρτηση και 2) $\int_{-\infty}^{\infty} K(u) du = 1$. Η πρώτη συνθήκη διαβεβαιώνει ότι ο μέσος όρος της τελικής εξομαλυμένης κατανομής θα είναι ίδιος με αυτόν του αρχικού δείγματος και η δεύτερη συνθήκη διαβεβαιώνει ότι το τελικό αποτέλεσμα θα είναι μια συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας.

Η μέθοδος εκτίμησης της πυκνότητας πιθανότητας από πυρήνα βασίζεται στην διαδοχική άθροιση των συναρτήσεων $K(u)$ που προκύπτουν από ένα σύνολο δειγμάτων. Το τελικό αποτέλεσμα, δηλαδή η πυκνότητα πιθανότητας δίνεται από τη σχέση,

$$\hat{f}_h(x) = \frac{1}{nh} \sum_{n=1}^n K\left(\frac{x - x_i}{h}\right) \quad (5.4)$$

όπου $K(u)$ είναι ο πυρήνας όπως τον ορίσαμε παραπάνω και $h > 0$ είναι μια παράμετρος εξομάλυνσης η οποία δίνει ένα επιθυμητό εύρος στην συνάρτηση του πυρήνα. Στη μελέτη μας χρησιμοποιήσαμε ως πυρήνα τη συνάρτηση κανονικής κατανομής και για το εύρος θεωρήσαμε ότι $h=2.5$ λεπτά που αντιστοιχεί προσεγγιστικά στη μέση τιμή του σφάλματος προσδιορισμού των χρόνων απελευθέρωσης από τη VDA. Το τελικό αποτέλεσμα της διαδικασίας αυτής παρουσιάζεται στο σχήμα 5.9 (πάνω). Για να αναπαραστήσουμε τις τελικές εξομαλυμένες συναρτήσεις κατανομής σε κοινό άξονα με την αρχική κατανομή έχουμε επανακανονικοποιήσει τις συναρτήσεις πυκνότητας πιθανότητας. Από τη κατανομή της χρονικής διαφοράς για τα “καθυστερημένα φαινόμενα” (κόκκινη καμπύλη), βρήκαμε ότι αυτή παρουσιάζει μέγιστο στα -9.5 λεπτά με την έναρξη των ραδιοεξάρσεων τύπου III να προηγείται της απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων και μέσο όρο -10.9 λεπτά. Επιπλέον, για τα “φαινόμενα με ταυτόχρονη απελευθέρωση” (μπλε καμπύλη), η κατανομή της χρονικής διαφοράς έχει μέγιστο στο -1 λεπτό και ο μέσος όρος είναι -0.14 λεπτά.

Για να ελέγξουμε περαιτέρω την εγκυρότητα των αποτελεσμάτων μας και για να εκτιμήσουμε την αβεβαιότητα των μέσων όρων που παρουσιάστηκαν παραπάνω, πραγματοποιήσαμε ανάλυση Monte Carlo στη διαφορά των χρόνων απελευθέρωσης συνυπολογίζοντας την αβεβαιότητά τους. Με τη μέθοδο που θα παρουσιάσουμε παρακάτω, ουσιαστικά θα προσπαθήσουμε να πιστοποιήσουμε ότι τα αποτελέσματα που προκύπτουν από τις χρονικές διαφορές είναι ανεξάρτητα από το εύρος του “παραθύρου απελευθέρωσης” των πρωτονίων (δηλ. την αβεβαιότητα στους χρόνους απελευθέρωσης). Αρχικά, αν υποθέσουμε ότι οι χρονικές διαφορές δεν επηρεάζονται από χρονικές μεταθέσεις στους χρόνους απελευθέρωσης των πρωτονίων εντός του χρονικού διαστήματος που θέτει η αβεβαιότητα στο προσδιορισμό τους από τη μέθοδο VDA, τότε αν εφαρμόσουμε τυχαίες διαταραχές στους χρόνους απελευθέρωσής τους αναμένουμε ότι τα ποιοτικά χαρακτηριστικά της κατανομής των χρονικών διαφορών δεν θα αλλάξουν. Στη μέθοδο Monte Carlo που εφαρμόσαμε, θεωρούμε ότι οι τυχαίες διαταραχές στις μετρήσεις μας μπορούν να προκύψουν από την πρόσθεση στους χρόνους απελευθέρωσης ενός πολλαπλάσιου του σφάλματος δt στο διάστημα $[-\delta t, \delta t]$. Με αυτή τη μέθοδο παράγουμε τυχαίως κατανομημένους χρόνους απελευθέρωσης εντός του χρονικού διαστήματος που οριοθετεί η αβεβαιότητα των χρόνων απελευθέρωσης σε κάθε περίπτωση. Επαναλάβαμε τη διαδικασία αυτή αρκετές φορές ($> 10^4$ επαναλήψεις) για να παράγουμε ένα στατιστικώς σημαντικό δείγμα μετρήσεων.

Για να μελετήσουμε τα παραγόμενα αποτελέσματα από τη μέθοδο Monte Carlo, δοκιμάσαμε δυο διαφορετικές προσεγγίσεις: στη πρώτη προσδιορίσαμε για κάθε υποσύνολο “διαταραγμένων” χρόνων απελευθέρωσης τη μέση τιμή των παραγόμενων χρονικών διαφορών και έπειτα από το σύνολο των υπολογισθέντων μέσων τιμών μελετήσαμε τα χαρακτηριστικά της κατανομής τους. Στη δεύτερη προσέγγιση, εφαρμόσαμε την ίδια διαδικασία χρησιμοποιώντας το μέγιστο της κατανομής κάθε υποσυνόλου “διαταραγμένων” χρόνων απελευθέρωσης και κατασκευάσαμε μια αντίστοιχη κατανομή μεγίστων. Στο σχήμα 5.9 (κάτω) δίνονται με τις μαύρες καμπύλες (συνεχής για τους μέσους όρους και διακεκομμένη για τα μέγιστα) τα αποτελέσματα της ανάλυσης Monte Carlo για όλα τα φαινόμενα. Με τη κόκκινη και με τη μπλε καμπύλη δίνονται τα αποτελέσματα της ανάλυσης Monte Carlo για τους μέσους όρους των “καθυστερημένων φαινομένων” και των “φαινομένων με ταυτόχρονη απελευθέρωση”, αντίστοιχα.

Ένα πρώτο σχόλιο που προκύπτει από τα χαρακτηριστικά των κατανομών του σχήματος 5.9 (κάτω) είναι ότι οι κατανομές των μέσων τιμών (μαύρη, κόκκινη και μπλε συνεχής καμπύλη) είναι εντοπισμένες κοντά στη κεντρική περιοχή των συναρτήσεων κατανομής των

χρονισμών (σχήμα 5.9 πάνω) και το μέγιστό τους συμπίπτει, όπως ήταν αναμενόμενο, με τη μέση τιμή των αρχικών κατανομών. Το αποτέλεσμα αυτό δείχνει ότι οποιαδήποτε τυχαία μεταβολή στους αρχικούς χρόνους απελευθέρωσης (εντός του διαστήματος αβεβαιότητας) θα παράγει ένα καινούριο σύνολο χρόνων απελευθέρωσης (“διαταραγμένων”) το οποίο θα παρουσιάζει μέσους όρους ως προς τη χρονική διαφορά τους σε σχέση με την έναρξη των τύπων III εντός των ορίων που θέτει η προσαρμοσμένη γκαουσιανή συνάρτηση σε κάθε περίπτωση του σχήματος 5.9 (κάτω). Για τη δεύτερη προσέγγιση (δηλ. του μεγίστου), βρήκαμε ότι οι κατανομές που προκύπτουν έχουν μεγαλύτερη διασπορά από αυτές της πρώτης προσέγγισης και αυτό είναι πιθανόν να οφείλεται είτε στη διακριτοποίηση του δείγματος που χρησιμοποιείται είτε στο εύρος των κελιών της ενδιάμεσης κατανομής (histogram binning). Στη πραγματικότητα το μέγιστο των κατανομών οι οποίες προκύπτουν από τους χρονισμούς για κάθε υποσύνολο “διαταραγμένων” χρόνων απελευθέρωσης, μεταβάλλεται σημαντικά μεταξύ των επαναλήψεων. Επομένως, η προσέγγιση με το μέσο όρο δίνει περισσότερο εντοπισμένα αποτελέσματα τα οποία επηρεάζονται λιγότερο μεταξύ των επαναλήψεων άρα η δεύτερη προσέγγιση είναι λιγότερο αξιόπιστη από τη πρώτη.

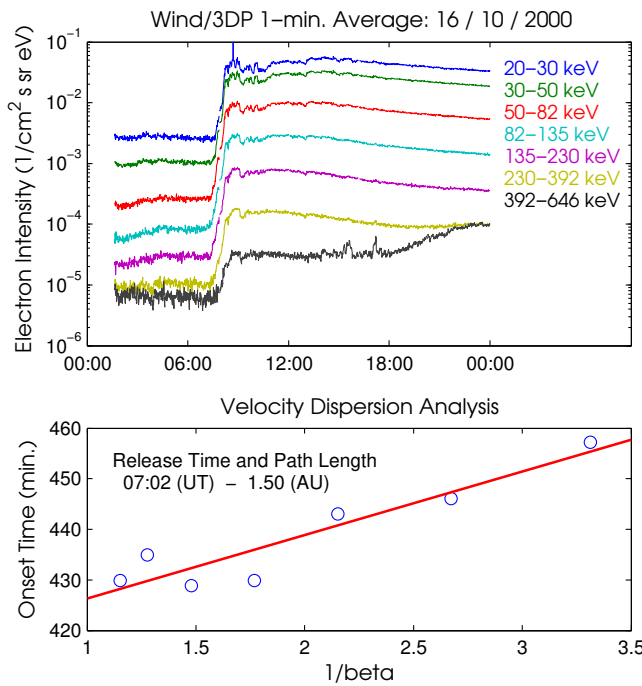
Χρησιμοποιήσαμε τα αποτελέσματα της ανάλυσης Monte Carlo για να αντιστοιχίσουμε μια αβεβαιότητα στο μέσο όρο και το μέγιστο των κατανομών που προκύπτουν από τις χρονικές διαφορές κάθε κατηγορίας. Στο σχήμα 5.9 (πάνω) δίνονται ο μέσος όρος και το μέγιστο της κατανομής των χρονισμών, μαζί με τα σφάλματά τους (οριζόντιες γραμμές), για όλα τα φαινόμενα. Τα σφάλματα στο μέσο όρο και τη τιμή του μεγίστου υπολογίστηκαν από το εύρος των κατανομών της ανάλυσης Monte Carlo (σχήμα 5.9 πάνω) στα σημεία των \pm τριών τυπικών αποκλίσεων για κάθε κατανομή (συντελεστής εμπιστοσύνης: 99.73%). Για τις δυο ξεχωριστές κατηγορίες βρήκαμε ότι τα “καθυστερημένα φαινόμενα” έχουν μέσο όρο χρονικής διαφοράς -10 ± 3.5 λεπτά ενώ για τα “φαινόμενα με ταυτόχρονη απελευθέρωση” βρήκαμε μέσο όρο χρονικής διαφοράς 0.1 ± 5.0 λεπτά.

5.5.2 Χρονισμός μεταξύ ενεργητικών πρωτονίων και ηλεκτρονίων από το WIND/3DP

Στη μελέτη μας συμπεριλάβαμε επίσης και αναλύσαμε δεδομένα ενεργητικών ηλεκτρονίων από το όργανο WIND/3DP για όλα τα φαινόμενα SEPs με συσχέτιση με ραδιοεξάρσεις τύπου III (συνολικά 53 φαινόμενα). Σε όλα τα παραπάνω φαινόμενα ενεργητικών πρωτονίων βρήκαμε και ένα αντίστοιχο φαινόμενο ενεργητικών ηλεκτρονίων. Για κάθε φαινόμενο ενεργητικών ηλεκτρονίων προσδιορίσαμε τους χρόνους έλευσης των σωματιδίων σε επτά ενεργειακά κανάλια από 20 keV έως 646 keV και πραγματοποιήσαμε την ανάλυση διασποράς ταχυτήτων χρησιμοποιώντας σε κάθε περίπτωση όλα τα διαθέσιμα ενεργειακά κανάλια για να προσδιορίσουμε το χρόνο απελευθέρωσης των ενεργητικών ηλεκτρονίων.

Για την εφαρμογή της μεθόδου VDA ακολουθήσαμε τη διαδικασία που περιγράψαμε στο εδάφιο 5.2.2.β' με τη μόνη διαφορά ότι δεν χρησιμοποιήσαμε τη μέθοδο Poisson-CUSUM για να προσδιορίσουμε τους χρόνους έλευσης των ηλεκτρονίων. Γενικότερα το υπόβαθρο του οργάνου WIND/3DP δεν είναι σταθερό και σχετικά συχνά παρουσιάζει μεταβολές –χωρίς διασπορά– σε διάφορες χρονικές κλίμακες, οι οποίες μπορούν να επηρεάσουν οποιαδήποτε στατιστική μέθοδο προσδιορισμού των χρόνων έλευσης. Για τον παραπάνω λόγο προσδιορίσαμε τους χρόνους έλευσης των ηλεκτρονίων στο όργανο WIND/3DP με το μάτι. Η μέθοδος αυτή έχει εφαρμοστεί με επιτυχία και σε άλλες εργασίες (Haggerty & Roelof 2003, Kahler & Ragot 2006, Kahler *et al.* 2007) και το πλεονέκτημά της έναντι των αυτοματοποιημένων μεθόδων εντοπίζεται στο γεγονός ότι χρησιμοποιείται ταυτόχρονα η πληροφορία για την κατάσταση του υπόβαθρου και της φάσης ανόδου στις μικρές και μεγάλες χρονικές κλίμακες.

Αφού εφαρμόσαμε τη μέθοδο VDA και προσδιορίσαμε τους χρόνους απελευθέρωσης των ηλεκτρονίων, διαπιστώσαμε ότι σε 34 από τα 53 φαινόμενα βρήκαμε αποτελέσματα που

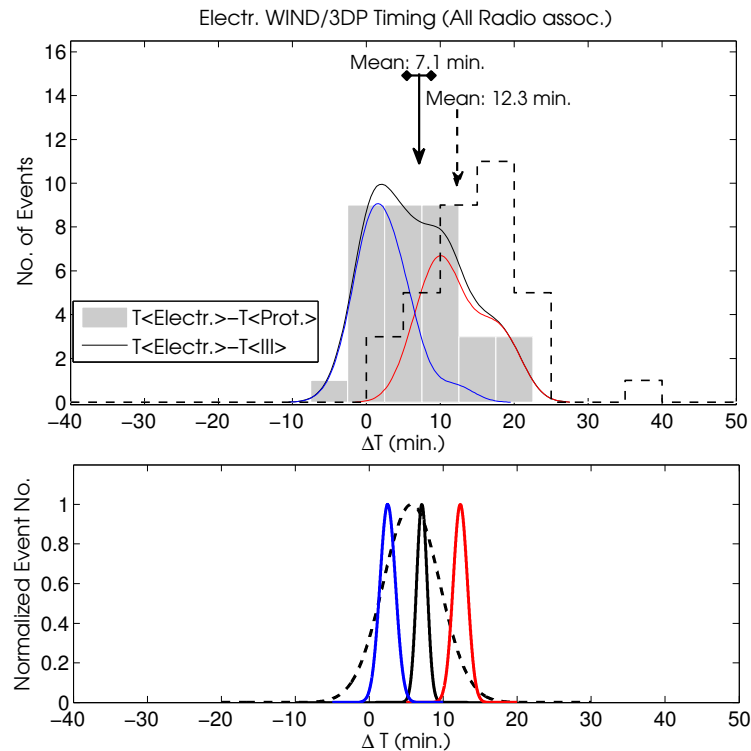


Σχήμα 5.10: Το φαινόμενο ενεργητικών ηλεκτρονίων της 16ης Οκτωβρίου 2000. Πάνω: Ροή των ενεργητικών ηλεκτρονίων από τα δεδομένα του οργάνου WIND/3DP σε επτά ενεργειακά κανάλια από 20 keV έως 646 keV. Κάτω: Ανάλυση διασποράς ταχυτήτων του φαινομένου. Με τους μπλε κύκλους σημειώνονται οι χρόνοι έλευσης των ηλεκτρονίων και με την κόκκινη γραμμή δίνεται η γραμμική προσαρμογή στα δεδομένα. Η αρχή του χρόνου στο κατακόρυφο άξονα ο οποίος δίνει τον χρόνο έλευσης των σωματιδίων είναι η 16η Οκτωβρίου 2000 00:00 UT.

ικανοποιούν τα κριτήρια που θέσαμε στο εδάφιο 5.2.2.β'. Απορρίψαμε από την ανάλυσή μας φαινόμενα στα οποία δεν παρατηρείται διασπορά στους χρόνους έλευσης των ηλεκτρονίων σε ένα πλήθος ενεργειακών καναλιών (15/53 φαινόμενα) ή φαινόμενα στα οποία το μήκος διαδρομής ήταν εκτός του διαστήματος των 1–3 AU (4/53 φαινόμενα). Συγκρίναμε το μήκος διαδρομής των ενεργητικών ηλεκτρονίων με αυτό των πρωτονίων και βρήκαμε ότι κατά μέσο όρο τα ενεργητικά πρωτόνια κινούνται σε σημαντικά μεγαλύτερα μήκη διαδρομής ($s_p = 2.15$ AU) σε σχέση με τα ηλεκτρόνια ($s_e = 1.51$ AU). Το γεγονός ότι τα πρωτόνια έχουν μεγαλύτερα μήκη διαδρομής σημαίνει ότι υπόκεινται σε περισσότερες σκεδάσεις κατά τη διάδοσή τους από τον Ήλιο προς το διαστημόπλοιο από ότι τα ηλεκτρόνια. Το φαινόμενο αυτό έχει αναφερθεί και σε άλλες εργασίες όπως για παράδειγμα των [Malandraki et al. \(2012\)](#) οι οποίοι μελέτησαν ένα φαινόμενο SEP με τη μέθοδο VDA και βρήκαν την ίδια ασυμφωνία μεταξύ του μήκους διαδρομής των πρωτονίων και των ηλεκτρονίων.

Στο σχήμα 5.10 παρουσιάζουμε ως παράδειγμα το φαινόμενο της 16ης Οκτωβρίου 2000 που περιελάμβανε ενεργητικά ηλεκτρόνια και για το οποίο εφαρμόσαμε τη μέθοδο VDA για τον υπολογισμό του χρόνου απελευθέρωσης. Στο επάνω διάγραμμα δίνεται η ροή ηλεκτρονίων σε επτά ενεργειακά κανάλια από το όργανο WIND/3DP. Σε αυτό το φαινόμενο η διασπορά των χρόνων έλευσης των ηλεκτρονίων στις διάφορες ενέργειες είναι αρκετά εμφανής. Από την εφαρμογή της μεθόδου VDA (βλ. σχήμα 5.10 κάτω) υπολογίσαμε το χρόνο απελευθέρωσης των ενεργητικών ηλεκτρονίων στις 07:02 UT με αβεβαιότητα ± 5 λεπτά και βρήκαμε ότι τα ηλεκτρόνια είχαν μήκος διαδρομής 1.5 AU με αβεβαιότητα ± 0.29 AU. Όπως και στην περίπτωση της ανάλυσης των χρόνων απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων σημειώνουμε ότι προσθέσαμε 8.33 λεπτά στους χρόνους απελευθέρωσης των ηλεκτρονίων για να είναι συγκρίσιμοι με τις παρατηρήσεις των ηλεκτρομαγνητικών εκπομπών στη μια αστρονομική μονάδα.

Για να συγκρίνουμε την απελευθέρωση των πρωτονίων που παρατηρήθηκαν από το SOHO/ERNE με την απελευθέρωση των ηλεκτρονίων που παρατηρήθηκαν από το WIND/3DP υπολογίσαμε τη χρονική διαφορά τους και απεικονίσαμε την κατανομή του χρονισμού τους. Στο σχήμα 5.11 (πάνω) δίνεται με το γκρι ιστόγραμμα η κατανομή του χρονισμού μεταξύ του χρόνου απελευθέρωσης των ηλεκτρονίων από το WIND/3DP και των πρωτονίων από



Σχήμα 5.11: Πάνω: Με το γκρι ιστόγραμμα δίνεται η κατανομή της χρονικής διαφοράς μεταξύ των χρόνων απελευθέρωσης των ενεργητικών ηλεκτρονίων (WIND/3DP) και των ενεργητικών πρωτονίων (SOHO/ERNE) από τη μέθοδο VDA. Με το διακεκομμένο ιστόγραμμα παρουσιάζεται η κατανομή της χρονικής διαφοράς μεταξύ του χρόνου απελευθέρωσης των ενεργητικών ηλεκτρονίων (WIND/3DP) και της έναρξης των ραδιοεξάρσεων τύπου III. Με το συνεχές και το διακεκομμένο βέλος σημειώνονται οι μέσες τιμές για τους χρονισμούς των ηλεκτρονίων–πρωτονίων και ηλεκτρονίων–τύπων III, αντίστοιχα. Οι συνεχείς καμπύλες δείχνουν τις συναρτήσεις κατανομής πιθανότητας για τους χρονισμούς με τους τύπους III για όλα τα φαινόμενα (μαύρη καμπύλη) καθώς και για τις περιπτώσεις των “φαινομένων με ταυτόχρονη απελευθέρωση” (μπλε) και των “καθυστερημένων φαινομένων” (κόκκινο). Κάτω: Οι καλύτερα προσαρμοσμένες γκαουσιανές συναρτήσεις που προκύπτουν από την ανάλυση Monte Carlo στο μέσο όρο και το μέγιστο των χρονισμών (συνεχής και διακεκομμένη μαύρη καμπύλη, αντίστοιχα) με την χρήση όλων των φαινομένων. Η κόκκινη και μπλε γκαουσιανή καμπύλη αφορούν στην αντίστοιχη ανάλυση Monte Carlo του μέσου όρου για τις περιπτώσεις των “καθυστερημένων φαινομένων” και των “φαινομένων με ταυτόχρονη απελευθέρωση”, αντίστοιχα.

το SOHO/ERNE. Από τα χαρακτηριστικά της κατανομής βρίσκουμε ότι υπάρχει μια χρονική καθυστέρηση περίπου 7 λεπτών μεταξύ των χρόνων απελευθέρωσης των ηλεκτρονίων με τους αντίστοιχους χρόνους απελευθέρωσης των πρωτονίων. Συγκεκριμένα βρήκαμε ότι ο χρόνος απελευθέρωσης των ενεργητικών ηλεκτρονίων που προσδιορίστηκε από τα δεδομένα του WIND/3DP έπεται ή είναι ταυτόχρονος με τον χρόνο απελευθέρωσης των πρωτονίων για 33 από τα 34 φαινόμενα (~97%). Η κατανομή των χρονισμών παρουσιάζει μέγιστο στα 5.0 λεπτά (μεταξύ -2.5 και 12.5) και έχει μέση τιμή 7.1 λεπτά (βλ. το συνεχές βέλος στο σχήμα 5.11 πάνω).

Επιπλέον, χωρίσαμε περαιτέρω τα φαινόμενα σε “καθυστερημένα φαινόμενα” και “φαινόμενα με ταυτόχρονη απελευθέρωση” ανάλογα με τους χρονισμούς μεταξύ της απελευθέρωσης ηλεκτρονίων–πρωτονίων. Η διαδικασία που ακολουθήσαμε είναι ίδια με αυτή που παρουσιάστηκε στο προηγούμενο εδάφιο για τον διαχωρισμό των χρονισμών μεταξύ της απελευθέρωσης των πρωτονίων και της έναρξης των τύπων III. Ωστόσο, σε εκείνη τη περίπτωση είχαμε αβεβαιότητα μόνο στο χρόνο απελευθέρωσης των πρωτονίων ενώ τώρα πρέπει

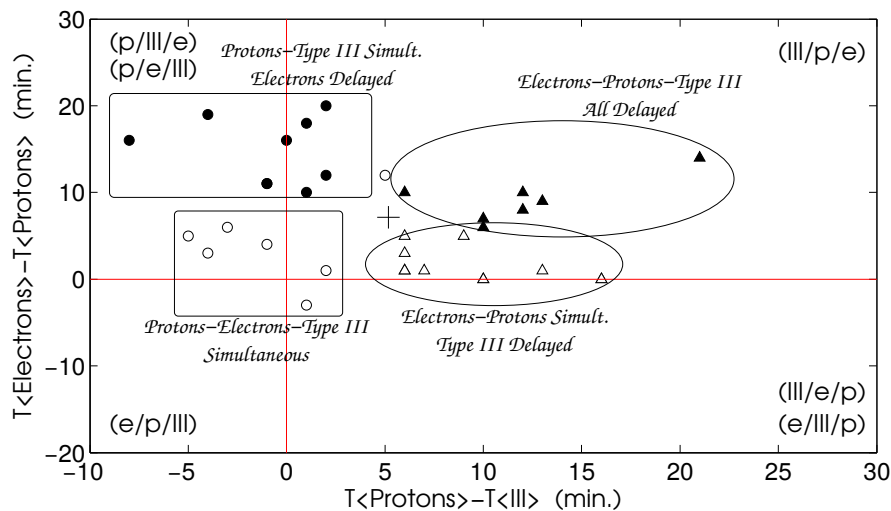
να συμπεριλάβουμε και την αβεβαιότητα στο χρόνο απελευθέρωσης των ηλεκτρονίων που προκύπτει από τη VDA. Συνολικά η αβεβαιότητα, δt , θα δίνεται από τη σχέση $\delta t^2 = \delta t_e^2 + \delta t_p^2$, όπου δt_e και δt_p είναι η αβεβαιότητα στον χρόνο απελευθέρωσης των ηλεκτρονίων και των πρωτονίων, αντίστοιχα. Από τον διαχωρισμό σε “καθυστερημένα φαινόμενα” και “φαινόμενα με ταυτόχρονη απελευθέρωση” βρήκαμε ότι σε 18 από τα 34 φαινόμενα (~53%) η απελευθέρωση των πρωτονίων και των ηλεκτρονίων είναι ταυτόχρονη, ενώ σε 16 από τα 34 φαινόμενα (~47%) η απελευθέρωση των ηλεκτρονίων είναι καθυστερημένη σε σχέση με τα πρωτόνια.

Για να πιστοποιήσουμε ότι οι παραπάνω χρονικές διαφορές είναι ανεξάρτητες από το σφάλμα του χρόνου απελευθέρωσης που προσδιορίστηκε από τη VDA για τα ηλεκτρόνια και τα πρωτόνια, πραγματοποιήσαμε μια ανάλυση Monte Carlo με τον ίδιο τρόπο όπως και στο εδάφιο 5.5.1. Ωστόσο, στην ανάλυση αυτή αλλάξαμε το εύρος των κελιών της ενδιάμεσης κατανομής στη μέθοδο του μεγίστου επειδή το στατιστικό δείγμα σε κάθε κατηγορία ήταν μικρό και θέλαμε να αποφύγουμε φαινόμενα διακριτοποίησης. Στο σχήμα 5.11 (κάτω) δίνονται τα αποτελέσματα της ανάλυσης Monte Carlo. Είναι εμφανές ότι όπως και στην περίπτωση της ανάλυσης που παρουσιάστηκε στο εδάφιο 5.5.1 τα αποτελέσματα των χρονισμών είναι ανεξάρτητα από την αβεβαιότητα του χρόνου απελευθέρωσης των ηλεκτρονίων και των πρωτονίων από τη VDA.

Συγκρίναμε επίσης, το χρόνο απελευθέρωσης των ηλεκτρονίων που παρατηρήθηκαν από το WIND/3DP και την έναρξη της σχετικής ραδιοέξαρσης τύπου III. Στο σχήμα 5.11 (πάνω) δίνεται η κατανομή (βλ. το ιστόγραμμα με τη διακεκομμένη γραμμή) του χρονισμού της απελευθέρωσης των ηλεκτρονίων στο WIND/3DP και της έναρξης των τύπων III. Από τα χαρακτηριστικά της κατανομής βρήκαμε ότι η απελευθέρωση των ηλεκτρονίων που κατέγραφε το WIND/3DP συμβαίνει κατά μέσο όρο περίπου 12.3 λεπτά μετά την έναρξη των ραδιοεξάρσεων τύπου III. Για τα φαινόμενα στα οποία η απελευθέρωση των ηλεκτρονίων του WIND/3DP συμβαίνει μετά την έναρξη των ραδιοεξάρσεων τύπου III (33/34 φαινόμενα), μελετήσαμε τα χαρακτηριστικά του δυναμικού ραδιοφάσματος και βρήκαμε ότι σε όλα πλην τριών φαινομένων η διάρκεια των ραδιοεξάρσεων τύπου III (μέση διάρκεια 4 λεπτά) είναι μικρότερη από τη χρονική διαφορά μεταξύ της απελευθέρωσης των ηλεκτρονίων και της έναρξης των τύπων III. Αν επιπλέον λάβουμε υπόψιν την αβεβαιότητα του χρόνου απελευθέρωσης των ηλεκτρονίων τότε μόνο έξι φαινόμενα θα μπορούσαν να χαρακτηριστούν ως ταυτόχρονης απελευθέρωσης με τους τύπους III (δηλ. 28 από τα 34 είναι “καθυστερημένα φαινόμενα”, 82%). Επομένως συμπεραίνουμε ότι η απελευθέρωση των ηλεκτρονίων στο WIND/3DP συμβαίνει αρκετά αργότερα από την λήξη των ραδιοεξάρσεων τύπου III που σχετίζονται με τα ενεργητικά πρωτόνια.

5.5.3 Συνδυασμένοι χρονισμοί πρωτονίων, ηλεκτρονίων και τύπων III

Για να εξετάσουμε περαιτέρω αν υπάρχουν κάποια συμπεράσματα που πιθανόν μπορούν να συναχθούν από τον συνδυασμό των χρονισμών που παρουσιάστηκαν στα εδάφια 5.5.1 και 5.5.2, απεικονίσαμε τις χρονικές διαφορές στους χρόνους απελευθέρωσης των πρωτονίων-τύπων III και των υψηλο-ενεργειακών ηλεκτρονίων-πρωτονίων σε καρτεσιανό σύστημα αξόνων. Στο σχήμα 5.12 δίνεται το αποτέλεσμα αυτής της απεικόνισης. Με αυτή την αναπαράσταση μπορούμε να χωρίσουμε τα φαινόμενα SEPs σε κατηγορίες ανάλογα με τα χαρακτηριστικά της χρονικής ακολουθίας των τύπων III-πρωτονίων-ηλεκτρονίων. Για παράδειγμα, τα φαινόμενα στα οποία η ραδιοέξαρση τύπου III συμβαίνει πρώτη και έπειτα ακολουθούν με τη σειρά η απελευθέρωση των ενεργητικών πρωτονίων και υψηλο-ενεργειακών ηλεκτρονίων εντοπίζονται στη περιοχή του σχήματος 5.12 που σημειώνεται ως “(III/p/e)” (πάνω δεξιό τεταρτημόριο). Τα περισσότερα φαινόμενα (19 από τα 34) βρίσκονται σε αυτή τη περιοχή, το οποίο σημαίνει ότι η ραδιοέξαρση τύπου III, ο χρόνος



Σχήμα 5.12: Διάγραμμα διασποράς για τους χρονισμούς πρωτονίων–τύπου III (οριζόντιος άξονας) και τους χρονισμούς υψηλο-ενεργειακών ηλεκτρονίων–πρωτονίων (κατακόρυφος άξονας). Στον χρονισμό πρωτονίων–τύπου III χρησιμοποιούμε κύκλους για τα “φαινόμενα με ταυτόχρονη απελευθέρωση” και τρίγωνα για τα “καθυστερημένα φαινόμενα” ενώ στους χρονισμούς ηλεκτρονίων–πρωτονίων χρησιμοποιούμε σύμβολα χωρίς γέμισμα για τα “φαινόμενα με ταυτόχρονη απελευθέρωση” και σύμβολα με μαύρο γέμισμα για τα “καθυστερημένα φαινόμενα”. Ο μαύρος σταυρός αναπαριστά το σημείο των μέσων όρων για τους χρονισμούς. Με τις κόκκινες ευθείες χωρίζουμε το σχήμα σε τέσσερις περιοχές ανάλογα με την ακολουθία των φαινομένων που αναγράφονται σε κάθε τεταρτημόριο (δηλ. III/p/e, III/e/p, e/III/p, p/III/e, p/e/III, e/p/III). Σημειώνονται επίσης οι τέσσερις διαφορετικές κατηγορίες που προκύπτουν από το διαχωρισμό σε ταυτόχρονα και καθυστερημένα φαινόμενα.

απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων και ο χρόνος απελευθέρωσης των ενεργητικών ηλεκτρονίων συμβαίνουν με αυτή τη σειρά.

Ωστόσο υπάρχουν φαινόμενα τα οποία δεν ταιριάζουν στη παραπάνω ακολουθία, όπως για παράδειγμα οι περιπτώσεις στις οποίες ο χρόνος απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων συμβαίνει αργότερα από το χρόνο απελευθέρωσης των ενεργητικών ηλεκτρονίων (III/e/p) ή στις οποίες ο χρόνος απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων συμβαίνει πριν την έναρξη της ραδιοέξαρσης τύπου III (p/III/e). Ένα παράδειγμα φαινομένου SEP στο οποίο η έλευση των ηλεκτρονίων παρατηρείται πριν από την έλευση των πρωτονίων παρουσιάζεται στην εργασία των [Malandraki et al. \(2012\)](#). Για τα φαινόμενα που παρουσιάζουν την ακολουθία p/III/e (επτά φαινόμενα) η χρονική διαφορά μεταξύ των τύπων III και της απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων είναι μικρότερη από την αβεβαιότητα του χρόνου απελευθέρωσης σε όλες τις περιπτώσεις. Το ίδιο ισχύει και στην περίπτωση του μοναδικού φαινομένου που εντάσσεται στη κατηγορία III/e/p για τη χρονική διαφορά μεταξύ του χρόνου απελευθέρωσης των ενεργητικών ηλεκτρονίων και πρωτονίων. Για τους υπολειπόμενους συνδυασμούς βρήκαμε μόνο ένα φαινόμενο στη κατηγορία p/e/III.

Εάν λάβουμε υπόψιν την αβεβαιότητα, δt , των χρόνων απελευθέρωσης των SEPs τότε μπορούμε να διαχωρίσουμε τα φαινόμενα σε “καθυστερημένα φαινόμενα” και “φαινόμενα με ταυτόχρονη απελευθέρωση” όπως παρουσιάσαμε και στα εδάφια 5.5.1 και 5.5.2. Στο σχήμα 5.12 αναπαριστούμε με κύκλους τα “καθυστερημένα φαινόμενα” και με τρίγωνα τα “φαινόμενα με ταυτόχρονη απελευθέρωση” ως προς το χρονισμό μεταξύ των πρωτονίων και των ραδιοεξάρσεων τύπου III, ενώ για το χρονισμό μεταξύ των πρωτονίων και των ηλεκτρονίων χρησιμοποιούμε σύμβολα χωρίς μαύρο γέμισμα για τα “φαινόμενα με ταυτόχρονη απελευθέρωση” και σύμβολα με μαύρο γέμισμα για τα “καθυστερημένα φαινόμενα”. Για τις κατηγορίες που προκύπτουν σημειώνουμε στο σχήμα 5.12 τα αποτελέσματα του παραπάνω

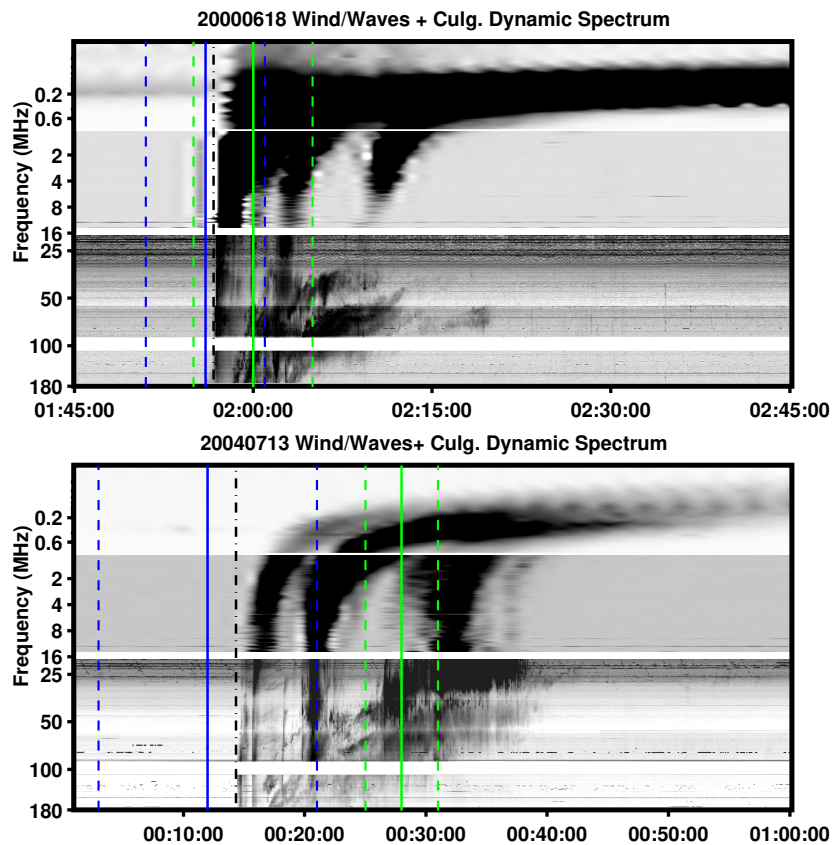
διαχωρισμού. Συγκρίνοντας τον αριθμό των φαινομένων σε κάθε κατηγορία βρήκαμε μικρές διαφορές μεταξύ τους. Το μεγαλύτερο πλήθος φαινομένων (δέκα φαινόμενα) το βρήκαμε στη κατηγορία όπου τα ενεργητικά πρωτόνια και ηλεκτρόνια απελευθερώνονται ταυτόχρονα και είναι και τα δύο “καθυστερημένα” ως προς την έναρξη της ραδιοέξαρσης τύπου III. Φαίνεται από την παραπάνω ανάλυση ότι λαμβάνοντας υπόψιν την αβεβαιότητα των χρόνων απελευθέρωσης ο χωρισμός των φαινομένων σε κατηγορίες ανάλογα με την χρονική ακολουθία των τύπων III-πρωτονίων-ηλεκτρονίων γίνεται πιο ασαφής.

Συνοψίζοντας τα παραπάνω αποτελέσματα έχουμε ότι από τον συνδυασμό των χρονισμών μεταξύ των ραδιοεξάρσεων τύπου III και της απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων από το SOHO/ERNE και ηλεκτρονίων από το WIND/3DP δεν βρήκαμε κάποια κυρίαρχη χρονική ακολουθία για τους χρόνους απελευθέρωσής τους. Ωστόσο τα αποτελέσματα δείχνουν ότι στην πλειονότητα των φαινομένων (53%) η απελευθέρωση των ενεργητικών πρωτονίων συμβαίνει ταυτόχρονα με αυτή των υψηλο-ενεργειακών ηλεκτρονίων. Επιπλέον, βρήκαμε ότι τόσο ο χρόνος απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων (59%) όσο και των ενεργητικών ηλεκτρονίων (82%) συμβαίνει αργότερα (δηλ. καθυστερημένα) από την έναρξη των ραδιοεξάρσεων τύπου III. Ωστόσο, σημειώνουμε ότι το παραπάνω σενάριο δεν ταιριάζει σε όλα τα φαινόμενα που αναλύσαμε. Αυτό σημαίνει ότι η χρονική ακολουθία της απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων και ηλεκτρονίων και η έναρξη των τύπων III είναι αρκετά περίπλοκη και δεν μπορεί να ενοποιηθεί σε ένα μοναδικό σενάριο απελευθέρωσης.

5.5.4 Σχετική ραδιοεκπομπή κατά την απελευθέρωση των ενεργητικών ηλεκτρονίων

Για τα 34 φαινόμενα SEPs στα οποία παρατηρήθηκε κάποιο φαινόμενο ενεργητικών ηλεκτρονίων από το WIND/3DP και επιπλέον βρήκαμε αποδεκτά αποτελέσματα από τη μέθοδο VDA, εξετάσαμε τα δυναμικά ραδιοφάσματα για να βρούμε αν υπάρχουν ραδιοεκπομπές που σχετίζονται με το χρόνο απελευθέρωσης των ενεργητικών ηλεκτρονίων. Για να αναγνωρίσουμε τις σχετικές ραδιοεκπομπές που συμβαίνουν μέσα στο “παράθυρο απελευθέρωσης” των ενεργητικών ηλεκτρονίων επιθέσαμε στο δυναμικό ραδιοφάσμα το χρόνο απελευθέρωσης με τη σχετική του αβεβαιότητα από τη VDA (βλ. σχήμα 5.13). Σε κάθε φαινόμενο αναγνωρίσαμε και καταχωρίσαμε τους τύπους των ραδιοεξάρσεων που σχετίζονται με την απελευθέρωση των ηλεκτρονίων ακολουθώντας την διαδικασία που παρουσιάστηκε στο εδάφιο 5.3.2. Στο σχήμα 5.13 δίνεται το σύνθετο δυναμικό ραδιοφάσμα για δυο περιπτώσεις: (1) για το φαινόμενο της 18ης Ιουνίου 2000 όπου ο χρόνος απελευθέρωσης των ενεργητικών ηλεκτρονίων (πράσινες γραμμές) είναι ταυτόχρονος με το χρόνο απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων (μπλε γραμμές) και την έναρξη της ραδιοέξαρσης τύπου III (μαύρη γραμμή) και (2) για το φαινόμενο της 13ης Ιουλίου 2004 όπου η απελευθέρωση των ηλεκτρονίων είναι καθυστερημένη σε σχέση με την απελευθέρωση των ενεργητικών πρωτονίων και την έναρξη της ραδιοέξαρσης τύπου III.

Από τη παραπάνω ανάλυση βρήκαμε ραδιοεξάρσεις που σχετίζονται με την απελευθέρωση των ενεργητικών ηλεκτρονίων σε όλα τα φαινόμενα πλην ενός (7 Οκτωβρίου 1997). Για το φαινόμενο της 7ης Οκτωβρίου 1997 είναι πιθανόν η σχετική ραδιοεκπομπή να αποκρύπτεται από τον ηλιακό δίσκο καθώς η θέση της έκλαμψης του φαινομένου SEP ήταν πίσω από το δυτικό χείλος. Για τα υπόλοιπα 33 φαινόμενα στα οποία βρήκαμε κάποια σχετική ραδιοεκπομπή εντός του “παραθύρου απελευθέρωσης” των ενεργητικών ηλεκτρονίων, καταχωρίσαμε σε 23 φαινόμενα ραδιοεξάρσεις τύπου III και τύπου II (δηλ. ραδιοσυσχέτιση “τύπου III/II”), σε επτά φαινόμενα βρήκαμε ραδιοσυσχέτιση “μόνο με τύπο III” και τρεις περιπτώσεις με μικτή ραδιοσυσχέτιση με τύπους IV-συνεχές.

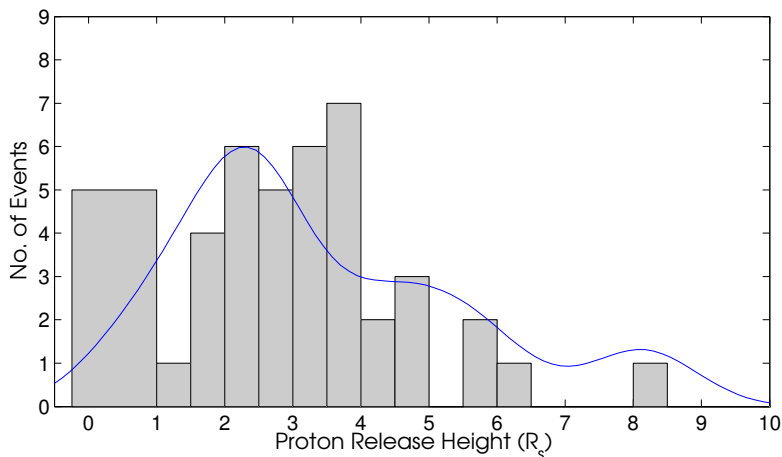


Σχήμα 5.13: Δυναμικό ραδιοφάσμα για δυο φαινόμενα ενεργητικών ηλεκτρονίων, στις 18 Ιουνίου 2000 (πάνω) και στις 13 Ιουλίου 2004 (κάτω). Με τις κατακόρυφες μπλε γραμμές δίνονται ο χρόνος απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων (συνεχής γραμμή) από τη μέθοδο VDA μαζί με την αβεβαιότητά του (διακεκομμένες γραμμές). Αντίστοιχα, με τις κατακόρυφες πράσινες γραμμές δίνονται ο χρόνος απελευθέρωσης των ενεργητικών ηλεκτρονίων (συνεχής γραμμή) από τη μέθοδο VDA μαζί με την αβεβαιότητά του (διακεκομμένες γραμμές). Η μαύρη διακεκομμένη γραμμή δίνει τον χρόνο έναρξης της ραδιοέξαρσης τύπου III.

5.6 Εκτίμηση του ύψους απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων

Για τα 44 φαινόμενα SEP στα οποία βρήκαμε ότι ο χρόνος απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων σχετίζεται με ραδιοεξάρσεις τύπου II εκτιμήσαμε το ύψος απελευθέρωσης των πρωτονίων. Αρχικά, για το σκοπό της μελέτης μας θεωρούμε ότι το κρουστικό κύμα που σχετίζεται με τη ραδιοέξαρση τύπου II και ακολούθως με την απελευθέρωση των ενεργητικών σωματιδίων, επιταχύνει τα πρώτα σωματίδια που παρατηρούνται από τα όργανα. Από την ανάλυση που παρουσιάσαμε στο εδάφιο 5.3.3 είναι εμφανής ο ρόλος των κρουστικών κυμάτων στην επιτάχυνση και απελευθέρωση των SEPs που σχετίζονται με ραδιοεξάρσεις τύπου II. Ωστόσο, όπως εξηγήσαμε και στο εδάφιο 5.3.3.β' δεν υπάρχει τρόπος να βρούμε την ακριβή σχετική συνεισφορά των κρουστικών κυμάτων και των εκλάμψεων στην επιτάχυνση των φαινομένων SEPs που παρουσιάζουν τόσο τύπου III όσο και τύπου II στο “παράθυρο απελευθέρωσης”.

Σε κάθε φαινόμενο προσδιορίσαμε αρχικά τη σχετιζόμενη CME από τις παρατηρήσεις του στεμματογράφου SOHO/LASCO και βρήκαμε τη σχετική καταχώριση στη βάση δεδομένων του CDAW (βλ. *Yashiro et al. 2004*). Βρήκαμε σχετιζόμενη CME σε όλα τα φαινόμενα SEPs πλην ενός στο οποίο το LASCO την ημέρα του φαινομένου δεν παρείχε παρατηρήσεις.



Σχήμα 5.14: Κατανομή του ύψους απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων που υπολογίστηκε από τα δεδομένα ύψους–χρόνου των CMEs. Η μπλε συνεχής καμπύλη αναπαριστά τη συνάρτηση κατανομής του ύψους απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων μόνο για τα φαινόμενα SEPs των οποίων η περιοχή προέλευσης έχει ηλιογραφικό μήκος μεγαλύτερο από 80° . Η αρχή του ύψους στον οριζόντιο άξονα είναι το κέντρο του Ήλιου.

Επιπλέον, σε όλες τις περιπτώσεις υπήρχε μόνο μια CME κοντά στο χρόνο έναρξης των φαινομένων SEPs και συγκεκριμένα κοντά στο “παράθυρο απελευθέρωσης” των ενεργητικών πρωτονίων.

Για να εκτιμήσουμε το ύψος απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων χρησιμοποιήσαμε δεδομένα ύψους–χρόνου των CMEs από τη βάση δεδομένων του CDAW. Οι μετρήσεις ύψους γίνονται στο ηγούμενο τμήμα των CMEs από έναν αλγόριθμο που αυτοματοποιεί ολόκληρη τη διαδικασία (βλ. [Yashiro et al. 2004](#)). Έπειτα, με τη μέθοδο της επέκτασης (extrapolation) ή της παρεμβολής (interpolation) των δεδομένων ύψους–χρόνου των CMEs, προσδιορίζουμε το ύψος της CME τη στιγμή του χρόνου απελευθέρωσης των ενεργητικών σωματιδίων σύμφωνα με τη μέθοδο VDA. Με τον τρόπο αυτό παίρνουμε τιμή για το ύψος απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων αν δεχτούμε ότι τα σωματίδια απελευθερώνονται στο ηγούμενο τμήμα της CME. Βέβαια όπως δείξαμε στο κεφάλαιο 4 (βλ. και [Rouillard et al. 2012](#), [Kouloumvakos et al. 2016](#)), η πλευρική επέκταση των CMEs και ιδιαίτερα των κρουστικών κυμάτων, αναμένεται ότι έχει σημαντικό ρόλο στην απελευθέρωση των σωματιδίων σε περιοχές με καλή μαγνητική σύνδεση με το όργανο. Επομένως σε αυτή τη περίπτωση η παραπάνω εκτίμηση του ύψους απελευθέρωσης είναι ένα ανώτερο όριο του πραγματικού ύψους.

Ένα άλλο ζήτημα που προκύπτει από τη χρήση των μετρήσεων ύψους–χρόνου οι οποίες έχουν γίνει στο ηγούμενο τμήμα της CME είναι αυτό της απόστασης μεταξύ του μετώπου του κρουστικού κύματος και του μετώπου της CME (βλ. [Ontiveros & Vourlidas 2009](#), [Gopalswamy & Yashiro 2011](#)) η οποία εμπλέκει μια ακόμα αβεβαιότητα στις μετρήσεις μας. Στη πραγματικότητα η περιοχή επιτάχυνσης των ενεργητικών σωματιδίων δεν είναι αυτή του μετώπου της CME αλλά μπορεί τα σωματίδια να επιταχυνθούν σε οποιαδήποτε περιοχή της θήκης του κρουστικού κύματος, δηλαδή την περιοχή μεταξύ του μετώπου του κρουστικού κύματος και του μετώπου της CME. Επομένως, η μεθοδός μας σύμφωνα με τα παραπάνω πιθανότατα υποεκτιμά το πραγματικό ύψος απελευθέρωσης των σωματιδίων δεδομένου ότι αυτά επιταχύνονται σε κάποια περιοχή στην θήκη του κρουστικού κύματος. Το μέγεθος της απόκλισης από την πραγματική τιμή εξαρτάται από το μέγεθος της θήκης του κρουστικού κύματος και της χωρικής κατανομής των σωματιδίων στην περιοχή αυτή.

Στο σχήμα 5.14 δίνεται η κατανομή του ύψους απελευθέρωσης των ενεργητικών πρω-

τονίων για τα 43 φαινόμενα SEPs (ένα φαινόμενο δεν είχε δεδομένα για CME). Η αρχή του ύψους στον οριζόντιο άξονα ($h = 0$) αντιστοιχεί στο κέντρο του Ήλιου, οπότε η φωτόσφαιρα βρίσκεται σε ύψος ίσο με τη μονάδα. Για οκτώ φαινόμενα βρήκαμε ότι η απελευθέρωση των σωματιδίων συμβαίνει σε ύψος μικρότερο από το επίπεδο της φωτόσφαιρας ($<1R_{\odot}$) κάτι που φυσικά δεν είναι ρεαλιστικό. Αυτές οι περιπτώσεις αποτελούν τεχνουργήματα της ανάλυσης και προέρχονται από τις αρχικές υποθέσεις που χρειάστηκε να κάνουμε. Για παράδειγμα η αρχική υπόθεση ότι η κινηματική του μετώπου της CME μπορεί να προσεγγιστεί με μια γραμμική συνάρτηση του ύψους είναι βέβαιο ότι θα δημιουργεί πρόβλημα σε κάποιες περιπτώσεις. Παρόλο που η κινηματική των CMEs σε ύψη μεγαλύτερα από $1.5 R_{\odot}$ συνήθως μπορεί να προσεγγιστεί αρκετά καλά με μια γραμμική συνάρτηση ύψους με το χρόνο, ωστόσο σε κάποιες περιπτώσεις η έλλειψη δεδομένων σε ύψος μικρότερο από το οπτικό πεδίο του στεμματογράφου LASCO/C2 μπορεί να επηρεάσει την ακρίβεια του υπολογισμού. Τέλος αξίζει να σημειώσουμε ότι οι μετρήσεις ύψους-χρόνου των CMEs περιέχουν μια επιπλέον σημαντική αβεβαιότητα που προέρχεται από το φαινόμενο προβολής⁴.

Από τα χαρακτηριστικά της κατανομής του σχήματος 5.14 βρήκαμε ότι αυτή παρουσιάζει μέγιστο στις $3.5 R_{\odot}$ (μεταξύ $3-4 R_{\odot}$) και εκτείνεται μέχρι τις $8 R_{\odot}$. Επιπλέον, βρήκαμε ότι το μέσο ύψος απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων είναι στις $3.4 R_{\odot}$ εξαιρώντας από τον υπολογισμό μας τις περιπτώσεις (πέντε φαινόμενα) όπου το ύψος τους ήταν μικρότερο από αυτό της φωτόσφαιρας. Για τα φαινόμενα SEPs με ραδιοσυσχέτιση “μόνο με τύπο II”, βρήκαμε ότι το μέσο ύψος απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων βρίσκεται στις $\sim 4.4 R_{\odot}$. Επιπλέον στο σχήμα 5.14 παρουσιάζουμε τη συνάρτηση κατανομή του ύψους απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων, μόνο για τις περιπτώσεις όπου οι περιοχές προέλευσης των SEPs βρίσκονταν σε ηλιογραφικό μήκος μεγαλύτερο από 80° . Χρησιμοποιήσαμε αυτό το κριτήριο για να μειώσουμε το πλήθος των φαινομένων που πιθανόν να έχουν μεγάλη αβεβαιότητα στις μετρήσεις ύψους-χρόνου, επομένως και στον προσδιορισμό του ύψους απελευθέρωσης, λόγω του φαινομένου προβολής. Από την κατανομή που προκύπτει (μπλε καμπύλη) βρήκαμε μέγιστο στις $\sim 2.25 R_{\odot}$ και μέση τιμή στις $\sim 3.79 R_{\odot}$. Επιπλέον, αξίζει να σημειώσουμε ότι με τη χρήση του παραπάνω κριτηρίου μειώνονται οι περιπτώσεις (από πέντε φαινόμενα σε ένα) με μη ρεαλιστικά ύψη απελευθέρωσης ($<1R_{\odot}$).

Τα παραπάνω αποτελέσματα μπορούν να ερμηνευτούν ικανοποιητικά από το εξής σενάριο. Καθώς η CME εκτείνεται ακτινικά προς τα έξω, από το ηλιακό στέμμα στο μεσοπλανητικό χώρο, ένα κρουστικό κύμα εμφανίζεται όταν η ταχύτητα Alfvén μπροστά από τη CME είναι μικρότερη από τη ταχύτητα της CME. Σύμφωνα με τους Mann *et al.* (2003), η ταχύτητα Alfvén μειώνεται δραστικά με την ακτινική απόσταση μέχρι να φτάσει σε ένα τοπικό ελάχιστο στις $\sim 1.2-1.8 R_{\odot}$ έπειτα αυξάνεται σε ένα τοπικό μέγιστο στις $\sim 3.8 R_{\odot}$ και έπειτα μειώνεται ξανά, σταδιακά. Επομένως, αν δεχτούμε το μοντέλο των Mann *et al.* (2003) για την εξάρτηση της ταχύτητας Alfvén με το ύψος δεν είναι αναπάντεχο το γεγονός ότι τα κρουστικά κύματα που σχετίζονται με τα φαινόμενα SEPs που μελετάμε, επιταχύνουν τα σωματίδια σε αρχικά ύψη κοντά στις $2.5 R_{\odot}$. Η μικρή διαφορά ($\sim 1 R_{\odot}$) μεταξύ του μέσου ύψους απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων και του τοπικού ελάχιστου στη ταχύτητα Alfvén μπορεί να ερμηνευτεί με βάση το χρόνο που χρειάζεται το κρουστικό κύμα για να ισχυροποιηθεί και να επιταχύνει τα ενεργητικά σωματίδια πριν την απελευθέρωσή τους.

Παρόμοια αποτελέσματα για τα ύψη απελευθέρωσης των ενεργητικών σωματιδίων έχουν αναφερθεί και σε προηγούμενες μελέτες (Huttunen-Heikinmaa *et al.* 2005, Gopalswamy *et al.* 2012a, Reames 2009), είτε για φαινόμενα ενεργητικών πρωτονίων/ηλίου είτε για φαινόμενα επίγειων επαυξήσεων της ροής (ground-level events, GLEs). Ο Reames (2009) μελέτησε τον χρόνο έλευσης των σωματιδίων σε ισχυρά φαινόμενα SEPs τα οποία είχαν παρατηρηθεί

⁴Το φαινόμενο προβολής υπάρχει όταν η τροχιά μιας CME προσδιορίζεται από τη προβολή του μετώπου της στο επίπεδο του ουρανού.

και από επίγεια όργανα ανίχνευσης νετρονίων και από το χρόνο απελευθέρωσης των σωματιδίων βρήκε την ακτινική απόσταση του σχετικού κρουστικού κύματος από τον Ήλιο. Για τα φαινόμενα με καλή μαγνητική σύνδεση ο Reames (2009) αναφέρει ως μέσο ύψος απελευθέρωσης τις $2-4 R_{\odot}$. Σε παρόμοια αποτελέσματα καταλήγουν και οι Gopalswamy *et al.* (2012b) για το ύψος απελευθέρωσης των υψηλο-ενεργειακών σωματιδίων σε φαινόμενα GLEs, για τα οποία έδειξαν ότι η απελευθέρωση των σωματιδίων συμβαίνει όταν η CME βρίσκεται σε μέσο ύψος $\sim 3.09 R_{\odot}$ (μεταξύ 1.71 και $4.01 R_{\odot}$). Επιπλέον, οι Huttunen-Heikinmaa *et al.* (2005) προσδιόρισαν το ύψος απελευθέρωσης των ενεργητικών σωματιδίων σε 13 φαινόμενα ενεργητικών πρωτονίων/ηλίου τα οποία είχαν τους πιο αξιόπιστους χρόνους απελευθέρωσης (μήκος διαδρομής: $1.0-1.5$ AU) και βρήκαν ότι το ύψος απελευθέρωσης κυμαινόταν από 2 έως $10 R_{\odot}$. Σημειώνουμε, ότι μετατρέψαμε τα παραπάνω ύψη απελευθέρωσης στο σύστημα αναφοράς με αρχή το κέντρο του Ήλιου για να είναι συγκρίσιμες οι τιμές αυτές με τα αποτελέσματα της μελέτης μας.

5.7 Συζήτηση και σύνοψη των αποτελεσμάτων

Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάσαμε αποτελέσματα τα οποία αναδεικνύουν τον ρόλο των κρουστικών κυμάτων στην επιτάχυνση και την απελευθέρωση των υψηλο-ενεργειακών φαινομένων SEPs. Συγκεκριμένα μελετήσαμε τα χαρακτηριστικά των υψηλο-ενεργειακών/ισχυρών φαινομένων SEPs, εστιάζοντας ιδιαίτερα: (1) στη σχέση του χρόνου απελευθέρωσης των ενεργητικών σωματιδίων –που υπολογίζεται από τη μέθοδο της VDA– με τις παροδικές ηλιακές ραδιοεκπομπές που καταγράφονται από διαστημικούς ή/και επίγειους ραδιοφασματογράφους και (2) στη χρονική διαφορά μεταξύ του χρόνου απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων σε σχέση με την απελευθέρωση των ενεργητικών ηλεκτρονίων όπως αυτή προκύπτει είτε από τις ραδιοεξάρσεις τύπου III είτε από την εφαρμογή της μεθόδου VDA στις επιτόπιες μετρήσεις του οργάνου WIND/3DP. Τα κυριότερα αποτελέσματά μας είναι:

- Οι διαδικασίες απελευθέρωσης ενεργητικών σωματιδίων που προέρχονται είτε από κρουστικά κύματα είτε από εκλάμψεις παρατηρούνται και οι δυο σε υψηλο-ενεργειακά φαινόμενα ενεργητικών πρωτονίων (>50 MeV). Είναι δύσκολο στα παραπάνω φαινόμενα να γίνει μια ξεκάθαρη διάκριση μεταξύ αυτών που σχετίζονται με εκλάμψεις και αυτών που σχετίζονται με CMEs και κρουστικά κύματα.
- Η απελευθέρωση των ενεργητικών πρωτονίων συνοδεύεται πιο συχνά τόσο από ραδιοεξάρσεις τύπου III όσο και από ραδιοεξάρσεις τύπου II (38%), αλλά υπάρχει και ένα σημαντικό ποσοστό φαινομένων (28%) στα οποία η απελευθέρωση συνοδεύεται μόνο από ραδιοεξάρσεις τύπου III.
- Συνήθως, τα ενεργητικά πρωτόνια απελευθερώνονται μετά από την έναρξη των ραδιοεξάρσεων τύπου III και ταυτόχρονα ή πριν από την απελευθέρωση των υψηλο-ενεργειακών ηλεκτρονίων.
- Οι εκλάμψεις που σχετίζονται με τα υψηλο-ενεργειακά φαινόμενα SEPs βρίσκονται κυρίως στο δυτικό ημισφαίριο, ενώ η κατανομή τους παρουσιάζει μέγιστο στην περιοχή με καλή μαγνητική σύνδεση $50^{\circ}-60^{\circ}$ και σημαντική διασπορά από -30° έως 120° .
- Η απελευθέρωση των ενεργητικών πρωτονίων στις περιπτώσεις των φαινομένων SEPs που σχετίζονται με κρουστικά κύματα (δηλ. ραδιοεξάρσεις τύπου II) συνήθως συμβαίνει σε ύψος από 2.0 έως $3.5 R_{\odot}$.

Από τη μελέτη μας καταφέραμε να συσχετίσουμε τον χρόνο απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων, τον οποίο υπολογίσαμε από τη VDA των σωματιδίων, με τις διάφορες ραδιοεξάρσεις που προσδιορίσαμε από το δυναμικό φάσμα εντός του “παραθύρου απελευθέρωσης”. Σύμφωνα με τα αποτελέσματα που προκύπτουν φαίνεται ότι δεν μπορεί να υποστηριχθεί η υπόθεση πως η διαδικασία απελευθέρωσης των σωματιδίων από την έκλαμψη κυριαρχεί στα φαινόμενα SEPs με ενέργεια μεγαλύτερη των 50 MeV. Αν η υπόθεση αυτή ήταν απόλυτα αληθής θα περιμέναμε να βρούμε ότι η απελευθέρωση των ενεργητικών πρωτονίων σχετίζεται κυρίως μόνο με ραδιοεξάρσεις τύπου III. Παρόλο που σε αρκετά φαινόμενα SEPs βρήκαμε ότι τα χαρακτηριστικά τους ταιριάζουν με αυτά των “απότομων” φαινομένων SEPs τα οποία σχετίζονται μόνο με τη διαδικασία απελευθέρωσης των σωματιδίων από την έκλαμψη και με φαινόμενα χαρακτηριστικά των εκλάμφσεων όπως είναι οι ραδιοεξάρσεις τύπου III, ωστόσο στις περισσότερες περιπτώσεις παρατηρείται παράλληλα ότι και τα κρουστικά κύματα έχουν σχετικό ρόλο στη διαδικασία απελευθέρωσης των σωματιδίων. Επιπλέον, βρήκαμε ότι πιο σπάνια τα φαινόμενα SEPs σχετίζονται μόνο με φαινόμενα που συνδέονται με κρουστικά κύματα, όπως η παρουσία ραδιοεξάρσεων τύπου II. Για τα φαινόμενα SEPs που σχετίζονται με ραδιοεξάρσεις τύπου IV-συνεχές βρήκαμε ότι η επιτάχυνση των σωματιδίων είναι πιθανόν να συμβαίνει και στη περιοχή του φύλλου ρεύματος πίσω από τη CME για τα μισά από αυτά. Ωστόσο, σημειώνουμε ότι για τις παραπάνω περιπτώσεις είναι αρκετά δύσκολο να προσδιορίσουμε τη σχετική συνεισφορά από τις διάφορες διαδικασίες επιτάχυνσης και απελευθέρωσης γιατί η κινούμενη ραδιοέξαρση τύπου IV παρατηρείται στο ραδιοφάσμα ταυτόχρονα με άλλες παροδικές ραδιοεκπομπές.

Συνοψίζοντας τα αποτελέσματα που προκύπτουν από την ανάλυση των ραδιοσυσχετίσεων με τους χρόνους απελευθέρωσης, συμπεραίνουμε ότι σε πολλές περιπτώσεις η απελευθέρωση των φαινομένων SEPs συνδέεται και με φαινόμενα σχετικά με την έκλαμψη αλλά και με φαινόμενα σχετικά με το κρουστικό κύμα. Ωστόσο, αξίζει να σημειώσουμε ότι το παραπάνω συμπέρασμα ισχύει αν υποθέσουμε ότι όλες οι σχετικές διαδικασίες απελευθέρωσης που προκύπτουν από τις παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα και βρίσκονται εντός του “παραθύρου απελευθέρωσης” των σωματιδίων μπορούν να συνεισφέρουν στην επιτάχυνση και την απελευθέρωση των ενεργητικών σωματιδίων. Όπως εξηγήσαμε και σε προηγούμενα εδάφια είναι αρκετά δύσκολο να προσδιορίσουμε τη σχετική συνεισφορά της εκάστοτε διαδικασίας απελευθέρωσης που μπορεί να προέρχεται είτε από την έκλαμψη είτε από το κρουστικό κύμα. Παρόλα αυτά μελετήσαμε εάν η συσχέτιση του χρόνου απελευθέρωσης με ραδιοεξάρσεις τύπου II υποδηλώνει ότι υπάρχει μια ξεχωριστή διαδικασία επιτάχυνσης των SEPs που προέρχεται από τη παρουσία του κρουστικού κύματος. Από τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά του ραδιοφάσματος για τα φαινόμενα με ραδιοσυσχέτιση “τύπου III/II” βρήκαμε ότι στις περισσότερες περιπτώσεις (73%) η ραδιοέξαρση τύπου III προέρχεται από τη περιοχή του κρουστικού κύματος καθώς φαινομενολογικά οι τύποι III εκπηγάζουν από τη ραδιοέξαρση τύπου II. Το αποτέλεσμα αυτό υποστηρίζει την υπόθεση ότι τα ηλεκτρόνια που προκαλούν την εκπομπή τύπου III επιταχύνονται στην περιοχή του κρουστικού κύματος για αυτές τις περιπτώσεις. Ένα επιπλέον επιχείρημα για την συνεισφορά του κρουστικού κύματος στην επιτάχυνση των SEPs προκύπτει από τη μελέτη του ενεργειακού φάσματος όλων των φαινομένων SEPs. Για τα φαινόμενα τα οποία έχουν συσχέτιση με ραδιοεξάρσεις τύπου II βρήκαμε ότι το ενεργειακό τους φάσμα είναι πιο σκληρό από αυτό των φαινομένων που δεν σχετίζονται με ραδιοεξάρσεις τύπου II. Επομένως, συνοψίζοντας τα παραπάνω αποτελέσματα βρήκαμε ότι η παρουσία ραδιοέξαρσης τύπου II εντός του “παραθύρου απελευθέρωσης” των ενεργητικών σωματιδίων υποδηλώνει μια συμβάλλουσα διαδικασία επιτάχυνσης από το κρουστικό κύμα.

Στο εδάφιο 5.5.1 παρουσιάσαμε το χρονοισμό μεταξύ της απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων και της έναρξης της εκπομπής των σχετιζομένων ραδιοεξάρσεων τύπου III. Χρησιμοποιήσαμε τις ραδιοεξάρσεις τύπου III σαν ιχνηθέτες της αρχικής επιτάχυνσης

και διαφυγής των ηλεκτρονίων. Από τη μελέτη μας βρήκαμε ότι τα ενεργητικά πρωτόνια απελευθερώνονται με καθυστέρηση. Στο 59% των φαινομένων που εξετάσαμε η απελευθέρωση των ηλεκτρονίων που δίνουν ραδιοεξάρσεις τύπου III συμβαίνει αρκετά νωρίτερα από τον χρόνο απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων· αυτές τις περιπτώσεις τις χαρακτηρίσαμε ως “καθυστερημένες”. Η φαινόμενη καθυστέρηση μεταξύ του χρόνου απελευθέρωσης των πρωτονίων και της έναρξης των ραδιοεξάρσεων τύπου III μπορεί να αποδοθεί σε διάφορα αίτια όπως η επιλεκτική επιτάχυνση, τα φαινόμενα μεταφοράς, η διάχυση και η παγίδευση των σωματιδίων. Ένα εναλλακτικό σενάριο προτάθηκε από τους Klein & Posner (2005), οι οποίοι απέδωσαν τη χρονική καθυστέρηση των πρωτονίων σε διαδοχικές εγχύσεις των σωματιδίων σε διαφορετικούς σωλήνες ροής οι οποίοι δεν είναι όλοι μαγνητικά συνδεδεμένοι με το διαστημόπλοιο. Τέλος, σημειώνουμε ότι δεν βρήκαμε κάποια εξάρτηση των χρονισμών με το ηλιογραφικό μήκος της έκλαμψης, ωστόσο κάποια φαινόμενα που βρίσκονται εκτός της περιοχής με καλή μαγνητική σύνδεση παρουσιάζουν τους χειρότερους χρονισμούς.

Επιπλέον, μελετήσαμε τους χρονισμούς μεταξύ της απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων και υψηλο-ενεργειακών ηλεκτρονίων, χρησιμοποιώντας για τη ροή των ηλεκτρονίων δεδομένα του οργάνου WIND/3DP. Όταν στην ανάλυσή μας χρησιμοποιήσαμε την αβεβαιότητα δt του χρόνου απελευθέρωσης των ενεργητικών σωματιδίων και διαχωρίσαμε τα φαινόμενα σε “καθυστερημένα” και “φαινόμενα με ταυτόχρονη απελευθέρωση” ανάλογα με τους χρονισμούς μεταξύ της απελευθέρωσης ηλεκτρονίων–πρωτονίων βρήκαμε ότι σε ποσοστό 53% των φαινομένων η απελευθέρωση των υψηλο-ενεργειακών ηλεκτρονίων (παρατηρούμενη από το WIND/3DP) ήταν ταυτόχρονη –εντός της στατιστικής αβεβαιότητας– με την απελευθέρωση των ενεργητικών πρωτονίων (παρατηρούμενη από το SOHO/ERNE). Για τα υπόλοιπα φαινόμενα που χαρακτηρίζονται ως “καθυστερημένα” από την ανάλυσή μας, σημειώνουμε ότι παρόμοια αποτελέσματα έχουν αναφερθεί και σε άλλες μελέτες όπως για παράδειγμα των Cliver *et al.* (1982). Ωστόσο, η απευθείας σύγκριση των χρονισμών που προκύπτουν από τη μελέτη μας με αυτούς των Cliver *et al.* (1982) δεν είναι απόλυτα δόκιμη καθώς στις δύο εργασίες έχουν αναλυθεί φαινόμενα με διαφορετικές ενέργειες σωματιδίων. Παρόλα αυτά ο υποκείμενος φυσικός μηχανισμός που είναι υπεύθυνος για την χρονική καθυστέρηση μπορεί να είναι ο ίδιος. Γενικότερα, η χρονική καθυστέρηση μπορεί να αποδοθεί σε τύρβη ή κύματα που σχετίζονται με την παρουσία του κρουστικού κύματος και τα οποία λειτουργούν ως αποτελεσματική παγίδα για τα ηλεκτρόνια που έχουν χαμηλότερη δυσκαμψία⁵ (*rigidity*) από τα πρωτόνια. Άλλα ενδεχόμενα είναι η επιλεκτική επιτάχυνση ή τα φαινόμενα μεταφοράς.

Όσον αφορά τη χρονική καθυστέρηση των χρόνων απελευθέρωσης των υψηλο-ενεργειακών ηλεκτρονίων σε σύγκριση με την έναρξη των ραδιοεξάρσεων τύπου III (~12 λεπτά) βρήκαμε ότι σε όλες πλην έξι περιπτώσεων η διάρκεια των ραδιοεξάρσεων τύπου III (μέση τιμή τέσσερα λεπτά) ήταν μικρότερη από την χρονική διαφορά απελευθέρωσης των υψηλο-ενεργειακών ηλεκτρονίων –έναρξης τύπου III. Επομένως, η απελευθέρωση των υψηλο-ενεργειακών ηλεκτρονίων προς το όργανο WIND/3DP συνήθως συμβαίνει αρκετά αργότερα από την λήξη των ραδιοεξάρσεων τύπου III που σχετίζονται με την απελευθέρωση των ενεργητικών πρωτονίων. Αυτή η χρονική διαφορά έχει αναφερθεί και σε προηγούμενες μελέτες οι οποίες έχουν καταλήξει σε διάφορα σενάρια για να την ερμηνεύσουν. Οι Krucker *et al.* (1999) απέδωσαν την καθυστέρηση αυτή σε δυο διαφορετικούς πληθυσμούς ηλεκτρονίων για τους οποίους ισχύει ότι ο χαμηλο-ενεργειακός πληθυσμός σχετίζεται με την ραδιοεξάρση τύπου III και ο υψηλο-ενεργειακός πληθυσμός σχετίζεται με τα ηλεκτρόνια τα οποία παρατηρούνται καθυστερημένα από το όργανο. Μερικά από τα φαινόμενα που μελετήσαμε

⁵ Η δυσκαμψία είναι ένα μέγεθος που αποτυπώνει την αντίσταση ενός ενεργητικού σωματιδίου να καμπυλώνεται μέσα σε ένα μαγνητικό πεδίο και ορίζεται ως ο λόγος της σχετικιστικής ορμής του σωματιδίου προς το ολικό φορτίο του.

(δηλ. 17 από τα 33) θα μπορούσαν να ταιριάζουν στο παραπάνω σενάριο καθώς από τα χαρακτηριστικά του ραδιοφάσματος βρήκαμε ότι ο χρόνος απελευθέρωσης των ενεργητικών ηλεκτρονίων είναι σε καλή συμφωνία με ραδιοεξάρσεις τύπου III που συμβαίνουν μετά την αρχική τύπου III και οι οποίες λαμβάνουν χώρα κατα την έναρξη του φαινομένου SEP.

Οι [Haggerty & Roelof \(2002\)](#) έδειξαν ότι η χρονική καθυστέρηση του χρόνου απελευθέρωσης των υψηλο-ενεργειακών ηλεκτρονίων σε σχέση με την έναρξη των ραδιοεξάρσεων τύπου III, μπορεί να προέρχεται από την επιτάχυνση και απελευθέρωση σχεδόν σχετικιστικών ηλεκτρονίων από κρουστικά κύματα. Σύμφωνα με αυτό το σενάριο η χρονική διαφορά είναι ανάλογη του χρόνου που χρειάζεται το κρουστικό κύμα να φτάσει στη περιοχή με καλή μαγνητική σύνδεση. Ωστόσο, δεν βρήκαμε κάποια εξάρτηση των σχετικών χρονισμών με την παρουσία (ή την απουσία) εκπομπής τύπου II. Ωστόσο, οι [Cane et al. \(2003\)](#) έδειξαν ότι τα χαμηλο-ενεργειακά και τα υψηλο-ενεργειακά ηλεκτρόνια ανήκουν στον ίδιο αρχικό πληθυσμό σωματιδίων, επομένως η καθυστέρηση οφείλεται σε κάποιο φυσικό αίτιο που επηρεάζει από κοινού και τους δυο ενεργειακούς πληθυσμούς ηλεκτρονίων. Παρόλο που τα φαινόμενα διάδοσης και αλληλεπίδρασης των ηλεκτρονίων στο μεσοπλανητικό χώρο θα μπορούσαν πιθανώς να εξηγήσουν τις παρατηρούμενες χρονικές διαφορές, ωστόσο στην μελέτη μας δεν βρήκαμε κάποια συσχέτιση μεταξύ των χρονισμών και του μήκους διάδρομής των ηλεκτρονίων η οποία θα μπορούσε να υποστηρίξει το παραπάνω σενάριο.

Στο εδάφιο 5.6 εξετάσαμε τη κατανομή της θέσης των σχετιζόμενων εκλάμψεων με τα SEPs για τα οποία “συνάγεται ραδιοσυσχέτιση”. Το μέγιστο της κατανομής του ηλιογραφικού μήκους των σχετικών εκλάμψεων βρέθηκε εντός της περιοχής με καλή μαγνητική σύνδεση, δηλαδή μεταξύ 50° – 60° στο δυτικό ημισφαίριο. Ωστόσο, παρατηρήσαμε ότι υπάρχει σημαντική διασπορά στη θέση των εκλάμψεων εκατέρωθεν της περιοχής με καλή μαγνητική σύνδεση, δηλαδή σε ηλιογραφικό μήκος από -30° έως 120° . Χωρίσαμε τα παραπάνω φαινόμενα σε διαφορετικές κατηγορίες ανάλογα με τη ραδιοσυσχέτισή τους (βλ. εδάφιο 5.3.2) και εξετάσαμε τη κατανομή της θέσης των εκλάμψεων. Από το διαχωρισμό αυτό βρήκαμε ότι στις περιπτώσεις των φαινομένων που σχετίζονται μόνο με τύπους III η θέση των σχετικών εκλάμψεων είναι πιο εντοπισμένη στη περιοχή με καλή μαγνητική σύνδεση. Αντίθετα, για τις περιπτώσεις στις οποίες ο χρόνος απελευθέρωσης των πρωτονίων σχετίζεται μόνο με τύπους II (δηλ. μόνο με κρουστικά κύματα), οι σχετικές εκλάμψεις βρίσκονται πιο μακριά από τη περιοχή με καλή μαγνητική σύνδεση. Ένα παρόμοιο αποτέλεσμα παρουσιάζεται και στη μελέτη του [Reames \(1999\)](#) για το ηλιογραφικό μήκος των εκλάμψεων που σχετίζονται με “απότομα” και “βαθμιαία” φαινόμενα SEPs.

Τέλος, για τα φαινόμενα SEPs που σχετίζονται με κρουστικά κύματα (τύπους II) και CMEs (44 φαινόμενα) εκτιμήσαμε το ύψος απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων. Για τον παραπάνω υπολογισμό χρησιμοποιήσαμε μετρήσεις ύψους-χρόνου στο μέτωπο των CMEs και τον χρόνο απελευθέρωσης των πρωτονίων από τη μέθοδο VDA. Η κατανομή του ύψους απελευθέρωσης έχει μέγιστο μεταξύ $2-3 R_{\odot}$ και εκτείνεται μέχρι τις $8 R_{\odot}$. Παρόμοια αποτελέσματα έχουν παρουσιαστεί κατά καιρούς και σε άλλες μελέτες για το ύψος απελευθέρωσης των φαινομένων SEPs και GLEs (βλ. [Huttunen-Heikinmaa et al. 2005](#), [Gopalswamy et al. 2008](#), [Reames 2009](#)). Ωστόσο, σε αντίθεση με τα αποτελέσματα της μελέτης των [Reames \(2009\)](#) δεν βρήκαμε κάποια εξάρτηση του ύψους απελευθέρωσης των πρωτονίων με το ηλιογραφικό μήκος των σχετικών εκλάμψεων.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6

Συμπεράσματα

“Study and, in general, the pursuit of truth and beauty is a sphere of activity in which we are permitted to remain children all of our lives.”

— ALBERT EINSTEIN: THE HUMAN SIDE (1979)

Σε αυτή τη διατριβή μελετήσαμε μερικά από τα χαρακτηριστικά των κρουστικών κυμάτων που παρατηρούνται στο ηλιακό στέμμα και το μεσοπλανητικό χώρο. Οι εργασίες μας επικεντρώθηκαν κυρίως στη μελέτη χαρακτηριστικών των κρουστικών κυμάτων όπως, οι περιοχές προέλευσής τους, ο προσδιορισμός του διεγείροντος αιτίου τους, ο λόγος συμπίεσής τους, η κινηματική τους και τα χαρακτηριστικά της χωρικής τους διάδοσης στο ηλιακό στέμμα και το μεσοπλανητικό χώρο. Επιπλέον, μελετήσαμε το ρόλο της χωρικής εξέλιξης ενός κρουστικού κύματος στο χαμηλό στέμμα και το μεσοπλανητικό χώρο σε σχέση με την απελευθέρωση ενεργητικών σωματιδίων σε διαφορετικά σημεία στην εσωτερική ηλιόσφαιρα. Τέλος, εξετάσαμε τη συνεισφορά των κρουστικών κυμάτων και των εκλάμψεων στα χαρακτηριστικά των φαινομένων SEPs. Στο κεφάλαιο αυτό θα παρουσιάσουμε τα βασικά συμπεράσματα που προέκυψαν από τη μελέτη των παραπάνω θεμάτων.

Αρχικά, πριν προχωρήσουμε στην παρουσίαση των συμπερασμάτων αξίζει να σημειώσουμε ότι για το σκοπό των εργασιών που παρουσιάστηκαν στα κεφάλαια 3 έως 5, εκμεταλλευτήκαμε ένα μεγάλο πλήθος παρατηρήσεων του Ήλιου και της εσωτερικής ηλιόσφαιρας οι οποίες παρέχονται από όργανα επίγεια και διαστημικά που μας επέτρεψαν να παρατηρήσουμε και να μελετήσουμε κρουστικά κύματα, εκρηκτικά φαινόμενα και ενεργητικά σωματίδια. Για τη μελέτη του λόγου συμπίεσης, της κινηματικής και των χαρακτηριστικών της χωρικής διάδοσης των κρουστικών κυμάτων χρησιμοποιήσαμε δεδομένα από όργανα τηλεπισκόπησης που παρατηρούν τον Ήλιο σε μια ευρεία περιοχή του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος όπως το υπεριώδες και το μακρινό υπεριώδες, το λευκό φως, τα ραδιοκύματα και τις ακτίνες X. Επιπλέον, από τις συνδυασμένες παρατηρήσεις κρουστικών κυμάτων σε διαφορετικές διευθύνσεις παρατήρησης αναδείξαμε τα χαρακτηριστικά της χωρικής και χρονικής εξέλιξης ενός κρουστικού κύματος στο ηλιακό στέμμα και το μεσοπλανητικό χώρο από τη τριδιάστατη ανασύνθεσή του. Τέλος, για να μελετήσουμε τη συνεισφορά των κρουστικών κυμάτων και των εκλάμψεων στα χαρακτηριστικά των φαινομένων SEPs χρησιμοποιήσαμε δεδομένα από επίγειους ραδιοφασματογράφους καθώς και από όργανα που πραγματοποιούν επιτόπιες μετρήσεις των ενεργητικών σωματιδίων (ηλεκτρονίων, πρωτονίων και βαρέων ιόντων).

6.1 Διάδοση κρουστικών κυμάτων στο ηλιακό στέμμα και το μεσοπλανητικό χώρο

6.1.1 Παραγωγή κρουστικού κύματος στο χαμηλό στέμμα

Στην εργασία που παρουσιάσαμε στο κεφάλαιο 3, μελετήσαμε ένα εκρηκτικό φαινόμενο που έλαβε χώρα κοντά στο δυτικό χείλος του ηλιακού δίσκου, στις 13 Ιουνίου 2010. Το φαινόμενο περιλάμβανε μία έκλαμψη τάξης M1.0 στις μαλακές ακτίνες X, την εκτόξευση ενός μικρού νήματος και τη δημιουργία μιας σχετικά στενής εκτόξευσης στεμματικού υλικού (CME) που περιβαλλόταν από ένα κύμα EUV. Τα φαινόμενα αυτά παρατηρήθηκαν στο μακρινό υπεριώδες με υψηλή χωρική διακριτική ικανότητα και υψηλό ρυθμό δειγματοληψίας από το όργανο *Atmospheric Imaging Assembly (AIA)* επί του διαστημοπλοίου *Solar Dynamics Observatory's (SDO)*. Οι παρατηρήσεις του οργάνου AIA μας επέτρεψαν να μελετήσουμε με λεπτομέρεια την εξέλιξη της CME και του κύματος EUV στο χαμηλό στέμμα. Επιπλέον, κατά τη διάρκεια του εκρηκτικού φαινομένου παρατηρήθηκε μια ραδιοέξαρση τύπου II από το ραδιοφασματογράφο ARTEMIS IV από τον οποίο και χρησιμοποιήσαμε δεδομένα υψηλής ανάλυσης. Από τις παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα εξετάσαμε τη χρονική εξέλιξη της ραδιοέξαρσης τύπου II και μελετήσαμε τα χαρακτηριστικά του κρουστικού κύματος.

Συνδυάζοντας παρατηρήσεις του SDO/AIA στο μακρινό υπεριώδες και το υψηλής ανάλυσης δυναμικό ραδιοφάσμα από το ραδιοφασματογράφο ARTEMIS IV πραγματοποιήσαμε μια συνδυαστική ανάλυση του εκρηκτικού φαινομένου της 13ης Ιουνίου 2010, δίνοντας ιδιαίτερη έμφαση στη μελέτη του κρουστικού κύματος στο χαμηλό στέμμα. Εκμεταλλευόμενοι τον υψηλό ρυθμό δειγματοληψίας των δυο οργάνων, μελετήσαμε τη φύση και το διεγείρον αίτιο του κρουστικού κύματος που ήταν υπεύθυνο για την εκπομπή τύπου II στα ραδιοκύματα. Επιπλέον, για να συσχετίσουμε την εξέλιξη του εκρηκτικού φαινομένου και του κρουστικού κύματος στο χαμηλό στέμμα όπως αυτή καταγράφηκε στις εικόνες του AIA με την εκπομπή τύπου II, πραγματοποιήσαμε μια πολύπτυχη μελέτη των χαρακτηριστικών του κρουστικού κύματος όπως ο λόγος συμπίεσης, η κινηματική του και τα χαρακτηριστικά της χωρικής του διάδοσης.

Αρχικά μελετήσαμε τα χαρακτηριστικά του σχηματισμού, της εξέλιξης και της κινηματικής του συστήματος φουσαλίδας – κύματος EUV, από τα δεδομένα του SDO/AIA στο μακρινό υπεριώδες. Για το σκοπό αυτό προσαρμόσαμε στη φουσαλίδα κυκλικά χωρία και στο κύμα EUV ελλείψεις και μελετήσαμε τη χρονική εξέλιξη του λόγου κλίμακας και της εκκεντρότητας για τις δυο κωνικές τομές, αντίστοιχα. Από την εξέλιξη του λόγου κλίμακας της φουσαλίδας και την εκκεντρότητα του κύματος EUV μελετήσαμε τα χωρικά χαρακτηριστικά του συστήματος φουσαλίδας – κύματος EUV. Για τη φουσαλίδα βρήκαμε ότι ο λόγος κλίμακας έχει σχεδόν σταθερή τιμή στο χρονικό διάστημα μεταξύ 05:35:00 UT και 05:38:20 UT, ενώ μετά τις ~05:38 UT ο λόγος μειώνεται ραγδαία για περίπου 70 δευτερόλεπτα και τελικώς σταθεροποιείται κοντά στη μονάδα. Αντίστοιχα, για το κύμα EUV βρήκαμε ότι εκκεντρότητα των ελλείψεων που προσαρμόστηκαν σε αυτό έχει μέγιστη τιμή στα 0.60 στις 05:37 UT και έπειτα μειώνεται σταδιακά στα 0.47 στις 05:41 UT. Από αυτή την ανάλυση συμπεράναμε ότι η ραγδαία μείωση του λόγου κλίμακας της φουσαλίδας προέρχεται από την ασύμμετρη πλευρική επέκτασή της που είναι αρκετά εμφανής και στις εικόνες του AIA.

Η χρονική εξέλιξη της εκκεντρότητας του κύματος EUV δείχνει ότι αυτό διαδίδεται ασύμμετρα σε σχέση με την ακτινική διεύθυνση και την αυτοόμοια διάδοση της φουσαλίδας ενώ επίσης φαίνεται ότι κύμα διανύει μεγαλύτερη απόσταση στην νοτιοανατολική πτέρυγα από ότι στη βορειοδυτική. Επιπλέον, τα αποτελέσματα από την ανάλυση της κινηματικής της φουσαλίδας και του κύματος EUV έδειξαν ότι: η φουσαλίδα επιταχύνεται ταχύτατα από

την ηρεμία στα $\sim 500 \text{ km s}^{-1}$ σε διάστημα δυο λεπτών και έπειτα αρχίζει να επιβραδύνεται ελάχιστα μέχρι να σταθεροποιηθεί τελικώς στα $\sim 400 \text{ km s}^{-1}$ ενώ το κύμα EUV έχει μέση ταχύτητα περίπου 700 km s^{-1} στην ακτινική διεύθυνση και στην πλευρική διεύθυνση 485 km s^{-1} στο νοτιοανατολικό άκρο και 390 km s^{-1} στο βορειοδυτικό άκρο.

Από τα χαρακτηριστικά της κινηματικής του συστήματος φουσαλίδας-κύματος EUV συμπεράναμε τη φύση και τον τύπο του κρουστικού κύματος σε πρώτη προσέγγιση. Η φουσαλίδα (δηλ. η CME) καθώς διαστέλλεται διεγείρει ΜΥΔ κύμα (δηλ. το κύμα EUV) στο μέτωπό της και έχει το ρόλο του διεγείροντος αίτιου. Το κύμα EUV εμφανίζεται χρονικά κοντά στη φάση της επιτάχυνσης της φουσαλίδας και η μη γραμμική διάδοση του, αποφέρει το κρουστικό κύμα το οποίο αποτυπώνεται στις παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα. Η παραπάνω αλληλουχία ταιριάζει στην περίπτωση των κρουστικών κυμάτων οδηγούμενων από διεγείρον αίτιο στην οποία το κρουστικό κύμα δημιουργείται από τη μη γραμμική εξέλιξη μιας ΜΥΔ διαταραχής μεγάλου πλάτους στο πλάσμα λόγω της απότομης κίνησης ενός διεγείροντος αιτίου στο μέσο.

Στο ίδιο συμπέρασμα ακολουθούμαστε και από τη μελέτη της κινηματικής του κρουστικού κύματος (δηλ. το κύμα EUV στη φάση της μη γραμμικής εξέλιξης). Στην αρχική φάση της εξέλιξης του φαινομένου τα χαρακτηριστικά της κινηματικής του κρουστικού κύματος καθορίζονται από αυτά της φουσαλίδας (δηλ. του διεγείροντος αιτίου). Για την απόσταση μεταξύ του κρουστικού κύματος και του διεγέρτη, βρήκαμε ότι αυξάνεται με το χρόνο ενώ όταν η φουσαλίδα αρχίζει να επιβραδύνεται μετά τις $\sim 05:38 - 05:39 \text{ UT}$, τότε το κρουστικό κύμα αποσπάται σταδιακά από το διεγέρτη και έπειτα συνεχίζει τη διάδοσή του χωρίς παροχή πρόσθετης ενέργειας από το “έμβολο”. Μετά από αυτό το χρονικό διάστημα το κρουστικό κύμα μπορεί να θεωρηθεί ως ελεύθερα κινούμενο κύμα, δηλαδή ως εκρηκτικό κύμα. Ωστόσο, αν και δεν είναι ξεκάθαρο πότε το κύμα μεταβαίνει από οδηγούμενο από διεγείρον αίτιο σε εκρηκτικό κύμα, αυτό συμβαίνει πιθανότατα αφότου το κύμα έχει αρχίσει να επιβραδύνεται.

Έπειτα μελετήσαμε τα χαρακτηριστικά του κρουστικού κύματος από τις παρατηρήσεις της ραδιοέξαρσης τύπου II στα ραδιοκύματα. Στο εκρηκτικό φαινόμενο που μελετήσαμε η παρουσία ραδιοέξαρσης τύπου II και η ταυτόχρονη εξέλιξη κύματος EUV υποδηλώνει την παρουσία ενός κρουστικού κύματος στην περιοχή του συστήματος φουσαλίδας-κύματος EUV. Από τη μελέτη της χρονικής εξέλιξης του κρουστικού κύματος βρήκαμε ότι η ραδιοέξαρση τύπου II αρχίζει κοντά στη φάση της ασύμμετρης πλευρικής επέκτασης της φουσαλίδας. Αυτό το αποτέλεσμα αποτελεί μια ισχυρή ένδειξη ότι το φαινόμενο αυτό μπορεί να έχει ένα σημαντικό ρόλο στη δημιουργία του κρουστικού κύματος. Επιπλέον, από τη σύγκριση μεταξύ του ύψους του κρουστικού κύματος από τη συχνοτική ολίσθηση της ακτινοβολίας πλάσματος της ραδιοέξαρσης τύπου II και των μετρήσεων ύψους-χρόνου της φουσαλίδας και του κύματος EUV στην ακτινική διεύθυνση, βρήκαμε ότι το ύψος της τύπου II βρίσκεται στην περιοχή μεταξύ της φουσαλίδας και του μετώπου του κύματος EUV. Ακόμα, η ταχύτητα που υπολογίστηκε για κάθε λωρίδα της εκπομπής τύπου II ταιριάζει με την κινηματική της φουσαλίδας και του κύματος EUV.

Από τα παραπάνω αποτελέσματα συμπεράναμε ότι τα χαρακτηριστικά διάδοσης/κινηματικής της φουσαλίδας ταιριάζουν με αυτά της δημιουργίας του κρουστικού κύματος στο μακρινό υπεριώδες ενώ την ίδια συμβατότητα βρήκαμε και ανάμεσα στην κινηματική της φουσαλίδας, του κύματος EUV και της ραδιοέξαρσης τύπου II. Επομένως τα αποτελέσματα αυτά δίνουν περαιτέρω υποστήριξη στο σενάριο ότι το κρουστικό κύμα προέρχεται από τη CME, εφόσον η κινηματική του είναι πολύ καλά συνδεδεμένη με τα χαρακτηριστικά της εξέλιξης της CME ιδιαίτερα στα αρχικά στάδια της δημιουργίας του.

Επιπλέον, από το συχνοτικό διαχωρισμό σε λωρίδες της ραδιοέξαρσης τύπου II και δεχόμενοι την ορθότητα του μοντέλου των [Smerd et al. \(1974\)](#) για την προέλευση της εκπομπής

των λωρίδων, υπολογίσαμε το λόγο συμπίεσης του κρουστικού κύματος. Ο υπολογισμός του λόγου συμπίεσης από το σχετικό συχνοτικό διαχωρισμό των δύο λωρίδων της τύπου II μας έδωσε τιμές μεταξύ 1.40 και 1.57 οι οποίες είναι σε συμφωνία με άλλες μελέτες όπως των [Gopalswamy et al. \(2012a\)](#) και των [Ma et al. \(2011\)](#) που δίνουν για το ίδιο φαινόμενο $X \approx 1.42 - 1.6$ και $X \approx 1.56$, αντίστοιχα. Από το λόγο συμπίεσης του κρουστικού κύματος υπολογίσαμε τον αλφβενικό αριθμό Mach, M_A , και έπειτα από το M_A υπολογίσαμε την ένταση του μαγνητικού πεδίου στην περιοχή διάδοσης του κρουστικού κύματος. Ο υπολογισμός του M_A μας έδωσε τιμές που κυμαίνονται στο διάστημα $\sim 1.3 - 1.5$, ενώ για το μαγνητικό πεδίο του μέσου διάδοσης του κρουστικού κύματος βρήκαμε $B = 1.7 - 1.9$ gauss. Ίδια αποτελέσματα για τον M_A και το μαγνητικό πεδίο παρουσιάζονται και από τους [Gopalswamy et al. \(2012a\)](#) με τη μέθοδο “standoff distance” στα EUV για το ίδιο φαινόμενο.

Τέλος στη μελέτη μας καταφέραμε να προσδιορίσουμε τις πιθανές περιοχές προέλευσης της ραδιοεκπομπής του κρουστικού κύματος στις εικόνες του AIA στο μακρινό υπεριώδες. Για να το επιτύχουμε αυτό παρουσιάσαμε αρχικά μια νέα μέθοδο υπολογισμού του λόγου συμπίεσης του κρουστικού κύματος από τις εικόνες του AIA στο μακρινό υπεριώδες. Έπειτα συγκρίναμε το λόγο συμπίεσης της καινούριας μεθόδου με τα αποτελέσματα του λόγου συμπίεσης από το συχνοτικό διαχωρισμό σε δυο λωρίδες της εκπομπής τύπου II και συσχετίσαμε τις πιθανές περιοχές προέλευσης της τύπου II με τα παρατηρούμενα φαινόμενα όπως τη φυσαλίδα και το κύμα EUV.

Για τον υπολογισμό του λόγου συμπίεσης του κρουστικού κύματος από τις εικόνες του AIA στο μακρινό υπεριώδες, αρχικά υποθέσαμε ότι σε κάθε εικονοστοιχείο καταγράφεται ένταση ακτινοβολίας που είναι σε πρώτη προσέγγιση ανάλογη της πυκνότητας ηλεκτρονίων στο τετράγωνο και ότι το οπτικό βάθος κατά μήκος της διεύθυνσης παρατήρησης είναι ίδιο τόσο για την περιοχή μπροστά όσο και πίσω από το μέτωπο του κρουστικού κύματος. Σύμφωνα με την παραπάνω θεώρηση ο λόγος συμπίεσης του κρουστικού κύματος που ορίζεται ως ο λόγος πυκνοτήτων της μπροστινής και της πίσω μεριάς του κρουστικού κύματος, μπορεί να υπολογιστεί από τους λόγους εντάσεων ακτινοβολίας των αντίστοιχων περιοχών στο μακρινό υπεριώδες. Στις εικόνες του AIA ορίσαμε διαφορετικές διευθύνσεις στις οποίες υπολογίσαμε τα εγγραφήματα της έντασης ακτινοβολίας στο μακρινό υπεριώδες, κατά μήκος της ακτινικής διεύθυνσης διάδοσης της φυσαλίδας και εκατέρωθεν αυτής. Έπειτα επιλέξαμε σημεία στα εγγραφήματα έτσι ώστε η ένταση ακτινοβολίας τους, οπότε και η πυκνότητά τους να είναι αντιπροσωπευτική για την περιοχή μπροστά και πίσω από το μέτωπο του κρουστικού κύματος. Με την παραπάνω μέθοδο υπολογίσαμε το λόγο συμπίεσης κατά μήκος του συστήματος φυσαλίδας-κύματος EUV σε διάφορες διευθύνσεις.

Από τη σύγκριση μεταξύ του λόγου συμπίεσης από το συχνοτικό διαχωρισμό σε λωρίδες της εκπομπής τύπου II και του λόγου συμπίεσης από τα δεδομένα στο μακρινό υπεριώδες, βρήκαμε ότι η ραδιοέξαρχση τύπου II, άρα και το κρουστικό κύμα, μπορεί να προέρχεται από την περιοχή της θήκης (sheath region) μεταξύ της φυσαλίδας (δηλ. του “οδηγού”) και του μετώπου του κύματος EUV, τόσο στην ακτινική όσο και στην πλευρική διεύθυνση. Το αποτέλεσμα αυτό δίνει μια περαιτέρω υποστήριξη στο ρόλο που μπορεί να παίζει η ασύμμετρη πλευρική επέκταση των CMEs στη δημιουργία κυματικών φαινομένων και κρουστικών κυμάτων σε συμφωνία και με τη χρονική αλληλουχία των φαινομένων.

Συνολικά τα αποτελέσματα αυτής της μελέτης δείχνουν ότι στα αρχικά στάδια της διάδοσης της CME η ραδιοέξαρχση τύπου II φαίνεται ότι προέρχεται από την περιοχή μεταξύ ενός φωτεινού σχηματισμού σε σχήμα φυσαλίδας (bubble) και του μετώπου του κρουστικού κύματος στο μακρινό υπεριώδες. Βρήκαμε ότι τόσο η μύτη όσο και οι πτέρυγες της διαδιδόμενης φυσαλίδας θα μπορούσαν να έχουν το ρόλο του διεγέρτη του κρουστικού κύματος.

6.1.2 Διάδοση στο στέμμα και το μεσοπλανητικό χώρο

Όπως παρουσιάσαμε και στην εισαγωγή της διατριβής, η παρατήρηση και η μελέτη κρουστικών κυμάτων δεν περιορίζεται στο χαμηλό στέμμα αλλά επεκτείνεται και στον μεσοπλανητικό χώρο. Οι συνδυασμένες παρατηρήσεις από όργανα που βρίσκονται σε διαφορετικά σημεία στην ηλιόσφαιρα έχουν συμβάλει ιδιαίτερα στη μελέτη των χαρακτηριστικών των κρουστικών κυμάτων που διαδίδονται στο μεσοπλανητικό χώρο. Στην μελέτη που παρουσιάσαμε στο κεφάλαιο 4, επικεντρωθήκαμε στη μελέτη των χαρακτηριστικών ενός κρουστικού κύματος στο χαμηλό στέμμα και το μεσοπλανητικό χώρο, δίνοντας ιδιαίτερη έμφαση στη μελέτη της χωρικής του εξέλιξης. Επιπλέον, η μελέτη αυτή σε συνδυασμό με την παρουσία ενός φαινομένου SEP μας επέτρεψαν να εξετάσουμε το ρόλο του κρουστικού κύματος στην απελευθέρωση ενεργητικών σωματιδίων σε διαφορετικά σημεία στην ηλιόσφαιρα. Τα συμπεράσματα της μελέτης μας για το φαινόμενο SEP θα παρουσιαστούν εκτενώς στο εδάφιο 6.2.1.

Στις 7 Μαρτίου 2012 έλαβαν χώρα δυο ισχυρά εκρηκτικά φαινόμενα στο ίδιο κέντρο δράσης (κέντρο δράσης NOAA 11429), με διαφορά μιας ώρας το ένα από το άλλο. Κάθε φαινόμενο περιελάμβανε μια έκλαμψη τάξης X, μια εκτόξευση στεμματικού υλικού, ένα κύμα EUV και ένα κρουστικό κύμα. Τα ομόλογα εκρηκτικά φαινόμενα προκάλεσαν ένα από τα ισχυρότερα φαινόμενα SEPs του 2012 που ανιχνεύτηκε σε τρεις διαφορετικές θέσεις στην ηλιόσφαιρα, από διαστημόπλοια που χωρίζονταν μεταξύ τους με γωνία τουλάχιστον 120° στο επίπεδο της εκλειπτικής.

Αρχικά, μελετήσαμε τη χωρική και χρονική εξέλιξη των δυο κυμάτων EUV στο χαμηλό στέμμα χρησιμοποιώντας δεδομένα του AIA και των STEREO A και B στο μακρινό υπεριώδες. Για το σκοπό αυτό, εκτός από τη χρήση των πρωτογενών δεδομένων κατασκευάσαμε και χάρτες Stonyhurst στο μακρινό υπεριώδες, για ολόκληρη την ηλιακή επιφάνεια χρησιμοποιώντας δεδομένα από τις τρεις διαθέσιμες διευθύνσεις παρατήρησης (SDO, STEREO A & B). Από τη μελέτη του πρώτου κύματος EUV βρήκαμε ότι αυτό εμφανίστηκε για πρώτη φορά στις $\sim 00:12$ UT. Επιπλέον, παρατηρήσαμε ότι περίπου στις $00:20$ UT το κύμα εισήλθε σε ένα στάδιο πολύ γρήγορης διάδοσης ενώ η ταχύτητά του σε κατεύθυνση δυτικά, νοτιοδυτικά, του κέντρου δράσης ήταν $\sim 830 \text{ km s}^{-1}$ και συνολικά η έκτασή του ήταν μεγαλύτερη από $\sim 60^\circ$ στη διεύθυνση βορά-νότου και ανατολής-δύσης σε σχέση με το κέντρο δράσης. Μετά τις $00:32$ UT παρατηρήσαμε ότι το μέτωπο του κύματος προοδευτικά γίνονταν πιο διάχυτο και η μόνη ένδειξη για την παρουσία του ήταν η αλληλεπίδραση του κύματος με διάφορες στεμματικές δομές και κέντρα δράσης. Εκτιμήσαμε ότι η συνολική έκταση του κύματος στις $00:40$ UT ήταν $\sim 150^\circ$ στη διεύθυνση ανατολής-δύσης και μεγαλύτερη από $\sim 120^\circ$ στη διεύθυνση βορά-νότου. Από την ανάλυσή μας συμπεράναμε ότι το κύμα EUV που σχετιζόταν με το πρώτο εκρηκτικό φαινόμενο ήταν ένα μεγάλης κλίμακας ΜΥΔ κύμα του οποίου η διεύθυνση στο χαμηλό στέμμα ήταν σχεδόν αυτοόμοια και η συνολική του έκταση ήταν μεγαλύτερη από $\sim 120^\circ$. Τα χαρακτηριστικά της κινηματικής του κύματος EUV δείχνουν ότι αυτό κάποια στιγμή λίγο πριν το μέγιστο της έκλαμψης στις ακτίνες X, εισήλθε σε ένα στάδιο πολύ γρήγορης διάδοσης. Επιπλέον, συμπεράναμε ότι η μεγάλη ταχύτητα που είχε το πρώτο κύμα EUV κάνει εξαιρετικά πιθανό το σενάριο της μη γραμμικής διάδοσής του στο χαμηλό στέμμα και της τελικής του εξέλιξης σε κρουστικό κύμα, κάτι που επιβεβαιώνεται και από τις παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα.

Από τη μελέτη του δεύτερου κύματος EUV βρήκαμε ότι αυτό σχετιζόταν με την δεύτερη έκλαμψη. Το κύμα EUV εμφανίστηκε για πρώτη φορά στις $01:02$ UT και η διάδοσή του έλαβε χώρα κυρίως σε διεύθυνση νοτιοδυτική, ενώ παράλληλα αλληλεπίδρασε με το κέντρο δράσης 11428. Επιπλέον, από τη μελέτη των χαρακτηριστικών του υπολογίσαμε ότι η ταχύτητα του κύματος ήταν $\sim 430 \text{ km s}^{-1}$ και οι διαστάσεις του ήταν μικρότερες από αυτές

του πρώτου κύματος EUV (μικρότερο από $\sim 40^\circ$). Μετά τις $\sim 01:13$ UT το μέτωπο του κύματος EUV δεν ήταν πλέον εντοπίσιμο στους χάρτες Stonyhurst και το μόνο στοιχείο που φανέρωνε την ύπαρξή του ήταν μια μικρή διαταραχή που παρατηρήθηκε στις $\sim 01:25$ UT στο κέντρο δράσης 11431 και προήρθε πιθανότατα από την αλληλεπίδραση του με αυτό. Συνολικά από τη μελέτη του δεύτερου κύματος EUV συμπεράναμε ότι πρόκειται για ένα ΜΥΔ κύμα μικρότερης κλίμακας σε σχέση με το πρώτο κύμα EUV, του οποίου η διάδοση περιορίστηκε σε μια στενή περιοχή, ανοίγματος περίπου 40° νοτιοδυτικά του κέντρου δράσης. Ωστόσο, μόνο από τα χαρακτηριστικά της κινηματικής του δεύτερου κύματος EUV δεν μπορούμε να πούμε με βεβαιότητα αν αυτό εξελίχθηκε τελικώς σε κρουστικό κύμα.

Επιπλέον, στη μελέτη μας εκμεταλλευτήκαμε παρατηρήσεις στα ραδιοκύματα για να διαπιστώσουμε από την παρουσία ραδιοεξάρσεων τύπου II την ύπαρξη κρουστικών κυμάτων στο χαμηλό στέμμα και το μεσοπλανητικό χώρο. Χρησιμοποιώντας δεδομένα από τα όργανα STB/SWAVES και RSTN, παράγαμε σύνθετο δυναμικό ραδιοφάσμα για το φαινόμενο στις 7 Μαρτίου 2012 από τα 2.6 kHz έως τα 180 MHz. Από την ανάλυση των ηλιακών και μεσοπλανητικών ραδιοεκπομπών του σύνθετου δυναμικού ραδιοφάσματος συμπεράναμε ότι και στα δύο μεγάλα εκρηκτικά φαινόμενα καταγράφηκε εκπομπή τύπου II, που σημαίνει ότι κρουστικό κύμα υπήρξε και στα δυο φαινόμενα. Στο πρώτο εκρηκτικό φαινόμενο παρατηρήσαμε ότι η εκπομπή της ραδιοέξαρσης τύπου II αρχίζει στις $\sim 00:30$ UT στα ~ 16 MHz, οπότε συμπεραίνουμε ότι το πρώτο κρουστικό κύμα έλαβε χώρα περίπου εκείνη τη χρονική στιγμή. Ωστόσο, δεν μπορούμε να αποκλείσουμε το ενδεχόμενο να υπάρχει κάποιο τμήμα της τύπου II στις υψηλότερες συχνότητες και αυτό να αποκρύπτεται από ισχυρή εκπομπή τύπου III οπότε το πρώτο κρουστικό κύμα να υπήρχε πριν από τις 00:30 UT. Επιπλέον, η πρώτη ραδιοέξαρση τύπου II επεκτείνεται μεσοπλανητικά περίπου μέχρι τη μια αστρονομική μονάδα κάτι που σημαίνει ότι το κρουστικό κύμα φτάνει τελικώς μέχρι τη Γη. Από τις επιτόπιες μετρήσεις του πλάσματος του ηλιακού ανέμου διαπιστώσαμε ότι όντως το κρουστικό κύμα φτάνει στη Γη στις 8 Μαρτίου 10:41 UT. Στο δεύτερο εκρηκτικό φαινόμενο η εκπομπή της ραδιοέξαρσης τύπου II αρχίζει στις $\sim 01:12$ UT στα ~ 50 MHz και η διάρκειά της ήταν μικρότερη από τη πρώτη τύπου II καθώς η εκπομπή σταματά περίπου στις 02:00 UT και δεν βρήκαμε ενδείξεις ότι συνεχίζεται παραπέρα στο μεσοπλανητικό χώρο. Τέλος, σημαντικό στοιχείο της μελέτης μας είναι το γεγονός ότι στο ραδιοφάσμα δεν αναγνωρίσαμε κάποιο χαρακτηριστικό που να δηλώνει αλληλεπίδραση των δυο CMEs.

Στη συνέχεια της εργασίας μας ανασυνθέσαμε τη μορφολογία του κρουστικού κύματος που σχετιζόταν με τη πρώτη CME και μελετήσαμε τα χωρικά του χαρακτηριστικά στο στέμμα και το μεσοπλανητικό χώρο από τις παρατηρήσεις στο λευκό φως. Για την τριδιάστατη ανασύνθεση του πρώτου κρουστικού κύματος χρησιμοποιήσαμε παρατηρήσεις του στέμματος από στεμματογραφους σε διαφορετικά σημεία στην ηλιόσφαιρα. Τα δεδομένα μας περιελάμβαναν εικόνες του στέμματος από τρεις διαφορετικές διευθύνσεις παρατήρησης. Με τη χρήση ενός σφαιροειδούς μοντέλου καταφέραμε να ανασυνθέσουμε αρκετά καλά τη τριδιάστατη μορφολογία του κρουστικού κύματος σε όλα τα σημεία παρατήρησης του φαινομένου. Από τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του σφαιροειδούς μοντέλου υπολογίσαμε χρήσιμες ποσότητες που αφορούν τη χρονική εξέλιξη του κρουστικού κύματος όπως είναι το κεντρικό ηλιογραφικό μήκος διάδοσης και η διαμήκης έκτασή του στο επίπεδο της ελλειπτικής. Συμπεράναμε ότι το κρουστικό κύμα διατηρεί μια σχεδόν σταθερή διεύθυνση διάδοσης, ενώ το συνολικό διάμηκες εύρος του ήταν περίπου 160° στις 03:03 UT. Επιπλέον παρατηρήσαμε ότι η διάδοση του κρουστικού κύματος στις πτέρυγες της CME περνάει ένα στάδιο έντονης πλευρικής επέκτασης μέχρι τις 00:35 UT, ενώ μετά το χρόνο αυτό η ταχύτητά του σταδιακά σταθεροποιείται.

Τέλος, πραγματοποιήσαμε μια ΜΥΔ προσομοίωση του πρώτου κρουστικού κύματος χρησιμοποιώντας τον κώδικα ENLIL ο οποίος είναι ένα τριδιάστατο ΜΥΔ αριθμητικό μοντέλο που διατίθεται από το διαδικτυακό κέντρο συντονισμένων προσομοιώσεων της NASA. Με

τον κώδικα αυτόν προσομοιώνονται οι μακροσκοπικές παράμετροι της αδιατάρακτης και διαταραγμένης ηλιόσφαιρας από τις $21.5 R_{\odot}$ έως τις ~ 1.7 AU. Σημαντικό στοιχείο τις εργασίας μας ήταν ότι για να πραγματοποιήσουμε όσο το δυνατόν καλύτερη προσομοίωση του μεσοπλανητικού κρουστικού κύματος χρησιμοποιήσαμε σε αντίθεση με άλλες μελέτες, ως αρχικές οριακές συνθήκες, παραμέτρους που να είναι αντιπροσωπευτικές του κρουστικού κύματος και όχι της υποκείμενης CME. Οι παράμετροι αυτοί προέκυψαν από την τριδιάστατη ανασύνθεση του κρουστικού κύματος στο λευκό φως με το σφαιροειδές μοντέλο. Στο εσωτερικό όριο του υπολογιστικού πλέγματος της προσομοίωσης εισάγαμε μια υδροδυναμική διαταραχή της οποίας τα χωρικά χαρακτηριστικά και η αρχική της ταχύτητα ήταν αυτά που προσδιορίστηκαν από την τριδιάστατη ανασύνθεση. Από τα αποτελέσματα της προσομοίωσης απεικονίσαμε τη χρονική εξέλιξη των μακροσκοπικών μεταβλητών που παρέχονται από την προσομοίωση σε κάθε σημείο της εσωτερικής ηλιόσφαιρας.

Στη μελέτη μας επικεντρωθήκαμε στη σύγκριση μεταξύ των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης και των επιτόπιων μετρήσεων για την ταχύτητα του ηλιακού ανέμου και του χρόνου έλευσης του κρουστικού κύματος στο σημείο L1 και STB. Βρήκαμε, ότι η χρονική εξέλιξη της ταχύτητας του ηλιακού ανέμου στο L1 από τα αποτελέσματα της προσομοίωσης είναι σε καλή συμφωνία με τα δεδομένα των επιτόπιων μετρήσεων ενώ παράλληλα το μέγιστο της ασυνέχειας στην ταχύτητα του ηλιακού ανέμου από την έλευση κρουστικού κύματος είναι ίδιο στην προσομοίωση και στις επιτόπιες μετρήσεις. Επιπλέον, το κρουστικό κύμα από την προσομοίωση φτάνει στο L1 στις 8 Μαρτίου 10:12 UT και είναι σε πολύ καλή συμφωνία με τον πραγματικό χρόνο άφιξης που καταγράφεται στα δεδομένα επιτόπιων μετρήσεων στις 10:41 UT. Ωστόσο, παρόλη την πολύ καλή συμφωνία μεταξύ του μοντέλου και των παρατηρήσεων στο L1, βρήκαμε ότι υπάρχει μια σημαντική ασυνέπεια στο χρόνο έλευσης του κρουστικού κύματος στο STB καθώς αυτός συμβαίνει στη προσομοίωση περίπου μισή μέρα αργότερα. Αποδώσαμε την ασυνέπεια αυτή στο γεγονός ότι το κρουστικό κύμα διέρχεται από μια ηγούμενη συμπεριστρεφόμενη ροή υψηλής ταχύτητας, η οποία δεν συμπεριλαμβάνεται στην προσομοίωση αλλά παρατηρείται στις επιτόπιες μετρήσεις στο STB. Βέβαια, δεν μπορούμε να αποκλείσουμε το ενδεχόμενο η ταχύτητα του κρουστικού κύματος σε αυτή τη διεύθυνση να είναι πιο μεγάλη από τη ταχύτητα που χρησιμοποιήσαμε στη προσομοίωση.

6.2 Συνεισφορά των κρουστικών κυμάτων στα χαρακτηριστικά των φαινομένων SEPs

6.2.1 Συνεισφορά των κρουστικών κυμάτων στη διαμήκη έκταση των φαινομένων SEPs

Σε διάφορα σημεία της διατριβής εξηγήσαμε ότι τα κρουστικά κύματα καθώς διαδίδονται στο μεσοπλανητικό χώρο επιταχύνουν φορτισμένα σωματίδια και μπορούν να μεταφέρουν και να απελευθερώσουν SEPs σε διαφορετικές και απομακρυσμένες διευθύνσεις στην ηλιόσφαιρα. Η μελέτη των κρουστικών κυμάτων στις 7 Μαρτίου 2012, εκτός από την ανάδειξη των χαρακτηριστικών τους στο στέμμα και το μεσοπλανητικό χώρο, είχε επιπλέον ως στόχο να αναδείξει τη συνεισφορά και το ρόλο των κρουστικών κυμάτων, στη διάδοση και την απελευθέρωση των ηλιακών ενεργητικών σωματιδίων στην ηλιόσφαιρα για το φαινόμενο SEP που μελετήσαμε.

Στην εργασία μας επικεντρωθήκαμε κυρίως στη μελέτη του ρόλου της χωρικής εξέλιξης του κρουστικού κύματος και ιδιαίτερα της πλευρικής επέκτασής του, σε σχέση με την απελευθέρωση ενεργητικών σωματιδίων στα STEREO-B/A και L1. Κύριος στόχος μας ήταν να προσδιορίσουμε τη σχέση μεταξύ της χωρικής εξέλιξης των παρατηρούμενων κυμάτων EUV

στο χαμηλό στέμμα και του κρουστικού κύματος σε ανώτερα ύψη στην εσωτερική ηλιόσφαιρα, με τη χωρική κατανομή και ιδιαίτερα την ευρεία διαμήκη έκταση του φαινομένου SEP στην εσωτερική ηλιόσφαιρα. Επιπλέον, προσπαθήσαμε να προσδιορίσουμε πιο από τα δυο ομόλογα φαινόμενα προκάλεσε την αύξηση των ενεργητικών πρωτονίων σε κάθε σημείο παρατήρησης και να μελετήσουμε τη σχετική συνεισφορά των εκλάμψεων και των CMEs στην επιτάχυνση των σωματιδίων.

Από τις παρατηρήσεις των ενεργητικών πρωτονίων στα διαστημόπλοια STB και STA και το πρώτο σημείο Lagrange υπολογίσαμε τους χρόνους απελευθέρωσης των ενεργητικών σωματιδίων σε διαφορετικά σημεία στην ηλιόσφαιρα. Αρχικά, εφαρμόζοντας τη μέθοδο Poisson-CUSUM σε συνδυασμό με μια ανάλυση Monte Carlo, προσδιορίσαμε το χρόνο έλευσης των ενεργητικών πρωτονίων σε κάθε διαθέσιμο ενεργειακό κανάλι, χρησιμοποιώντας δεδομένα από τα όργανα HET και LET του STB και STA, και το όργανο SOHO/ERNE. Έπειτα υπολογίσαμε τους χρόνους απελευθέρωσης των ενεργητικών σωματιδίων σε ανοιχτές μαγνητικές γραμμές και το μήκος της διαδρομής τους στο μεσοπλανητικό χώρο, από τους χρόνους έλευσης των σωματιδίων στον ανιχνευτή.

Για τον υπολογισμό των χρόνων απελευθέρωσης χρησιμοποιήσαμε δυο διαφορετικές μεθόδους: 1) την ανάλυση διασποράς ταχυτήτων (VDA) και 2) την ανάλυση μετάθεσης χρόνου (TSA). Συνολικά, τα αποτελέσματα από τις δυο παραπάνω μεθόδους έδειξαν ότι ο χρόνος απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων στο STB σχετιζόταν με το πρώτο εκρηκτικό φαινόμενο καθώς η απελευθέρωση φαίνεται ότι συνέβη μεταξύ 00:25 UT και 00:48 UT, ενώ η απελευθέρωση των σωματιδίων στο L1 και STA συνέβη σημαντικά αργότερα σε σχέση με το STB. Παρόμοια αποτελέσματα βρήκαμε και από την ανάλυση των παρατηρήσεων για τα ενεργητικά ηλεκτρόνια παρόλο που ο χρόνος απελευθέρωσής τους ήταν ελαφρώς καθυστερημένος στο STB (~10 λεπτά) συγκριτικά με τα πρωτόνια, ταυτόχρονος ή καθυστερημένος στο L1 ανάλογα με την επιλογή του μήκους διαδρομής, ενώ για το STA βρήκαμε ότι ο χρόνος απελευθέρωσης των ηλεκτρονίων έγινε σχεδόν 3 ώρες νωρίτερα από των πρωτονίων. Επομένως, από τους χρόνους απελευθέρωσης των ηλεκτρονίων και των πρωτονίων στο STB και το L1 συμπεράναμε ότι υπήρχε πολύ καλή σχέση ανάμεσα στο φαινόμενο των ενεργητικών πρωτονίων και το φαινόμενο των ενεργητικών ηλεκτρονίων όμως στο STA τα ενεργητικά πρωτόνια και ηλεκτρόνια φτάσανε στο σημείο ανίχνευσης με μεγάλη χρονική διαφορά. Γενικότερα σημειώνουμε ότι η καθυστέρηση των χρόνων απελευθέρωσης των ηλεκτρονίων έναντι των πρωτονίων φαίνεται οι είναι σχετικά συχνό χαρακτηριστικό των φαινομένων SEP (βλ. [Kouloumvakos et al. 2015](#)) και μπορεί να αποδοθεί είτε στην επιλεκτική επιτάχυνση των σωματιδίων είτε στην πλάγια διάδοσή τους ως προς το μαγνητικό πεδίο.

Στη συνέχεια της μελέτης μας εξετάσαμε τη μαγνητική συνδεσιμότητα των σημείων παρατήρησης, με περιοχές στο χαμηλό στέμμα. Σκοπός μας ήταν να συγκρίνουμε τους χρόνους απελευθέρωσης των ενεργητικών σωματιδίων με τους χρόνους άφιξης των κυμάτων EUV στις περιοχές με καλή μαγνητική σύνδεση. Αρχικά, για το σκοπό της μελέτης αυτής κατασκευάσαμε ηλιογραφικούς χάρτες Stonyhurst χρησιμοποιώντας δεδομένα από τις τρεις διευθύνσεις παρατήρησης. Για κάθε σημείο παρατήρησης προσδιορίσαμε τη μέση ακτινική ταχύτητα του ηλιακού ανέμου από τα δεδομένα των επιτόπιων μετρήσεων και υπολογίσαμε τις περιοχές με καλή μαγνητική σύνδεση με τα όργανα τις οποίες και επιθέσαμε στους χάρτες Stonyhurst. Για τον υπολογισμό των περιοχών αυτών υποθέσαμε ότι οι δυναμικές γραμμές του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου μπορούν να περιγραφούν από το απλουστευμένο μοντέλο της σπείρας του Αρχιμήδη. Έπειτα, συσχετίσαμε τη χωρική εξέλιξη των δυο κυμάτων EUV σε σχέση με τους χρόνους απελευθέρωσης των ενεργητικών σωματιδίων στις ανοιχτές μαγνητικές γραμμές. Από τη μελέτη μας συμπεράναμε ότι οι χρόνοι απελευθέρωσης των πρωτονίων από τα δεδομένα του STB, οι οποίοι προσδιορίστηκαν με τις μεθόδους VDA και TSA, συνάδουν με το χρόνο άφιξης του πρώτου κύματος EUV στην περιοχή με καλή μαγνητική σύνδεση με το STB. Ωστόσο, δεν υπήρξε καμία ένδειξη ότι τα

δύο κύματα EUV έφτασαν τελικώς στην περιοχή με καλή μαγνητική σύνδεση είτε με το L1 είτε με το STA. Αυτό μας ανάγκασε να υποθέσουμε ότι η καθυστέρηση στο χρόνο απελευθέρωσης των πρωτονίων ο οποίος προσδιορίστηκε για το L1 και το STA μπορεί να εξηγηθεί μόνο αν θεωρήσουμε ότι τα ενεργητικά σωματάρια απελευθερώθηκαν ψηλότερα στο στέμμα από το κρουστικό κύμα της CME.

Για να διαπιστώσουμε αν η υπόθεσή μας ήταν βάσιμη επεκτείναμε τη μελέτη μας ψηλότερα στο στέμμα και το μεσοπλανητικό χώρο και προσπαθήσαμε να συσχετίσουμε τη χωρική εξέλιξη του πρώτου κρουστικού κύματος από τη τριδιάστατη ανασύνθεσή του, με τους χρόνους απελευθέρωσης των ενεργητικών σωματιδίων. Από τη μελέτη μας βρήκαμε ότι ο χρόνος απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων στο STB είναι συμβατός με την άφιξη του πρώτου κρουστικού κύματος (όπως αυτό παρατηρήθηκε στο λευκό φως) στην περιοχή με καλή μαγνητική σύνδεση με το όργανο, αφού η ανατολική πλευρά του κρουστικού κύματος (όπως φαίνεται από το STB) ήταν μαγνητικά συνδεδεμένη με το STB, ήδη από τα αρχικά στάδια της εξέλιξης του κρουστικού κύματος. Επιπλέον, η τριδιάστατη ανασύνθεση του πρώτου κρουστικού κύματος έδειξε ότι η απελευθέρωση των ενεργητικών σωματιδίων στο L1 ήταν συμβατή με τη χωρική εξέλιξη της δυτικής πτέρυγας του κρουστικού κύματος, αφού η δυτική του πλευρά έφτασε σε απόσταση εντός των 10° – 20° από τις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου που έχουν καλή μαγνητική σύνδεση με το L1 τη στιγμή της απελευθέρωσης των ενεργητικών σωματιδίων. Σύμφωνα με τα δεδομένα της τριδιάστατης ανασύνθεσης κρίναμε ότι αυτή η γωνιακή απόσταση δεν είναι σημαντική δεδομένων των αβεβαιοτήτων που εμπεριέχονται στη μοντελοποίηση του κρουστικού κύματος και ιδιαίτερα στην εκτίμηση του εύρους του. Συνολικά από τα παραπάνω αποτελέσματα συμπεράναμε ότι το κρουστικό κύμα απέκτησε πρόσβαση στη μαγνητική δυναμική γραμμή που συνδέεται με το L1 και ότι η απελευθέρωση των σωματιδίων δεν συνέβη χαμηλά στο στέμμα αλλά σε ύψος μεγαλύτερο. Επομένως αποδώσαμε τη καθυστέρηση στο χρόνο απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων στο L1 σε σχέση με το STB, στο χρόνο που χρειάστηκε η δυτική πτέρυγα του κρουστικού κύματος να φτάσει στις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου που συνδέονται με το L1.

Σημειώνουμε ωστόσο ότι η μαγνητική συνδεσιμότητα σε οποιοδήποτε σημείο στην ηλιόσφαιρα υπόκειται σε σημαντική αβεβαιότητα ιδιαίτερα κατά τη διάρκεια περιόδων υψηλής δραστηριότητας. Στην μελέτη μας οι εκτιμήσεις για τη μαγνητική συνδεσιμότητα βασίστηκαν σε απλουστευμένες μαγνητικές διατάξεις οι οποίες είναι περισσότερο αντιπροσωπευτικές για ήρεμες ηλιοσφαιρικές συνθήκες. Επομένως, η υπόθεση ότι οι δυναμικές γραμμές του μεσοπλανητικού μαγνητικού πεδίου μπορούν να περιγραφούν από το απλουστευμένο μοντέλο της σπείρας του Αρχιμήδη μπορεί να μην ισχύει και το γεγονός αυτό μπορεί να επιφέρει σημαντική αβεβαιότητα στον υπολογισμό των περιοχών με καλή μαγνητική σύνδεση με τα όργανα. Πιο συγκεκριμένα ένα προηγούμενο φαινόμενο που καταγράφηκε την 5η Μαρτίου περιελάμβανε πολλαπλές CMEs (Colaninno & Vourlidas 2015) και ήταν αναμενόμενο ότι διατάραξε σημαντικά το μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο με αποτέλεσμα οποιοσδήποτε υπολογισμός των περιοχών με καλή μαγνητική σύνδεση θα έχει αναπόφευκτα σημαντική αβεβαιότητα. Ωστόσο, δεδομένου ότι δεν υπάρχει κάποια μέθοδος που να μπορεί να λάβει υπόψιν το διαταραγμένο μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο στον υπολογισμό των περιοχών με καλή μαγνητική σύνδεση, δεχτήκαμε το αποτέλεσμα των απλουστευμένων μαγνητικών διατάξεων με την αβεβαιότητά τους.

Παρόλη την επιτυχή γενικά συσχέτιση των χρόνων απελευθέρωσης των ενεργητικών σωματιδίων με τα χαρακτηριστικά της χωρικής εξέλιξης του πρώτου κρουστικού κύματος από τη τριδιάστατη ανασύνθεση του, δεν καταφέραμε να βρούμε επαρκή στοιχεία για να συνδέσουμε τη διαμήκη έκτασή του με το φαινόμενο SEP που παρατηρήθηκε στο STA. Εφόσον η μελέτη μας δεν παρουσιάζει πειστικά στοιχεία ότι το κρουστικό κύμα έφτασε τελικώς σε κάποια περιοχή με καλή μαγνητική σύνδεση με το STA είναι λογικό να υποθέσουμε ότι

κάποια διαδικασία μεταφοράς των σωματιδίων όπως η πλάγια διάδοσή τους στο μαγνητικό πεδίο ή το σημαντικά διαταραγμένο μεσοπλανητικό μαγνητικό πεδίο θα μπορούσαν να είναι υπεύθυνα για τη διάδοση των σωματιδίων μέχρι το STA. Μερικά από τα στοιχεία που συνάδουν υπέρ της διαδικασίας μεταφοράς των σωματιδίων ήταν το γεγονός ότι η απελευθέρωση των πρωτονίων στο STA καθυστέρησε σημαντικά σε σύγκριση με το STB και το L1, επιπροσθέτως το φαινόμενο ενεργητικών πρωτονίων στο STA ήταν εξαιρετικά ασθενές χωρίς να παρουσιάζει το χαρακτηριστικό της διασποράς ταχυτήτων μεταξύ των υψηλο-ενεργειακών και χαμηλο-ενεργειακών σωματιδίων.

Όσον αφορά τα ενεργητικά ηλεκτρόνια, βρήκαμε ότι οι χρόνοι απελευθέρωσης τους στις ανοιχτές δυναμικές γραμμές με καλή μαγνητική σύνδεση με το STB και το L1, οφείλονται στη διάδοση του πρώτου κρουστικού κύματος σύμφωνα με τα αποτελέσματα της τριδιάστατης ανασύνθεσής του. Ωστόσο, στο STA όπως αναφέρθηκε και πριν, ο χρόνος απελευθέρωσης των ηλεκτρονίων έγινε σχεδόν 3 ώρες νωρίτερα από των πρωτονίων, οπότε συμπεράναμε ότι είναι πολύ απίθανο να ευθύνεται το πρώτο κρουστικό κρουστικό κύμα για την απελευθέρωση τους. Αν τελικώς υποθέσουμε ότι η μαγνητική σύνδεση με το κρουστικό κύμα όντως έλαβε χώρα, αυτή θα πρέπει να ήταν αρκετά μετά τις ~04:00 UT σύμφωνα με την τριδιάστατη ανασύνθεση. Από την ανάλυση όλων των διαθέσιμων δεδομένων δεν βρήκαμε οποιαδήποτε άλλη δραστηριότητα κοντά στην περιοχή καλής μαγνητικής σύνδεσης με το STA.

Το μόνο πιθανό σενάριο που θα μπορούσε να ερμηνεύσει τις παρατηρήσεις στο STA είναι να υποθέσουμε ότι τα ενεργητικά ηλεκτρόνια δεν απελευθερώθηκαν απευθείας στις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου αλλά μεταφέρθηκαν εκεί από κάποια μη αδιαβατική κίνηση. Μία ασθενής ανισοτροπία που παρατηρείται στη κατανομή της έντασης των σωματιδίων που ανιχνεύθηκαν στο STA, ως προς τη γωνία κλίσης τους (βλ. [Dresing et al. 2014](#)) δείχνει να ενισχύει το παραπάνω σενάριο και επιπλέον συνάδει με τα αποτελέσματά μας, τα οποία έδειξαν ότι το κρουστικό κύμα δεν καταφέρνει να φτάσει στις δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου που συνδέονται με το STA. Ωστόσο, η γρήγορη έλευση των ενεργητικών ηλεκτρονίων στο όργανο και η μικρή διάρκεια στο χρόνο ανόδου της ροής τους δεν είναι απολύτως συμβατά με τη κάθετη διάδοση σωματιδίων η οποία είναι πολύ αργή σαν διαδικασία. Μια ευρείας κλίμακας σύμπλεξη των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου κυρίως στο χαμηλό στέμμα (βλ. [Laitinen et al. 2015](#)) θα μπορούσε να ευνοήσει την πλάγια διάδοση των σωματιδίων αφού αυτά αποκτούν γρηγορότερη πρόσβαση σε μεγάλες αποστάσεις κάθετα στο πεδίο. Επιπλέον, στο STB το φαινόμενο SEP παρουσιάζει έντονη ανισοτροπία ενισχύοντας συνεπώς το σενάριο ότι ένα κρουστικό κύμα με προέλευση σχετικά κοντά στον Ήλιο ήταν υπεύθυνο για την απελευθέρωση των σωματιδίων. Παράλληλα, η μέτρια ανισοτροπία των σωματιδίων στο L1 δείχνει ότι τα SEPs απελευθερώθηκαν εντός ενός πολύ μεγαλύτερου γωνιακού εύρους και αυτό συνάδει με τα αποτελέσματα της ανάλυσής μας ότι το κρουστικό κύμα που διαδίδεται ψηλά στο στέμμα είναι υπεύθυνο για την απελευθέρωση των σωματιδίων στο σημείο αυτό.

Τέλος, για να διαλευκάνουμε περαιτέρω το σχετικό ρόλο της έκλαμψης ή του κρουστικού κύματος στη διαδικασία απελευθέρωσης του φαινομένου SEP στο STB και το L1, μελετήσαμε το ενεργειακό φάσμα και την σχετική αφθονία στοιχείων και ισοτόπων. Αρχικά, από το ενεργειακό φάσμα των στοιχείων και των ισοτόπων στις δυο διαφορετικές θέσεις στην ηλιόσφαιρα προσδιορίσαμε τους λόγους αφθονίας Fe/O και $^3\text{He}/^4\text{He}$. Σημειώνουμε ότι για τα φαινόμενα SEPs ο λόγος στις αφθονίες διαφορετικών στοιχείων και ισοτόπων και ιδιαίτερα οι λόγοι Fe/O και $^3\text{He}/^4\text{He}$ μπορούν να δώσουν χρήσιμες πληροφορίες για τη φυσική διαδικασία επιτάχυνσης των ενεργητικών σωματιδίων και διάδοσής τους στην ηλιόσφαιρα. Από τη μελέτη αυτή βρήκαμε ότι ο λόγος $^3\text{He}/^4\text{He}$ στο STB είναι πολύ κοντά στο κριτήριο του [Reames \(1999\)](#) για τα “απότομα” SEPs, οπότε εκτός από τη σχετική συνεισφορά του κρουστικού κύματος δεν μπορούμε να αποκλείσουμε το γεγονός ότι μπορεί να υπάρχει και

κάποια συνεισφορά στην επιτάχυνση και απελευθέρωση των σωματιδίων από την έκλαμψη. Επιπλέον, στο STB ο λόγος Fe/O βρέθηκε ότι είναι συμβατός με τη μέση τιμή του λόγου Fe/O~0.1 για τα “βαθμιαία” φαινόμενα SEPs και η απελευθέρωση των σωματιδίων προέρχεται από το κρουστικό κύμα. Για το L1 βρήκαμε ότι ο λόγος Fe/O που προσδιορίσαμε από τις μετρήσεις του ACE είναι επίσης συμβατός με το κριτήριο του Reames (1999) για τα “απότομα” SEPs. Επιπρόσθετα για το ACE δεν βρήκαμε στοιχεία που να συνάδουν στην αύξηση του ^3He έναντι του ^4He που θα σήμαινε κάποια συνεισφορά της έκλαμψης στην απελευθέρωση των σωματιδίων. Συμπεραίνουμε οπότε ότι τα αποτελέσματα για το L1 είναι συμβατά με το γεγονός ότι το κέντρο δράσης (συνεπώς και η περιοχή της έκλαμψης) δεν είναι μαγνητικά συνδεδεμένο με τη Γη και μόνο το κρουστικό κύμα είναι δυνατόν να έχει κάποια συνεισφορά στην επιτάχυνση και απελευθέρωση των σωματιδίων. Επομένως, από τα στοιχεία της μελέτης μας συμπεράναμε ότι η αφθονία των στοιχείων και των ισότοπων του φαινομένου SEP στο STB και L1 είναι γενικά συνεπής με τις μέσες τιμές που παρατηρούνται σε διαδικασίες απελευθέρωσης σωματιδίων σχετικές με κρουστικά κύματα και “βαθμιαία” φαινόμενα SEP.

6.2.2 Ο σχετικός ρόλος των κρουστικών κυμάτων στην επιτάχυνση και απελευθέρωση των υψηλο-ενεργειακών φαινομένων SEPs

Ο σχετικός ρόλος των κρουστικών κυμάτων στην επιτάχυνση και απελευθέρωση των σωματιδίων στα υψηλο-ενεργειακά φαινόμενα SEPs, έναντι των εκλάμψεων παραμένει ανοικτό ζήτημα και για αυτό το λόγο αποτέλεσε αντικείμενο της μελέτης μας που παρουσιάσαμε στο κεφάλαιο 5. Πιο συγκεκριμένα πραγματοποιήσαμε μια στατιστική μελέτη που είχε ως στόχο να αναδείξει την συνεισφορά των κρουστικών κυμάτων και των εκλάμψεων στα χαρακτηριστικά των φαινομένων SEPs. Για το σκοπό αυτό χρησιμοποιήσαμε ένα κατάλογο που αποτελείται από 115 υψηλο-ενεργειακά φαινόμενα SEPs (~68 MeV) που παρατηρήθηκαν στη μια αστρονομική μονάδα από το όργανο SOHO/ERNE κατά τη διάρκεια του 23ου ηλιακού κύκλου. Για αυτά τα υψηλο-ενεργειακά/ισχυρά φαινόμενα SEPs μελετήσαμε κάποια από τα χαρακτηριστικά τους, δίνοντας ιδιαίτερη έμφαση στη σχέση του χρόνου απελευθέρωσης των ενεργητικών σωματιδίων με τις παροδικές ηλιακές ραδιοεκπομπές που καταγράφονται από διαστημικούς ή/και επίγειους ραδιοφασματογράφους και πιο συγκεκριμένα με την παρουσία (ή απουσία) ραδιοεξάρσεων τύπου II που σχετίζονται με κρουστικά κύματα στο ηλιακό στέμμα και το μεσοπλανητικό χώρο τη στιγμή της απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων. Επιπλέον, μελετήσαμε διεξοδικά τη χρονική διαφορά μεταξύ του χρόνου απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων σε σχέση με την απελευθέρωση των ενεργητικών ηλεκτρονίων όπως αυτή προκύπτει τόσο από τις ραδιοεξάρσεις τύπου III όσο και από την εφαρμογή της μεθόδου VDA στις επιτόπιες μετρήσεις του οργάνου WIND/3DP.

Αρχικά, υπολογίσαμε τους χρόνους έλευσης των ενεργητικών πρωτονίων και ηλεκτρονίων στα όργανα που χρησιμοποιήσαμε στη μελέτη μας και τα οποία βρίσκονταν στο L1. Η μέθοδος που χρησιμοποιήσαμε για να υπολογίσουμε τους χρόνους έλευσης μαζί με την αβεβαιότητά τους βασίστηκε σε μια καινούρια τεχνική που αναπτύξαμε, με την οποία πραγματοποιήσαμε μια ανάλυση Monte Carlo στο μέσο όρο του υποβάθρου της ροής σωματιδίων σε κάθε ενεργειακό κανάλι, προτού το χρησιμοποιήσουμε ως αρχική παράμετρο στη μέθοδο Poisson-CUSUM. Έπειτα, από το χρόνο έλευσης των σωματιδίων σε κάθε ενεργειακό κανάλι για κάθε φαινόμενο SEP υπολογίσαμε το χρόνο απελευθέρωσής τους σε ανοιχτές μαγνητικές γραμμές και το μήκος διαδρομής τους στο μεσοπλανητικό χώρο με την αβεβαιότητά τους, από την ανάλυση διασποράς ταχυτήτων και την χρήση της μεθόδου της μέγιστης πιθανοφάνειας για να πραγματοποιήσουμε τη γραμμική παλινδρόμηση στα δεδομένα των χρόνων έλευσης. Από αυτό το τμήμα της μελέτης μας συμπεράναμε ότι η χρήση τόσο της ανάλυσης Monte Carlo όσο και της μεθόδου της μέγιστης πιθανοφάνειας μας βοήθησε στο

να υπολογίσουμε τους χρόνους απελευθέρωσης των φαινομένων SEPs συνυπολογίζοντας την αβεβαιότητα που υπεισέρχεται στην στατιστική μας ανάλυση από τον υπολογισμό των χρόνων έλευσης με τη μέθοδο Poisson-CUSUM με μεγαλύτερη ακρίβεια από τις συμβατικές μεθόδους, δεδομένου ότι τα σφάλματα ήταν σημαντικά μικρότερα. Επιπλέον, διαπιστώσαμε ότι στα περισσότερα φαινόμενα SEPs τα αποτελέσματα ήταν αποδεκτά με εξαίρεση κάποιες περιπτώσεις στις οποίες οι χρόνοι έλευσης των σωματιδίων επηρεάζονταν σημαντικά από το εξαιρετικά διαταραγμένο υπόβαθρο σε ορισμένα ενεργειακά κανάλια. Για αυτές τις περιπτώσεις το σχετικό σφάλμα του φαινομένου μήκους διάδοσης αλλά και των χρόνων απελευθέρωσης των σωματιδίων ήταν σχετικά μεγάλο, αλλά ταυτόχρονα και το μήκος διαδρομής τους ήταν εξαιρετικά μεγάλο οπότε τα φαινόμενα αυτά εξαιρέθηκαν από την ανάλυσή μας.

Επόμενο βήμα της μελέτης μας ήταν να εξετάσουμε τη σχέση του χρόνου απελευθέρωσης των σωματιδίων με τις ραδιοεξάρσεις που καταγράφηκαν από τα όργανα. Από το σύνθετο δυναμικό ραδιοφάσμα κάθε φαινομένου ταυτοποιήσαμε τις ραδιοεκπομπές που σχετίζονταν με την απελευθέρωση των σωματιδίων και χωρίσαμε τα φαινόμενα σε SEPs σε αυτά “που συνάγεται ραδιοσυσχέτιση” και σε αυτά “που δεν συνάγεται ραδιοσυσχέτιση”. Αρχικά, από την περαιτέρω μελέτη των φαινομένων “που δεν συνάγεται ραδιοσυσχέτιση” βρήκαμε ότι η αδυναμία εύρεσης σχετιζόμενης ραδιοεκπομπής εντός του “παραθύρου απελευθέρωσης” (δηλ. εντός του διαστήματος που ορίζει ο χρόνος απελευθέρωσης \pm την αβεβαιότητά του), οφείλεται σε σφάλματα που εμπλέκονται στην διαδικασία υπολογισμού του χρόνου απελευθέρωσης από τη VDA όπως είναι η λανθασμένη εκτίμηση των χρόνων έλευσης των ενεργητικών σωματιδίων από τη μέθοδο Poisson-CUSUM και για το λόγο αυτό τα φαινόμενα αυτά εξαιρέθηκαν από την ανάλυσή μας. Για τα φαινόμενα SEPs “που συνάγεται ραδιοσυσχέτιση” βρήκαμε ότι στα περισσότερα φαινόμενα η απελευθέρωση των ενεργητικών πρωτονίων σχετίζεται με ραδιοεξάρσεις τύπου III και τύπου II ταυτόχρονα (δηλ. παρουσιάζουν ραδιοσυσχέτιση “τύπου III/II” σε ποσοστό 38%), αλλά υπάρχει ένα σημαντικό ποσοστό φαινομένων SEPs που παρουσιάζει είτε ραδιοσυσχέτιση “μόνο με τύπο III” (28%) είτε μικτές συσχετίσεις με τύπους IV-συνεχές και τύπους III ή II (23%). Ένα μικρό ποσοστό φαινομένων SEPs βρήκαμε ότι παρουσιάζει ραδιοσυσχέτιση “μόνο με τύπο II” (11%). Επιπλέον, διερευνήσαμε τη σχέση των φαινομένων SEPs και των ραδιοεκπομπών χωρίς να λάβουμε υπόψιν το “παραθύρο απελευθέρωσης” και συμπεράναμε ότι στην πλειονότητά τους τα φαινόμενα παρουσιάζουν ραδιοσυσχέτιση “τύπου III/II” (52%), ενώ οι μικτές συσχετίσεις με τύπους IV-συνεχές παρουσίαζαν και αυτές σημαντικό ποσοστό (32%).

Παρόμοια αποτελέσματα βρήκαμε και από την μελέτη των σχετικών ραδιοεκπομπών εντός του “παραθύρου απελευθέρωσης” των ενεργητικών ηλεκτρονίων. Στα περισσότερα φαινόμενα ενεργητικών ηλεκτρονίων βρήκαμε κυρίως συσχέτιση του χρόνου απελευθέρωσης με ραδιοεξάρσεις τύπου III και τύπου II (δηλ. ραδιοσυσχέτιση “τύπου III/II”), ενώ σε κάποιες περιπτώσεις βρήκαμε ραδιοσυσχέτιση “μόνο με τύπους III”. Συνοψίζοντας, συμπεραίνουμε ότι τα υψηλο-ενεργειακά φαινόμενα SEPs συνοδεύονται στην πλειονότητά τους από ραδιοεξάρσεις τύπου III αλλά υπάρχει ένα σημαντικό ποσοστό φαινομένων που παρατηρείται επιπλέον συσχέτιση με ραδιοεξάρσεις τύπου II. Από τη ταξινόμηση των φαινομένων SEPs που προκύπτει από τις σχετιζόμενες ραδιοεξάρσεις εντός του “παραθύρου απελευθέρωσης” συμπεραίνουμε ότι είναι πολύ δύσκολο να υπάρχει ξεκάθαρος διαχωρισμός μεταξύ φαινομένων SEPs που σχετίζονται είτε με εκλάμψεις είτε με CMEs/κρουστικό κύμα καθώς στις περισσότερες περιπτώσεις, για τα φαινόμενα SEPs που αναλύσαμε, ο χρόνος απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων συσχετίζεται με ραδιοεξάρσεις τύπου III και τύπου II ταυτόχρονα.

Για να διαπιστώσουμε το σχετικό ρόλο των κρουστικών κυμάτων στην απελευθέρωση των ενεργητικών σωματιδίων μελετήσαμε περαιτέρω τα φαινόμενα στα οποία ο χρόνος απελευθέρωσης των SEPs σχετίζονταν με ραδιοεξάρσεις τύπου II. Στόχος μας ήταν να παρου-

σιάσουμε περαιτέρω αποδείξεις ότι στις περιπτώσεις αυτές έλαβε χώρα κάποια ξεχωριστή διαδικασία επιτάχυνσης/απελευθέρωσης των SEPs που σχετίζεται με κρουστικά κύματα. Αρχικά, για τα φαινόμενα SEPs με ραδιοσυσχέτιση “τύπου III/II” αναλύσαμε περαιτέρω τα σύνθετα δυναμικά ραδιοφάσματα και βρήκαμε ότι στα περισσότερα φαινόμενα SEPs η ραδιοέξαρχση τύπου II προηγείται των τύπων III και ότι οι τύποι III εκπηγάζουν από τη τύπου II. Από αυτή τη σημαντική παρατήρηση συμπεράναμε ότι για αυτά τα φαινόμενα, τα ηλεκτρόνια που σχετίζονταν με την ραδιοέξαρχση τύπου III επιταχύνονταν στην περιοχή του κρουστικού κύματος. Επιπλέον στοιχεία για την συνεισφορά των κρουστικών κυμάτων στην επιτάχυνση των SEPs βρήκαμε από τη μελέτη του ενεργειακού φάσματος όλων των φαινομένων SEPs. Για τα φαινόμενα SEPs τα οποία σχετίζονταν με ραδιοεξάρσεις τύπου II βρήκαμε ότι το ενεργειακό φάσμα τους ήταν πιο σκληρό από αυτό των φαινομένων που δεν σχετίζονταν με ραδιοεξάρσεις τύπου II. Επομένως, συμπεράναμε ότι σύμφωνα με τα χαρακτηριστικά των ραδιοεξάρσεων τύπου II και του ενεργειακού φάσματος των ενεργητικών σωματιδίων φαίνεται ότι υπάρχει μια συμβάλλουσα διαδικασία επιτάχυνσης από το σχετικό κρουστικό κύμα.

Επόμενο στοιχείο της μελέτης μας αποτέλεσαν οι χρονισμοί μεταξύ της απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων και της έναρξης της εκπομπής των σχετιζόμενων ραδιοεξάρσεων τύπου III, θεωρώντας ότι οι τύπου III είναι ιχνηθέτες της αρχικής επιτάχυνσης και διαφυγής των ηλεκτρονίων. Επιπλέον, μελετήσαμε τους χρονισμούς μεταξύ της απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων και υψηλο-ενεργειακών ηλεκτρονίων, χρησιμοποιώντας για τη ροή των ηλεκτρονίων δεδομένα του οργάνου WIND/3DP. Από τη μελέτη μας συμπεράναμε ότι η απελευθέρωση των ηλεκτρονίων που δίνουν τύπους III συμβαίνει συνήθως πριν την απελευθέρωση των ενεργητικών πρωτονίων ενώ τα υψηλο-ενεργειακά ηλεκτρόνια απελευθερώνονται ταυτόχρονα ή μετά από την απελευθέρωση των ενεργητικών πρωτονίων. Στα αποτελέσματά μας συνυπολογίσαμε τα σφάλματα που προκύπτουν από τον υπολογισμό των χρόνων απελευθέρωσης με την μέθοδο VDA χρησιμοποιώντας μια στατιστική ανάλυση Monte Carlo στους χρονισμούς. Με την μέθοδο αυτή πιστοποιήσαμε ότι οι χρονικές διαφορές που βρήκαμε ήταν ανεξάρτητες από τα σφάλματα απελευθέρωσης που προσδιορίστηκαν από τη VDA. Τέλος, προσπαθήσαμε να συνδυάσουμε τα αποτελέσματα των χρονισμών πρωτονίων, ηλεκτρονίων και τύπων III για να βρούμε αν μπορεί να προκύψει ένα ενοποιημένο σενάριο απελευθέρωσης των σωματιδίων. Από τη μελέτη αυτή δεν βρήκαμε κάποια κυρίαρχη κατηγορία χρονικής ακολουθίας μεταξύ των ραδιοεξάρσεων τύπου III, της απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων από το SOHO/ERNE και ηλεκτρονίων WIND/3DP παρόλο που το μεγαλύτερο πλήθος φαινομένων το βρήκαμε στη κατηγορία όπου τα ενεργητικά πρωτόνια και ηλεκτρόνια απελευθερώνονται ταυτόχρονα και είναι και τα δύο “καθυστερημένα” ως προς την έναρξη της ραδιοέξαρχσης τύπου III. Από την παραπάνω μελέτη συμπεράναμε ότι ο χωρισμός των φαινομένων SEPs σε κατηγορίες ανάλογα με την χρονική ακολουθία της απελευθέρωσης των ηλεκτρονίων από τους τύπους III και των υψηλο-ενεργειακών πρωτονίων-ηλεκτρονίων είναι αρκετά πολύπλοκη διαδικασία και δεν φαίνεται ότι υπάρχει ένα μοναδικό σενάριο απελευθέρωσης.

Για τα φαινόμενα SEPs στα οποία ο χρόνος απελευθέρωσης των ενεργητικών σωματιδίων συνδέεται με την παρουσία κρουστικών κυμάτων (δηλ. τύπους II) εκτιμήσαμε το ύψος απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων με τη χρήση των μετρήσεων ύψους-χρόνου της σχετικής CME στο ηγούμενο τμήμα της, από τις παρατηρήσεις του οργάνου SOHO/LASCO. Εφαρμόζοντας τη μέθοδο της επέκτασης ή της παρεμβολής των δεδομένων ύψους-χρόνου των CMEs και με χρήση του χρόνου απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων από τη μέθοδο VDA, βρήκαμε ότι η απελευθέρωση των σωματιδίων γίνεται σε ύψος $\sim 2.5 R_{\odot}$. Ωστόσο, η βασική παραδοχή της συγκεκριμένης ανάλυσης για τον υπολογισμό του ύψους απελευθέρωσης, ότι η απελευθέρωση των σωματιδίων συμβαίνει στο μέτωπο της CME και όχι στην περιοχή του κρουστικού κύματος, καθώς και το γεγονός ότι έχουμε δεχτεί ότι η

απελευθέρωση γίνεται στο ηγούμενο τμήμα και όχι στις πτέρυγες δημιουργεί αβεβαιότητα στους υπολογισμούς μας, η οποία ωστόσο δεν μπορεί να εκτιμηθεί από τα υπάρχοντα δεδομένα.

6.3 Ανοικτά προβλήματα – Μελλοντικά Σχέδια

Η μελέτη κρουστικών κυμάτων που ιστορικά αρχίζει με την πρώτη αναφορά της έννοιας του “κρουστικού κύματος” από τον Euler το 1759¹ αποτελεί έως και σήμερα ένα ενεργό πεδίο έρευνας στην αστροφυσική. Για την ηλιακή/ηλιοσφαιρική φυσική η μελέτη των χαρακτηριστικών των κρουστικών κυμάτων στο ηλιακό στέμμα και το μεσοπλανητικό χώρο είναι ένα σημαντικό, πολύπλοκο και πολύπτυχο πρόβλημα. Η πολυπλοκότητα προκύπτει τόσο από τις φυσικές διεργασίες που εμπλέκονται κατά τη δημιουργία και την εξέλιξη των κρουστικών κυμάτων στην ηλιόσφαιρα όσο και στην αξιοποίηση και την ερμηνεία του πλήθους δεδομένων που προέρχονται από τις παρατηρήσεις των ηλιακών και ηλιοσφαιρικών οργάνων. Επιπλέον, η μελέτη των κρουστικών κυμάτων χρίζεται ως πολύπτυχη καθώς αυτά εμπλέκονται σε πλήθος άλλων ηλιακών φαινομένων όπως είναι η επιτάχυνση και η απελευθέρωση ενεργητικών σωματιδίων στην ηλιόσφαιρα, η σύνδεσή τους με την εκπομπή ραδιοφωνικής εκπομπής και η σχέση τους με άλλα κυματικά και εκρηκτικά φαινόμενα. Τέλος, σημειώνουμε ότι τα κρουστικά κύματα αποτελούν ένα βασικό κομμάτι στην πρόβλεψη του διαστημικού καιρού.

Η μελέτη της φύσης και του διεγείροντος αιτίου των κρουστικών κυμάτων που παρατηρούνται στο χαμηλό στέμμα αποτελεί ένα σημαντικό και ανοικτό αντικείμενο μελέτης. Στη δική μας μελέτη συμπεράναμε ότι το κρουστικό κύμα στο φαινόμενο στις 13 Ιουνίου 2010 προέρχεται από τη διάδοση της CME και τη μη γραμμική εξέλιξη του κύματος EUV και είναι αρχικά “οδηγούμενο από διεγείρον αιτίο” καταλήγοντας έπειτα σε εκρηκτικό κύμα όταν τελικώς αποκόπτεται από το “έμβολο”. Γενικότερα οι έως τώρα μελέτες έχουν δείξει ότι τα κρουστικά κύματα που εμφανίζονται στο χαμηλό στέμμα συνήθως προέρχονται από CMEs, ωστόσο υπάρχουν και κάποιες περιπτώσεις όπου προέρχονται από έκλαμψη. Πιστεύουμε ότι η συνέχιση τέτοιου είδους μελετών μπορεί να δώσει επιπλέον στοιχεία για τις προϋποθέσεις που δημιουργούν τον διαχωρισμό αυτό. Επιπλέον, η συστηματική μελέτη της κινηματικής κρουστικών κυμάτων και των υποφαινόμενων “οδηγών” τους μπορεί να δώσει ενδιαφέροντα στοιχεία για τις προϋποθέσεις της δημιουργίας τους στο χαμηλό στέμμα. Επίσης, χρήζει περαιτέρω διερεύνησης και σε άλλες περιπτώσεις ο σχετικός ρόλος της ασύμμετρης πλευρικής επέκτασης των CMEs στη δημιουργία κρουστικών κυμάτων στις πτέρυγες των CMEs.

Στη μελέτη μας καταφέραμε να προσδιορίσουμε τις πιθανές περιοχές προέλευσης της ραδιοεκπομπής του κρουστικού κύματος με μια νέα μέθοδο με την οποία υπολογίζεται ο λόγος συμπίεσης του κρουστικού κύματος από τις εικόνες του AIA. Ωστόσο, κύριο πρόβλημα της μεθόδου είναι το γεγονός ότι ο υπολογισμός της θέσης του κρουστικού κύματος είναι σχετικά χοντρικός και μόνο από παρατηρήσεις με ραδιοηλιογράφους στα μετρικά ραδιοκύματα που παρέχουν διδιάστατη πληροφορία μπορούν να προσδιοριστούν με μεγαλύτερη ακρίβεια οι πιθανές περιοχές προέλευσης της ραδιοεκπομπής τύπου II των κρουστικών κυμάτων. Επομένως, από τη μελέτη ενός φαινομένου που θα περιλαμβάνει παρατηρήσεις ενός κρουστικού κύματος από ραδιοηλιογράφο στα μετρικά ραδιοκύματα, μπορούμε να συγκρίνουμε τις περιοχές προέλευσης της ραδιοεκπομπής του κρουστικού κύματος από τον

¹Όταν αυτός έθεσε το ερώτημα αν τα ηχητικά κύματα μικρού πλάτους διαδίδονται διαφορετικά από κύματα απείρου πλάτους και στην προσπάθειά αυτή ανέπτυξε τη μέθοδο των χαρακτηριστικών καμπυλών η οποία, πολύ αργότερα, θα αποδειχθεί πολύ χρήσιμη μέθοδος στην επίλυση προβλημάτων μη-γραμμικών διαφορικών εξισώσεων και κρουστικών κυμάτων.

ραδιοηλιογράφο με αυτές στο μακρινό υπεριώδες. Με αυτό τον τρόπο μπορούμε να εντοπίσουμε πολυφασματικά τις περιοχές προέλευσης των τύπων II και επιπρόσθετα μπορούμε να διαπιστώσουμε την ακρίβεια των υπολογισμών για το λόγο συμπίεσης του κρουστικού κύματος. Τέλος σημειώνουμε ότι η νέα μέθοδος για τον υπολογισμό του λόγου συμπίεσης στηρίζεται σε υπολογισμό πρώτης προσέγγισης και για να πραγματοποιήσουμε υπολογισμό δεύτερης τάξης χρειάζεται να λάβουμε αρχικά υπόψιν το οπτικό βάθος της περιοχής του κρουστικού κύματος και επίσης να συνυπολογίσουμε την συνεισφορά από άλλα θερμοκρασιακά κανάλια.

Επιπλέον, αξίζει να σημειώσουμε ότι η νέα μέθοδος δεν επιτρέπει απευθείας τον υπολογισμό μιας μονοσήμαντης τιμής του λόγου συμπίεσης εφόσον γνωρίζουμε μόνο τη θέση της μπροστινής πλευράς και του μετώπου του κρουστικού κύματος ενώ τα όρια της πίσω πλευρά δεν εντοπίζονται εύκολα στα δεδομένα στο μακρινό υπεριώδες καθώς η διαφορά της έντασης ακτινοβολίας στα εγγραφήματα δεν παρουσιάζει ξεκάθαρα κάποιο πλατό. Ένας τρόπος να ξεπεραστεί το πρόβλημα αυτό είναι να θεωρήσουμε ότι αντιπροσωπευτικές περιοχές για τη πίσω πλευρά του κρουστικού κύματος είναι είτε κάποιο μέγιστο της ακτινοβολίας στα εγγραφήματα διαφορών (αν αυτά δεν είναι γνησίως αύξοντα) είτε κάποια περιοχή που μορφολογικά πλησιάζει σε ένα πλατό στην περιοχή της θήκης του κρουστικού κύματος. Δεδομένου ότι τα παραπάνω θέματα είναι επιλύσιμα θα μπορούσε σε μια μελλοντική εργασία να συγκριθεί ο λόγος συμπίεσης κάποιου κρουστικού κύματος από τη νέα μέθοδο στο μακρινό υπεριώδες σε σχέση με άλλες μεθόδους που αναφέρθηκαν στο κεφάλαιο 3.

Για τη μελέτη των μακροσκοπικών παραμέτρων των κρουστικών κυμάτων που διαδίδονται στο στέμμα όπως είναι ο λόγος συμπίεσης και ο αλφβενικός αριθμός Mach, έχουν παρουσιαστεί διάφορες μέθοδοι κατά καιρούς, ανάμεσα σε αυτές είναι και η αξιοποίηση του φαινομένου του συχνοτικού διαχωρισμού σε λωρίδες των ραδιοεξάρσεων τύπου II. Ωστόσο, όπως εξηγήσαμε και στο κεφάλαιο 3 τα αποτελέσματα που εξάγονται από το φαινόμενο του συχνοτικού διαχωρισμού σε λωρίδες των ραδιοεξάρσεων τύπου II στηρίζονται στην ορθότητα του μοντέλου των [Smerd et al. \(1974\)](#). Επομένως είναι αναγκαίο να εξεταστεί πρωτίστως αν όντως το μοντέλο των [Smerd et al. \(1974\)](#) είναι επαρκές για να εξηγήσει το συχνοτικό διαχωρισμό σε λωρίδες των τύπων II.

Στη μελέτη που παρουσιάσαμε στο κεφάλαιο 4 αναδείξαμε το ρόλο της πλευρικής διάδοσης του κρουστικού κύματος στην απελευθέρωση των ενεργητικών σωματιδίων. Η τριδιάστατη κρουστικών κυμάτων στο στέμμα και το μεσοπλανητικό χώρο μπορεί να αναδείξει τη σχετική συνεισφορά τους στην απελευθέρωση των ενεργητικών σωματιδίων και σε άλλα φαινόμενα SEPs. Ιδιαίτερη έμφαση θα πρέπει να δοθεί στη μελέτη φαινομένων SEPs με μεγάλη διαμήκη έκταση αλλά με πυκνότερη κάλυψη της εσωτερικής ηλιόσφαιρας με επιτόπιες μετρήσεις, ιδιαίτερα αυτές που γίνονται κοντά στον Ήλιο. Επισημαίνουμε ότι οι επερχόμενες αποστολές του Solar Orbiter και Solar Probe Plus μπορούν να βοηθήσουν σημαντικά στη μελέτη της διαμήκους έκτασης των φαινομένων SEPs, παρέχοντας δεδομένα επιτόπιων μετρήσεων και τηλεπισκόπησης πολύ κοντά στον Ήλιο. Σημειώνουμε ότι οι παρατηρήσεις αυτές εκτός από το ότι μπορούν να αναδείξουν το σχετικό ρόλο των κρουστικών κυμάτων και των εκλάμψεων στην απελευθέρωση των ενεργητικών σωματιδίων, μπορούν παράλληλα να βοηθήσουν στη μελέτη του ρόλου που έχει η διαδικασία μεταφοράς των σωματιδίων και ιδιαίτερα η πλάγια διάδοση των σωματιδίων στο μαγνητικό πεδίο στη διαμόρφωση των χαρακτηριστικών της διαμήκους έκτασης των φαινομένων SEPs.

Επιπλέον, όπως εξηγήσαμε στο κεφάλαιο 4 αλλά και στα συμπεράσματά μας όταν το μαγνητικό πεδίο στο στέμμα και το μεσοπλανητικό χώρο είναι διαταραγμένο ο υπολογισμός των περιοχών με καλή μαγνητική σύνδεση στηρίζεται σε απλουστευμένες μαγνητικές διατάξεις οι οποίες δημιουργούν βεβαιότητα στο παραγόμενο αποτέλεσμα. Ένας τρόπος να ξεπεράσουμε εν μέρη το πρόβλημα αυτό είναι να υπολογίσουμε το μαγνητικό στο χαμηλό

στέμμα με την μέθοδο της μαγνητικής επέκτασης ενώ για το μεσοπλανητικό χώρο μπορούν να χρησιμοποιηθούν ΜΥΔ προσομοιώσεις λαμβάνοντας υπόψιν προηγούμενα φαινόμενα που δημιουργούν τις διαταραχές. Ένα επιπλέον ζήτημα που πιστεύουμε ότι αξίζει να διερευνηθεί περαιτέρω είναι αυτό της ακρίβειας που μας παρέχει η τριδιάστατη ανασύνθεση των κρουστικών κυμάτων στον προσδιορισμό των χωρικών χαρακτηριστικών τους. Ένας τρόπος για να υπολογίσουμε την αβεβαιότητα που υπεισέρχεται στον υπολογισμό είναι να συνδυάσουμε τα αποτελέσματα της τριδιάστατης ανασύνθεσης με επιτόπιες μετρήσεις του πλάσματος του ηλιακού ανέμου ψηλά στο στέμμα. Με αυτό το τρόπο μπορούμε να δούμε αν η θέση του κρουστικού κύματος από την τριδιάστατη ανασύνθεση ταιριάζει με τα δεδομένα από τις επιτόπιες μετρήσεις και στην περίπτωση που υπάρχουν αποκλίσεις να βρούμε ποια είναι η αιτία της ασυνέπειας αυτής με στόχο την βελτίωση της μεθόδου. Τέλος, μια επιπλέον μελέτη που θα μπορούσε να γίνει στα πλαίσια της τριδιάστατης ανασύνθεσης κρουστικών κυμάτων είναι η μελέτη των χαρακτηριστικών τους όπως ο λόγος συμπίεσης, η κινηματική τους σε σχέση με το διεγείρον αίτιο –δηλαδή τη CME– και το στάδιο μετάβασης από οδηγούμενο από διεγείρον αίτιο σε ελεύθερα κινούμενο κύμα, δηλαδή εκρηκτικό κύμα.

Στο κεφάλαιο 5 δείξαμε ότι στα υψηλο-ενεργειακά/ισχυρά φαινόμενα ενεργητικών πρωτονίων είναι δύσκολο να γίνει μια ξεκάθαρη διάκριση μεταξύ των φαινομένων που σχετίζονται με εκλάμψεις και αυτών που σχετίζονται με CMEs και κρουστικά κύματα. Ωστόσο, από τα αποτελέσματα της μελέτης μας φαίνεται ότι ο σχετικός ρόλος των κρουστικών κυμάτων στην επιτάχυνση και την απελευθέρωση των ενεργητικών σωματιδίων είναι αδιαμφισβήτητος και η συνέχιση μελετών που θα επικεντρωθούν στη συσχέτιση των χαρακτηριστικών των κρουστικών κυμάτων με τα χαρακτηριστικά των SEPs είναι απαραίτητη. Έως τώρα διάφορες στατιστικές μελέτες των φαινομένων SEPs χρησιμοποιούν για τις συσχετίσεις τα χαρακτηριστικά των CMEs όπως η ταχύτητα ή το εύρος, χωρίς να λαμβάνουν υπόψιν τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά των κρουστικών κυμάτων όπως είναι ο λόγος συμπίεσης και ο αριθμός Mach. Βέβαια, όπως δείξαμε διεξοδικά στο κεφάλαιο 3 ο υπολογισμός των παραπάνω χαρακτηριστικών δεν είναι τετριμμένη υπόθεση.

Τέλος, πιστεύουμε ότι η μελέτη των χρονισμών μεταξύ της απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων και ηλεκτρονίων με την έναρξη της εκπομπής των σχετιζομένων ραδιοεξάρσεων τύπου III μπορεί να δώσει περαιτέρω στοιχεία για τα χαρακτηριστικά της απελευθέρωσης των ενεργητικών σωματιδίων ιδιαίτερα με την χρήση πολλαπλών σημείων παρατήρησης στην ηλιόσφαιρα. Σύμφωνα με τα αποτελέσματα της μελέτης μας η απελευθέρωση των ηλεκτρονίων που δίνουν τύπους III συμβαίνει συνήθως πριν την απελευθέρωση των ενεργητικών πρωτονίων ενώ τα ενεργητικά ηλεκτρόνια απελευθερώνονται ταυτόχρονα ή μετά από την απελευθέρωση των ενεργητικών πρωτονίων. Ωστόσο, από την μελέτη αυτή δεν είναι εμφανές ποιος είναι ο λόγος που συμβαίνει αυτή η χρονική αλληλουχία φαινομένων με αποτέλεσμα το συγκεκριμένο πρόβλημα να παραμένει ακόμα ανοικτό. Με την προσθήκη περισσότερων από ένα σημεία παρατήρησης σωματιδίων μπορούμε να διαπιστώσουμε για παράδειγμα αν η χρονική διαφορά μεταξύ των ραδιοεξάρσεων τύπου III και του χρόνου απελευθέρωσης στο κάθε όργανο οφείλεται στο χρόνο που χρειάζεται ένα κρουστικό κύμα να διαδοθεί στο στέμμα και να απελευθερώσει τα ενεργητικά σωματίδια στις περιοχές με καλή μαγνητική σύνδεση. Για την χρονική διαφορά μεταξύ της απελευθέρωσης των ενεργητικών πρωτονίων και ενεργητικών ηλεκτρονίων, το πρόβλημα είναι πιο δύσκολο και μόνο με επιτόπιες μετρήσεις των ενεργητικών σωματιδίων πιο κοντά στο στέμμα μπορεί να βρεθεί ο μηχανισμός που δημιουργεί αυτές τις χρονικές διαφορές στην απελευθέρωση των σωματιδίων. Εξίσου ενδιαφέρον πιστεύουμε ότι παρουσιάζει η βελτίωση των υπαρχόντων μεθόδων για τον προσδιορισμό του χρόνου έλευσης και του χρόνου απελευθέρωσης των ενεργητικών σωματιδίων.

Βιβλιογραφία

- ACUÑA, M.H., CURTIS, D., SCHEIFELE, J.L., RUSSELL, C.T., SCHROEDER, P., SZABO, A. & LUHMANN, J.G. (2008). *The STEREO/IMPACT Magnetic Field Experiment*, 203–226. Springer New York, New York, NY. [Cited on page 69.]
- AJELLO, M., ALBERT, A., ALLAFORT, A., BALDINI, L., BARBIELLINI, G., BASTIERI, D., BELLAZZINI, R., BISSALDI, E., BONAMENTE, E., BRANDT, T.J., BREGEON, J., BRIGIDA, M., BRUEL, P., BUEHLER, R., BUSON, S., CALIANDRO, G.A., CAMERON, R.A., CARAVEO, P.A., CECCHI, C., CHARLES, E., CHEKHTMAN, A., CHIANG, J., CHIARO, G., CIPRINI, S., CLAUS, R., COHEN-TANUGI, J., COMINSKY, L.R., CONRAD, J., CUTINI, S., D’AMMANDO, F., DE PALMA, F., DERMER, C.D., DESIANTE, R., DIGEL, S.W., SILVA, E.D.C.E., DRELL, P.S., DRLICA-WAGNER, A., FAVUZZI, C., FOCKE, W.B., FRANCKOWIAK, A., FUKAZAWA, Y., FUSCO, P., GARGANO, F., GASPARRINI, D., GERMANI, S., GIGLIETTO, N., GIOMMI, P., GIORDANO, F., GIROLETTI, M., GLANZMAN, T., GODFREY, G., GRENIER, I.A., GROVE, J.E., GUIRIEC, S., HADASCH, D., HAYASHIDA, M., HAYS, E., HORAN, D., HOU, X., HUGHES, R.E., INOUE, Y., JACKSON, M.S., JOGLER, T., JÓHANNESSEN, G., JOHNSON, A.S., JOHNSON, W.N., KAMAE, T., KNÖDLSER, J., KOCEVSKI, D., KUSS, M., LANDE, J., LARSSON, S., LATRONICO, L., LONGO, F., LOPARCO, F., LOTT, B., LOVELLETTE, M.N., LUBRANO, P., MAYER, M., MAZZIOTTA, M.N., MCENERY, J.E., MICHELSON, P.F., MIZUNO, T., MOISEEV, A.A., MONTE, C., MONZANI, M.E., MORSELLI, A., MOSKALENKO, I.V., MURGIA, S., MURPHY, R., NAKAMORI, T., NEMMEN, R., NUSS, E., OHNO, M., OHSUGI, T., OMODEI, N., ORIENTI, M., ORLANDO, E., ORMES, J.F., PANEQUE, D., PANETTA, J.H., PERKINS, J.S., PESCE-ROLLINS, M., PETROSIAN, V., PIRON, F., PIVATO, G., PORTER, T.A., RAINÒ, S., RANDO, R., RAZZANO, M., REIMER, A., REIMER, O., ROTH, M., SCHULZ, A., SGRÒ, C., SISKIND, E.J., SPANDRE, G., SPINELLI, P., TAKAHASHI, H., THAYER, J.G., THAYER, J.B., THOMPSON, D.J., TIBALDO, L., TINIVELLA, M., TOSTI, G., TROJA, E., USHER, T.L., VANDENBROUCKE, J., VASILEIOU, V., VIANELLO, G., VITALE, V., WERNER, M., WINER, B.L., WOOD, D.L., WOOD, K.S. & YANG, Z. (2014). Impulsive and Long Duration High-energy Gamma-Ray Emission from the Very Bright 2012 March 7 Solar Flares. *Astrophys. J.*, **789**, 20, 20, doi: [10.1088/0004-637X/789/1/20](https://doi.org/10.1088/0004-637X/789/1/20). [Cited on page 134.]
- ALFVÉN, H. (1942). Existence of Electromagnetic-Hydrodynamic Waves. *Nature*, **150**, 405–406, 405–406, doi: [10.1038/150405d0](https://doi.org/10.1038/150405d0). [Cited on page 11.]
- ALLEN, C.W. (1947). Interpretation of Electron Densities from Corona Brightness. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **107**, 426, 426, doi: [10.1093/mnras/107.5-6.426](https://doi.org/10.1093/mnras/107.5-6.426). [Cited on pages 8, 95, and 99.]
- AMARI, T., LUCIANI, J.F., MIKIC, Z. & LINKER, J. (1999). Three-dimensional Solutions of Magnetohydrodynamic Equations for Prominence Magnetic Support: Twisted Magnetic Flux Rope. *Astrophys. J. Lett.*, **518**, L57–L60, L57–L60, doi: [10.1086/312053](https://doi.org/10.1086/312053). [Cited on page 27.]
- AMARI, T., LUCIANI, J.F., MIKIC, Z. & LINKER, J. (2000). A Twisted Flux Rope Model for Coronal Mass Ejections and Two-Ribbon Flares. *Astrophys. J. Lett.*, **529**, L49–L52, L49–L52, doi: [10.1086/312444](https://doi.org/10.1086/312444). [Cited on page 27.]

- AMARI, T., LUCIANI, J.F. & ALY, J.J. (2004). Coronal Magnetohydrodynamic Evolution Driven by Subphotospheric Conditions. *Astrophys. J. Lett.*, **615**, L165–L168, L165–L168, doi: [10.1086/426317](https://doi.org/10.1086/426317). [Cited on page 27.]
- ANASTASIADIS, A. (2002). Acceleration of solar energetic particles: the case of solar flares. *Journal of atmospheric and solar-terrestrial physics*, **64**, 481–488, 481–488. [Cited on page 45.]
- ANTIOCHOS, S.K., DEVORE, C.R. & KLIMCHUK, J.A. (1999). A Model for Solar Coronal Mass Ejections. *Astrophys. J.*, **510**, 485–493, 485–493, astro-ph/9807220. [Cited on page 27.]
- ARCHONTIS, V. & HOOD, A.W. (2008). A Flux Emergence Model for Solar Eruptions. *Astrophys. J. Lett.*, **674**, L113, L113, arXiv:0801.1649. [Cited on page 27.]
- ARCHONTIS, V. & HOOD, A.W. (2012). Magnetic flux emergence: a precursor of solar plasma expulsion. *Astron. Astrophys.*, **537**, A62, A62, doi: [10.1051/0004-6361/201116956](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201116956). [Cited on page 27.]
- ARGE, C. & PIZZO, V. (2000). Improvement in the prediction of solar wind conditions using near-real time solar magnetic field updates. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **105**, 10465–10479, 10465–10479. [Cited on page 159.]
- ARGE, C.N., ODSTRCIL, D., PIZZO, V.J. & MAYER, L.R. (2003). Improved method for specifying solar wind speed near the sun. In *AIP Conference Proceedings*, vol. 679, 190–193. [Cited on page 159.]
- ASCHWANDEN, M.J. (2005). *Physics of the Solar Corona. An Introduction with Problems and Solutions (2nd edition)*. [Cited on page 39.]
- ASCHWANDEN, M.J., NITTA, N.V., WUELSE, J.P., LEMEN, J.R., SANDMAN, A., VOURLIDAS, A. & COLANINNO, R.C. (2009). First Measurements of the Mass of Coronal Mass Ejections from the EUV Dimming Observed with STEREO EUVI A+B Spacecraft. *Astrophys. J.*, **706**, 376–392, 376–392, doi: [10.1088/0004-637X/706/1/376](https://doi.org/10.1088/0004-637X/706/1/376). [Cited on page 23.]
- AULANIER, G., JANVIER, M. & SCHMIEDER, B. (2012). The standard flare model in three dimensions. I. Strong-to-weak shear transition in post-flare loops. *Astron. Astrophys.*, **543**, A110, A110, doi: [10.1051/0004-6361/201219311](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201219311). [Cited on page 26.]
- AURASS, H., SHIBASAKI, K., REINER, M. & KARLICKÝ, M. (2002). Microwave Detection of Shock and Associated Electron Beam Formation. *Astrophys. J.*, **567**, 610–621, 610–621, doi: [10.1086/338417](https://doi.org/10.1086/338417). [Cited on page 35.]
- BALE, S.D., REINER, M.J., BOUGERET, J.L., KAISER, M.L., KRUCKER, S., LARSON, D.E. & LIN, R.P. (1999). The source region of an interplanetary type ii radio burst. *Geophysical Research Letters*, **26**, 1573–1576, 1573–1576, doi: [10.1029/1999GL900293](https://doi.org/10.1029/1999GL900293). [Cited on page 72.]
- BASSEVILLE, M., NIKIFOROV, I.V. *et al.* (1993). *Detection of abrupt changes: theory and application*, vol. 104. Prentice Hall Englewood Cliffs. [Cited on pages 108, 135, 136, and 174.]
- BELL, A.R. (1978). The acceleration of cosmic rays in shock fronts. I. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **182**, 147–156, 147–156, doi: [10.1093/mnras/182.2.147](https://doi.org/10.1093/mnras/182.2.147). [Cited on page 44.]
- BENNETT, L., KIVELSON, M.G., KHURANA, K.K., FRANK, L.A. & PATERSON, W.R. (1997). A model of the earth's distant bow shock. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **102**, 26927–26941, 26927–26941, doi: [10.1029/97JA01906](https://doi.org/10.1029/97JA01906). [Cited on page 103.]

- BIERMANN, L. (1951). Kometenschweife und solare Korpuskularstrahlung. *Zeitschrift für Astrophysik*, **29**, 274, 274. [Cited on page 9.]
- BIESECKER, D.A., MYERS, D.C., THOMPSON, B.J., HAMMER, D.M. & VOURLIDAS, A. (2002). Solar Phenomena Associated with “EIT Waves”. *Astrophys. J.*, **569**, 1009–1015, 1009–1015, doi: [10.1086/339402](https://doi.org/10.1086/339402). [Cited on page 37.]
- BOUGERET, J.L., KAISER, M.L., KELLOGG, P.J., MANNING, R., GOETZ, K., MONSON, S.J., MONGE, N., FRIEL, L., MEETRE, C.A., PERCHE, C., SITRUK, L. & HOANG, S. (1995). Waves: The Radio and Plasma Wave Investigation on the Wind Spacecraft. *Space Sci. Rev.*, **71**, 231–263, 231–263, doi: [10.1007/BF00751331](https://doi.org/10.1007/BF00751331). [Cited on pages 61 and 182.]
- BOUGERET, J.L., GOETZ, K., KAISER, M.L., BALE, S.D., KELLOGG, P.J., MAKSIMOVIC, M., MONGE, N., MONSON, S.J., ASTIER, P.L., DAVY, S., DEKKALI, M., HINZE, J.J., MANNING, R.E., AGUILAR-RODRIGUEZ, E., BONNIN, X., BRIAND, C., CAIRNS, I.H., CATTELL, C.A., CECCONI, B., EASTWOOD, J., ERGUN, R.E., FAINBERG, J., HOANG, S., HUTTUNEN, K.E.J., KRUCKER, S., LECACHEUX, A., MACDOWALL, R.J., MACHER, W., MANGENEY, A., MEETRE, C.A., MOUSSAS, X., NGUYEN, Q.N., OSWALD, T.H., PULUPA, M., REINER, M.J., ROBINSON, P.A., RUCKER, H., SALEM, C., SANTOLIK, O., SILVIS, J.M., ULLRICH, R., ZARKA, P. & ZOUGANELIS, I. (2008). S/WAVES: The Radio and Plasma Wave Investigation on the STEREO Mission. *Space Sci. Rev.*, **136**, 487–528, 487–528, doi: [10.1007/s11214-007-9298-8](https://doi.org/10.1007/s11214-007-9298-8). [Cited on pages 59 and 121.]
- BRUECKNER, G.E., HOWARD, R.A., KOOMEN, M.J., KORENDYKE, C.M., MICHELS, D.J., MOSES, J.D., SOCKER, D.G., DERE, K.P., LAMY, P.L., LLEBARIA, A., BOUT, M.V., SCHWENN, R., SIMNETT, G.M., BEDFORD, D.K. & EYLES, C.J. (1995). The Large Angle Spectroscopic Coronagraph (LASCO). *Solar Phys.*, **162**, 357–402, 357–402, doi: [10.1007/BF00733434](https://doi.org/10.1007/BF00733434). [Cited on page 55.]
- BURLAGA, L., SITTLER, E., MARIANI, F. & SCHWENN, R. (1981). Magnetic loop behind an interplanetary shock - Voyager, Helios, and IMP 8 observations. *J. Geophys. Res.*, **86**, 6673–6684, 6673–6684, doi: [10.1029/JA086iA08p06673](https://doi.org/10.1029/JA086iA08p06673). [Cited on page 24.]
- CAIRNS, I.H. & LYON, J.G. (1995). Mhd simulations of earth’s bow shock at low mach numbers: Standoff distances. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **100**, 17173–17180, 17173–17180, doi: [10.1029/95JA00993](https://doi.org/10.1029/95JA00993). [Cited on page 103.]
- CAIRNS, I.H., LOBZIN, V.V., WARMUTH, A., LI, B., ROBINSON, P.A. & MANN, G. (2009). Direct Radio Probing and Interpretation of the Sun’s Plasma Density Profile. *Astrophys. J. Lett.*, **706**, L265–L269, L265–L269, doi: [10.1088/0004-637X/706/2/L265](https://doi.org/10.1088/0004-637X/706/2/L265). [Cited on pages 95, 96, 97, and 99.]
- CANE, H.V., MCGUIRE, R.E. & VON ROSENVINGE, T.T. (1986). Two classes of solar energetic particle events associated with impulsive and long-duration soft X-ray flares. *Astrophys. J.*, **301**, 448–459, 448–459, doi: [10.1086/163913](https://doi.org/10.1086/163913). [Cited on pages 40 and 115.]
- CANE, H.V., REAMES, D.V. & VON ROSENVINGE, T.T. (1988). The role of interplanetary shocks in the longitude distribution of solar energetic particles. *J. Geophys. Res.*, **93**, 9555–9567, 9555–9567, doi: [10.1029/JA093iA09p09555](https://doi.org/10.1029/JA093iA09p09555). [Cited on pages 115 and 193.]
- CANE, H.V., ERICKSON, W.C. & PRESTAGE, N.P. (2002). Solar flares, type III radio bursts, coronal mass ejections, and energetic particles. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **107**, 1315, 1315, doi: [10.1029/2001JA000320](https://doi.org/10.1029/2001JA000320). [Cited on pages 168 and 188.]
- CANE, H.V., VON ROSENVINGE, T.T., COHEN, C.M.S. & MEWALDT, R.A. (2003). Two components in major solar particle events. *Geophys. Res. Lett.*, **30**, 8017, 8017, doi: [10.1029/2002GL016580](https://doi.org/10.1029/2002GL016580). [Cited on pages 41, 169, and 211.]

- CANE, H.V., MEWALDT, R.A., COHEN, C.M.S. & VON ROSENVINGE, T.T. (2006). Role of flares and shocks in determining solar energetic particle abundances. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **111**, A06S90, A06S90, doi: [10.1029/2005JA011071](https://doi.org/10.1029/2005JA011071). [Cited on pages [41](#) and [145](#).]
- CANE, H.V., RICHARDSON, I.G. & VON ROSENVINGE, T.T. (2010). A study of solar energetic particle events of 1997-2006: Their composition and associations. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **115**, 8101, 8101, doi: [10.1029/2009JA014848](https://doi.org/10.1029/2009JA014848). [Cited on page [170](#).]
- CARMICHAEL, H. (1964). A Process for Flares. *NASA Special Publication*, **50**, 451, 451. [Cited on page [26](#).]
- CAROUBALOS, C., MAROULIS, D., PATAVALIS, N., BOUGERET, J.L., DUMAS, G., PERCHE, C., ALISSANDRAKIS, C., HILLARIS, A., MOUSSAS, X., PREKA-PAPADEMA, P., KONTOGEORGOS, A., TSITSIPIS, P. & KANELAKIS, G. (2001). The New Multichannel Radiospectrograph ARTEMIS-IV/HECATE, of the University of Athens. *Experimental Astronomy*, **11**, 23–32, 23–32. [Cited on pages [58](#) and [182](#).]
- CAROUBALOS, C., HILLARIS, A., BOURATZIS, C., ALISSANDRAKIS, C.E., PREKA-PAPADEMA, P., POLYGIANNAKIS, J., TSITSIPIS, P., KONTOGEORGOS, A., MOUSSAS, X., BOUGERET, J.L., DUMAS, G. & PERCHE, C. (2004). Solar type II and type IV radio bursts observed during 1998-2000 with the ARTEMIS-IV radiospectrograph. *Astron. Astrophys.*, **413**, 1125–1133, 1125–1133, doi: [10.1051/0004-6361:20031497](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20031497). [Cited on page [71](#).]
- CHAPMAN, S. & ZIRIN, H. (1957). Notes on the Solar Corona and the Terrestrial Ionosphere. *Smithsonian Contributions to Astrophysics*, **2**, 1, 1. [Cited on page [9](#).]
- CHEN, P.F. (2011). Coronal Mass Ejections: Models and Their Observational Basis. *Living Reviews in Solar Physics*, **8**, doi: [10.12942/lrsp-2011-1](https://doi.org/10.12942/lrsp-2011-1), doi: [10.12942/lrsp-2011-1](https://doi.org/10.12942/lrsp-2011-1). [Cited on pages [19](#) and [27](#).]
- CHINTZOGLOU, G., PATSOURAKOS, S. & VOURLIDAS, A. (2015). Formation of Magnetic Flux Ropes during a Confined Flaring Well before the Onset of a Pair of Major Coronal Mass Ejections. *Astrophys. J.*, **809**, 34, 34, arXiv:1507.01165. [Cited on page [123](#).]
- CHO, K.S., GOPALSWAMY, N., KWON, R.Y., KIM, R.S. & YASHIRO, S. (2013). A high-frequency type ii solar radio burst associated with the 2011 february 13 coronal mass ejection. *The Astrophysical Journal*, **765**, 148, 148. [Cited on page [71](#).]
- CLAßEN, H.T. & AURASS, H. (2002). On the association between type II radio bursts and CMEs. *Astron. Astrophys.*, **384**, 1098–1106, 1098–1106, doi: [10.1051/0004-6361:20020092](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20020092). [Cited on page [72](#).]
- CLIVER, E.W. (2009). A Revised Classification Scheme for Solar Energetic Particle Events. *Central European Astrophysical Bulletin*, **33**, 253–270, 253–270. [Cited on pages [41](#) and [167](#).]
- CLIVER, E.W. & LING, A.G. (2009). Low-Frequency Type III Bursts and Solar Energetic Particle Events. *Astrophys. J.*, **690**, 598–609, 598–609, doi: [10.1088/0004-637X/690/1/598](https://doi.org/10.1088/0004-637X/690/1/598). [Cited on pages [41](#) and [168](#).]
- CLIVER, E.W., KAHLER, S.W., SHEA, M.A. & SMART, D.F. (1982). Injection onsets of 2 GeV protons, 1 MeV electrons, and 100 keV electrons in solar cosmic ray flares. *Astrophys. J.*, **260**, 362–370, 362–370, doi: [10.1086/160261](https://doi.org/10.1086/160261). [Cited on pages [169](#) and [210](#).]

- CLIVER, E.W., KAHLER, S.W. & REAMES, D.V. (2004). Coronal Shocks and Solar Energetic Proton Events. *Astrophys. J.*, **605**, 902–910, 902–910, doi: [10.1086/382651](https://doi.org/10.1086/382651). [Cited on pages [167](#), [168](#), and [193](#).]
- COLANINNO, R.C. & VOURLIDAS, A. (2015). Using Multiple-viewpoint Observations to Determine the Interaction of Three Coronal Mass Ejections Observed on 2012 March 5. *Astrophys. J.*, **815**, 70, 70, doi: [10.1088/0004-637X/815/1/70](https://doi.org/10.1088/0004-637X/815/1/70). [Cited on pages [132](#), [163](#), and [221](#).]
- CUNHA-SILVA, R.D., FERNANDES, F.C.R. & SELHORST, C.L. (2015). Solar type II radio bursts associated with CME expansions as shown by EUV waves. *Astron. Astrophys.*, **578**, A38, A38, arXiv:1504.04323. [Cited on page [99](#).]
- DALLA, S., MARSH, M.S., KELLY, J. & LAITINEN, T. (2013). Solar energetic particle drifts in the Parker spiral. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **118**, 5979–5985, 5979–5985, arXiv:1307.2165. [Cited on page [48](#).]
- DE HOFFMANN, F. & TELLER, E. (1950). Magneto-hydrodynamic shocks. *Physical Review*, **80**, 692, 692. [Cited on page [43](#).]
- DEL ZANNA, G., DERE, K.P., YOUNG, P.R., LANDI, E. & MASON, H.E. (2015). CHIANTI - An atomic database for emission lines. Version 8. *Astron. Astrophys.*, **582**, A56, A56, arXiv:1508.07631. [Cited on page [90](#).]
- DERE, K.P., LANDI, E., MASON, H.E., MONSIGNORI FOSSI, B.C. & YOUNG, P.R. (1997). CHIANTI - an atomic database for emission lines. *Astron. Astrophys. Suppl.*, **125**, doi: [10.1051/aas:1997368](https://doi.org/10.1051/aas:1997368), doi: [10.1051/aas:1997368](https://doi.org/10.1051/aas:1997368). [Cited on page [90](#).]
- DOMINGO, V., FLECK, B. & POLAND, A.I. (1995a). SOHO: The Solar and Heliospheric Observatory. *Space Sci. Rev.*, **72**, 81–84, 81–84, doi: [10.1007/BF00768758](https://doi.org/10.1007/BF00768758). [Cited on pages [20](#), [54](#), and [116](#).]
- DOMINGO, V., FLECK, B. & POLAND, A.I. (1995b). The SOHO Mission: an Overview. *Solar Phys.*, **162**, 1–37, 1–37, doi: [10.1007/BF00733425](https://doi.org/10.1007/BF00733425). [Cited on page [54](#).]
- DOWNES, C., ROUSSEV, I.I., VAN DER HOLST, B., LUGAZ, N. & SOKOLOV, I.V. (2012). Understanding sdo/aia observations of the 2010 june 13 euV wave event: Direct insight from a global thermodynamic mhd simulation. *The Astrophysical Journal*, **750**, 134, 134. [Cited on page [73](#).]
- DRESING, N., GÓMEZ-HERRERO, R., HEBER, B., KLASSEN, A., MALANDRAKI, O., DRÖGE, W. & KARTAVYKH, Y. (2014). Statistical survey of widely spread out solar electron events observed with STEREO and ACE with special attention to anisotropies. *Astron. Astrophys.*, **567**, A27, A27, doi: [10.1051/0004-6361/201423789](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201423789). [Cited on pages [164](#) and [222](#).]
- DRÖGE, W. (2003). Solar Particle Transport in a Dynamical Quasi-linear Theory. *Astrophys. J.*, **589**, 1027–1039, 1027–1039, doi: [10.1086/374812](https://doi.org/10.1086/374812). [Cited on page [49](#).]
- DRÖGE, W., KARTAVYKH, Y.Y., KLECKER, B. & KOVALTSOV, G.A. (2010). Anisotropic Three-Dimensional Focused Transport of Solar Energetic Particles in the Inner Heliosphere. *Astrophys. J.*, **709**, 912–919, 912–919, doi: [10.1088/0004-637X/709/2/912](https://doi.org/10.1088/0004-637X/709/2/912). [Cited on pages [48](#) and [49](#).]
- DRYER, M. (1994). Interplanetary Studies: Propagation of Disturbances Between the Sun and the Magnetosphere. *Space Sci. Rev.*, **67**, 363–419, 363–419, doi: [10.1007/BF00756075](https://doi.org/10.1007/BF00756075). [Cited on page [24](#).]

- DU, G., CHEN, Y., LV, M., KONG, X., FENG, S., GUO, F. & LI, G. (2014). Temporal spectral shift and polarization of a band-splitting solar type ii radio burst. *The Astrophysical Journal Letters*, **793**, L39, L39. [Cited on page 74.]
- DUNGEY, J.W. (1953). The motion of magnetic fields. *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **113**, 679, 679, doi: [10.1093/mnras/113.6.679](https://doi.org/10.1093/mnras/113.6.679). [Cited on page 12.]
- EDLÉN, B. (1945). The identification of the coronal lines (George Darwin Lecture). *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **105**, 323, 323, doi: [10.1093/mnras/105.6.323](https://doi.org/10.1093/mnras/105.6.323). [Cited on page 5.]
- EYLES, C.J., HARRISON, R.A., DAVIS, C.J., WALTHAM, N.R., SHAUGHNESSY, B.M., MAPSON-MENARD, H.C.A., BEWSHER, D., CROTHERS, S.R., DAVIES, J.A., SIMNETT, G.M., HOWARD, R.A., MOSES, J.D., NEWMARK, J.S., SOCKER, D.G., HALAIN, J.P., DEFISE, J.M., MAZY, E. & ROCHUS, P. (2009). The Heliospheric Imagers Onboard the STEREO Mission. *Solar Phys.*, **254**, 387–445, 387–445, doi: [10.1007/s11207-008-9299-0](https://doi.org/10.1007/s11207-008-9299-0). [Cited on pages 53 and 57.]
- FARRIS, M.H. & RUSSELL, C.T. (1994). Determining the standoff distance of the bow shock: Mach number dependence and use of models. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **99**, 17681–17689, 17681–17689, doi: [10.1029/94JA01020](https://doi.org/10.1029/94JA01020). [Cited on page 103.]
- FENG, S.W., DU, G.H., CHEN, Y., KONG, X.L., LI, G. & GUO, F. (2015). Simultaneous radio and EUV imaging of a multi-lane coronal type ii radio burst. *Solar Physics*, **290**, 1195–1205, 1195–1205, doi: [10.1007/s11207-015-0673-4](https://doi.org/10.1007/s11207-015-0673-4). [Cited on page 73.]
- FERMI, E. (1949). On the Origin of the Cosmic Radiation. *Physical Review*, **75**, 1169–1174, 1169–1174, doi: [10.1103/PhysRev.75.1169](https://doi.org/10.1103/PhysRev.75.1169). [Cited on page 42.]
- FERMI, E. (1954). Galactic Magnetic Fields and the Origin of Cosmic Radiation. *Astrophys. J.*, **119**, 1, 1, doi: [10.1086/145789](https://doi.org/10.1086/145789). [Cited on page 42.]
- FORBES, T.G. & ISENBERG, P.A. (1991). A catastrophe mechanism for coronal mass ejections. *Astrophys. J.*, **373**, 294–307, 294–307, doi: [10.1086/170051](https://doi.org/10.1086/170051). [Cited on page 27.]
- FORBES, T.G. & PRIEST, E.R. (1995). Photospheric Magnetic Field Evolution and Eruptive Flares. *Astrophys. J.*, **446**, 377, 377, doi: [10.1086/175797](https://doi.org/10.1086/175797). [Cited on page 27.]
- FORBUSH, S.E. (1946). Three Unusual Cosmic-Ray Increases Possibly Due to Charged Particles from the Sun. *Physical Review*, **70**, 771–772, 771–772, doi: [10.1103/PhysRev.70.771](https://doi.org/10.1103/PhysRev.70.771). [Cited on page 40.]
- GALVIN, A.B., KISTLER, L.M., POPECKI, M.A., FARRUGIA, C.J., SIMUNAC, K.D.C., ELLIS, L., MÖBIUS, E., LEE, M.A., BOEHM, M., CARROLL, J., CRAWSHAW, A., CONTI, M., DEMAINE, P., ELLIS, S., GAIDOS, J.A., GOOGINS, J., GRANOFF, M., GUSTAFSON, A., HEIRTZLER, D., KING, B., KNAUSS, U., LEVASSEUR, J., LONGWORTH, S., SINGER, K., TURCO, S., VACHON, P., VOSBURY, M., WIDHOLM, M., BLUSH, L.M., KARRER, R., BOCHSLER, P., DAUDI, H., ETTER, A., FISCHER, J., JOST, J., OPITZ, A., SIGRIST, M., WURZ, P., KLECKER, B., ERTL, M., SEIDENSCHWANG, E., WIMMER-SCHWEINGRUBER, R.F., KOETEN, M., THOMPSON, B. & STEINFELD, D. (2008). *The Plasma and Suprathermal Ion Composition (PLASTIC) Investigation on the STEREO Observatories*, 437–486. Springer New York, New York, NY. [Cited on page 68.]
- GARCIA, H.A. (1994). Temperature and emission measure from GOES soft X-ray measurements. *Solar Phys.*, **154**, 275–308, 275–308, doi: [10.1007/BF00681100](https://doi.org/10.1007/BF00681100). [Cited on page 62.]

- GARY, G.A. (2001). Plasma Beta above a Solar Active Region: Rethinking the Paradigm. *Solar Phys.*, **203**, 71–86, 71–86, doi: [10.1023/A:1012722021820](https://doi.org/10.1023/A:1012722021820). [Cited on page 11.]
- GARY, G.A., HAGYARD, M.J. & WEST, E.A. (1991). Solar vector magnetic field measurements. In L.J. November, ed., *Solar Polarimetry*, 65–73. [Cited on page 16.]
- GIACALONE, J. & JOKIPIII, J.R. (2012). The Longitudinal Transport of Energetic Ions from Impulsive Solar Flares in Interplanetary Space. *Astrophys. J. Lett.*, **751**, L33, L33, doi: [10.1088/2041-8205/751/2/L33](https://doi.org/10.1088/2041-8205/751/2/L33). [Cited on page 48.]
- GIOVANELLI, R.G. (1946). A Theory of Chromospheric Flares. *Nature*, **158**, 81–82, 81–82, doi: [10.1038/158081a0](https://doi.org/10.1038/158081a0). [Cited on page 12.]
- GOLD, R., KRIMIGIS, S., HAWKINS, S., HAGGERTY, D., LOHR, D., FIORE, E., ARMSTRONG, T., HOLLAND, G. & LANZEROTTI, L. (1998). Electron, proton, and alpha monitor on the advanced composition explorer spacecraft. *Space Science Reviews*, **86**, 541–562, 541–562, doi: [10.1023/A:1005088115759](https://doi.org/10.1023/A:1005088115759). [Cited on page 66.]
- GÓMEZ-HERRERO, R., KLASSEN, A., MÜLLER-MELLIN, R., HEBER, B. & WIMMER-SCHWEINGRUBER, R.F. (2006). SOHO/COSTEP Observations of the November 1,2004 Solar Energetic Particle Event. In *SOHO-17. 10 Years of SOHO and Beyond*, vol. 617 of *ESA Special Publication*, 128.1. [Cited on pages 135 and 175.]
- GÓMEZ-HERRERO, R., DRESING, N., KLASSEN, A., HEBER, B., LARIO, D., AGUEDA, N., MALANDRAKI, O.E., BLANCO, J.J., RODRÍGUEZ-PACHECO, J. & BANJAC, S. (2015). Circumsolar Energetic Particle Distribution on 2011 November 3. *Astrophys. J.*, **799**, 55, 55, doi: [10.1088/0004-637X/799/1/55](https://doi.org/10.1088/0004-637X/799/1/55). [Cited on page 117.]
- GOPALSWAMY, N. (2004). A Global Picture of CMEs in the Inner Heliosphere. In G. Poletto & S.T. Suess, eds., *The Sun and the Heliosphere as an Integrated System*, vol. 317 of *Astrophysics and Space Science Library*, 201. [Cited on page 21.]
- GOPALSWAMY, N. (2005). *Interplanetary Radio Bursts*, 305–333. Springer Netherlands, Dordrecht. [Cited on page 72.]
- GOPALSWAMY, N. & KUNDU, M.R. (1992). Estimation of the mass of a coronal mass ejection from radio observations. *Astrophys. J. Lett.*, **390**, L37–L39, L37–L39, doi: [10.1086/186366](https://doi.org/10.1086/186366). [Cited on page 23.]
- GOPALSWAMY, N. & MÄKELÄ, P. (2010). Long-duration Low-frequency Type III Bursts and Solar Energetic Particle Events. *Astrophys. J. Lett.*, **721**, L62–L66, L62–L66, doi: [10.1088/2041-8205/721/1/L62](https://doi.org/10.1088/2041-8205/721/1/L62). [Cited on page 168.]
- GOPALSWAMY, N. & YASHIRO, S. (2011). The Strength and Radial Profile of the Coronal Magnetic Field from the Standoff Distance of a Coronal Mass Ejection-driven Shock. *Astrophys. J. Lett.*, **736**, L17, L17, arXiv:1106.4832. [Cited on page 206.]
- GOPALSWAMY, N., YASHIRO, S., KAISER, M.L., HOWARD, R.A. & BOUGERET, J.L. (2004). Radio Signatures of Coronal Mass Ejection Interaction: Coronal Mass Ejection Cannibalism? *Astrophys. J. Lett.*, **548**, L91–L94, L91–L94, doi: [10.1086/318939](https://doi.org/10.1086/318939). [Cited on pages 127 and 134.]
- GOPALSWAMY, N., YASHIRO, S., KRUCKER, S., STENBORG, G. & HOWARD, R.A. (2004). Intensity variation of large solar energetic particle events associated with coronal mass ejections. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **109**, n/a–n/a, n/a–n/a, a12105, doi: [10.1029/2004JA010602](https://doi.org/10.1029/2004JA010602). [Cited on page 192.]

- GOPALSWAMY, N., YASHIRO, S., AKIYAMA, S., MÄKELÄ, P., XIE, H., KAISER, M.L., HOWARD, R.A. & BOUGERET, J.L. (2008). Coronal mass ejections, type II radio bursts, and solar energetic particle events in the SOHO era. *Annales Geophysicae*, **26**, 3033–3047, 3033–3047, doi: [10.5194/angeo-26-3033-2008](https://doi.org/10.5194/angeo-26-3033-2008). [Cited on pages 168, 193, and 211.]
- GOPALSWAMY, N., AKIYAMA, S., YASHIRO, S. & MÄKELÄ, P. (2010). Coronal Mass Ejections from Sunspot and Non-Sunspot Regions. *Astrophysics and Space Science Proceedings*, **19**, 289–307, 289–307, arXiv:0903.1087. [Cited on pages 20 and 21.]
- GOPALSWAMY, N., NITTA, N., AKIYAMA, S., MÄKELÄ, P. & YASHIRO, S. (2012a). Coronal Magnetic Field Measurement from EUV Images Made by the Solar Dynamics Observatory. *Astrophys. J.*, **744**, 72, 72, arXiv:1109.2925. [Cited on pages 73, 101, 102, 103, 104, 207, and 216.]
- GOPALSWAMY, N., XIE, H., YASHIRO, S., AKIYAMA, S., MÄKELÄ, P. & USOSKIN, I.G. (2012b). Properties of Ground Level Enhancement Events and the Associated Solar Eruptions During Solar Cycle 23. *Space Sci. Rev.*, **171**, 23–60, 23–60, arXiv:1205.0688. [Cited on pages 116 and 208.]
- GRECHNEV, V.V., URALOV, A.M., CHERTOK, I.M., KUZMENKO, I.V., AFANASYEV, A.N., MESHALKINA, N.S., KALASHNIKOV, S.S. & KUBO, Y. (2011). Coronal Shock Waves, EUV Waves, and Their Relation to CMEs. I. Reconciliation of "EIT Waves", Type II Radio Bursts, and Leading Edges of CMEs. *Solar Phys.*, **273**, 433–460, 433–460, arXiv:1104.3374. [Cited on page 74.]
- GRECHNEV, V.V., URALOV, A.M., KOCHANOV, A.A., KUZMENKO, I.V., PROSOVETSKY, D.V., EGOROV, Y.I., FAINSHTEIN, V.G. & KASHAPOVA, L.K. (2016). A Tiny Eruptive Filament as a Flux-Rope Progenitor and Driver of a Large-Scale CME and Wave. *Solar Phys.*, **291**, 1173–1208, 1173–1208, arXiv:1604.00800. [Cited on page 75.]
- GUIDICE, D.A., CLIVER, E.W., BARRON, W.R. & KAHLER, S. (1981). The Air Force RSTN System. In *Bulletin of the American Astronomical Society*, vol. 13 of *Bulletin of the American Astronomical Society*, 553. [Cited on pages 61, 121, and 182.]
- HABBAL, S.R., DRUCKMÜLLER, M., MORGAN, H., SCHOLL, I., RUŠIN, V., DAW, A., JOHNSON, J. & ARNDT, M. (2010). Total Solar Eclipse Observations of Hot Prominence Shrouds. *Astrophys. J.*, **719**, 1362–1369, 1362–1369, doi: [10.1088/0004-637X/719/2/1362](https://doi.org/10.1088/0004-637X/719/2/1362). [Cited on page 5.]
- HAGGERTY, D.K. & ROELOF, E.C. (2002). Impulsive Near-relativistic Solar Electron Events: Delayed Injection with Respect to Solar Electromagnetic Emission. *Astrophys. J.*, **579**, 841–853, 841–853, doi: [10.1086/342870](https://doi.org/10.1086/342870). [Cited on pages 169, 180, and 211.]
- HAGGERTY, D.K. & ROELOF, E.C. (2003). Electron scattering in solid state detectors: Geant 4 simulations. *Advances in Space Research*, **32**, 423–428, 423–428, doi: [10.1016/S0273-1177\(03\)90283-3](https://doi.org/10.1016/S0273-1177(03)90283-3). [Cited on pages 180 and 199.]
- HIRAYAMA, T. (1974). Theoretical Model of Flares and Prominences. I: Evaporating Flare Model. *Solar Phys.*, **34**, 323–338, 323–338, doi: [10.1007/BF00153671](https://doi.org/10.1007/BF00153671). [Cited on page 26.]
- HOWARD, R.A., MOSES, J.D., VOURLIDAS, A., NEWMARK, J.S., SOCKER, D.G., PLUNKETT, S.P., KORENDYKE, C.M., COOK, J.W., HURLEY, A., DAVILA, J.M., THOMPSON, W.T., ST CYR, O.C., MENTZELL, E., MEHALICK, K., LEMEN, J.R., WUELSEY, J.P., DUNCAN, D.W., TARBELL, T.D., WOLFSON, C.J., MOORE, A., HARRISON, R.A., WALTHAM, N.R., LANG, J., DAVIS, C.J., EYLES, C.J., MAPSON-MENARD, H., SIMNETT, G.M., HALAIN, J.P., DEFISE, J.M., MAZY, E., ROCHUS, P., MERCIER, R., RAVET, M.F., DELMOTTE, F., AUCHERE, F., DELABOUDINIÈRE, J.P., BOTHMER, V., DEUTSCH, W., WANG, D., RICH, N., COOPER, S., STEPHENS, V., MAAHS, G., BAUGH, R., McMULLIN, D. & CARTER, T.

- (2008). Sun Earth Connection Coronal and Heliospheric Investigation (SECCHI). *Space Sci. Rev.*, **136**, 67–115, 67–115, doi: [10.1007/s11214-008-9341-4](https://doi.org/10.1007/s11214-008-9341-4). [Cited on pages 53 and 56.]
- HOWARD, T.A. & DEFORREST, C.E. (2012). Inner Heliospheric Flux Rope Evolution via Imaging of Coronal Mass Ejections. *Astrophys. J.*, **746**, 64, 64, doi: [10.1088/0004-637X/746/1/64](https://doi.org/10.1088/0004-637X/746/1/64). [Cited on page 24.]
- HOWARD, T.A. & PIZZO, V.J. (2016). Challenging some contemporary views of coronal mass ejections. i. the case for blast waves. *The Astrophysical Journal*, **824**, 92, 92. [Cited on page 38.]
- HOWARD, T.A. & TAPPIN, S.J. (2009). Interplanetary Coronal Mass Ejections Observed in the Heliosphere: 1. Review of Theory. *Space Sci. Rev.*, **147**, 31–54, 31–54, doi: [10.1007/s11214-009-9542-5](https://doi.org/10.1007/s11214-009-9542-5). [Cited on page 23.]
- HUDSON, H. & VILMER, N. (2007). Small Scale Energy Release and the Acceleration and Transport of Energetic Particles. In Klein K.-L. & MacKinnon A.L., ed., *The High Energy Solar Corona: Waves, Eruptions, Particles*, vol. 725 of *Lecture Notes in Physics*, 81, Springer-Verlag, Berlin. [Cited on page 72.]
- HUDSON, H.S. & LI, Y. (2010). Flare and CME Properties and Rates at Sunspot Minimum. In S.R. Cranmer, J.T. Hoeksema & J.L. Kohl, eds., *SOHO-23: Understanding a Peculiar Solar Minimum*, vol. 428 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 153. [Cited on page 19.]
- HUDSON, H.S., KHAN, J.I., LEMEN, J.R., NITTA, N.V. & UCHIDA, Y. (2003). Soft X-ray observation of a large-scale coronal wave and its exciter. *Solar Phys.*, **212**, 121–149, 121–149, doi: [10.1023/A:1022904125479](https://doi.org/10.1023/A:1022904125479). [Cited on page 36.]
- HUTTUNEN, E. (2005). *Interplanetary shocks, magnetic clouds and magnetospheric storms*. Ph.D. thesis, University of Helsinki, Faculty of Science, Department of Physical Sciences. [Cited on page 25.]
- HUTTUNEN-HEIKINMAA, K., VALTONEN, E. & LAITINEN, T. (2005). Proton and helium release times in SEP events observed with SOHO/ERNE. *Astron. Astrophys.*, **442**, 673–685, 673–685, doi: [10.1051/0004-6361:20042620](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20042620). [Cited on pages 108, 136, 175, 207, 208, and 211.]
- ILLING, R.M.E. & HUNDHAUSEN, A.J. (1985). Observation of a coronal transient from 1.2 to 6 solar radii. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **90**, 275–282, 275–282, doi: [10.1029/JA090iA01p00275](https://doi.org/10.1029/JA090iA01p00275). [Cited on page 20.]
- ISENBERG, P.A. & FORBES, T.G. (2007). A Three-dimensional Line-tied Magnetic Field Model for Solar Eruptions. *Astrophys. J.*, **670**, 1453–1466, 1453–1466, doi: [10.1086/522025](https://doi.org/10.1086/522025). [Cited on page 86.]
- KAHLER, S. & RAGOT, B.R. (2006). Near-relativistic Electron c/v Onset Plots. *Astrophys. J.*, **646**, 634–641, 634–641, doi: [10.1086/504674](https://doi.org/10.1086/504674). [Cited on page 199.]
- KAHLER, S., SHEELEY, N.R., JR., HOWARD, R.A., MICHELS, D.J. & KOOMEN, M.J. (1984). Characteristics of flares producing metric type II bursts and coronal mass ejections. *Solar Phys.*, **93**, 133–141, 133–141, doi: [10.1007/BF00156658](https://doi.org/10.1007/BF00156658). [Cited on page 72.]
- KAHLER, S.W. (1982). The role of the big flare syndrome in correlations of solar energetic proton fluxes and associated microwave burst parameters. *J. Geophys. Res.*, **87**, 3439–3448, 3439–3448, doi: [10.1029/JA087iA05p03439](https://doi.org/10.1029/JA087iA05p03439). [Cited on page 168.]

- KAHLER, S.W. (2001). The correlation between solar energetic particle peak intensities and speeds of coronal mass ejections: Effects of ambient particle intensities and energy spectra. *J. Geophys. Res.*, **106**, 20947–20956, 20947–20956, doi: [10.1029/2000JA002231](https://doi.org/10.1029/2000JA002231). [Cited on page 192.]
- KAHLER, S.W. & VOURLIDAS, A. (2013). A Comparison of the Intensities and Energies of Gradual Solar Energetic Particle Events with the Dynamical Properties of Associated Coronal Mass Ejections. *Astrophys. J.*, **769**, 143, 143, doi: [10.1088/0004-637X/769/2/143](https://doi.org/10.1088/0004-637X/769/2/143). [Cited on page 115.]
- KAHLER, S.W., HILDNER, E. & VAN HOLLEBEKE, M.A.I. (1978). Prompt solar proton events and coronal mass ejections. *Solar Phys.*, **57**, 429–443, 429–443, doi: [10.1007/BF00160116](https://doi.org/10.1007/BF00160116). [Cited on page 40.]
- KAHLER, S.W., AURASS, H., MANN, G. & KLASSEN, A. (2007). Solar Radio Burst and Solar Wind Associations with Inferred Near-Relativistic Electron Injections. *Astrophys. J.*, **656**, 567–576, 567–576, doi: [10.1086/510230](https://doi.org/10.1086/510230). [Cited on page 199.]
- KAHLER, S.W., HAGGERTY, D.K. & RICHARDSON, I.G. (2011). Magnetic Field-line Lengths in Interplanetary Coronal Mass Ejections Inferred from Energetic Electron Events. *Astrophys. J.*, **736**, 106, 106, doi: [10.1088/0004-637X/736/2/106](https://doi.org/10.1088/0004-637X/736/2/106). [Cited on page 142.]
- KAISER, M.L., KUCERA, T.A., DAVILA, J.M., ST. CYR, O.C., GUHATHAKURTA, M. & CHRISTIAN, E. (2008). The STEREO Mission: An Introduction. *Space Sci. Rev.*, **136**, 5–16, 5–16, doi: [10.1007/s11214-007-9277-0](https://doi.org/10.1007/s11214-007-9277-0). [Cited on pages 20, 53, and 116.]
- KALLENRODE, M.B. (2003). Current views on impulsive and gradual solar energetic particle events. *Journal of Physics G Nuclear Physics*, **29**, 965–981, 965–981. [Cited on page 167.]
- KALLENRODE, M.B., WIBBERENZ, G., KUNOW, H., MÜLLER-MELLIN, R., STOLPOVSKII, V. & KONTOR, N. (1993). Multi-spacecraft observations of particle events and interplanetary shocks during November/December 1982. *Solar Phys.*, **147**, 377–410, 377–410, doi: [10.1007/BF00690726](https://doi.org/10.1007/BF00690726). [Cited on page 115.]
- KARPEN, J.T., ANTIOCHOS, S.K. & DEVORE, C.R. (2012). The Mechanisms for the Onset and Explosive Eruption of Coronal Mass Ejections and Eruptive Flares. *Astrophys. J.*, **760**, 81, 81, doi: [10.1088/0004-637X/760/1/81](https://doi.org/10.1088/0004-637X/760/1/81). [Cited on page 27.]
- KELLY, J., DALLA, S. & LAITINEN, T. (2012). Cross-field Transport of Solar Energetic Particles in a Large-scale Fluctuating Magnetic Field. *Astrophys. J.*, **750**, 47, 47, arXiv:1202.6010. [Cited on page 48.]
- KIENREICH, I.W., TEMMER, M. & VERONIG, A.M. (2009). STEREO Quadrature Observations of the Three-Dimensional Structure and Driver of a Global Coronal Wave. *Astrophys. J. Lett.*, **703**, L118–L122, L118–L122, arXiv:0908.3571. [Cited on page 36.]
- KLASSEN, A., AURASS, H., KLEIN, K.L., HOFMANN, A. & MANN, G. (1999). Radio evidence on shock wave formation in the solar corona. *Astron. Astrophys.*, **343**, 287–296, 287–296. [Cited on page 116.]
- KLASSEN, A., AURASS, H., MANN, G. & THOMPSON, B.J. (2000). Catalogue of the 1997 SOHO-EIT coronal transient waves and associated type II radio burst spectra. *Astron. Astrophys. Suppl.*, **141**, 357–369, 357–369, doi: [10.1051/aas:2000125](https://doi.org/10.1051/aas:2000125). [Cited on page 37.]

- KLASSEN, A., GÓMEZ-HERRERO, R., HEBER, B., KARTAVYKH, Y., DRÖGE, W. & KLEIN, K.L. (2012). Solar origin of in-situ near-relativistic electron spikes observed with SEPT/STEREO. *Astron. Astrophys.*, **542**, A28, A28, doi: [10.1051/0004-6361/201118626](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201118626). [Cited on page 48.]
- KLEIN, K.L. & POSNER, A. (2005). The onset of solar energetic particle events: prompt release of deka-MeV protons and associated coronal activity. *Astron. Astrophys.*, **438**, 1029–1042, 1029–1042, doi: [10.1051/0004-6361:20042607](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20042607). [Cited on page 210.]
- KLEIN, K.L., KRUCKER, S., LOINTIER, G. & KERDRAON, A. (2008). Open magnetic flux tubes in the corona and the transport of solar energetic particles. *Astron. Astrophys.*, **486**, 589–596, 589–596, doi: [10.1051/0004-6361:20079228](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20079228). [Cited on pages 151 and 194.]
- KLEIN, K.L., MASSON, S., BOURATZIS, C., GRECHNEV, V., HILLARIS, A. & PREKA-PAPADEMA, P. (2014). The relativistic solar particle event of 2005 January 20: origin of delayed particle acceleration. *Astron. Astrophys.*, **572**, A4, A4, arXiv:1403.2260. [Cited on page 193.]
- KNOEPFEL, H. & SPONG, D.A. (1979). Runaway electrons in toroidal discharges. *Nuclear Fusion*, **19**, 785–829, 785–829. [Cited on page 45.]
- KONTOGEORGOS, A., TSITSIPIS, P., CAROUBALOS, C., MOUSSAS, X., PREKA-PAPADEMA, P., HILLARIS, A., PETOUSSIS, V., BOURATZIS, C., BOUGERET, J.L., ALISSANDRAKIS, C.E. & DUMAS, G. (2006). The improved ARTEMIS IV multichannel solar radio spectrograph of the University of Athens. *Experimental Astronomy*, **21**, 41–55, 41–55, arXiv:1009.3628. [Cited on pages 58 and 182.]
- KOPP, R.A. & PNEUMAN, G.W. (1976). Magnetic reconnection in the corona and the loop prominence phenomenon. *Solar Phys.*, **50**, 85–98, 85–98, doi: [10.1007/BF00206193](https://doi.org/10.1007/BF00206193). [Cited on page 26.]
- KOULOUMVAKOS, A., PATSOURAKOS, S., HILLARIS, A., VOURLIDAS, A., PREKA-PAPADEMA, P., MOUSSAS, X., CAROUBALOS, C., TSITSIPIS, P. & KONTOGEORGOS, A. (2014). CME Expansion as the Driver of Metric Type II Shock Emission as Revealed by Self-consistent Analysis of High-Cadence EUV Images and Radio Spectrograms. *Solar Phys.*, **289**, 2123–2139, 2123–2139, arXiv:1311.5159. [Cited on page 116.]
- KOULOUMVAKOS, A., NINDOS, A., VALTONEN, E., ALISSANDRAKIS, C.E., MALANDRAKI, O., TSITSIPIS, P., KONTOGEORGOS, A., MOUSSAS, X. & HILLARIS, A. (2015). Properties of solar energetic particle events inferred from their associated radio emission. *Astron. Astrophys.*, **580**, A80, A80, arXiv:1507.03776. [Cited on pages 132, 136, 137, 163, and 220.]
- KOULOUMVAKOS, A., PATSOURAKOS, S., NINDOS, A., VOURLIDAS, A., ANASTASIADIS, A., HILLARIS, A. & SANDBERG, I. (2016). Multi-viewpoint Observations of a Widely distributed Solar Energetic Particle Event: The Role of EUV Waves and White-light Shock Signatures. *Astrophys. J.*, **821**, 31, 31, doi: [10.3847/0004-637X/821/1/31](https://doi.org/10.3847/0004-637X/821/1/31). [Cited on page 206.]
- KOZAREV, K.A., KORRECK, K.E., LOBZIN, V.V., WEBER, M.A. & SCHWADRON, N.A. (2011). Off-limb Solar Coronal Wavefronts from SDO/AIA Extreme-ultraviolet Observations, Implications for Particle Production. *Astrophys. J. Lett.*, **733**, L25, L25, doi: [10.1088/2041-8205/733/2/L25](https://doi.org/10.1088/2041-8205/733/2/L25). [Cited on pages 75, 92, 99, 103, 104, and 105.]
- KRUCKER, S. & LIN, R.P. (2000). Two Classes of Solar Proton Events Derived from Onset Time Analysis. *Astrophys. J. Lett.*, **542**, L61–L64, L61–L64, doi: [10.1086/312922](https://doi.org/10.1086/312922). [Cited on page 180.]

- KRUCKER, S., LARSON, D.E., LIN, R.P. & THOMPSON, B.J. (1999). On the Origin of Impulsive Electron Events Observed at 1 AU. *Astrophys. J.*, **519**, 864–875, 864–875, doi: [10.1086/307415](https://doi.org/10.1086/307415). [Cited on pages [169](#), [175](#), [197](#), and [210](#).]
- KRUCKER, S., BALE, S.D. & LIN, R.P. (2001). Solar Impulsive Electron Events with Unusual Velocity Dispersions. In *International Cosmic Ray Conference*, vol. 8 of *International Cosmic Ray Conference*, 3235. [Cited on page [180](#).]
- KRUCKER, S., KONTAR, E.P., CHRISTE, S. & LIN, R.P. (2007). Solar Flare Electron Spectra at the Sun and near the Earth. *Astrophys. J. Lett.*, **663**, L109–L112, L109–L112, doi: [10.1086/519373](https://doi.org/10.1086/519373). [Cited on page [190](#).]
- KRYMSKII, G.F. (1977). A regular mechanism for the acceleration of charged particles on the front of a shock wave. *Akademiia Nauk SSSR Doklady*, **234**, 1306–1308, 1306–1308. [Cited on page [44](#).]
- KURT, V., BELOV, A., MAVROMICHALAKI, H. & GERONTIDOU, M. (2004). Statistical analysis of solar proton events. *Annales Geophysicae*, **22**, 2255–2271, 2255–2271, doi: [10.5194/angeo-22-2255-2004](https://doi.org/10.5194/angeo-22-2255-2004). [Cited on page [193](#).]
- KWON, R.Y., ZHANG, J. & OLMEDO, O. (2014). New Insights into the Physical Nature of Coronal Mass Ejections and Associated Shock Waves within the Framework of the Three-dimensional Structure. *Astrophys. J.*, **794**, 148, 148, doi: [10.1088/0004-637X/794/2/148](https://doi.org/10.1088/0004-637X/794/2/148). [Cited on pages [127](#), [153](#), and [163](#).]
- LAITINEN, T., DALLA, S. & MARSH, M.S. (2013). Energetic Particle Cross-field Propagation Early in a Solar Event. *Astrophys. J. Lett.*, **773**, L29, L29, arXiv:1307.6362. [Cited on page [48](#).]
- LAITINEN, T., KOPP, A., EFFENBERGER, F., DALLA, S. & MARSH, M.S. (2015). Solar Energetic Particle Access to Distant Longitudes via Turbulent Field-Line Meandering. *ArXiv e-prints*, arXiv:1508.03164, arXiv:1508.03164. [Cited on pages [164](#) and [222](#).]
- LANDAU, L. & LIFSHITZ, E. (1987). {CHAPTER} {IX} - {SHOCK} {WAVES}. In L. Landau & E. Lifshitz, eds., *Fluid Mechanics (Second Edition)*, 313 – 360, Pergamon, second edition edn. [Cited on page [29](#).]
- LARIO, D., ARAN, A., GÓMEZ-HERRERO, R., DRESING, N., HEBER, B., HO, G.C., DECKER, R.B. & ROELOF, E.C. (2013a). Longitudinal and Radial Dependence of Solar Energetic Particle Peak Intensities: STEREO, ACE, SOHO, GOES, and MESSENGER Observations. *Astrophys. J.*, **767**, 41, 41, doi: [10.1088/0004-637X/767/1/41](https://doi.org/10.1088/0004-637X/767/1/41). [Cited on page [115](#).]
- LARIO, D., HO, G.C., ROELOF, E.C., ANDERSON, B.J. & KORTH, H. (2013b). Intense solar near-relativistic electron events at 0.3 AU. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **118**, 63–73, 63–73, doi: [10.1002/jgra.50106](https://doi.org/10.1002/jgra.50106). [Cited on page [131](#).]
- LARIO, D., RAOUAFI, N.E., KWON, R.Y., ZHANG, J., GÓMEZ-HERRERO, R., DRESING, N. & RILEY, P. (2014a). The Solar Energetic Particle Event on 2013 April 11: An Investigation of its Solar Origin and Longitudinal Spread. *Astrophys. J.*, **797**, 8, 8, arXiv:1410.5490. [Cited on page [117](#).]
- LARIO, D., ROELOF, E.C. & DECKER, R.B. (2014b). Longitudinal Dependence of SEP Peak Intensities as Evidence of CME-Driven Shock Particle Acceleration. In Q. Hu & G.P. Zank, eds., *Outstanding Problems in Heliophysics: From Coronal Heating to the Edge of the Heliosphere*, vol. 484 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 98. [Cited on page [115](#).]

- LAURENZA, M., CLIVER, E.W., HEWITT, J., STORINI, M., LING, A.G., BALCH, C.C. & KAISER, M.L. (2009). A technique for short-term warning of solar energetic particle events based on flare location, flare size, and evidence of particle escape. *Space Weather*, **7**, 4008, 4008, doi: [10.1029/2007SW000379](https://doi.org/10.1029/2007SW000379). [Cited on page 170.]
- LEBLANC, Y., DULK, G.A. & BOUGERET, J.L. (1998). Tracing the Electron Density from the Corona to 1au. *Solar Phys.*, **183**, 165–180, 165–180, doi: [10.1023/A:1005049730506](https://doi.org/10.1023/A:1005049730506). [Cited on pages 8 and 95.]
- LEBLANC, Y., DULK, G.A., VOURLIDAS, A. & BOUGERET, J.L. (2000). Flare- and coronal mass ejection (CME)-associated type II bursts and related radio emissions. *J. Geophys. Res.*, **105**, 18225–18234, 18225–18234, doi: [10.1029/2000JA900024](https://doi.org/10.1029/2000JA900024). [Cited on page 72.]
- LEBLANC, Y., DULK, G.A., VOURLIDAS, A. & BOUGERET, J.L. (2001). Tracing shock waves from the corona to 1 AU: Type II radio emission and relationship with CMEs. *J. Geophys. Res.*, **106**, 25301–25312, 25301–25312, doi: [10.1029/2000JA000260](https://doi.org/10.1029/2000JA000260). [Cited on page 72.]
- LEMEN, J.R., TITLE, A.M., AKIN, D.J., BOERNER, P.F., CHOU, C., DRAKE, J.F., DUNCAN, D.W., EDWARDS, C.G., FRIEDLAENDER, F.M., HEYMAN, G.F., HURLBURT, N.E., KATZ, N.L., KUSHNER, G.D., LEVAY, M., LINDGREN, R.W., MATHUR, D.P., MCFEATERS, E.L., MITCHELL, S., REHSE, R.A., SCHRIJVER, C.J., SPRINGER, L.A., STERN, R.A., TARBELL, T.D., WUELSEY, J.P., WOLFSON, C.J., YANARI, C., BOOKBINDER, J.A., CHEIMETS, P.N., CALDWELL, D., DELUCA, E.E., GATES, R., GOLUB, L., PARK, S., PODGORSKI, W.A., BUSH, R.I., SCHERRER, P.H., GUMMIN, M.A., SMITH, P., AUKER, G., JERRAM, P., POOL, P., SOUFLI, R., WINDT, D.L., BEARDSLEY, S., CLAPP, M., LANG, J. & WALTHAM, N. (2012). The Atmospheric Imaging Assembly (AIA) on the Solar Dynamics Observatory (SDO). *Solar Phys.*, **275**, 17–40, 17–40, doi: [10.1007/s11207-011-9776-8](https://doi.org/10.1007/s11207-011-9776-8). [Cited on pages 53, 54, and 55.]
- LI, B., CAIRNS, I.H. & ROBINSON, P.A. (2008). Simulations of coronal type iii solar radio bursts: 2. dynamic spectrum for typical parameters. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, **113**, n/a–n/a, n/a–n/a, a06105, doi: [10.1029/2007JA012958](https://doi.org/10.1029/2007JA012958). [Cited on page 95.]
- LI, T., ZHANG, J., YANG, S. & LIU, W. (2012). SDO/AIA Observations of Secondary Waves Generated by Interaction of the 2011 June 7 Global EUV Wave with Solar Coronal Structures. *Astrophys. J.*, **746**, 13, 13, arXiv:1111.5202. [Cited on pages 37 and 151.]
- LIN, R.P. (1970). The Emission and Propagation of 40 keV Solar Flare Electrons. I: The Relationship of 40 keV Electron to Energetic Proton and Relativistic Electron Emission by the Sun. *Solar Phys.*, **12**, 266–303, 266–303, doi: [10.1007/BF00227122](https://doi.org/10.1007/BF00227122). [Cited on pages 40, 167, and 168.]
- LIN, R.P., POTTER, D.W., GURNETT, D.A. & SCARF, F.L. (1981). Energetic electrons and plasma waves associated with a solar type III radio burst. *Astrophys. J.*, **251**, 364–373, 364–373, doi: [10.1086/159471](https://doi.org/10.1086/159471). [Cited on page 195.]
- LIN, R.P., MEWALDT, R.A. & VAN HOLLEBEKE, M.A.I. (1982). The energy spectrum of 20 keV–20 MeV electrons accelerated in large solar flares. *Astrophys. J.*, **253**, 949–962, 949–962, doi: [10.1086/159693](https://doi.org/10.1086/159693). [Cited on page 190.]
- LIN, R.P., LEVEDAHL, W.K., LOTKO, W., GURNETT, D.A. & SCARF, F.L. (1986). Evidence for nonlinear wave-wave interactions in solar type III radio bursts. *Astrophys. J.*, **308**, 954–965, 954–965, doi: [10.1086/164563](https://doi.org/10.1086/164563). [Cited on page 195.]
- LIN, R.P., ANDERSON, K.A., ASHFORD, S., CARLSON, C., CURTIS, D., ERGUN, R., LARSON, D., MCFADDEN, J., MCCARTHY, M., PARKS, G.K., RÈME, H., BOSQUED, J.M., COUTELIER, J., COTIN, F., D’USTON, C.,

- WENZEL, K.P., SANDERSON, T.R., HENRION, J., RONNET, J.C. & PASCHMANN, G. (1995). A Three-Dimensional Plasma and Energetic Particle Investigation for the Wind Spacecraft. *Space Sci. Rev.*, **71**, 125–153, 125–153, doi: [10.1007/BF00751328](https://doi.org/10.1007/BF00751328). [Cited on page 67.]
- LINTUNEN, J. & VAINIO, R. (2004). Solar energetic particle event onset as analyzed from simulated data. *Astron. Astrophys.*, **420**, 343–350, 343–350, doi: [10.1051/0004-6361:20034247](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20034247). [Cited on page 180.]
- LIU, Y., LUHMANN, J.G., BALE, S.D. & LIN, R.P. (2009). Relationship Between a Coronal Mass Ejection-Driven Shock and a Coronal Metric Type II Burst. *Astrophys. J. Lett.*, **691**, L151–L155, L151–L155, doi: [10.1088/0004-637X/691/2/L151](https://doi.org/10.1088/0004-637X/691/2/L151). [Cited on page 72.]
- LIU, Y.D., LUHMANN, J.G., LUGAZ, N., MÖSTL, C., DAVIES, J.A., BALE, S.D. & LIN, R.P. (2013). On Sun-to-Earth Propagation of Coronal Mass Ejections. *Astrophys. J.*, **769**, 45, 45, arXiv:1304.3777. [Cited on page 127.]
- LUHMANN, J.G., CURTIS, D.W., SCHROEDER, P., MCCAULEY, J., LIN, R.P., LARSON, D.E., BALE, S.D., SAUVAUD, J.A., AUSTIN, C., MEWALDT, R.A., CUMMINGS, A.C., STONE, E.C., DAVIS, A.J., COOK, W.R., KECMAN, B., WIEDENBECK, M.E., VON ROSENGE, T., ACUNA, M.H., REICHTHAL, L.S., SHUMAN, S., WORTMAN, K.A., REAMES, D.V., MUELLER-MELLIN, R., KUNOW, H., MASON, G.M., WALPOLE, P., KORTH, A., SANDERSON, T.R., RUSSELL, C.T. & GOSLING, J.T. (2008). STEREO IMPACT Investigation Goals, Measurements, and Data Products Overview. *Space Sci. Rev.*, **136**, 117–184, 117–184, doi: [10.1007/s11214-007-9170-x](https://doi.org/10.1007/s11214-007-9170-x). [Cited on page 64.]
- LYNCH, B.J., ANTIOCHOS, S.K., DEVORE, C.R., LUHMANN, J.G. & ZURBUCHEN, T.H. (2008). Topological Evolution of a Fast Magnetic Breakout CME in Three Dimensions. *Astrophys. J.*, **683**, 1192–1206, 1192–1206, doi: [10.1086/589738](https://doi.org/10.1086/589738). [Cited on page 27.]
- MA, S., RAYMOND, J.C., GOLUB, L., LIN, J., CHEN, H., GRIGIS, P., TESTA, P. & LONG, D. (2011). Observations and Interpretation of a Low Coronal Shock Wave Observed in the EUV by the SDO/AIA. *Astrophys. J.*, **738**, 160, 160, arXiv:1106.6056. [Cited on pages 73, 75, 87, 89, 92, 93, 101, 103, 104, 105, and 216.]
- MACNEICE, P., ANTIOCHOS, S.K., PHILLIPS, A., SPICER, D.S., DEVORE, C.R. & OLSON, K. (2004). A Numerical Study of the Breakout Model for Coronal Mass Ejection Initiation. *Astrophys. J.*, **614**, 1028–1041, 1028–1041, doi: [10.1086/423887](https://doi.org/10.1086/423887). [Cited on page 27.]
- MAGDALENIĆ, J., VRŠNAK, B., POHJOLAINEN, S., TEMMER, M., AURASS, H. & LEHTINEN, N.J. (2008). A flare-generated shock during a coronal mass ejection on 24 december 1996. *Solar Physics*, **253**, 305–317, 305–317, doi: [10.1007/s11207-008-9220-x](https://doi.org/10.1007/s11207-008-9220-x). [Cited on page 72.]
- MAGDALENIĆ, J., MARQUÉ, C., ZHUKOV, A.N., VRŠNAK, B. & VERONIG, A. (2012). Flare-generated Type II Burst without Associated Coronal Mass Ejection. *Astrophys. J.*, **746**, 152, 152, doi: [10.1088/0004-637X/746/2/152](https://doi.org/10.1088/0004-637X/746/2/152). [Cited on pages 35, 38, and 71.]
- MAGDALENIĆ, J., MARQUÉ, C., KRUPAR, V., MIERLA, M., ZHUKOV, A.N., RODRIGUEZ, L., MAKSIMOVIĆ, M. & CECONI, B. (2014). Tracking the CME-driven Shock Wave on 2012 March 5 and Radio Triangulation of Associated Radio Emission. *Astrophys. J.*, **791**, 115, 115, doi: [10.1088/0004-637X/791/2/115](https://doi.org/10.1088/0004-637X/791/2/115). [Cited on page 132.]
- MAIA, D., PICK, M., VOURLIDAS, A. & HOWARD, R. (2000). Development of Coronal Mass Ejections: Radio Shock Signatures. *Astrophys. J. Lett.*, **528**, L49–L51, L49–L51, doi: [10.1086/312421](https://doi.org/10.1086/312421). [Cited on page 72.]

- MAIA, D.J.F., GAMA, R., MERCIER, C., PICK, M., KERDRAON, A. & KARLICKÝ, M. (2007). The Radio-Coronal Mass Ejection Event on 2001 April 15. *Astrophys. J.*, **660**, 874–881, 874–881, doi: [10.1086/508011](https://doi.org/10.1086/508011). [Cited on page 169.]
- MALANDRAKI, O.E., AGUEDA, N., PAPAIOANNOU, A., KLEIN, K.L., VALTONEN, E., HEBER, B., DRÖGE, W., AURASS, H., NINDOS, A., VILMER, N., SANAHUJA, B., KOULOUMVAKOS, A., BRAUNE, S., PREKA-PAPADEMA, P., TZIOTZIOU, K., HAMADACHE, C., KIENER, J., TATISCHEFF, V., RIIHONEN, E., KARTAVYKH, Y., RODRÍGUEZ-GASÉN, R. & VAINIO, R. (2012). Scientific Analysis within SEPServer - New Perspectives in Solar Energetic Particle Research: The Case Study of the 13 July 2005 Event. *Solar Phys.*, **281**, 333–352, 333–352, doi: [10.1007/s11207-012-0164-9](https://doi.org/10.1007/s11207-012-0164-9). [Cited on pages 135, 175, 200, and 203.]
- MANN, G., JANSEN, F., MACDOWALL, R.J., KAISER, M.L. & STONE, R.G. (1999). A heliospheric density model and type III radio bursts. *Astron. Astrophys.*, **348**, 614–620, 614–620. [Cited on page 95.]
- MANN, G., KLASSEN, A., AURASS, H. & CLASSEN, H.T. (2003). Formation and development of shock waves in the solar corona and the near-Sun interplanetary space. *Astron. Astrophys.*, **400**, 329–336, 329–336, doi: [10.1051/0004-6361:20021593](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20021593). [Cited on page 207.]
- MARSH, M.S., DALLA, S., KELLY, J. & LAITINEN, T. (2013). Drift-induced Perpendicular Transport of Solar Energetic Particles. *Astrophys. J.*, **774**, 4, 4, arXiv:1307.1585. [Cited on page 48.]
- MARTÍNEZ OLIVEROS, J.C., RAFTERY, C.L., BAIN, H.M., LIU, Y., KRUPAR, V., BALE, S. & KRUCKER, S. (2012). The 2010 August 1 Type II Burst: A CME-CME Interaction and its Radio and White-light Manifestations. *Astrophys. J.*, **748**, 66, 66, arXiv:1202.2375. [Cited on pages 127 and 134.]
- MASON, G.M., GOLD, R.E., KRIMIGIS, S.M., MAZUR, J.E., ANDREWS, G.B., DALEY, K.A., DWYER, J.R., HEUERMAN, K.F., JAMES, T.L., KENNEDY, M.J., LEFEVERE, T., MALCOLM, H., TOSSMAN, B. & WALPOLE, P.H. (1998). The Ultra-Low-Energy Isotope Spectrometer (ULEIS) for the ACE spacecraft. *Space Sci. Rev.*, **86**, 409–448, 409–448, doi: [10.1023/A:1005079930780](https://doi.org/10.1023/A:1005079930780). [Cited on page 144.]
- MASON, G.M., KORTH, A., WALPOLE, P.H., DESAI, M.I., VON ROSENVINGE, T.T. & SHUMAN, S.A. (2008). *The Suprathermal Ion Telescope (SIT) for the IMPACT/SEP Investigation*, 257–284. Springer New York, New York, NY. [Cited on pages 66 and 144.]
- MASON, G.M., LI, G., COHEN, C.M.S., DESAI, M.I., HAGGERTY, D.K., LESKE, R.A., MEWALDT, R.A. & ZANK, G.P. (2012). Interplanetary Propagation of Solar Energetic Particle Heavy Ions Observed at 1 AU and the Role of Energy Scaling. *Astrophys. J.*, **761**, 104, 104, doi: [10.1088/0004-637X/761/2/104](https://doi.org/10.1088/0004-637X/761/2/104). [Cited on page 144.]
- MASSON, S., DÉMOULIN, P., DASSO, S. & KLEIN, K.L. (2012). The interplanetary magnetic structure that guides solar relativistic particles. *Astron. Astrophys.*, **538**, A32, A32, arXiv:1110.6811. [Cited on pages 135, 142, and 175.]
- MCCOMAS, D.J., BAME, S.J., BARKER, P., FELDMAN, W.C., PHILLIPS, J.L., RILEY, P. & GRIFFEE, J.W. (1998). Solar Wind Electron Proton Alpha Monitor (SWEPAM) for the Advanced Composition Explorer. *Space Sci. Rev.*, **86**, 563–612, 563–612, doi: [10.1023/A:1005040232597](https://doi.org/10.1023/A:1005040232597). [Cited on page 68.]
- MCLEAN, D.J. (1967). Band splitting in type II solar radio bursts. *Proc. Astron. Soc.*, **1**, 47, 47. [Cited on pages 72, 73, 74, and 100.]

- MEWALDT, R.A., COHEN, C.M.S., COOK, W.R., CUMMINGS, A.C., DAVIS, A.J., GEIER, S., KECKMAN, B., KLEMIC, J., LABRADOR, A.W., LESKE, R.A., MIYASAKA, H., NGUYEN, V., OGLIORE, R.C., STONE, E.C., RADOCINSKI, R.G., WIEDENBECK, M.E., HAWK, J., SHUMAN, S., VON ROSENVINGE, T.T. & WORTMAN, K. (2008). *The Low-Energy Telescope (LET) and SEP Central Electronics for the STEREO Mission*, 285–362. Springer New York, New York, NY. [Cited on pages 65, 121, and 144.]
- MIKIĆ, Z. & LINKER, J.A. (1994). Disruption of coronal magnetic field arcades. *Astrophys. J.*, **430**, 898–912, doi: [10.1086/174460](https://doi.org/10.1086/174460). [Cited on page 159.]
- MIKIĆ, Z., LINKER, J.A., LIONELLO, R., RILEY, P. & TITOV, V. (2007). Predicting the Structure of the Solar Corona for the Total Solar Eclipse of March 29, 2006. In O. Demircan, S.O. Selam & B. Albayrak, eds., *Solar and Stellar Physics Through Eclipses*, vol. 370 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 299. [Cited on page 159.]
- MILLER, J.A. & REAMES, D.V. (1996). Heavy ion acceleration by cascading Alfvén waves in impulsive solar flares. In R. Ramaty, N. Mandzhavidze & X.M. Hua, eds., *American Institute of Physics Conference Series*, vol. 374 of *American Institute of Physics Conference Series*, 450–460. [Cited on page 42.]
- MILLER, J.A., CARGILL, P.J., EMSLIE, A.G., HOLMAN, G.D., DENNIS, B.R., LAROSA, T.N., WINGLEE, R.M., BENKA, S.G. & TSUNETA, S. (1997). Critical issues for understanding particle acceleration in impulsive solar flares. *J. Geophys. Res.*, **102**, 14631–14660, doi: [10.1029/97JA00976](https://doi.org/10.1029/97JA00976). [Cited on pages 45 and 46.]
- MIROSHNICHENKO, L., ed. (2015). *Solar Cosmic Rays*, vol. 405 of *Astrophysics and Space Science Library*. [Cited on page 39.]
- MITEVA, R., KLEIN, K.L., SAMWEL, S.W., NINDOS, A., KOULOUMVAKOS, A. & REID, H. (2013). Radio Signatures of Solar Energetic Particles During the 23rd Solar Cycle. *Central European Astrophysical Bulletin*, **37**, 541–553, doi: [10.1007/s11207-013-0288-8](https://doi.org/10.1007/s11207-013-0288-8). [Cited on page 168.]
- MITEVA, R., KLEIN, K.L., KIENREICH, I., TEMMER, M., VERONIG, A. & MALANDRAKI, O.E. (2014). Solar Energetic Particles and Associated EIT Disturbances in Solar Cycle 23. *Solar Phys.*, **289**, 2601–2631, doi: [10.1007/s11207-014-0588-8](https://doi.org/10.1007/s11207-014-0588-8), arXiv:1402.1676. [Cited on pages 116, 135, and 175.]
- MOORE, R.L., STERLING, A.C. & SUESS, S.T. (2007). The width of a solar coronal mass ejection and the source of the driving magnetic explosion: A test of the standard scenario for cme production. *The Astrophysical Journal*, **668**, 1221, doi: [10.1086/518117](https://doi.org/10.1086/518117). [Cited on page 86.]
- MORETON, G.E. & RAMSEY, H.E. (1960). Recent Observations of Dynamical Phenomena Associated with Solar Flares. *Pub. Astron. Soc. Pac.*, **72**, 357, doi: [10.1086/127549](https://doi.org/10.1086/127549). [Cited on page 36.]
- MUHR, N., VERONIG, A.M., KIENREICH, I.W., VRŠNAK, B., TEMMER, M. & BEIN, B.M. (2014). Statistical Analysis of Large-Scale EUV Waves Observed by STEREO/EUVI. *Solar Phys.*, **289**, 4563–4588, doi: [10.1007/s11207-014-0588-8](https://doi.org/10.1007/s11207-014-0588-8), arXiv:1408.2513. [Cited on page 37.]
- MÜLLER-MELLIN, R., BÖTTCHER, S., FALENSKI, J., RÖDE, E., DUVET, L., SANDERSON, T., BUTLER, B., JOHLANDER, B. & SMIT, H. (2008). *The Solar Electron and Proton Telescope for the STEREO Mission*, 363–389. Springer New York, New York, NY. [Cited on pages 65 and 121.]
- NEUPERT, W.M. (1968). Comparison of Solar X-Ray Line Emission with Microwave Emission during Flares. *Astrophys. J. Lett.*, **153**, L59, doi: [10.1086/180220](https://doi.org/10.1086/180220). [Cited on page 75.]

- NEWKIRK, G., JR. (1961). The Solar Corona in Active Regions and the Thermal Origin of the Slowly Varying Component of Solar Radio Radiation. *Astrophys. J.*, **133**, 983, 983, doi: [10.1086/147104](https://doi.org/10.1086/147104). [Cited on pages 8, 95, and 99.]
- NICHOLSON, D.R.D.R. (1983). *Introduction to plasma theory*. New York : Wiley, includes bibliographical references and index. [Cited on page 43.]
- NINDOS, A., AURASS, H., KLEIN, K.L. & TROTTET, G. (2008). Radio Emission of Flares and Coronal Mass Ejections. Invited Review. *Solar Phys.*, **253**, 3–41, 3–41, doi: [10.1007/s11207-008-9258-9](https://doi.org/10.1007/s11207-008-9258-9). [Cited on page 71.]
- NINDOS, A., ALISSANDRAKIS, C.E., HILLARIS, A. & PREKA-PAPADEMA, P. (2011). On the relationship of shock waves to flares and coronal mass ejections. *Astron. Astrophys.*, **531**, A31, A31, arXiv:1105.1268. [Cited on pages 35, 38, 71, and 72.]
- NINDOS, A., PATSOURAKOS, S., VOURLIDAS, A. & TAGIKAS, C. (2015). How Common Are Hot Magnetic Flux Ropes in the Low Solar Corona? A Statistical Study of EUV Observations. *Astrophys. J.*, **808**, 117, 117, arXiv:1507.03766. [Cited on page 85.]
- NITTA, N.V., REAMES, D.V., DE ROSA, M.L., LIU, Y., YASHIRO, S. & GOPALSWAMY, N. (2006). Solar Sources of Impulsive Solar Energetic Particle Events and Their Magnetic Field Connection to the Earth. *Astrophys. J.*, **650**, 438–450, 438–450, doi: [10.1086/507442](https://doi.org/10.1086/507442). [Cited on page 193.]
- NITTA, N.V., SCHRIJVER, C.J., TITLE, A.M. & LIU, W. (2013). Large-scale Coronal Propagating Fronts in Solar Eruptions as Observed by the Atmospheric Imaging Assembly on Board the Solar Dynamics Observatory—an Ensemble Study. *Astrophys. J.*, **776**, 58, 58, arXiv:1308.3544. [Cited on page 37.]
- NITTA, N.V., LIU, W., GOPALSWAMY, N. & YASHIRO, S. (2014). The Relation Between Large-Scale Coronal Propagating Fronts and Type II Radio Bursts. *Solar Phys.*, **289**, 4589–4606, 4589–4606, arXiv:1409.4754. [Cited on page 116.]
- NOLTE, J.T. & ROELOF, E.C. (1973). Large-Scale Structure of the Interplanetary Medium, I: High Coronal Source Longitude of the Quiet-Time Solar Wind. *Solar Phys.*, **33**, 241–257, 241–257, doi: [10.1007/BF00152395](https://doi.org/10.1007/BF00152395). [Cited on pages 151, 194, and 195.]
- ODSTRCIL, D. & PIZZO, V.J. (2009). Numerical Heliospheric Simulations as Assisting Tool for Interpretation of Observations by STEREO Heliospheric Imagers. *Solar Phys.*, **259**, 297–309, 297–309, doi: [10.1007/s11207-009-9449-z](https://doi.org/10.1007/s11207-009-9449-z). [Cited on page 159.]
- ONSAGER, T., GRUBB, R., KUNCHES, J., MATHESON, L., SPEICH, D., ZWICKL, R.W. & SAUER, H. (1996). Operational uses of the GOES energetic particle detectors. In E.R. Washwell, ed., *GOES-8 and Beyond*, vol. 2812 of *Proceedings of the SPIE*, 281–290. [Cited on page 66.]
- ONTIVEROS, V. & VOURLIDAS, A. (2009). Quantitative Measurements of Coronal Mass Ejection-Driven Shocks from LASCO Observations. *Astrophys. J.*, **693**, 267–275, 267–275, arXiv:0811.3743. [Cited on pages 37, 38, 127, and 206.]
- PAGE, E.S. (1954). Continuous inspection schemes. *Biometrika*, **41**, 100–115, 100–115. [Cited on pages 108, 135, 136, and 174.]
- PAPAIANOANNOU, A., MALANDRAKI, O.E., DRESING, N., HEBER, B., KLEIN, K.L., VAINIO, R., RODRÍGUEZ-GASÉN, R., KLASSEN, A., NINDOS, A., HEYNDERICKX, D., MEWALDT, R.A., GÓMEZ-HERRERO, R., VILMER, N., KOULOUMVAKOS, A., TZIOTZIOU, K. & TSIROPOULA, G. (2014). SEPServer catalogues

- of solar energetic particle events at 1 AU based on STEREO recordings: 2007-2012. *Astron. Astrophys.*, **569**, A96, A96, doi: [10.1051/0004-6361/201323336](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201323336). [Cited on page 118.]
- PAPAIOANNOU, A., SOUVATZOGLOU, G., PASCHALIS, P., GERONTIDOU, M. & MAVROMICHALAKI, H. (2014). The first ground-level enhancement of solar cycle 24 on 17 may 2012 and its real-time detection. *Solar Physics*, **289**, 423–436, 423–436. [Cited on pages 135 and 175.]
- PARK, J., INNES, D.E., BUCIK, R. & MOON, Y.J. (2013). The Source Regions of Solar Energetic Particles Detected by Widely Separated Spacecraft. *Astrophys. J.*, **779**, 184, 184, doi: [10.1088/0004-637X/779/2/184](https://doi.org/10.1088/0004-637X/779/2/184). [Cited on page 116.]
- PARKER, E.N. (1958). Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. *Astrophys. J.*, **128**, 664, 664, doi: [10.1086/146579](https://doi.org/10.1086/146579). [Cited on pages 9, 47, and 95.]
- PARKER, E.N. (1965). The passage of energetic charged particles through interplanetary space. *Planetary and Space Science*, **13**, 9–49, 9–49, doi: [10.1016/0032-0633\(65\)90131-5](https://doi.org/10.1016/0032-0633(65)90131-5). [Cited on page 48.]
- PATSOURAKOS, S., VOURLIDAS, A. & STENBORG, G. (2010). The genesis of an impulsive coronal mass ejection observed at ultra-high cadence by aia on sdo. *The Astrophysical Journal Letters*, **724**, L188, L188. [Cited on pages 22, 75, and 85.]
- PATSOURAKOS, S., VOURLIDAS, A. & STENBORG, G. (2013). Direct Evidence for a Fast Coronal Mass Ejection Driven by the Prior Formation and Subsequent Destabilization of a Magnetic Flux Rope. *Astrophys. J.*, **764**, 125, 125, arXiv:1211.7211. [Cited on page 85.]
- PATSOURAKOS, S., GEORGOULIS, M.K., VOURLIDAS, A., NINDOS, A., SARRIS, T., ANAGNOSTOPOULOS, G., ANASTASIADIS, A., CHINTZOGLOU, G., DAGLIS, I.A., GONTIKAKIS, C., HATZIGEORGIU, N., ILIOPOULOS, A.C., KATSAVRIAS, C., KOULOUMVAKOS, A., MORAITIS, K., NIEVES-CHINCHILLA, T., PAVLOS, G., SARAFOPOULOS, D., SYNTELIS, P., TSIRONIS, C., TZIOTZIOU, K., VOGIATZIS, I.I., BALASIS, G., GEORGIU, M., KARAKATSANIS, L.P., MALANDRAKI, O.E., PAPADIMITRIOU, C., ODSTRČIL, D., PAVLOS, E.G., PODLACHIKOVA, O., SANDBERG, I., TURNER, D.L., XENAKIS, M.N., SARRIS, E., TSINGANOS, K. & VLAHOS, L. (2016). The major geoeffective solar eruptions of 2012 march 7: Comprehensive sun-to-earth analysis. *The Astrophysical Journal*, **817**, 14, 14. [Cited on pages 127 and 155.]
- PESNELL, W.D., THOMPSON, B.J. & CHAMBERLIN, P.C. (2012). The Solar Dynamics Observatory (SDO). *Solar Phys.*, **275**, 3–15, 3–15, doi: [10.1007/s11207-011-9841-3](https://doi.org/10.1007/s11207-011-9841-3). [Cited on page 53.]
- PETSCHEK, H.E. (1964). Magnetic Field Annihilation. *NASA Special Publication*, **50**, 425, 425. [Cited on page 13.]
- PICK, M. & VILMER, N. (2008). Sixty-five years of solar radioastronomy: flares, coronal mass ejections and Sun Earth connection. *Astron. Astrophys. Rev.*, **16**, 1–153, 1–153, doi: [10.1007/s00159-008-0013-x](https://doi.org/10.1007/s00159-008-0013-x). [Cited on page 71.]
- PLOWMAN, J., KANKELBORG, C. & MARTENS, P. (2013). Fast Differential Emission Measure Inversion of Solar Coronal Data. *Astrophys. J.*, **771**, 2, 2, arXiv:1204.6306. [Cited on page 91.]
- POHJOLAINEN, S., POMOELL, J. & VAINIO, R. (2008). CME liftoff with high-frequency fragmented type II burst emission. *Astron. Astrophys.*, **490**, 357–363, 357–363, arXiv:0809.0405. [Cited on page 71.]
- PRESTAGE, N.P., LUCKHURST, R.G., PATERSON, B.R., BEVINS, C.S. & YUILE, C.G. (1994). A new radiospectrograph at Culgoora. *Solar Phys.*, **150**, 393–396, 393–396, doi: [10.1007/BF00712901](https://doi.org/10.1007/BF00712901). [Cited on pages 61 and 182.]

- PRIEST, E. (2014). *Magnetohydrodynamics of the Sun*. [Cited on page 13.]
- PRISE, A.J., HARRA, L.K., MATTHEWS, S.A., LONG, D.M. & AYLWARD, A.D. (2013). An Investigation of the CME of 3 November 2011 and Its Associated Widespread Solar Energetic Particle Event. *Solar Phys.*, arXiv:1312.2965, arXiv:1312.2965. [Cited on page 116.]
- RAMESH, R., LAKSHMI, M.A., KATHIRAVAN, C., GOPALSWAMY, N. & UMAPATHY, S. (2012). The Location of Solar Metric Type II Radio Bursts with Respect to the Associated Coronal Mass Ejections. *Astrophys. J.*, **752**, 107, 107, doi: [10.1088/0004-637X/752/2/107](https://doi.org/10.1088/0004-637X/752/2/107). [Cited on page 35.]
- REAMES, D. & NG, C. (1998). Streaming-limited intensities of solar energetic particles. *The Astrophysical Journal*, **504**, 1002, 1002. [Cited on page 190.]
- REAMES, D.V. (1999). Particle acceleration at the Sun and in the heliosphere. *Space Sci. Rev.*, **90**, 413–491, 413–491, doi: [10.1023/A:1005105831781](https://doi.org/10.1023/A:1005105831781). [Cited on pages 40, 41, 115, 143, 145, 167, 193, 194, 211, 222, and 223.]
- REAMES, D.V. (2009). Solar Release Times of Energetic Particles in Ground-Level Events. *Astrophys. J.*, **693**, 812–821, 812–821, doi: [10.1088/0004-637X/693/1/812](https://doi.org/10.1088/0004-637X/693/1/812). [Cited on pages 207, 208, and 211.]
- REAMES, D.V. (2013). The Two Sources of Solar Energetic Particles. *Space Sci. Rev.*, **175**, 53–92, 53–92, arXiv:1306.3608. [Cited on pages 115, 144, 145, and 167.]
- REAMES, D.V. (2014). Element Abundances in Solar Energetic Particles and the Solar Corona. *Solar Phys.*, **289**, 977–993, 977–993, arXiv:1306.2246. [Cited on pages 144 and 145.]
- REAMES, D.V. (2015). What Are the Sources of Solar Energetic Particles? Element Abundances and Source Plasma Temperatures. *Space Sci. Rev.*, **194**, 303–327, 303–327, arXiv:1510.03449. [Cited on page 40.]
- REAMES, D.V. & NG, C.K. (2004). Heavy-Element Abundances in Solar Energetic Particle Events. *Astrophys. J.*, **610**, 510–522, 510–522, doi: [10.1086/421518](https://doi.org/10.1086/421518). [Cited on page 145.]
- REINER, M.J. & KAISER, M.L. (1999). High-frequency type II radio emissions associated with shocks driven by coronal mass ejections. *J. Geophys. Res.*, **104**, 16979–16992, 16979–16992, doi: [10.1029/1999JA900143](https://doi.org/10.1029/1999JA900143). [Cited on page 72.]
- REINER, M.J., KAISER, M.L., GOPALSWAMY, N., AURASS, H., MANN, G., VOURLIDAS, A. & MAKSIMOVIC, M. (2001). Statistical analysis of coronal shock dynamics implied by radio and white-light observations. *J. Geophys. Res.*, **106**, 25279–25290, 25279–25290, doi: [10.1029/2000JA004024](https://doi.org/10.1029/2000JA004024). [Cited on page 72.]
- RICHARDSON, I.G., VON ROSENVINGE, T.T., CANE, H.V., CHRISTIAN, E.R., COHEN, C.M.S., LABRADOR, A.W., LESKE, R.A., MEWALDT, R.A., WIEDENBECK, M.E. & STONE, E.C. (2014). >25 MeV Proton Events Observed by the High Energy Telescopes on the STEREO A and B Spacecraft and/or at Earth During the First Seven Years of the STEREO Mission. *Solar Phys.*, **289**, 3059–3107, 3059–3107, doi: [10.1007/s11207-014-0524-8](https://doi.org/10.1007/s11207-014-0524-8). [Cited on page 131.]
- ROELOF, E.C. (1969). Propagation of Solar Cosmic Rays in the Interplanetary Magnetic Field. In H. Ögelman & J.R. Wayland, eds., *Lectures in High-Energy Astrophysics*, 111. [Cited on page 49.]

- ROUILLARD, A.P., SHEELEY, N.R., TYLKA, A., VOURLIDAS, A., NG, C.K., RAKOWSKI, C., COHEN, C.M.S., MEWALDT, R.A., MASON, G.M., REAMES, D., SAVANI, N.P., STCYR, O.C. & SZABO, A. (2012). The Longitudinal Properties of a Solar Energetic Particle Event Investigated Using Modern Solar Imaging. *Astrophys. J.*, **752**, 44, 44, doi: [10.1088/0004-637X/752/1/44](https://doi.org/10.1088/0004-637X/752/1/44). [Cited on pages 116 and 206.]
- ROUSSEV, I.I., FORBES, T.G., GOMBOSI, T.I., SOKOLOV, I.V., DEZEEUW, D.L. & BIRN, J. (2003). A Three-dimensional Flux Rope Model for Coronal Mass Ejections Based on a Loss of Equilibrium. *Astrophys. J. Lett.*, **588**, L45–L48, L45–L48, doi: [10.1086/375442](https://doi.org/10.1086/375442). [Cited on page 27.]
- ROUSSEV, I.I., SOKOLOV, I.V., FORBES, T.G., GOMBOSI, T.I., LEE, M.A. & SAKAI, J.I. (2004). A Numerical Model of a Coronal Mass Ejection: Shock Development with Implications for the Acceleration of GeV Protons. *Astrophys. J. Lett.*, **605**, L73–L76, L73–L76, doi: [10.1086/392504](https://doi.org/10.1086/392504). [Cited on page 27.]
- RUSSELL, C. & MULLIGAN, T. (2002). On the magnetosheath thicknesses of interplanetary coronal mass ejections. *Planetary and Space Science*, **50**, 527 – 534, 527 – 534, solar System Magnetosheaths-A Special Issue in Honor of John Spreiter, doi: [http://dx.doi.org/10.1016/S0032-0633\(02\)00031-4](http://dx.doi.org/10.1016/S0032-0633(02)00031-4). [Cited on page 103.]
- SAITO, K., POLAND, A.I. & MUNRO, R.H. (1977). A study of the background corona near solar minimum. *Solar Phys.*, **55**, 121–134, 121–134, doi: [10.1007/BF00150879](https://doi.org/10.1007/BF00150879). [Cited on pages 8 and 95.]
- SAKAI, J.I. & KARLICKÝ, M. (2008). Particle-in-cell simulations of shocks and band splitting of type II solar radio bursts. *Astron. Astrophys.*, **478**, L15–L18, L15–L18, doi: [10.1051/0004-6361:20078733](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20078733). [Cited on page 74.]
- SCHATTEN, K.H., WILCOX, J.M. & NESS, N.F. (1969). A model of interplanetary and coronal magnetic fields. *Solar Phys.*, **6**, 442–455, 442–455, doi: [10.1007/BF00146478](https://doi.org/10.1007/BF00146478). [Cited on page 47.]
- SCHMIDT, J.M., CAIRNS, I.H. & LOBZIN, V.V. (2014). The solar type II radio bursts of 7 March 2012: Detailed simulation analyses. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **119**, 6042–6061, 6042–6061, doi: [10.1002/2014JA019950](https://doi.org/10.1002/2014JA019950). [Cited on page 133.]
- SHEELEY, N.R., WALTERS, J.H., WANG, Y.M. & HOWARD, R.A. (1999). Continuous tracking of coronal outflows: Two kinds of coronal mass ejections. *J. Geophys. Res.*, **104**, 24739–24768, 24739–24768, doi: [10.1029/1999JA900308](https://doi.org/10.1029/1999JA900308). [Cited on page 21.]
- SHEN, Y., LIU, Y., SU, J., LI, H., ZHAO, R., TIAN, Z., ICHIMOTO, K. & SHIBATA, K. (2013). Diffraction, Refraction, and Reflection of an Extreme-ultraviolet Wave Observed during Its Interactions with Remote Active Regions. *Astrophys. J. Lett.*, **773**, L33, L33, arXiv:1307.6098. [Cited on page 37.]
- SHEWHART, W.A. (1931). *Economic control of quality of manufactured product*. ASQ Quality Press. [Cited on pages 135 and 175.]
- SHIBATA, K., MASUDA, S., SHIMOJO, M., HARA, H., YOKOYAMA, T., TSUNETA, S., KOSUGI, T. & OGAWARA, Y. (1995). Hot-Plasma Ejections Associated with Compact-Loop Solar Flares. *Astrophys. J. Lett.*, **451**, L83, L83, doi: [10.1086/309688](https://doi.org/10.1086/309688). [Cited on page 26.]

- SMERD, S.F., SHERIDAN, K.V. & STEWART, R.T. (1974). On Split-Band Structure in Type II Radio Bursts from the Sun (presented by S.F. Smerd). In G.A. Newkirk, ed., *Coronal Disturbances*, vol. 57 of *IAU Symp.*, 389, Springer, Netherlands. [Cited on pages 72, 73, 74, 98, 100, 215, and 227.]
- SOMOV, B.V. (2006). *Plasma Astrophysics, Part I: Fundamentals and Practice*. [Cited on page 44.]
- SOMOV, B.V., ed. (2013). *Plasma Astrophysics, Part II*, vol. 392 of *Astrophysics and Space Science Library*. [Cited on pages 13 and 43.]
- SPREITER, J.R., SUMMERS, A.L. & ALKSNE, A.Y. (1966). Hydromagnetic flow around the magnetosphere. *Planetary and Space Science*, **14**, 223, 223, doi: 10.1016/0032-0633(66)90124-3. [Cited on page 103.]
- STONE, E.C., FRANSEN, A.M., MEWALDT, R.A., CHRISTIAN, E.R., MARGOLIES, D., ORMES, J.F. & SNOW, F. (1998). The Advanced Composition Explorer. *Space Sci. Rev.*, **86**, 1–22, 1–22, doi: 10.1023/A:1005082526237. [Cited on pages 66 and 144.]
- STURROCK, P.A. (1966). Model of the High-Energy Phase of Solar Flares. *Nature*, **211**, 695–697, 695–697, doi: 10.1038/211695a0. [Cited on page 26.]
- SWEET, P.A. (1958). The Neutral Point Theory of Solar Flares. In B. Lehnert, ed., *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics*, vol. 6 of *IAU Symposium*, 123. [Cited on page 13.]
- TEMMER, M., VERONIG, A.M., KONTAR, E.P., KRUCKER, S. & VRŠNAK, B. (2010). Combined stereo/rhessi study of coronal mass ejection acceleration and particle acceleration in solar flares. *The Astrophysical Journal*, **712**, 1410, 1410. [Cited on page 22.]
- THERNISIEN, A., VOURLIDAS, A. & HOWARD, R.A. (2009). Forward Modeling of Coronal Mass Ejections Using STEREO/SECCHI Data. *Solar Phys.*, **256**, 111–130, 111–130, doi: 10.1007/s11207-009-9346-5. [Cited on page 153.]
- THERNISIEN, A.F.R., HOWARD, R.A. & VOURLIDAS, A. (2006). Modeling of Flux Rope Coronal Mass Ejections. *Astrophys. J.*, **652**, 763–773, 763–773, doi: 10.1086/508254. [Cited on page 153.]
- THOMPSON, W. (2006). Coordinate systems for solar image data. *Astronomy & Astrophysics*, **449**, 791–803, 791–803. [Cited on page 149.]
- THOMPSON, W.T., DAVILA, J.M., FISHER, R.R., ORWIG, L.E., MENTZELL, J.E., HETHERINGTON, S.E., DERRO, R.J., FEDERLINE, R.E., CLARK, D.C., CHEN, P.T.C., TVEEKREM, J.L., MARTINO, A.J., NOVELLO, J., WESENBERG, R.P., STCYR, O.C., REGINALD, N.L., HOWARD, R.A., MEHALICK, K.I., HERSH, M.J., NEWMAN, M.D., THOMAS, D.L., CARD, G.L. & ELMORE, D.F. (2003). COR1 inner coronagraph for STEREO-SECCHI. In S.L. Keil & S.V. Avakyan, eds., *Innovative Telescopes and Instrumentation for Solar Astrophysics*, vol. 4853, 1–11. [Cited on page 53.]
- TITOV, V.S. & DÉMOULIN, P. (1999). Basic topology of twisted magnetic configurations in solar flares. *Astron. Astrophys.*, **351**, 707–720, 707–720. [Cited on page 27.]
- TÖRÖK, T. & KLIEM, B. (2007). Numerical simulations of fast and slow coronal mass ejections. *Astronomische Nachrichten*, **328**, 743, 743, arXiv:0705.2100. [Cited on page 27.]

- TORSTI, J., VALTONEN, E., LUMME, M., PELTONEN, P., ERONEN, T., LOUHOLA, M., RIIHONEN, E., SCHULTZ, G., TEITTINEN, M., AHOLA, K., HOLMLUND, C., KELHÄ, V., LEPPÄLÄ, K., RUUSKA, P. & STRÖMMER, E. (1995). Energetic Particle Experiment ERNE. *Solar Phys.*, **162**, 505–531, 505–531, doi: [10.1007/BF00733438](https://doi.org/10.1007/BF00733438). [Cited on pages 64, 121, 169, and 170.]
- TOUSEY, R. (1973). The solar corona. In M.J. Rycroft & S.K. Runcorn, eds., *Space Research Conference*, vol. 2 of *Space Research Conference*, 713–730. [Cited on page 20.]
- TREUMANN, R. *et al.* (2013). *Physics of collisionless shocks*, vol. 12. Springer. [Cited on pages 101 and 103.]
- TREUMANN, R.A. & LABELLE, J. (1992). Band splitting in solar type II radio bursts. *Astrophys. J. Lett.*, **399**, L167–L170, L167–L170, doi: [10.1086/186633](https://doi.org/10.1086/186633). [Cited on page 74.]
- TYLKA, A.J. & LEE, M.A. (2006). A Model for Spectral and Compositional Variability at High Energies in Large, Gradual Solar Particle Events. *Astrophys. J.*, **646**, 1319–1334, 1319–1334, doi: [10.1086/505106](https://doi.org/10.1086/505106). [Cited on page 41.]
- TYLKA, A.J., COHEN, C.M.S., DIETRICH, W.F., LEE, M.A., MACLENNAN, C.G., MEWALDT, R.A., NG, C.K. & REAMES, D.V. (2005). Shock Geometry, Seed Populations, and the Origin of Variable Elemental Composition at High Energies in Large Gradual Solar Particle Events. *Astrophys. J.*, **625**, 474–495, 474–495, doi: [10.1086/429384](https://doi.org/10.1086/429384). [Cited on page 41.]
- TYLKA, A.J., COHEN, C.M.S., DIETRICH, W.F., LEE, M.A., MACLENNAN, C.G., MEWALDT, R.A., NG, C.K. & REAMES, D.V. (2006). A Comparative Study of Ion Characteristics in the Large Gradual Solar Energetic Particle Events of 2002 April 21 and 2002 August 24. *Astrophys. J. Sup.*, **164**, 536–551, 536–551, doi: [10.1086/503203](https://doi.org/10.1086/503203). [Cited on page 41.]
- UCHIDA, Y. (1960). On the Exciters of Type II and Type III Solar Radio Bursts. *Pub. Astron. Soc. Japan*, **12**, 376, 376. [Cited on page 33.]
- ŠVESTKA, Z. & FRITZOVÁ-ŠVESTKOVÁ, L. (1974). Type II Radio Bursts and Particle Acceleration. *Solar Phys.*, **36**, 417–431, 417–431, doi: [10.1007/BF00151211](https://doi.org/10.1007/BF00151211). [Cited on pages 167 and 168.]
- VAINIO, R., VALTONEN, E., HEBER, B., MALANDRAKI, O.E., PAPAIOANNOU, A., KLEIN, K.L., AFANASIEV, A., AGUEDA, N., AURASS, H., BATTARBEE, M., BRAUNE, S., DRÖGE, W., GANSE, U., HAMADACHE, C., HEYNDERICKX, D., HUTTUNEN-HEIKINMAA, K., KIENER, J., KILIAN, P., KOPP, A., KOULOUMLAKOS, A., MAISALA, S., MISHEV, A., MITEVA, R., NINDOS, A., OITTINEN, T., RAUKUNEN, O., RIIHONEN, E., RODRÍGUEZ-GASÉN, R., SALONIEMI, O., SANAHUJA, B., SCHERER, R., SPANIER, F., TATISCHEFF, V., TZIOTZIOU, K., USOSKIN, I.G. & VILMER, N. (2013). The first SEPServer event catalogue ~68-MeV solar proton events observed at 1 AU in 1996–2010. *Journal of Space Weather and Space Climate*, **3**, A12, A12, doi: [10.1051/swsc/2013030](https://doi.org/10.1051/swsc/2013030). [Cited on pages 135, 136, 139, 141, 142, 169, 170, 172, 173, 174, 175, and 180.]
- VALTONEN, E., PELTONEN, J., PELTONEN, P., ERONEN, T., HOISKO, E., LOUHOLA, M., LUMME, M., NIEMINEN, A., RIIHONEN, E., TEITTINEN, M., TORSTI, J., AHOLA, K., HOLMLUND, C., KELHÄ, V., LEPPÄLÄ, K., RUUSKA, P., STRÖMMER, E., VERKASALO, R., KOIVULA, E. & MOILANEN, M. (1997). Energetic and relativistic nuclei and electron experiment of the {SOHO} mission. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, **391**, 249 – 268, 249 – 268, doi: [http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002\(97\)00469-5](http://dx.doi.org/10.1016/S0168-9002(97)00469-5). [Cited on page 170.]
- VAN DE HULST, H.C. (1950a). The amount of Polarization by Interstellar Grains. *Astrophys. J.*, **112**, 1, 1, doi: [10.1086/145315](https://doi.org/10.1086/145315). [Cited on pages 7 and 8.]

- VAN DE HULST, H.C. (1950b). The electron density of the solar corona. *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands*, **11**, 135, 135. [Cited on page 7.]
- VASANTH, V., UMAPATHY, S., VRŠNAK, B., ŽIC, T. & PRAKASH, O. (2014). Investigation of the Coronal Magnetic Field Using a Type II Solar Radio Burst. *Solar Phys.*, **289**, 251–261, 251–261, arXiv:1305.1760. [Cited on pages 99 and 102.]
- VERNAZZA, J.E., AVRETT, E.H. & LOESER, R. (1981). Structure of the solar chromosphere. III - Models of the EUV brightness components of the quiet-sun. *Astrophys. J. Sup.*, **45**, 635–725, 635–725, doi: [10.1086/190731](https://doi.org/10.1086/190731). [Cited on page 3.]
- VERONIG, A.M., TEMMER, M., VRŠNAK, B. & THALMANN, J.K. (2006). Interaction of a Moreton/EIT Wave and a Coronal Hole. *Astrophys. J.*, **647**, 1466–1471, 1466–1471, astro-ph/0604613. [Cited on page 37.]
- VLAHOS, L. (1989). Particle acceleration in solar flares. *Solar Phys.*, **121**, 431–447, 431–447, doi: [10.1007/BF00161711](https://doi.org/10.1007/BF00161711). [Cited on page 45.]
- VON ROSENVINGE, T.T., REAMES, D.V., BAKER, R., HAWK, J., NOLAN, J.T., RYAN, L., SHUMAN, S., WORTMAN, K.A., MEWALDT, R.A., CUMMINGS, A.C., COOK, W.R., LABRADOR, A.W., LESKE, R.A. & WIEDENBECK, M.E. (2008). *The High Energy Telescope for STEREO*, 391–435. Springer New York, New York, NY. [Cited on pages 63, 64, and 121.]
- VOURLIDAS, A. & BEMPORAD, A. (2012). A decade of coronagraphic and spectroscopic studies of CME-driven shocks. In J. Heerikhuisen, G. Li, N. Pogorelov & G. Zank, eds., *American Institute of Physics Conference Series*, vol. 1436, 279–284. [Cited on page 116.]
- VOURLIDAS, A., SUBRAMANIAN, P., DERE, K.P. & HOWARD, R.A. (2000). Large-Angle Spectrometric Coronagraph Measurements of the Energetics of Coronal Mass Ejections. *Astrophys. J.*, **534**, 456–467, 456–467, doi: [10.1086/308747](https://doi.org/10.1086/308747). [Cited on page 23.]
- VOURLIDAS, A., WU, S.T., WANG, A.H., SUBRAMANIAN, P. & HOWARD, R.A. (2003). Direct Detection of a Coronal Mass Ejection-Associated Shock in Large Angle and Spectrometric Coronagraph Experiment White-Light Images. *Astrophys. J.*, **598**, 1392–1402, 1392–1402, astro-ph/0308367. [Cited on pages 37 and 127.]
- VOURLIDAS, A., HOWARD, R.A., ESFANDIARI, E., PATSOURAKOS, S., YASHIRO, S. & MICHALEK, G. (2010). Comprehensive Analysis of Coronal Mass Ejection Mass and Energy Properties Over a Full Solar Cycle. *Astrophys. J.*, **722**, 1522–1538, 1522–1538, arXiv:1008.3737. [Cited on page 23.]
- VOURLIDAS, A., LYNCH, B.J., HOWARD, R.A. & LI, Y. (2013). How Many CMEs Have Flux Ropes? Deciphering the Signatures of Shocks, Flux Ropes, and Prominences in Coronagraph Observations of CMEs. *Solar Phys.*, **284**, 179–201, 179–201, arXiv:1207.1599. [Cited on pages 21 and 85.]
- VRŠNAK, B. & CLIVER, E.W. (2008). Origin of coronal shock waves. *Solar Physics*, **253**, 215, 215, doi: [10.1007/s11207-008-9241-5](https://doi.org/10.1007/s11207-008-9241-5). [Cited on pages 38 and 71.]
- VRŠNAK, B., AURASS, H., MAGDALENIĆ, J. & GOPALSWAMY, N. (2001a). Band-splitting of coronal and interplanetary type II bursts. I. Basic properties. *Astron. Astrophys.*, **377**, 321–329, 321–329, doi: [10.1051/0004-6361:20011067](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20011067). [Cited on page 73.]
- VRŠNAK, B., MAGDALENIĆ, J. & AURASS, H. (2001b). Comparative Analysis of Type ii Bursts and of Thermal and non-Thermal Flare Signatures. *Solar Phys.*, **202**, 319–335, 319–335, doi: [10.1023/A:1012270414746](https://doi.org/10.1023/A:1012270414746). [Cited on page 72.]

- VRŠNAK, B., MAGDALENIĆ, J., AURASS, H. & MANN, G. (2002). Band-splitting of coronal and interplanetary type II bursts. II. Coronal magnetic field and Alfvén velocity. *Astron. Astrophys.*, **396**, 673–682, 673–682, doi: [10.1051/0004-6361:20021413](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20021413). [Cited on pages [73](#), [100](#), and [102](#).]
- VRŠNAK, B., MAGDALENIĆ, J. & ZLOBEC, P. (2004). Band-splitting of coronal and interplanetary type II bursts. III. Physical conditions in the upper corona and interplanetary space. *Astron. Astrophys.*, **413**, 753–763, 753–763. [Cited on page [73](#).]
- VRŠNAK, B., MAGDALENIĆ, J., TEMMER, M., VERONIG, A., WARMUTH, A., MANN, G., AURASS, H. & OTRUBA, W. (2005a). Broadband Metric-Range Radio Emission Associated with a Moreton/EIT Wave. *Astrophys. J. Lett.*, **625**, L67–L70, L67–L70, doi: [10.1086/430763](https://doi.org/10.1086/430763). [Cited on pages [35](#) and [36](#).]
- VRŠNAK, B., SUDAR, D. & RUŽDJAK, D. (2005b). The CME-flare relationship: Are there really two types of CMEs? *Astron. Astrophys.*, **435**, 1149–1157, 1149–1157, doi: [10.1051/0004-6361:20042166](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20042166). [Cited on page [22](#).]
- VRŠNAK, B., WARMUTH, A., TEMMER, M., VERONIG, A., MAGDALENIĆ, J., HILLARIS, A. & KARLICKÝ, M. (2006). Multi-wavelength study of coronal waves associated with the CME-flare event of 3 November 2003. *Astron. Astrophys.*, **448**, 739–752, 739–752, doi: [10.1051/0004-6361:20053740](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20053740). [Cited on page [72](#).]
- WARMUTH, A. (2007). Large-scale Waves and Shocks in the Solar Corona. In K.L. Klein & A.L. MacKinnon, eds., *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, vol. 725 of *Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag*, 107. [Cited on page [31](#).]
- WARMUTH, A. (2010). Large-scale waves in the solar corona: The continuing debate. *Advances in Space Research*, **45**, 527–536, 527–536, doi: [10.1016/j.asr.2009.08.022](https://doi.org/10.1016/j.asr.2009.08.022). [Cited on page [36](#).]
- WARMUTH, A. (2015). Large-scale Globally Propagating Coronal Waves. *Living Reviews in Solar Physics*, **12**, doi: [10.1007/lrsp-2015-3](https://doi.org/10.1007/lrsp-2015-3), doi: [10.1007/lrsp-2015-3](https://doi.org/10.1007/lrsp-2015-3). [Cited on pages [31](#) and [32](#).]
- WARMUTH, A. & MANN, G. (2005). A model of the Alfvén speed in the solar corona. *Astron. Astrophys.*, **435**, 1123–1135, 1123–1135, doi: [10.1051/0004-6361:20042169](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20042169). [Cited on page [38](#).]
- WARMUTH, A., VRŠNAK, B., AURASS, H. & HANSLMEIER, A. (2001). Evolution of Two EIT/H α Moreton Waves. *Astrophys. J. Lett.*, **560**, L105–L109, L105–L109, doi: [10.1086/324055](https://doi.org/10.1086/324055). [Cited on page [36](#).]
- WARMUTH, A., VRŠNAK, B., MAGDALENIĆ, J., HANSLMEIER, A. & OTRUBA, W. (2004). A multiwavelength study of solar flare waves. I. Observations and basic properties. *Astron. Astrophys.*, **418**, 1101–1115, 1101–1115, doi: [10.1051/0004-6361:20034332](https://doi.org/10.1051/0004-6361:20034332). [Cited on pages [35](#) and [36](#).]
- WHITE, S.M. & THOMPSON, B.J. (2005). High-Cadence Radio Observations of an EIT Wave. *Astrophys. J. Lett.*, **620**, L63–L66, L63–L66, doi: [10.1086/428428](https://doi.org/10.1086/428428). [Cited on page [36](#).]
- WHITE, S.M., BENZ, A.O., CHRISTE, S., FÁRNÍK, F., KUNDU, M.R., MANN, G., NING, Z., RAULIN, J.P., SILVA-VÁLIO, A.V.R., SAINT-HILAIRE, P., VILMER, N. & WARMUTH, A. (2011). The Relationship Between Solar Radio and Hard X-ray Emission. *Space Sci. Rev.*, **159**, 225–261, 225–261, arXiv:1109.6629. [Cited on page [134](#).]

- WIEDENBECK, M.E., MASON, G.M., COHEN, C.M.S., NITTA, N.V., GÓMEZ-HERRERO, R. & HAGGERTY, D.K. (2013). Observations of Solar Energetic Particles from ^3He -rich Events over a Wide Range of Heliographic Longitude. *Astrophys. J.*, **762**, 54, 54, doi: [10.1088/0004-637X/762/1/54](https://doi.org/10.1088/0004-637X/762/1/54). [Cited on page 116.]
- WILD, J., SMERD, S. & WEISS, A. (1963). Solar bursts. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, **1**, 291, 291. [Cited on page 33.]
- WILD, J.P. (1963). Fast Phenomena in the Solar Corona. In J.W. Evans, ed., *The Solar Corona*, vol. 16 of *IAU Symposium*, 115. [Cited on page 40.]
- WILD, J.P. & MCCREADY, L.L. (1950). Observations of the Spectrum of High-Intensity Solar Radiation at Metre Wavelengths. I. The Apparatus and Spectral Types of Solar Burst Observed. *Australian Journal of Scientific Research A Physical Sciences*, **3**, 387, 387. [Cited on pages 18 and 71.]
- WILD, J.P., MURRAY, J.D. & ROWE, W.C. (1954). Harmonics in the Spectra of Solar Radio Disturbances. *Australian Journal of Physics*, **7**, 439, 439, doi: [10.1071/PH540439](https://doi.org/10.1071/PH540439). [Cited on page 33.]
- WOOD, B.E., ROUILLARD, A.P., MÖSTL, C., BATTAMS, K., SAVANI, N.P., MARUBASHI, K., HOWARD, R.A. & SOCKER, D.G. (2012). Connecting Coronal Mass Ejections and Magnetic Clouds: A Case Study Using an Event from 22 June 2009. *Solar Phys.*, **281**, 369–389, 369–389, doi: [10.1007/s11207-012-0036-3](https://doi.org/10.1007/s11207-012-0036-3). [Cited on page 24.]
- WUELSE, J.P., LEMEN, J.R., TARBELL, T.D., WOLFSON, C.J., CANNON, J.C., CARPENTER, B.A., DUNCAN, D.W., GRADWOHL, G.S., MEYER, S.B., MOORE, A.S., NAVARRO, R.L., PEARSON, J.D., ROSSI, G.R., SPRINGER, L.A., HOWARD, R.A., MOSES, J.D., NEWMARK, J.S., DELABOUDINIÈRE, J.P., ARTZNER, G.E., AUCHERE, F., BOUGNET, M., BOUYRIES, P., BRIDOU, F., CLOTAIRE, J.Y., COLAS, G., DELMOTTE, F., JEROME, A., LAMARE, M., MERCIER, R., MULLOT, M., RAVET, M.F., SONG, X., BOTHMER, V. & DEUTSCH, W. (2004). EUVI: the STEREO-SECCHI extreme ultraviolet imager. In S. Fineschi & M.A. Gummin, eds., *Telescopes and Instrumentation for Solar Astrophysics*, vol. 5171, 111–122. [Cited on page 53.]
- WUEST, M., EVANS, D.S., MCFADDEN, J.P., KASPRZAK, W.T., BRACE, L.H., DICHTER, B.K., HOEGY, W.R., LAZARUS, A.J., MASSON, A. & VAISBERG, O. (2007). Calibration of Particle Instruments in Space Physics: Review of Instruments. *ISSI Scientific Reports Series*, **7**, 11–116, 11–116. [Cited on page 62.]
- YANG, L., ZHANG, J., LIU, W., LI, T. & SHEN, Y. (2013). SDO/AIA and Hinode/EIS Observations of Interaction between an EUV Wave and Active Region Loops. *Astrophys. J.*, **775**, 39, 39, arXiv:1308.1821. [Cited on page 151.]
- YASHIRO, S., GOPALSWAMY, N., MICHALEK, G., ST. CYR, O.C., PLUNKETT, S.P., RICH, N.B. & HOWARD, R.A. (2004). A catalog of white light coronal mass ejections observed by the SOHO spacecraft. *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **109**, A07105, A07105, doi: [10.1029/2003JA010282](https://doi.org/10.1029/2003JA010282). [Cited on pages 22, 118, 127, 205, and 206.]
- YORK, D., EVENSEN, N.M., MARTÍNEZ, M.L. & DE BASABE DELGADO, J. (2004). Unified equations for the slope, intercept, and standard errors of the best straight line. *American Journal of Physics*, **72**, 367–375, 367–375, doi: [10.1119/1.1632486](https://doi.org/10.1119/1.1632486). [Cited on pages 138 and 178.]
- ZEITLIN, C., HASSLER, D.M., CUCINOTTA, F.A., EHRESMANN, B., WIMMER-SCHWEINGRUBER, R.F., BRINZA, D.E., KANG, S., WEIGLE, G., BÖTTCHER, S., BÖHM, E., BURMEISTER, S., GUO, J., KÖHLER,

- J., MARTIN, C., POSNER, A., RAFKIN, S. & REITZ, G. (2013). Measurements of Energetic Particle Radiation in Transit to Mars on the Mars Science Laboratory. *Science*, **340**, 1080–1084, 1080–1084, doi: [10.1126/science.1235989](https://doi.org/10.1126/science.1235989). [Cited on page 131.]
- ZHANG, H. (2001). Electric Current and Magnetic Shear in Solar Active Regions. *Astrophys. J. Lett.*, **557**, L71–L74, L71–L74, doi: [10.1086/322865](https://doi.org/10.1086/322865). [Cited on page 15.]
- ZHANG, J. & DERE, K.P. (2006). A Statistical Study of Main and Residual Accelerations of Coronal Mass Ejections. *Astrophys. J.*, **649**, 1100–1109, 1100–1109, doi: [10.1086/506903](https://doi.org/10.1086/506903). [Cited on page 22.]
- ZHANG, J., DERE, K.P., HOWARD, R.A., KUNDU, M.R. & WHITE, S.M. (2001). On the Temporal Relationship between Coronal Mass Ejections and Flares. *Astrophys. J.*, **559**, 452–462, 452–462, doi: [10.1086/322405](https://doi.org/10.1086/322405). [Cited on page 22.]
- ZHANG, J., CHENG, X. & DING, M.D. (2012). Observation of an evolving magnetic flux rope before and during a solar eruption. *Nature Communications*, **3**, 747, 747, arXiv:1203.4859. [Cited on page 22.]
- ZIMOVETS, I. & SADYKOV, V. (2015). Spatially resolved observations of a coronal type {II} radio burst with multiple lanes. *Advances in Space Research*, **56**, 2811 – 2832, 2811 – 2832, advances in Solar Physics, doi: <http://dx.doi.org/10.1016/j.asr.2015.01.041>. [Cited on page 73.]
- ZIMOVETS, I., VILMER, N., CHIAN, A.C.L., SHARYKIN, I. & STRUMINSKY, A. (2012). Spatially resolved observations of a split-band coronal type II radio burst. *Astron. Astrophys.*, **547**, A6, A6, arXiv:1208.5267. [Cited on page 73.]
- ZUCCA, P., PICK, M., DÉMOULIN, P., KERDRAON, A., LECACHEUX, A. & GALLAGHER, P.T. (2014). Understanding Coronal Mass Ejections and Associated Shocks in the Solar Corona by Merging Multiwavelength Observations. *Astrophys. J.*, **795**, 68, 68, arXiv:1409.3691. [Cited on page 35.]