

ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ ΚΡΗΤΗΣ
ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΠΑΡΑΓΩΓΗΣ ΚΑΙ ΔΙΟΙΚΗΣΗΣ



«Μελέτη παραγωγής δέσμης αρνητικών ιόντων μεγάλου ρεύματος - μεγάλης ενέργειας και φωτο-ουδετεροποίησή της για τη χρήση σε αντιδραστήρες Tokamak»

Διδακτορική Διατριβή
του ΚΩΝΣΤΑΝΤΙΝΟΥ ΠΕΡΡΑΚΗ

Επιβλέπων: Αναπλ. Καθηγητής **Σταύρος Δ. Μουσταϊζής**

ΧΑΝΙΑ, 2019

Το έργο συγχρηματοδοτείται από την Ελλάδα και την Ευρωπαϊκή Ένωση (Ευρωπαϊκό Κοινωνικό Ταμείο) μέσω του Επιχειρησιακού Προγράμματος «Ανάπτυξη Ανθρώπινου Δυναμικού, Εκπαίδευση και Διά Βίου Μάθηση», στο πλαίσιο της Πράξης «Πρόγραμμα Χορήγησης Υποτροφιών για Μεταπτυχιακές Σπουδές Δευτέρου Κύκλου Σπουδών» (MIS-5003404), που υλοποιεί το Ίδρυμα Κρατικών Υποτροφιών (ΙΚΥ).



Ευρωπαϊκή Ένωση
Ευρωπαϊκό Κοινωνικό Ταμείο

Επιχειρησιακό Πρόγραμμα
Ανάπτυξη Ανθρώπινου Δυναμικού,
Εκπαίδευση και Διά Βίου Μάθηση

Με τη συγχρηματοδότηση της Ελλάδας και της Ευρωπαϊκής Ένωσης



Τριμελής συμβουλευτική επιτροπή:

Μουσταϊζής Σταύρος

Αναπληρωτής Καθηγητής Σχολής Μηχανικών Παραγωγής και Διοίκησης του
Πολυτεχνείου Κρήτης

Δελής Ανάργυρος

Αναπληρωτής Καθηγητής Σχολής Μηχανικών Παραγωγής και Διοίκησης του
Πολυτεχνείου Κρήτης

Σωτηρόπουλος Δημήτριος

Καθηγητής Σχολής Μηχανικών Παραγωγής και Διοίκησης του Πολυτεχνείου Κρήτης

Εξεταστική επιτροπή:

Σταυρουλάκης Γεώργιος

Καθηγητής Σχολής Μηχανικών Παραγωγής και Διοίκησης του Πολυτεχνείου Κρήτης

Κονσολάκης Μιχαήλ

Αναπληρωτής Καθηγητής Σχολής Μηχανικών Παραγωγής και Διοίκησης του
Πολυτεχνείου Κρήτης

Αντωνιάδης Αριστομένης

Καθηγητής Σχολής Μηχανικών Παραγωγής και Διοίκησης του Πολυτεχνείου Κρήτης

Λουκάκος Παναγιώτης

Ερευνητής Β' του Ινστιτούτου Ηλεκτρονικής Δομής και Λέιζερ του Ιδρύματος
Τεχνολογίας και Έρευνας

Στην οικογένειά μου

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Θα ήθελα να εκφράσω τις ευχαριστίες μου στους ανθρώπους που συνέβαλαν στην ολοκλήρωση αυτής της εργασίας.

Στον κ. Σταύρο Μουσταϊζή για την επιστημονική του καθοδήγηση και τη βοήθειά του όλα αυτά τα χρόνια.

Στον κ. Παρασκευά Λαλούση για τη συνεισφορά του στον προγραμματισμό του κώδικα και για τη βοήθειά του στο να κατανοήσω καλύτερα το υπολογιστικό κομμάτι της διατριβής.

Στο μέλος της τριμελούς μου επιτροπής κ. Ανάργυρο Δελη για τις υποδείξεις του αναφορικά με το μαθηματικό υπόβαθρο της αριθμητικής λύσης των διαφορικών εξισώσεων.

Στα υπόλοιπα μέλη της επταμελούς μου επιτροπής για την τιμή που μου έκαναν να δεχθούν να συμμετάσχουν στην υποστήριξη της διατριβής μου.

Σε όλους τους συμφοιτητές και συναδέλφους μου στο Εργαστήριο Φυσικής για την άριστη συνεργασία μας και τη βοήθεια που μου προσέφεραν.

Τέλος, στους γονείς μου για την επιμονή τους στην ακαδημαϊκή μου μόρφωση καθώς και στη σύζυγό μου Λίνα, για την στήριξη και την υπομονή της όλα αυτά τα χρόνια.

Τους ευχαριστώ όλους θερμά.

ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΣΤΗΝ ΧΡΗΜΑΤΟΔΟΤΗΣΗ

Η υλοποίηση της διδακτορικής διατριβής συγχρηματοδοτήθηκε από υποτροφία του ΙΚΥ μέσω της Πράξης: «ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΧΟΡΗΓΗΣΗΣ ΥΠΟΤΡΟΦΙΩΝ ΓΙΑ ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΕΣ ΣΠΟΥΔΕΣ ΔΕΥΤΕΡΟΥ ΚΥΚΛΟΥ ΣΠΟΥΔΩΝ» του Επιχειρησιακού Προγράμματος «Ανάπτυξη Ανθρώπινου Δυναμικού, Εκπαίδευση και Δια Βίου Μάθηση», του ΕΣΠΑ 2014-2020 με τη συγχρηματοδότηση του Ευρωπαϊκού Κοινωνικού Ταμείου.

This work has been carried out within the framework of the EUROfusion Consortium and has received funding from the Euratom research and training programme 2014-2018 and 2019-2020 under grant agreement No 633053. The views and opinions expressed herein do not necessarily reflect those of the European Commission.

ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Για την θέρμανση του πλάσματος σε μια μηχανής πυρηνικής σύντηξης για παραγωγή καθαρής ενέργειας όπως οι ITER και DEMO, απαιτείται συνεχής παροχή ενέργειας. Μία μέθοδος για να επιτευχθεί αυτό είναι η εισαγωγή στο πλάσμα μιας δέσμης ουδέτερων σωματίων ισοτόπων του υδρογόνου (Neutral Beam Heating). Η παρούσα διατριβή συμβάλλει στην ανάπτυξη μιας μεθόδου παραγωγής δέσμης ουδέτερων σωματίων υδρογόνου μέσω της παραγωγής, επιτάχυνσης και εξαγωγής αρνητικών ιόντων υδρογόνου ιόντων από μια *μαγνητικά μονωμένη δίοδο*.

Στην παρούσα εργασία γίνεται προσομοίωση της δίοδου λαμβάνοντας υπόψη τις διάφορες γεωμετρικές και φυσικές παραμέτρους αυτής (εφαρμοζόμενη διαφορά δυναμικού, ένταση μαγνητικού πεδίου) καθώς και του πλάσματος που δημιουργείται μέσα της (θερμοκρασία, είδος και πυκνότητα σωματιδίων) και εκτελούνται αριθμητικοί υπολογισμοί για την επιτάχυνση και την εξαγωγή μιας δέσμης αρνητικών ιόντων. Το πλάσμα της καθόδου από το οποίο εξάγονται τα ιόντα μπορεί να παραχθεί από αλληλεπίδραση λέιζερ με cluster ενώ η μαγνητική μόνωση χρησιμοποιείται για τον διαχωρισμό αρνητικών ιόντων και ηλεκτρονίων. Ένα αριθμητικό μοντέλο δύο ρευστών σε κυλινδρική γεωμετρία περιγράφει την χωροχρονική εξέλιξη των αρνητικών ιόντων και των ηλεκτρονίων μέσα στην δίοδο. Τα αποτελέσματα του κώδικα χρησιμοποιούνται για επιβεβαίωση πειραματικών δεδομένων που αφορούν παλμικές συσκευές υψηλής ενέργειας και υψηλού ρεύματος αρνητικών ιόντων από την διεθνή βιβλιογραφία, προκειμένου να διερευνηθούν οι φυσικές διαδικασίες της εξαγωγής και επιτάχυνσης της δέσμης. Τα αποτελέσματα έδειξαν ότι ο κώδικας παράγει αποτελέσματα που βρίσκονται σε συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα στις αντίστοιχες φυσικές και γεωμετρικές παραμέτρους. Η χρήση λέιζερ προτείνεται επίσης ως μέσο ουδετεροποίησης της δέσμης των αρνητικών ιόντων προς παραγωγή ουδετέρων, με την μέθοδο της φωτο-απόσπασης, με σκοπό αφ' ενός την μεγαλύτερη απόδοση της διάταξης και αφ' ετέρου την επαναχρησιμοποίηση του ίδιου συστήματος λέιζερ τόσο για την παραγωγή του πλάσματος όσο και για την ουδετεροποίηση της δέσμης, με σκοπό την οικονομία κλίμακος.

Η πρωτοτυπία της παρούσης εργασίας συνίσταται στο ότι ενώ οι σχετικές επιστημονικές μέθοδοι είναι θεμελιωμένες εδώ και χρόνια, δεν έχουν προταθεί ξανά για εφαρμογή σε μηχανές Tokamak, ενώ γίνεται φανερό ότι παρέχουν συγκριτικά πλεονεκτήματα σε σχέση με άλλες για την θέρμανση πλάσματος. Η συμβολή στην επιστήμη συνίσταται στην απόδειξη με τη βοήθεια των προσομοιώσεων και της σύγκρισης με πειραματικά αποτελέσματα ότι η μαγνητικά μονωμένη δίοδος μπορεί να παραγάγει μεγάλης ισχύος ουδέτερες δέσμες υδρογόνου ή δευτερίου από ουδετεροποίηση μεγάλης ενέργειας και μεγάλου ρεύματος δέσμης αρνητικών ιόντων.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

0	ΠΡΟΛΟΓΟΣ	9
1	ΕΙΣΑΓΩΓΗ	12
1.1	Η έννοια του cross-section και του reaction rate	12
1.2	Τα αρνητικά ιόντα.....	14
1.3	Η μηχανή Tokamak	15
1.3.1	Περιγραφή της μηχανής – τρόποι θέρμανσης.....	15
1.3.2	Εναπόθεση της ενέργειας.....	19
2	ΠΑΡΑΓΩΓΗ ΑΡΝΗΤΙΚΩΝ ΙΟΝΤΩΝ.....	23
2.1	Πηγές αρνητικών ιόντων.....	23
2.1.1	Πηγές επιφάνειας (surface sources).....	23
2.1.2	Πηγές όγκου (volume sources)	25
2.1.3	Αλληλεπίδραση λέιζερ με cluster ατόμων ή με droplets	26
2.2	Συγκρούσεις σωματιδίων - ιδιότητες του πλάσματος	30
2.3	Επιλογή σημαντικότερων σωματιδίων και διαδικασιών	32
2.4	Εξισώσεις χρονικής εξέλιξης πυκνοτήτων	33
3	ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΜΟΝΩΣΗ.....	40
3.1	Μαγνητικά μονωμένες γραμμές	40
3.2	Μαγνητικά μονωμένη δίοδος	41
3.2.1	Εφαρμογή της μαγνητικής μόνωσης για παραγωγή αρνητικών ιόντων	41
3.2.2	Περιορισμός των ηλεκτρονίων (insulation).....	43
3.2.3	Ταχύτητα εκτόνωσης του πλάσματος και προφίλ πυκνότητας.....	46
4	ΜΕΛΕΤΗ 1-D MULTI-FLUID ΜΟΝΤΕΛΟΥ.....	50
4.1	Εφαρμογή στη μαγνητικά μονωμένη δίοδο	51
4.2	Εξισώσεις διατήρησης των δύο ρευστών	54
4.3	Αριθμητική μέθοδος	56
4.4	Αποτελέσματα προσομοιώσεων με αρνητικά ιόντα	57

4.5	Σύγκριση με το νόμο των Child-Langmuir	72
4.6	Σύγκριση αποτελεσμάτων του κώδικα με αποτελέσματα πειραμάτων στη διεθνή βιβλιογραφία	74
4.7	Προσομοίωση λειτουργίας μαγνητικά μονωμένης διόδου με θετικά ιόντα.....	76
5	ΟΥΔΕΤΕΡΟΠΟΙΗΣΗ	79
5.1	Φωτοαπόσπαση	80
5.2	Περιγραφή της κοιλότητας ουδετεροποίησης	82
5.3	Υπολογισμός απόδοσης της διαδικασίας φωτοαπόσπασης	84
6	ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ – ΆΛΛΕΣ ΕΦΑΡΜΟΓΕΣ.....	87
6.1	Σχηματική διάταξη	89
	ΠΑΡΑΡΤΗΜΑΤΑ.....	94
	Παράρτημα Ι.....	94
	Παράρτημα ΙΙ.....	96
	Παράρτημα ΙΙΙ.....	99
	Παράρτημα ΙV	100
	ΑΝΑΦΟΡΕΣ.....	106
	ΔΗΜΟΣΙΕΥΜΕΝΕΣ ΕΡΓΑΣΙΕΣ.....	110

0 Πρόλογος

Στην παρούσα διατριβή, η οποία είναι θεματική συνέχεια της μεταπτυχιακής μου εργασίας, παρουσιάζεται μία ολοκληρωμένη προτεινόμενη μέθοδος για την παραγωγή, επιτάχυνση, εξαγωγή και ουδετεροποίηση μιας δέσμης ιόντων υδρογόνου που βασίζεται: α) στην παραγωγή αρνητικών ιόντων υδρογόνου μέσω αλληλεπίδρασης λέιζερ-cluster και επιτάχυνσή τους σε μία μαγνητικά μονωμένη δίοδο, β) στη διερεύνηση με χρήση αριθμητικού κώδικα 2-Fluid 1-D της χωροχρονικής εξέλιξης του πλάσματος μέσα στη δίοδο, για την επιβεβαίωση της μαγνητικής μόνωσής της και τον υπολογισμό της ολικής έντασης ρεύματος ιόντων που εξάγονται και γ) στην ουδετεροποίηση της δέσμης μέσω φωτο-απόσπασης του ηλεκτρονίου με παλμικό λέιζερ προκειμένου να γίνει η εισαγωγή της σε αντιδραστήρα Tokamak.

Η παρούσα εργασία αναφέρεται μόνο στο υδρογόνο, αλλά η ίδια μεθοδολογία μπορεί με μικρές τροποποιήσεις να εφαρμοστεί και για το δευτέριο, το οποίο ενδιαφέρει ιδιαίτερα ως καύσιμο στους αντιδραστήρες σύντηξης.

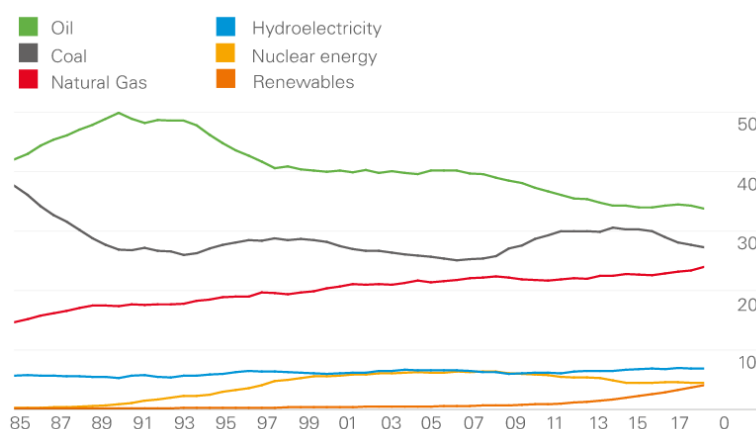
Η πρωτοτυπία της παρούσης εργασίας συνίσταται στο γεγονός ότι ενώ οι περισσότερες από τις σχετικές επιστημονικές μεθόδους είναι θεμελιωμένες εδώ και χρόνια, αυτές δεν έχουν προταθεί στο παρελθόν για εφαρμογή σε μηχανές Tokamak με τον τρόπο που γίνεται στην εργασία. Όπως θα αποδειχθεί στη συνέχεια, οι μέθοδοι αυτές παρέχουν ισχυρά συγκριτικά πλεονεκτήματα σε σχέση με άλλες αναφορικά με την θέρμανση πλάσματος.

Η συμβολή της παρούσης εργασίας στην επιστήμη συνίσταται στην απόδειξη με τη βοήθεια των προσομοιώσεων ότι η μαγνητικά μονωμένη δίοδος είναι μια διάταξη που μπορεί να παραγάγει μεγάλης ενέργειας και μεγάλου ρεύματος δέσμη αρνητικών ιόντων για χρήση σε μηχανές Tokamak, αλλά και ότι παραλλαγές της μπορούν να επιταχύνουν και άλλα σωμάτια για άλλες χρήσεις.

Η διάρθρωση της εργασίας γίνεται στα ακόλουθα έξι κεφάλαια:

- Στο κεφάλαιο 1 γίνεται εισαγωγή στις έννοιες που χρησιμοποιούνται στην διατριβή καθώς και μία αναφορά στη σκοπιμότητά της.
- Στο κεφάλαιο 2 μελετώνται οι ιδιότητες του πλάσματος από το οποίο παράγονται τα αρνητικά ιόντα και διερευνάται με αριθμητικές μεθόδους η χρονική του εξέλιξη.
- Στο κεφάλαιο 3 γίνεται περιγραφή της διάταξης της μαγνητικά μονωμένης διόδου και του τρόπου λειτουργίας της.
- Στο κεφάλαιο 4 γίνεται η εφαρμογή του αριθμητικού μοντέλου και οι προσομοιώσεις λειτουργίας της διόδου.
- Στο κεφάλαιο 5 μελετάται η φωτοαπόσπαση ως μέθοδος ουδετεροποίησης της δέσμης αρνητικών ιόντων.
- Στο κεφάλαιο 6 αναφέρονται τα συμπεράσματα της έρευνας και παρατίθενται εικόνες και σχήματα της προτεινόμενης διάταξης.

Η σκοπιμότητα της εργασίας αυτής έχει τις ρίζες της στην ανάγκη για την μετάβαση του ανθρώπου σε πιο καθαρές πηγές ενέργειας. Λόγω της ολοένα αυξανόμενης τάσης για ζήτηση ενέργειας στον πλανήτη, όπως φαίνεται και στην Εικόνα 0.1, τα στερεά και τα υγρά καύσιμα έχουν αρχίσει να μειώνουν το ποσοστό συνεισφοράς τους σε αυτήν ενώ ταυτόχρονα αρχίζει να αυξάνει το ενδιαφέρον για τις ανανεώσιμες πηγές.



Εικόνα 0.1: Παραγωγή ενέργειας ανά τομέα [1].

Όμως οι ανανεώσιμες πηγές ενέργειας δεν είναι συνεχώς διαθέσιμες, ούτε και είναι εύκολο να ρυθμιστεί η στιγμιαία ισχύς που αυτές παρέχουν. Για το λόγο αυτό θα συνεχίσουν να έχουν μόνο επικουρικό ρόλο στην συνολική παραγωγή ενέργειας και τον κύριο θα τον έχουν τα συμβατικά καύσιμα.

Η πυρηνική ενέργεια, που σήμερα προέρχεται μόνο από την πυρηνική σχάση, από τη δεκαετία του 1990 έχει μια φθίνουσα πορεία, με πολλές χώρες να έχουν εγκαταλείψει το πυρηνικό του πρόγραμμα, κυρίως μετά τα δυστυχήματα σε Chernobyl και Fukushima. Ωστόσο σημαντική προσπάθεια γίνεται διεθνώς για να επιτευχθεί η παραγωγή ενέργειας μέσω της πυρηνικής **σύντηξης**. Η παραγωγή ενέργειας με αυτόν τον τρόπο είναι πιο φιλική στο περιβάλλον από αυτήν της σχάσης καθώς δεν παράγονται ραδιενεργά ισότοπα ή οποιοδήποτε άλλο προϊόν καύσης και επιπλέον δεν μπορεί να αποτελέσει τη βάση για την παραγωγή πυρηνικών όπλων, παράγοντας που είναι αποτρεπτικός στην ανάπτυξη νέων πυρηνικών σταθμών, ειδικά από χώρες που είναι μη-πυρηνικές δυνάμεις.

Προς το παρόν, σύντηξη έχει επιτευχθεί μόνο σε μικρής κλίμακας εργαστηριακούς αντιδραστήρες όπως ο Wendelstein 7-X. Υπάρχουν όμως τεράστια έργα σε εξέλιξη τα οποία είναι οικονομικές και επιστημονικές συμπράξεις πολλών κρατών και αφορούν μηχανές όπως οι διεθνείς ITER και DEMO και ο αμερικανικός NIF. Αυτά τα έργα προσδοκούν να επιτύχουν το στόχο της παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας από πυρηνική σύντηξη σε μεγάλη πλέον κλίμακα. Επί του παρόντος, όλα βρίσκονται ακόμα στη φάση της ανάπτυξης διότι ο στόχος της συνεχούς λειτουργίας ενός τέτοιου αντιδραστήρα είναι πολυσύνθετος και απαιτεί επίπονες έρευνες σε πολλούς επιστημονικούς τομείς.

Η παραγωγή καθαρής ενέργειας βασισμένη στη Μαγνητική Σύντηξη από αντιδραστήρες Tokamak, όπως ο ITER και ο DEMO, απαιτούν τη χρήση ουδετέρων δεσμών δευτερίου υψηλού ρεύματος και μεγάλης κινητικής ενέργειας και αποτελούν προτεραιότητα για την Euratom. Η εργασία αυτή συνεισφέρει στην παραγωγή τέτοιων δεσμών.

1 Εισαγωγή

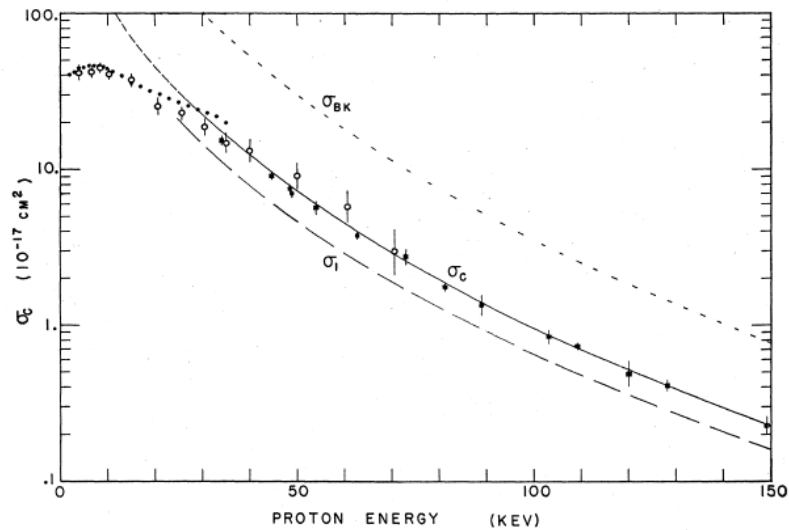
1.1 Η έννοια του cross-section και του reaction rate

Το cross-section (ενεργός διατομή) είναι η επιφάνεια που δίνει την πιθανότητα να συμβεί κάποια σκέδαση ή απορρόφηση. Μαζί με την πυκνότητα και το μήκος αλληλεπίδρασης είναι τα μεγέθη που χρησιμοποιούνται για να εξαχθεί η συνολική πιθανότητα σκέδασης. Στο πεδίο της πυρηνικής και σωματιδιακής φυσικής, η έννοια της διατομής χρησιμοποιείται για να εκφράσει την πιθανότητα αλληλεπίδρασης μεταξύ των σωματιδίων.

Όταν τα σωματίδια μιας υποθετικής δέσμης πέφτουν πάνω σε ένα «φύλλο» από μια συγκεκριμένη ύλη, το cross-section σ εκφράζει την πιθανότητα να γίνει μια αλληλεπίδραση μεταξύ των σωματιδίων και της ύλης, Το cross section έχει μονάδες μέτρησης επιφάνειας (m^2 ή συνηθέστερα cm^2).

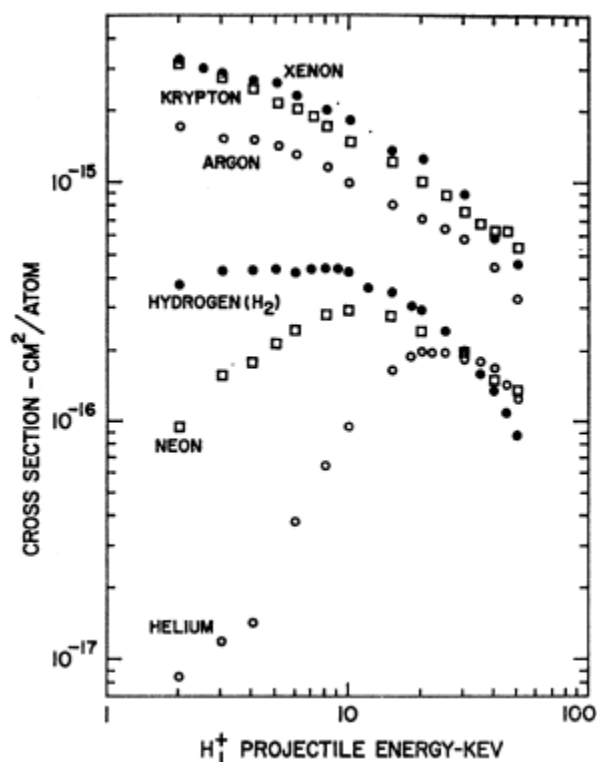
Το cross-section για μια αλληλεπίδραση δεν είναι σταθερό, αλλά μεταβάλλεται ανάλογα με την ενέργεια των αντιδρώντων σωματιδίων της αλληλεπίδρασης αυτής. Για παράδειγμα στις αντιδράσεις πλάσματος υδρογόνου, σε διαφορετική ενέργεια πλάσματος υπάρχει διαφορετικό cross-section αντίδρασης.

Θα φανεί αργότερα ότι η χρήση δέσμης θετικών ιόντων για θέρμανση πλάσματος δεν είναι εφικτή επειδή το cross-section είναι πολύ μικρό στις υψηλές ενέργειες. Στο παρακάτω διάγραμμα φαίνεται η εξάρτηση του cross-section για την σύλληψη ηλεκτρονίου από δέσμη πρωτονίων σαν συνάρτηση της ενέργειας της δέσμης [2]:



Εικόνα 1.1: Εξάρτηση του cross-section ουδετεροποίησης H^+ από την ενέργεια [2].

Από τη μορφή της καμπύλης γίνεται άμεσα αντιληπτό ότι η πιθανότητα να «συλληφθεί» τελικά ένα ηλεκτρόνιο από το πρωτόνιο είναι σχεδόν αντιστρόφως ανάλογη της ενέργειάς του. Για ενέργεια πρωτονίου ίση με 150 keV το cross-section πλησιάζει τα 10^{-18} cm^2 , τιμή πάρα πολύ μικρή. Για ενέργεια 1 MeV (που είναι η ενέργεια που πρέπει να έχει μια δέσμη για εισαγωγή στον Tokamak), η πιθανότητα θα είναι ελάχιστη. Ακόμα κι αν επιλεχθούν πιο αποδοτικές μέθοδοι, όπως η κρούση των πρωτονίων με άτομα (των οποίων τα ηλεκτρόνια θα πάρουν τα πρωτόνια), πάλι το cross-section αν και μεγαλύτερο, βαίνει μειούμενο πολύ γρήγορα:



Εικόνα 1.2: Το cross-section για την σύγκρουση πρωτονίων με διάφορα άτομα, προς παραγωγή ουδετέρων [3].

1.2 Τα αρνητικά ιόντα

Στη θέρμανση πλάσματος, αλλά και σε πολλές άλλες εφαρμογές, χρειάζεται η αλληλεπίδραση με επιταχυνόμενη δέσμη σωματίων. Όταν η δέσμη αυτή χρειάζεται επιπλέον να είναι ουδέτερη, ώστε για παράδειγμα να μπορεί να εισέλθει σε περιοχή μεγάλου μαγνητικού πεδίου, αυτή δεν μπορεί να επιταχυνθεί με τον εύκολο τρόπο της εφαρμογής ηλεκτρικού πεδίου. Αντί αυτού, προτιμάται η επιτάχυνση θετικών ή αρνητικών ιόντων των σωματιδίων αυτών και κατόπιν γίνονται ουδέτερα αν αυτό χρειάζεται.

Τα θετικά ιόντα είναι σχετικά εύκολο να δημιουργηθούν [4], αρκεί να διέλθει μια αρχικά ουδέτερη δέσμη σωματιδίων μέσα από μια ισχυρή δεσμη ηλεκτρονίων, όπως για παράδειγμα αυτή που προκύπτει ανάμεσα σε μία ηλεκτρική άνοδο και κάθοδο. Η δέσμη ηλεκτρονίων θα «συμπαράσύρει» τα ηλεκτρόνια των ατόμων και θα τα αφήσει

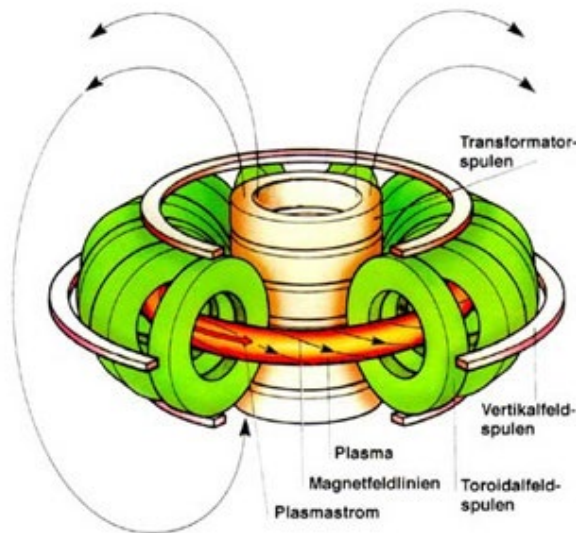
θετικά φορτισμένα. Βέβαια, όταν η δέσμη χρειάζεται να έχει μεγάλη ενέργεια (για θέρμανση πλάσματος χρειάζονται ενέργειες της τάξης των MeV), τότε όπως θα εξηγηθεί στο κεφάλαιο 5, το cross-section για μια τέτοια ουδετεροποίηση γίνεται πολύ μικρό και η μέθοδος κρίνεται ασύμφορη.

Τα αρνητικά ιόντα από την άλλη, είναι αρκετά πιο δύσκολο να παραχθούν και αυτό θα φανεί αναλυτικά παρακάτω. Το συγκριτικό πλεονέκτημα της χρήσης τους όμως είναι ότι όταν με κάποιον τρόπο δημιουργηθεί και επιταχυνθεί μία δέσμη αρνητικών ιόντων, τότε μπορεί σχετικά εύκολα να μετατραπεί σε ουδέτερη με χρήση οπτικών τεχνικών, χωρίς να χάσει την ενέργεια ή την κατευθυντικότητα της. Σε εφαρμογές που χρειάζεται δέσμη μεγάλης ισχύος και μεγάλης αποδόσης, το πλεονέκτημα αυτό είναι σημαντικότερο από τις όποιες τεχνικές δυσκολίες προκύπτουν από την μέθοδο παραγωγής ή ουδετεροποίησής τους.

1.3 Η μηχανή Tokamak

1.3.1 Περιγραφή της μηχανής – τρόποι θέρμανσης

Η ρωσική λέξη *токамак* είναι ακρωνύμιο της φράσης «*тороидальная камера с магнитными катушками*» που σημαίνει «τοροειδής θάλαμος με μαγνητικά τυλίγματα». Πρόκειται για μια διάταξη αντιδραστήρα πυρηνικής σύντηξης, που κατασκευάστηκε τη δεκαετία του 1950 από τους σοβιετικούς Igor Tamm και Andrei Sakharov.



Εικόνα 1.3: Μηχανή Tokamak.

Στον αντιδραστήρα Tokamak συνυπάρχουν δύο μαγνητικά πεδία: Ένα τοροειδές που συγκρατεί το πλάσμα, κι ένα κυκλικό στο εσωτερικό του. Έτσι τα σωματίδια του πλάσματος ακολουθούν μια ελικοειδή διαδρομή μέσα στο θάλαμο της μηχανής και δεν δραπετεύουν εκτός αυτής. Επειδή προκειμένου να γίνει μία πυρηνική σύντηξη απαιτούνται υψηλές θερμοκρασίες (της τάξης των 10^8 K), για να διατηρηθεί το πλάσμα σε αυτές πρέπει να του παρέχεται συνεχώς ενέργεια.

Τρεις τρόποι εφαρμόζονται αυτή τη στιγμή για τη θέρμανση του πλάσματος στον ITER:

- **Η ωμική θέρμανση.** Το πλάσμα διαρρέει ένα επαγόμενο ηλεκτρικό ρεύμα που προκαλείται από ένα εξωτερικό μαγνητικό πεδίο (ουσιαστικά το πλάσμα γίνεται το δευτερεύον «τύλιγμα» ενός μετασχηματιστή). Αυτό επιτυγχάνει τόσο τη συγκράτησή του πλάσματος στο εσωτερικό του Tokamak (αναγκάζοντάς το σε μια ελικοειδή τροχιά) όσο και την θέρμανσή του, λόγω των ωμικών κρούσεων. Παρόλο που η μέθοδος αυτή συνεισφέρει στο συνολικό ποσοστό ισχύος που απαιτεί το Tokamak, η συνεισφορά είναι μικρή λόγω του γεγονότος ότι το πλάσμα αυξάνει την αγωγιμότητά του όσο αυξάνεται η θερμοκρασία του. Έτσι οι ωμικές κρούσεις ελαττώνονται και η θερμοκρασία αυξάνεται με ολοένα μειούμενο ρυθμό.

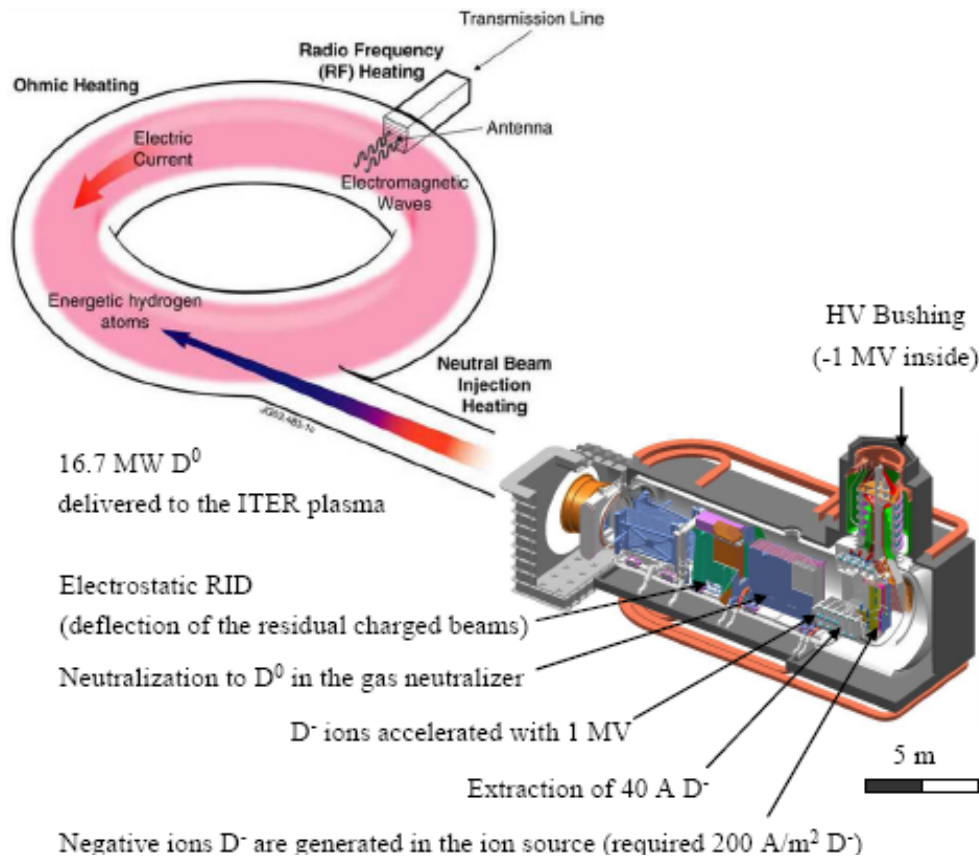
- **Με RF ακτινοβολία** σε συγκεκριμένες περιοχές συχνοτήτων για θέρμανση των ιόντων και των ηλεκτρονίων. Για την θέρμανση των ιόντων χρησιμοποιούνται δύο πηγές ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας με συχνότητα από 40 ως 55 MHz (είναι η ιδιοσυχνότητα της περιστροφής των ιόντων μέσα στο μαγνητικό πεδίο του Tokamak) με ισχύ 2×10 MW. Οι πηγές αυτές αποτελούνται επίσης από τις γραμμές μεταφοράς τους και ένα κατάλληλο κεραιοσύστημα που στέλνει την ακτονοβολία στο θάλαμο καύσης. Για την θέρμανση των ηλεκτρονίων χρειάζεται πολύ μεγαλύτερη συχνότητα ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, λόγω της μεγαλύτερης ιδιοσυχνότητάς τους. Τέτοιες πηγές είναι συνήθως ή λέιζερ ελεύθερων ηλεκτρονίων (free electron laser) ή, στην περίπτωση του ITER, διατάξεις που λέγονται γυροτρόνια (gyrotrons). Αυτά είναι λυχνίες κενού υψηλής όμως ενέργειας, οι οποίες εκπέμπουν ηλεκτρομαγνητικά κύματα συχνότητα 170 GHz με διάρκεια παλμού περισσότερα από 500 δευτερόλεπτα. Η ισχύς που παρέχουν είναι 1 MW και σχεδιάζεται η εγκατάσταση 24 τέτοιων διατάξεων. Τα γυροτρόνια που έχουν κατασκευαστεί μέχρι τώρα έχουν μεγάλο μέγεθος: περίπου πέντε μέτρα ύψος, και δύο μέτρα πλάτος και μήκος επομένως δεν είναι εύκολο να τοποθετηθούν γύρω από τον Tokamak χωρίς να υπάρξουν προβλήματα χώρου. Για το λόγο αυτό σχεδιάζονται να τοποθετηθούν σε εξωτερικό χώρο και να μεταφέρονται στον ITER με τη βοήθεια κυματοδηγών. Ένα άλλο πρόβλημα που παρουσιάζεται με τα γυροτρόνια είναι η χαμηλή τους απόδοση. Μέχρι τώρα έχουν επιτευχθεί αποδόσεις όχι μεγαλύτερες από 50%, δηλαδή το γυροτρόνιο το ίδιο καταναλώνει τη μισή ενέργεια από αυτή που αποδίδει στο πλάσμα για τη θέρμανσή του. Προφανώς δεν είναι επιθυμητό αυτό, αφού 24 MW είναι μια τεράστια ισχύς που θα πρέπει να μην χάνεται.



Εικόνα 1.4: Γυροτρόνια στο Karlsruhe Institute of Technology, ισχύος 2 MW [5].

- Με ουδέτερα σωματίια.** Στην τελευταία αυτή μέθοδο μπορεί να βρει εφαρμογή η διάταξη παραγωγής, επιτάχυνσης και φωτοαπόσπασης-ουδετεροποίησης των αρνητικών ιόντων υδρογόνου που περιγράφηκε προηγουμένως. Για τον ITER προγραμματίζονται δύο πηγές ουδετέρων σωματίων των 16,5 MW η κάθε μία. Το μεγάλο πλεονέκτημα της μεθόδου αυτής είναι το μικρό μέγεθος της διάταξης που απαιτείται για την εισαγωγή της δέσμης στο Tokamak, σε σχέση με αυτόν που απαιτούν τα γυροτρόνια. Επίσης, τα ουδέτερα σωματίια μπορούν να θερμάνουν πιο αποτελεσματικά το πλάσμα από τις άλλες δύο μεθόδους: αποδόσεις της τάξης του 80-85% είναι εφικτές θεωρητικά.

Στην Εικόνα 1.5 φαίνεται σχηματικά η θέση και των τριών αυτών μεθόδων στον αντιδραστήρα Tokamak.



Εικόνα 1.5: Ο Tokamak στο ITER με τις διατάξεις θέρμανσής του.

Με τα μέχρι τώρα δεδομένα φαίνεται ότι η αποτελεσματική θέρμανση του πλάσματος απαιτεί τη χρήση και των τριών αυτών μεθόδων ταυτόχρονα. Η μέθοδος της θέρμανσης με ουδέτερη δέσμη έχει περιθώρια εξέλιξης και ενδιαφέρει τη Euratom. [6]

1.3.2 Εναπόθεση της ενέργειας

Ένα ενδιαφέρον ζήτημα αφορά την γεωμετρία της τροχιάς της δέσμης των σωματίων που εισέρχονται στο Tokamak. Είναι σκόπιμο αφ' ενός να θερμανθεί ομοιόμορφα το πλάσμα σε όλο του τον όγκο, και αφ' ετέρου να μην διαταραχθεί ο περιορισμός του, ο οποίος εν γένει είναι μία εύθραυστη κατάσταση. Έτσι, η δέσμη συνήθως εισάγεται στο ισημερινό επίπεδο του Tokamak, γιατί σε αυτό το σημείο η διαδρομή της θα είναι πιο μακριά και επίσης το πλάσμα πιο πυκνό. Σε σχέση με την τοροειδή διεύθυνση, η δέσμη μπορεί να είναι παράλληλη ή κάθετη σε αυτή.

Η βέλτιστη εναπόθεση της ενέργειας της δέσμης θα πρέπει να γίνει κοντά στο κέντρο του Tokamak. Η εξασθένιση της δέσμης (δηλαδή η εναπόθεση της ενέργειάς της στο πλάσμα) μπορεί να υπολογιστεί από τη σχέση

$$\frac{dI}{ds} = -nI < \sigma v >$$

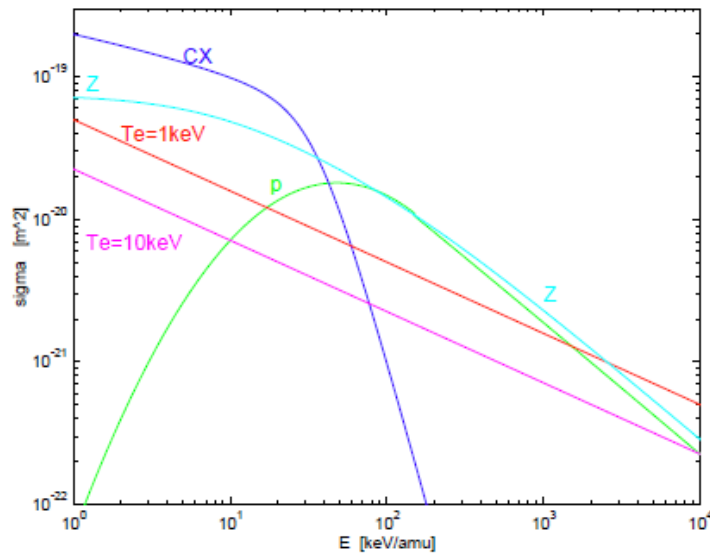
όπου n η πυκνότητα του πλάσματος, $< \sigma v >$ η μέση ενεργότητα (reactivity) της αντίδρασης ιονισμού και I η ροή της δέσμης. Λύση της εξίσωσης είναι η

$$I(s) = I_0 e^{-n < \sigma v > s} = I_0 e^{-\frac{s}{\lambda}} \quad [7]$$

Μπορεί να υπολογιστεί η απόσταση στην οποία θα γίνει αυτό από τη σχέση

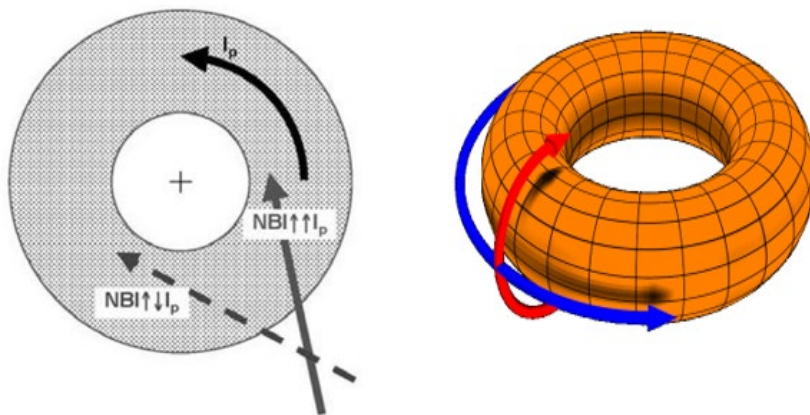
$$\lambda = \frac{1}{n\sigma} \quad [8]$$

όπου λ είναι η μέση ελεύθερη διαδρομή του ουδέτερου σωματίου, n η πυκνότητα του πλάσματος και σ το cross-section του ιονισμού του. Όπως είναι φυσικό, μεγάλη πυκνότητα πλάσματος και μεγάλα cross-section δίνουν μικρή ελεύθερη διαδρομή και επομένως το η δέσμη θα ιονιστεί γρήγορα. Από το διάγραμμα στην Εικόνα 1.6, φαίνεται ότι για τις ενέργειες στον ITER, που είναι της τάξης των μερικών MeV, το cross-section ιονισμού είναι της τάξης των 10^{-21} m^2 . Συνδυαζόμενο αυτό με τις πυκνότητες τάξης 10^{20} m^{-3} (10^{14} cm^{-3}), το λ υπολογίζεται σε μερικά μέτρα [9]. Υπολογιστικές προσομοιώσεις σε υπολογιστή έχουν δείξει πως η αποτελεσματική θέρμανση επιτυγχάνεται όταν το λ είναι μεγαλύτερο η ίσο του $\frac{1}{4}$ της ακτίνας του πλάσματος. [10]



Εικόνα 1.6: Εξάρτηση του cross-section ιονισμού ουδέτερης δέσμης από τη θερμοκρασία και την ενέργεια της δέσμης [7].

Σε ότι αφορά τώρα τη διεύθυνση εισαγωγής της δέσμης, το πιο εύκολο είναι να εισαχθεί κάθετα στην τοροειδή διεύθυνση (το μπλε στην Εικόνα 1.8 παρακάτω) αλλά τότε η διαδρομή των σωματίων θα είναι σχετικά μικρή και επίσης αρκετά σωματίδια που θα ιονιστούν θα έχουν υψηλές ταχύτητες στην διεύθυνση αυτή και θα παγιδευτούν σε τροχιές «μπανάνα» και θα χαθούν από το πλάσμα [7].



Εικόνες 1.7-1.8: Τρόποι εισαγωγής δέσμης ουδετέρων στον Tokamak [11]

Η παράλληλη εισαγωγή της δέσμης είναι σαφώς δυσκολότερη, μιας και ανάμεσα στις περιελίξεις που δημιουργούν το μαγνητικό πεδίο που παγιδεύει το πλάσμα δεν

υπάρχει αρκετός χώρος για να διέλθει. Παρόλα αυτά, η διαδρομή των σωματίων μέσα στο Tokamak είναι αισθητά μεγαλύτερη και παρέχει πολύ πιο ομοιόμορφη θέρμανση του πλάσματος. Η φορά της εισαγόμενης δέσμης μπορεί να έχει την πολική φορά του πλάσματος ή την ανάστροφη. Η δεύτερη περίπτωση παρέχει ένα κάπως πιο ευρύ προφίλ εναπόθεσης των σωματίων. Συνήθως επιλέγονται και οι δύο, έτσι ώστε η συνολική ορμή που προστίθεται στο πλάσμα να είναι μηδέν.

2 Παραγωγή αρνητικών ιόντων

2.1 Πηγές αρνητικών ιόντων

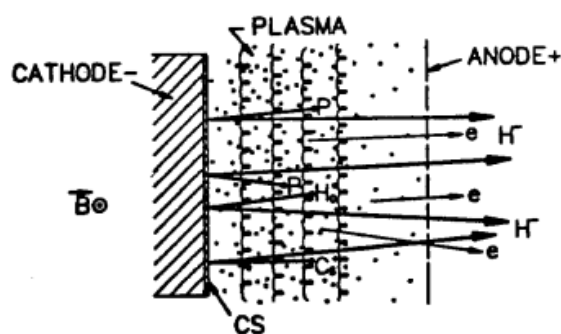
Τα αρνητικά ιόντα απαντώνται στη φύση κυρίως σε περιοχές υψηλής θερμοκρασίας, όπως στις φλόγες, στην ιονόσφαιρα της γης, τις ηλεκτρικές εκκενώσεις και το εσωτερικό των άστρων. Σε κανονικές συνθήκες θερμοκρασίας και πίεσης τα αρνητικά ιόντα έχουν μικρούς χρόνους ζωής και διασπώνται δίνοντας ουδέτερα άτομα ή μόρια και ηλεκτρόνια. Ένας από τους τρόπους παραγωγής τους είναι η πρόσληψη και ταυτόχρονη αποβολή ηλεκτρονίου από δύο άτομα. Έτσι το ένα φορτίζεται θετικά και το άλλο αρνητικά. Ο τρόπος αυτός δεν ενδείκνυται εργαστηριακά για την παραγωγή μεγάλου αριθμού αρνητικών ιόντων γιατί η παραπάνω διαδικασία εκτός από την απαίτηση για υψηλή θερμοκρασία, έχει και πολύ μικρό cross-section δηλαδή πολύ μικρή πιθανότητα να γίνει. Ενδεικτικά αναφέρεται ότι για την πρόσληψη ηλεκτρονίου από άτομο υδρογόνου το cross-section είναι της τάξης των 10^{-24} cm^2 [12].

Γενικά, οι εργαστηριακές πηγές αρνητικών ιόντων χωρίζονται σε δύο κατηγορίες: τις πηγές πλάσματος-επιφανείας και τις πηγές όγκου, οι οποίες αναλύονται στις επόμενες παραγράφους.

2.1.1 Πηγές επιφανείας (surface sources)

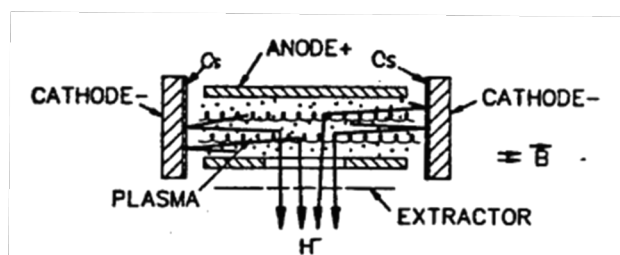
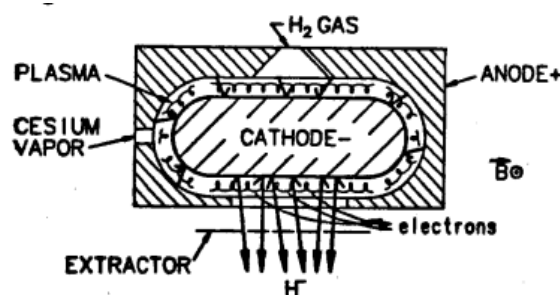
Στις πηγές πλάσματος-επιφανείας τα ιόντα προέρχονται από την αλληλεπίδραση ενός πλάσματος υψηλής ενέργειας με μια επιφάνεια στερεού. Αν αυτή η επιφάνεια είναι η κάθοδος σε μια διαφορά δυναμικού, τότε στην άνοδο θα γίνεται εξαγωγή των αρνητικών ιόντων. Συνήθως επικαλύπτεται η επιφάνεια της καθόδου με καίσιο (Cs) προκειμένου να μειωθεί το έργο εξαγωγής των ιόντων και έτσι να τα παράγονται σε μεγαλύτερο αριθμό. Από τα σταθερά άτομα της πρώτης ομάδας του περιοδικού πίνακα, το καίσιο είναι αυτό με τη μεγαλύτερη ατομική ακτίνα και επομένως τα ηλεκτρόνιά του είναι πολύ ασθενώς συνδεδεμένα στον πυρήνα και εύκολα αποσπώνται. Τα ηλεκτρόνια που αποσπώνται από το καίσιο επιταχύνονται, συγκρούονται με το πλάσμα (για παράδειγμα υδρογόνου ή δευτερίου) και παράγονται αρνητικά ιόντα. Βέβαια, μαζί με τα παραγόμενα ιόντα, η προς εξαγωγή δέσμη περιέχει

και ηλεκτρόνια, τα οποία συνήθως είναι ανεπιθύμητα και πρέπει να απομακρυνθούν με άλλες διαδικασίες, που θα αναλυθούν στο κεφάλαιο 3.



Εικόνα 2.1: Πηγή πλάσματος επιφάνειας [13].

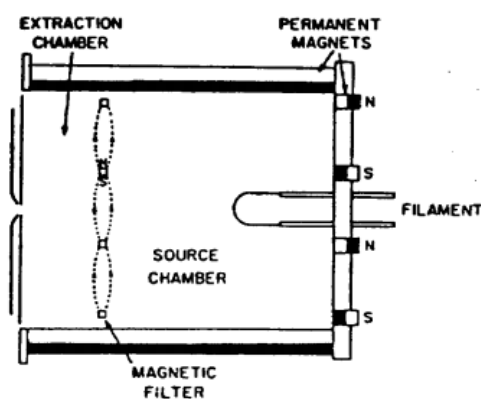
Άλλες τέτοιες πηγές είναι η συσκευή μάγνητρον (magnetron) και η διάταξη Penning. Στην πρώτη το πλάσμα και τα ηλεκτρόνια παγιδεύονται στο εσωτερικό μιας κοιλότητας με τη χρήση μαγνητικού και ηλεκτρικού πεδίου κάθετα μεταξύ τους, ενώ στη δεύτερη τα πεδία είναι παράλληλα μεταξύ τους, και το πλάσμα παγιδεύεται μεταξύ δύο παράλληλων καθόδων και ανόδων σε κάθετες διευθύνσεις.



Εικόνες 2.2-2.3: Διατάξεις magnetron (επάνω) και Penning (κάτω) [13].

2.1.2 Πηγές όγκου (volume sources)

Στις πηγές όγκου, ο μηχανισμός παραγωγής αρνητικών ιόντων βασίζεται στο αυξημένο cross-section πρόσληψης ηλεκτρονίων που έχουν τα άτομα όταν διεγερθούν σε υψηλές ενεργειακές στάθμες και συνίσταται στην κατασκευή ενός χώρου με δύο διαμερίσεις. Στην πρώτη διαμέριση τοποθετούνται ηλεκτρόνια που παράγονται από μια θερμαινόμενη κάθοδο, τα οποία μέσω συγκρούσεων δημιουργούν στα άτομα του υδρογόνου υψηλές διεγερμένες στάθμες. Η δεύτερη διαμέριση διαχωρίζεται με εφαρμογή μαγνητικού πεδίου από το πρώτο και σε αυτό επιτρέπεται να περάσουν μόνο τα ηλεκτρόνια χαμηλής ενέργειας καθώς και το μοριακό υδρογόνο. Σε αυτή τη φάση τα αρνητικά ιόντα παράγονται με μεγαλύτερο ρυθμό από ότι καταστρέφονται, επομένως μπορούν να εξαχθούν διαχωρίζοντάς τα από τα εναπομείναντα ηλεκτρόνια με ένα δεύτερο μαγνητικό φίλτρο.



Εικόνα 2.4: Πηγή όγκου [13].

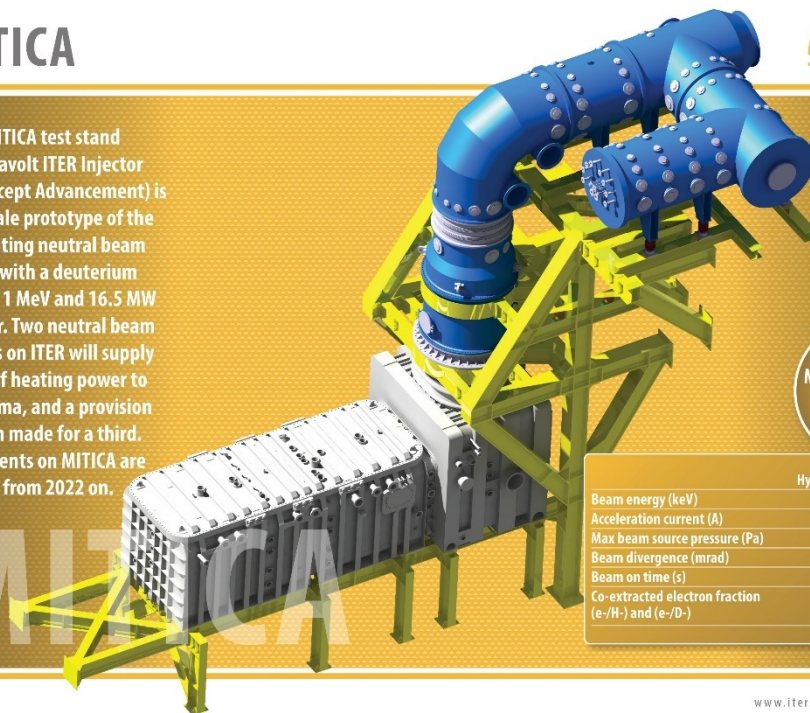
Οι παραπάνω τεχνικές βρίσκουν εφαρμογή στις μηχανές πυρηνικής σύντηξης όπως ο αντιδραστήρας Tokamak στο ITER. Η δέσμη ιόντων χρησιμοποιείται κυρίως για τη θέρμανση του πλάσματος (HNB – Heating Neutral Beam), αλλά και ως διαγνωστική μέθοδος για την πυκνότητα του πλάσματος μέσα στον αντιδραστήρα (DNB – Diagnostic Neutral Beam). Στο ITER το χρονοδιάγραμμα ορίζει ότι το 2035 θα λειτουργήσει η πρώτη φάση δοκιμών της δέσμης ιόντων. Οι δέσμες αυτές, που θα αποτελούνται από δευτέριο, θα έχουν ένταση ρεύματος 40 A, παρέχοντας συνολικά 33 MW ισχύ στο πλάσμα για τη θέρμανσή του.

MITICA



The MITICA test stand (Megavolt ITER Injector and Concept Advancement) is a full-scale prototype of the ITER heating neutral beam injector with a deuterium beam of 1 MeV and 16.5 MW of power. Two neutral beam injectors on ITER will supply 33 MW of heating power to the plasma, and a provision has been made for a third. Experiments on MITICA are planned from 2022 on.

MITICA



MITICA Technical Specifications

	Hydrogen	Deuterium
Beam energy (keV)	870	1000
Acceleration current (A)	49	40
Max beam source pressure (Pa)	0.3	0.3
Beam divergence (mrad)	+/-7	+/-7
Beam on time (s)	3600	3600
Co-extracted electron fraction (e-/H-) and (e-/D-)	<0.5	<1

www.iter.org     

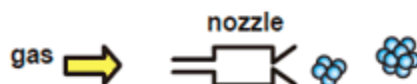
Εικόνα 2.5: Η διάταξη MITICA που είναι η πρωτότυπη πηγή ουδετέρων στον ITER.

Επίσης, σχεδιάζεται και μία τρίτη, διαγνωστική δέσμη, η οποία στηρίζεται στην ίδια διάταξη. Σε αυτήν, η επιτάχυνση θα γίνεται μικρότερη ενέργεια 100 keV και θα έχει ένταση ρεύματος 60 A.

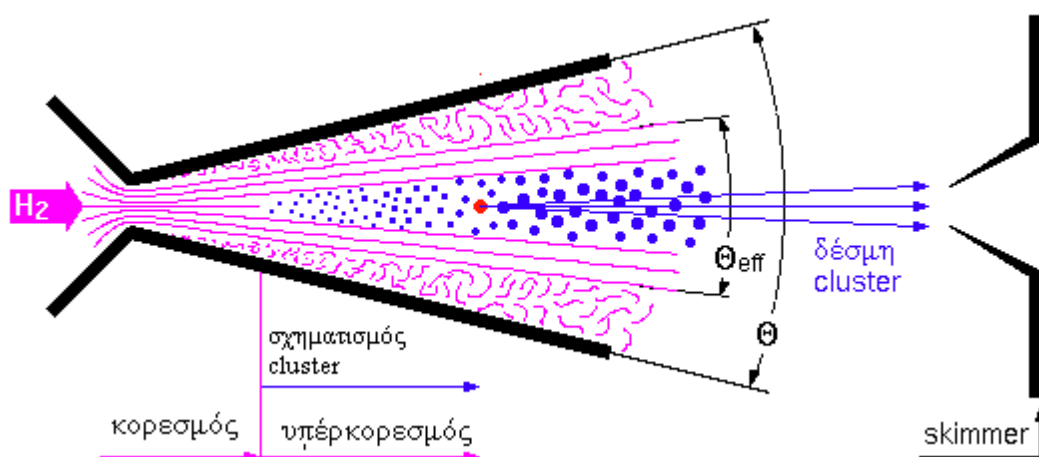
2.1.3 Αλληλεπίδραση λέιζερ με cluster ατόμων ή με droplets

Μία πιο αποδοτική μέθοδος παραγωγής αρνητικών ιόντων που έχει μελετηθεί πρόσφατα είναι ως αποτέλεσμα αλληλεπίδρασης μιας δέσμης λέιζερ με cluster (π.χ. CH₄) ή με droplet (π.χ. H₂O) που ένα από τα συστατικά τους είναι υδρογόνο. Όταν ένα αέριο βρίσκεται υπό πίεση και εκτονωθεί αδιαβατικά μέσα από ένα ακροφύσιο, τότε παράγονται υπερσυμπυκνωμένα συσσωματώματα ατόμων ή μορίων του αερίου που ονομάζονται cluster. Στην πραγματικότητα πρόκειται για αέριο σε κατάσταση υπερκορεσμού (super-saturated gas) που περιέχει μεγάλο αριθμό ατόμων ή μορίων, μέχρι και 10⁵. Οι πυκνότητές τους είναι κοντά σε αυτές των στερεών, της τάξης των 10⁴

kg/m^3 . Τα cluster διατηρούν τη δομή τους με δυνάμεις Van der Waals και οι διαστάσεις τους είναι της τάξης μερικών nm [14].



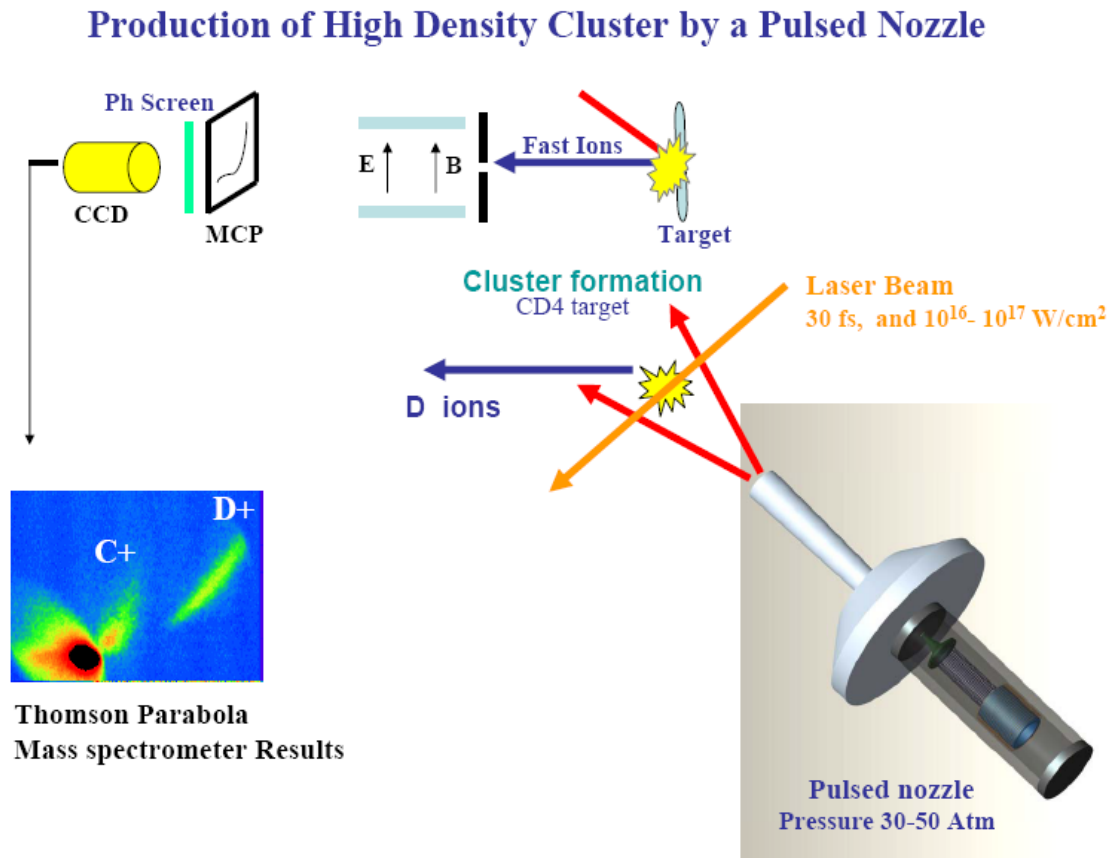
Εικόνα 2.6: Παραγωγή cluster αερίου μέσα από ακροφύσιο.



Εικόνα 2.7: Σχηματισμός cluster υδρογόνου από ένα ακροφύσιο.

Όταν το cluster αλληλεπιδράσει με ένα βραχύχρονο παλμό λέιζερ, τότε τα άτομα ή τα μόριά του απορροφούν ενέργεια και ιονίζονται. Τα ηλεκτρόνια που αποσπώνται με τον ιονισμό επιταχύνονται από το μεγάλο ηλεκτρικό πεδίο της δέσμης λέιζερ και μεταφέρουν την ενέργειά τους στα άτομα του cluster που θερμαίνονται και ιονίζονται περισσότερο. Αυτό οδηγεί σε ένα φαινόμενο «χιονοστιβάδας», που τελικά καταλήγει σε αυτό που αναφέρεται ως έκρηξη Coulomb: Τα ηλεκτρόνια εκτονώνονται πολύ γρήγορα προς τα έξω και συμπαρασύρουν ταυτόχρονα και τους πυρήνες. Με τον τρόπο αυτό δημιουργείται ένα πλάσμα του επιθυμητού στοιχείου, για παράδειγμα του

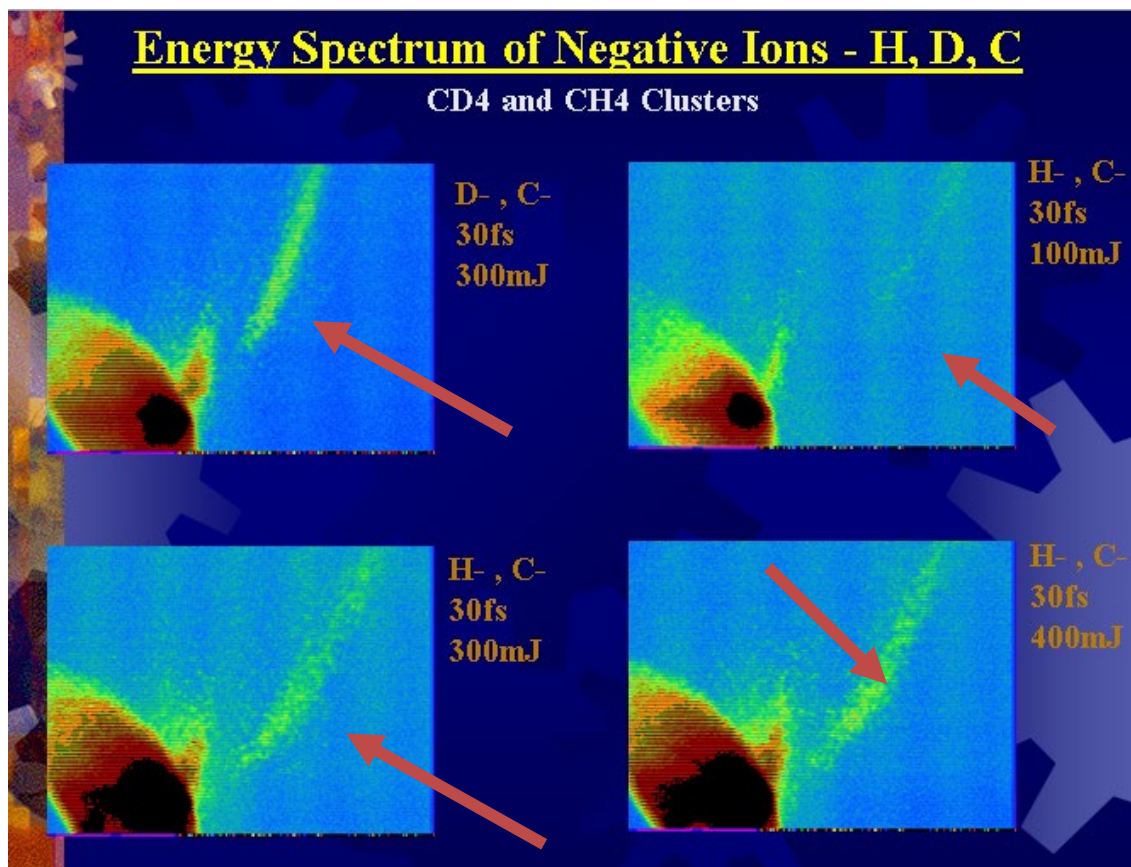
υδρογόνου. Στο πλάσμα υδρογόνου λόγω της οιονεί ουδετερότητάς του υπάρχουν αρνητικά ιόντα τα οποία πρέπει απλώς να εξαχθούν.



Εικόνα 2.8: Σχηματική απεικόνιση διάταξης για παραγωγή ιόντων δευτερίου με αλληλεπίδραση λέιζερ-cluster [15].

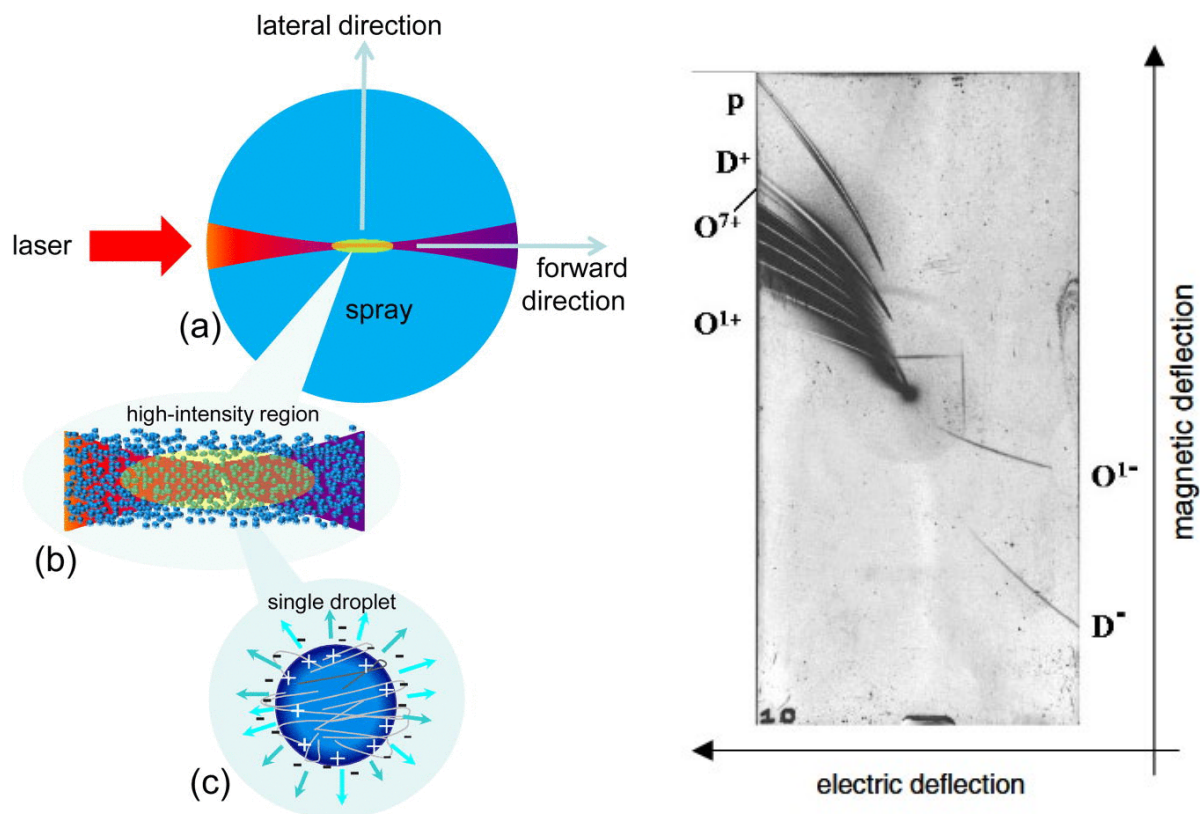
Η παραγωγή των αρνητικών ιόντων με τη μέθοδο αυτή έχει επιβεβαιωθεί πειραματικά [15] και στην Εικόνα 2.9 φαίνονται στιγμιότυπα που ελήφθησαν από φασματογράφο μάζας Thomson Parabola μέσω της αλληλεπίδρασης λέιζερ με ενέργεια 600 mJ και

διάρκειας παλμού 25 fs με cluster μεθανίου και δευτεριωμένου μεθανίου. Η παρουσία αρνητικών ιόντων πιστοποιείται με την παρουσία των γραμμών που δείχνουν τα βέλη.



Εικόνα 2.9: Επιβεβαίωση της παραγωγής των αρνητικών ιόντων από αλληλεπίδραση λέιζερ-cluster με τη χρήση φασματογράφου μάζας Thomson Parabola [15].

Ανάλογα αποτελέσματα έχουν προκύψει επίσης και μέσω της αλληλεπίδρασης λέιζερ με μικροσταγόνες (microdroplets) νερού. Οι μικροσταγόνες αυτές έχουν διάμετρο περίπου 150 nm και πυκνότητα 10^{11} σταγόνες ανά cm^3 , δηλαδή 10^{18} άτομα ανά cm^3 . Όταν ένα λέιζερ με ισχύ της τάξης 10^{19} W/cm^2 προσπίπτει εστιασμένο στη σταγόνα, αρχικά την εξατμίζει και την ιονίζει χωρίς σημαντική ελάττωση της ισχύος του στη διεύθυνση διάδοσής της. Έτσι συνεχίζει να επιταχύνει τα θετικά ιόντα, τα οποία στην κάθετη στη διάδοση διεύθυνση δεν αποκτούν μεγάλες ταχύτητες και μπορούν να παράγουν αρνητικά ιόντα μεγάλων ενεργειών [16].



Εικόνες 2.10-2.11: Επιβεβαίωση της παραγωγής των αρνητικών ιόντων από αλληλεπίδραση λέιζερ με droplet (αριστερά) [Reprinted from [16], with the permission of AIP Publishing.], με τη χρήση φασματογράφου μάζας Thomson Parabola (δεξιά) [17].

2.2 Συγκρούσεις σωματιδίων - ιδιότητες του πλάσματος

Η παραγωγή αρνητικών ιόντων υδρογόνου γίνεται όπως φάνηκε σε περιοχές με πολύ υψηλή θερμοκρασία, εκεί δηλαδή που υπάρχει η τέταρτη κατάσταση της ύλης, το πλάσμα. Στην περιοχή που υπάρχει ένα τέτοιο πλάσμα γίνονται διάφορες διεργασίες, από το αποτέλεσμα των οποίων παράγεται το αρνητικό ιόν του υδρογόνου. Να σημειωθεί ότι η μελέτη που ακολουθεί για το πλάσμα του υδρογόνου μπορεί να επεκταθεί και για το δευτέριο, χρησιμοποιώντας τα αντίστοιχα δεδομένα για το ισότοπο αυτό του υδρογόνου.

Το υπό μελέτη πλάσμα υδρογόνου είναι ένα σύνολο από διακριτά σωματίδια που παράγονται από διάφορες διαδικασίες. Τα σωματίδια αυτά είναι κυρίως τα H , H^+ , H^- , H_2 , H_2^+ , H_2^- , e^- , αλλά και τα H_3 , H_3^+ , H_3^- . Τα σωματίδια αυτά εκτός από την βασική κατάσταση, μπορούν να βρίσκονται και σε διάφορες διεγερμένες καταστάσεις, δονητικές [18, 19] ή περιστροφικές. Κάποιες διαδικασίες [20] μπορούν να γίνουν μόνο αν τα σωματίδια βρίσκονται σε αυτές τις διεγερμένες καταστάσεις. Τέλος, κάποιες διαδικασίες παράγουν φωτόνια (ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία). Μια σχετικά πλήρης λίστα με τις διαδικασίες που λαμβάνουν χώρα υπάρχει στους πίνακες του παραρτήματος Ι.

Μια προσεκτική μελέτη των διαδικασιών αυτών δείχνει ότι κάποιες από αυτές συνεισφέρουν περισσότερο στην παραγωγή των αρνητικών ιόντων υδρογόνου, που είναι και ο τελικός στόχος. Για παράδειγμα, η αντίδραση υπ' αρ. 4 στο παράρτημα Ι, έχει το υψηλότερο cross-section από εκείνες που παράγουν H^- . Αυτό σημαίνει ότι τέτοιου είδους διαδικασίες έχουν τη μεγαλύτερη πιθανότητα να γίνουν. Όμως για να γίνει η αντίδραση αυτή και να έχει και σημαντική πιθανότητα, θα πρέπει η συγκέντρωση των αντιδρώντων της να είναι επίσης σημαντική. Επομένως θα πρέπει να αναζητηθούν οι διαδικασίες που παράγουν τα e και H_2^+ και έχουν ταυτόχρονα μεγάλα cross-section, για παράδειγμα η υπ' αρ. 24.

Είναι ευνόητο ότι για να μελετηθεί η χρονική εξέλιξη ενός τέτοιου συστήματος θα πρέπει να επιλυθεί ένα σύστημα διαφορικών εξισώσεων που να περιγράφει για κάθε διαφορετικό σωματίδιο τις διαδικασίες από τις οποίες παράγεται και καταστρέφεται καθώς και την πιθανότητα για την οποία γίνεται αυτό. Όμως ένα τέτοιο σύστημα είναι υπερβολικά πολύπλοκο να καταστρωθεί και να λυθεί για όλα τα πιθανά σωματίδια και διαδικασίες που τα εμπλέκουν. Όπως έχει γίνει και σε παλαιότερες μελέτες [21], θα επιλεχθούν μόνο τα σημαντικότερα είδη σωματιδίων με τις αντίστοιχες διαδικασίες που τα εμπλέκουν, για να προκύψει τελικά ένα πιο εύκολο σύστημα εξισώσεων. Οι παραδοχές που θα γίνουν, θα έχουν ως γνώμονα το ότι ενδιαφέρει να υπολογιστεί τελικά η πυκνότητα των αρνητικών ιόντων υδρογόνου και όχι των υπόλοιπων σωματιδίων.

Δυστυχώς, δεν υπάρχουν διαθέσιμα στη διεθνή βιβλιογραφία όλα τα cross-section για όλες τις διαδικασίες, ούτε και η εξάρτησή τους από την ενέργεια του πλάσματος. Η επιλογή που γίνεται εξαρτάται εν μέρει και από αυτόν τον παράγοντα.

2.3 Επιλογή σημαντικότερων σωματιδίων και διαδικασιών

Σε συνέχεια της προηγούμενης παραγράφου, θα γίνει η επιλογή των κυριότερων ειδών σωματιδίων για τα οποία θα καταστρωθεί η διαφορική εξίσωση. Σε πρώτη φάση μπορούν να αγνοηθούν τα H_3 , H_3^+ και H_3^- , αφού συμμετέχουν κυρίως σε ελαστικές κρούσεις και παράγουν αρνητικά ιόντα μόνο σε διαδικασίες τριών βημάτων. Επίσης, μπορεί να αγνοηθεί το H_2^- που συμμετέχει σε ελάχιστες διαδικασίες χωρίς επίσης να παράγει H^- . Τα σωματίδια που απομένουν έτσι είναι τα εξής έξι:

$$H, H^+, H^-, H_2, H_2^+ \text{ και } e^-$$

Τα παραπάνω σωματίδια συμμετέχουν συνολικά σε πάνω από 40 διαφορετικές διαδικασίες. Όπως προαναφέρθηκε, θα αγνοηθούν οι διαδικασίες που αφορούν την απλή ανταλλαγή ορμής, οι διαδικασίες που έχουν πάρα πολύ μικρό cross-section καθώς και αυτές που γίνονται μόνο σε ενέργειες που ούτως ή άλλως δεν αφορούν το πλάσμα που θα μελετηθεί στην μαγνητικά μονωμένη δίοδο.

Είναι σημαντικό να τονιστεί πως η επανασύνδεση των ηλεκτρονίων και των ιόντων σε ουδέτερα άτομα απαιτεί την ύπαρξη και ενός τρίτου σώματος, προκειμένου να τηρούνται οι νόμοι διατήρησης. Αυτό μπορεί να γίνει είτε με ακτινοβολούμενη επανασύνδεση (radiative recombination) ή με επανασύνδεση τριών σωμάτων (three-body recombination). Στην πρώτη περίπτωση το τρίτο σωματίδιο είναι ένα φωτόνιο ενώ στην δεύτερη εμπλέκεται ένα ακόμα σωματίδιο. Όταν η πυκνότητα υπερβαίνει τα 10^{20} σωματίδια ανά κυβικό μέτρο, υπερισχύει ο δεύτερος τρόπος [22]. Επομένως θα πρέπει να μην αγνοηθούν οι διαδικασίες τριών σωμάτων, εφόσον βέβαια πληρούν τα υπόλοιπα κριτήρια για την παραγωγή ιόντων ή αντιδρώντων σε διαδικασίες που παράγουν ιόντα (two step).

Οι βασικές διαδικασίες δύο σωμάτων μαζί με τα πειραματικά δεδομένα για το cross-section σε διάφορες ενέργειες παρουσιάζονται στο παράρτημα II. Οι ενέργειες στον πίνακα δίνονται σε eV και τα cross-section σε cm².

2.4 Εξισώσεις χρονικής εξέλιξης πυκνοτήτων

Για κάθε ένα είδος σωματιδίων από τα έξι που επιλέχθηκαν, ο ρυθμός μεταβολής της συγκέντρωσής τους ισούται με το γινόμενο των συγκεντρώσεων των αντιδρώντων στις εξισώσεις από τις οποίες παράγονται ή καταστρέφονται, επί την υπολογιζόμενη μέση ενεργότητα $\langle \sigma \rangle$ κάθε αντίδρασης. Στις διαδικασίες που τα σωματίδια βρίσκονται στα προϊόντα το πρόσημο είναι θετικό, ενώ σε αυτές που είναι στα αντιδρώντα είναι αρνητικό. Όλες οι συγκεντρώσεις είναι συναρτήσεις του χρόνου. Καταλήγει κανείς έτσι σε μια διαφορική εξίσωση για κάθε είδος σωματιδίων. Για τα έξι επιλεγμένα σωματίδια, οι διαφορικές εξισώσεις που δίνουν την χρονική εξέλιξη όλων των διαδικασιών που τα αφορούν, φαίνονται παρακάτω:

- $\frac{d[H^-]}{dt} = [e][H_2]\langle \sigma_{v1} \rangle + [e][H_2]\langle \sigma_{v3} \rangle + [e][H]\langle \sigma_{v6} \rangle - [e][H^-]\langle \sigma_{v7} \rangle - [H^-][H]\langle \sigma_{v8} \rangle - [H^-][H]\langle \sigma_{v9} \rangle - [H^-][H_2]\langle \sigma_{v10} \rangle - [H^-][H^+]\langle \sigma_{v11} \rangle$
- $\frac{d[e^-]}{dt} = [e][H_2]\langle \sigma_{v3} \rangle + [e][H^-]\langle \sigma_{v7} \rangle + [H^-][H]\langle \sigma_{v8} \rangle + [H^-][H]\langle \sigma_{v9} \rangle + [H^-][H_2]\langle \sigma_{v10} \rangle - [e][H_2]\langle \sigma_{v1} \rangle - [e][H_2]\langle \sigma_{v3} \rangle - [e][H]\langle \sigma_{v6} \rangle - [e][H^-]\langle \sigma_{v7} \rangle$
- $\frac{d[H]}{dt} = [e][H_2]\langle \sigma_{v1} \rangle + [e][H^-]\langle \sigma_{v7} \rangle + [H^-][H]\langle \sigma_{v8} \rangle + [H^-][H_2]\langle \sigma_{v10} \rangle + [H^-][H^+]\langle \sigma_{v11} \rangle - [e][H]\langle \sigma_{v6} \rangle - [H^-][H]\langle \sigma_{v8} \rangle - [H^-][H]\langle \sigma_{v9} \rangle$
- $\frac{d[H_2]}{dt} = [H^-][H]\langle \sigma_{v9} \rangle + [H^-][H_2]\langle \sigma_{v10} \rangle - [e][H_2]\langle \sigma_{v1} \rangle - [e][H_2]\langle \sigma_{v3} \rangle - [H^-][H_2]\langle \sigma_{v10} \rangle$
- $\frac{d[H^+]}{dt} = [e][H_2]\langle \sigma_{v3} \rangle - [H^-][H^+]\langle \sigma_{v11} \rangle$

όπου $\langle \sigma \rangle$ είναι η μέση ενεργότητα (reactivity) της κάθε διαδικασίας.

Η δραστικότητα και η αποτελεσματικότητα μιας αντίδρασης χαρακτηρίζεται από το φυσικό μέγεθος που ονομάζεται μέση ενεργότητα (reactivity) και συμβολίζεται με $\langle \sigma \rangle$. Το πλάσμα είναι ένα στατιστικό σύνολο ταχυτήτων των διαφορετικών

σωματιδίων που βρίσκονται σε θερμική ισορροπία (ισοκατανομή θερμοκρασίας) και χαρακτηρίζονται από μια κατανομή ταχυτήτων η οποία ακολουθεί την κατανομή Maxwell και εκφράζεται μαθηματικά από τη σχέση:

$$f_j(v_j) = \left(\frac{m_j}{2\pi kT} \right) e^{-\frac{m_j v_j^2}{2kT}}$$

όπου ο δείκτης j συμβολίζει τα διαφορετικά είδη σωματιδίων που περιέχονται στο πλάσμα, T είναι η θερμοκρασία και k η σταθερά Boltzmann.

Η μέση ενεργότητα δίνεται από το ολοκλήρωμα

$$\langle \sigma v \rangle = \int_0^\infty \sigma(v) v f(v) dv$$

το οποίο μπορεί να γραφεί ως εξής:

$$\langle \sigma v \rangle = \iint dv_1 dv_2 \sigma_{1,2}(v) v f_1(v_1)$$

όπου $v = |v_1 - v_2|$.

Για την λύση του τελευταίου ολοκληρώματος θα εκφραστούν οι ταχύτητες v_1 και v_2 ως συνάρτηση των σχετικών ταχυτήτων και της ταχύτητας του κέντρου μάζας, χρησιμοποιώντας την ανηγμένη μάζα. Προκύπτει έτσι ότι:

$$\langle \sigma v \rangle = \left[\left(\frac{m_1 + m_2}{2\pi kT} \right)^{3/2} \int dv_c e^{-\frac{m_1 + m_2}{2kT} v_c^2} \right] \cdot \left[\left(\frac{m_r}{2\pi kT} \right)^{3/2} \int dv e^{-\frac{m_r}{2kT} v^2} \sigma(v) v \right]$$

Η πρώτη αγκύλη μπορεί να θεωρηθεί ίση με την μονάδα λόγω της κατανομής Maxwell, οπότε μένει το δεύτερο ολοκλήρωμα το οποίο είναι συνάρτηση της σχετικής ταχύτητας. Με την αντικατάσταση $dv = 4\pi v^2 dv$ και την σχέση της κινητικής ενέργειας του κέντρου μάζας $\varepsilon = \frac{1}{2} m_r v^2$, προκύπτει η τελική σχέση:

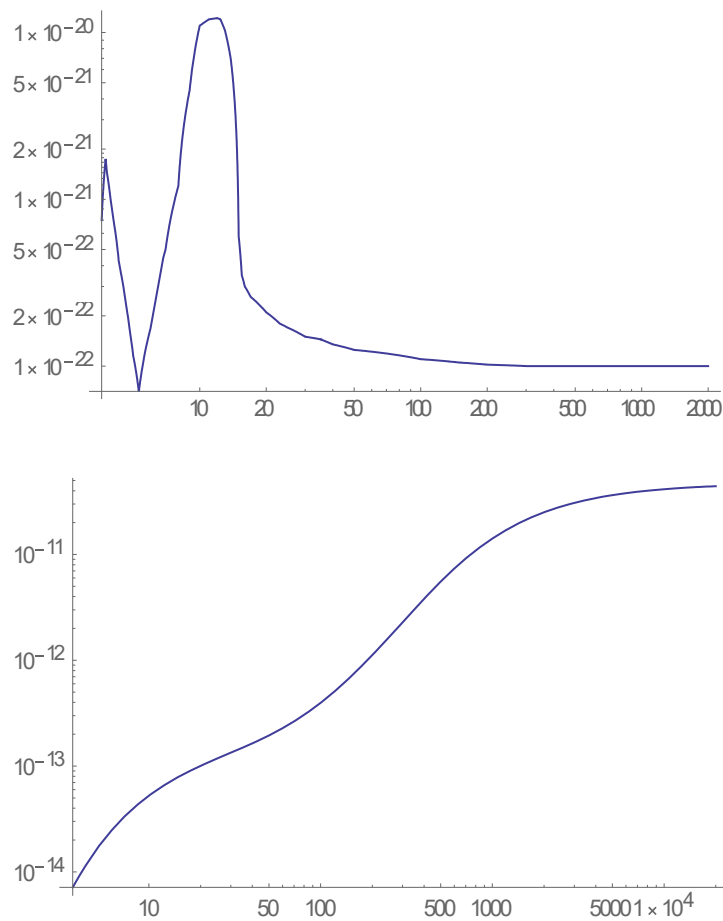
$$\langle \sigma v \rangle = \frac{4\pi}{(2\pi m_r)^{1/2}} \frac{1}{(kT)^{3/2}} \int_0^\infty \sigma(\varepsilon) \varepsilon e^{-\frac{\varepsilon}{kT}} d\varepsilon$$

Με την σχέση αυτή υπολογίζεται στην συνέχεια το $\langle \sigma v \rangle$, σε συνδυασμό με μια σχέση που θα δίνει το $\sigma(\varepsilon)$ συναρτήσει της θερμοκρασίας. Ο προηγούμενος τύπος περιέχει ένα γινόμενο παραγόντων το οποίο είναι σταθερό για μια συγκεκριμένη τιμή της θερμοκρασίας T και για τον λόγο αυτό βγαίνει έξω από το ολοκλήρωμα. Το ολοκλήρωμα αυτό με την σειρά του, υπολογίζεται για τιμές της ενέργειας από μηδέν

μέχρι άπειρο, και όταν πολλαπλασιαστεί με τους υπόλοιπους δύο όρους, δίνει το <σ> για κάθε θερμοκρασία T , επειδή το $\sigma(\epsilon)$ εξαρτάται από την ενέργεια και η κατανομή ενέργειας είναι μαξουελιανή.

Με χρήση του προγράμματος Wolfram Mathematica δίδονται παρακάτω ενδεικτικά η γραφική παράσταση του cross section σε σχέση με την ενέργεια, καθώς και η μέση ενεργότητα (reactivity) της αντίδρασης υπ' αριθμ. 1 του παραρτήματος II. Η μέση ενεργότητα υπολογίζεται με λύση του ολοκλήρωματος $\int_0^\infty \sigma(\epsilon) \epsilon e^{-\frac{\epsilon}{kT}} d\epsilon$.

Η γραφικές παραστάσεις που προκύπτουν είναι οι ακόλουθες:



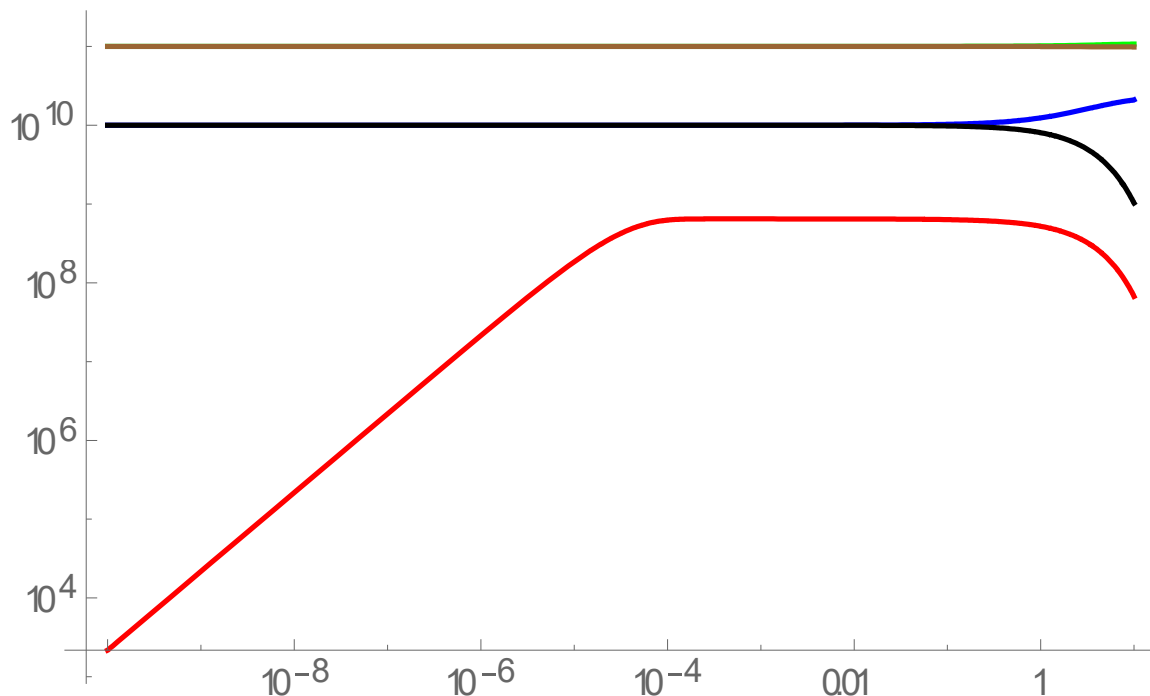
Εικόνα 2.12: Cross-section (cm^2) σε σχέση με την ενέργεια (eV) (επάνω) και εξάρτηση του <σ> (cm^3/s) από την ενέργεια (eV) (κάτω) για την εξίσωση υπ' αριθμ. 1.

Από αυτή τη γραφική παράσταση επιλέγεται η κατάλληλη μέση ενεργότητα που θα χρησιμοποιηθεί για τη λύση του συστήματος διαφορικών εξισώσεων που

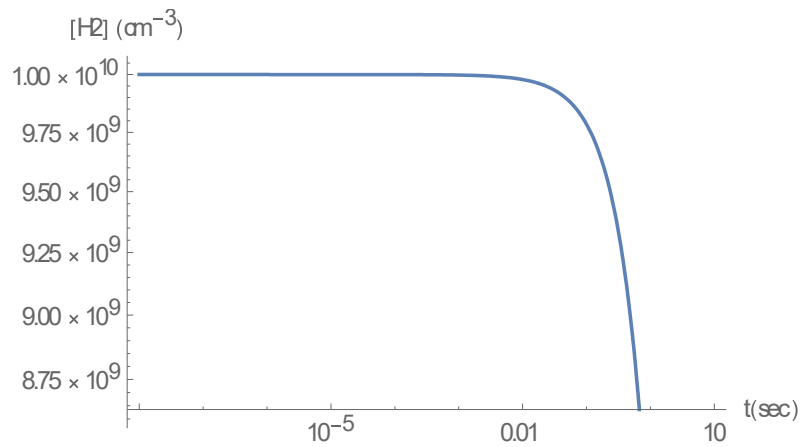
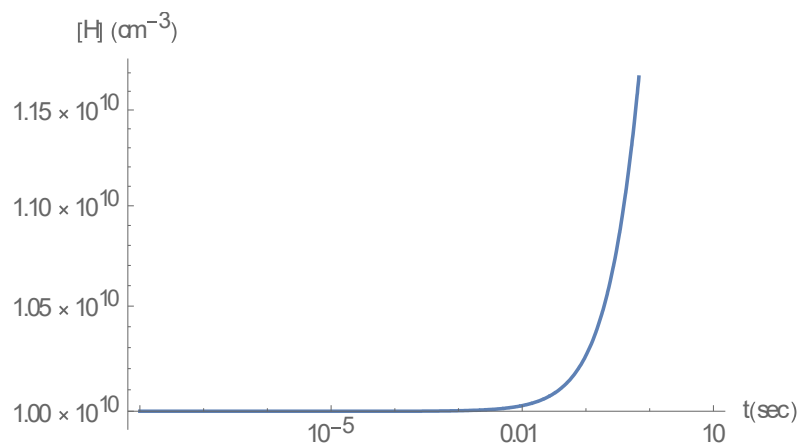
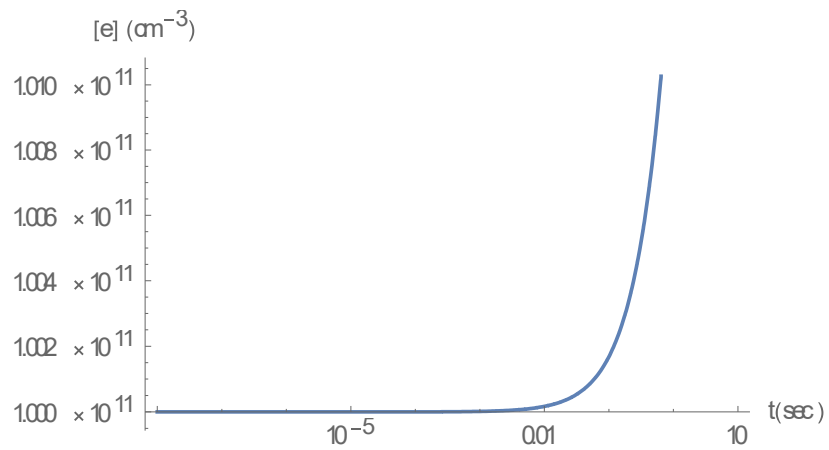
παρουσιάστηκε. Η ίδια πορεία ακολουθήθηκε για όλες τις διαδικασίες που επιλέχθηκαν, προκειμένου να υπολογιστούν οι ενεργότητες.

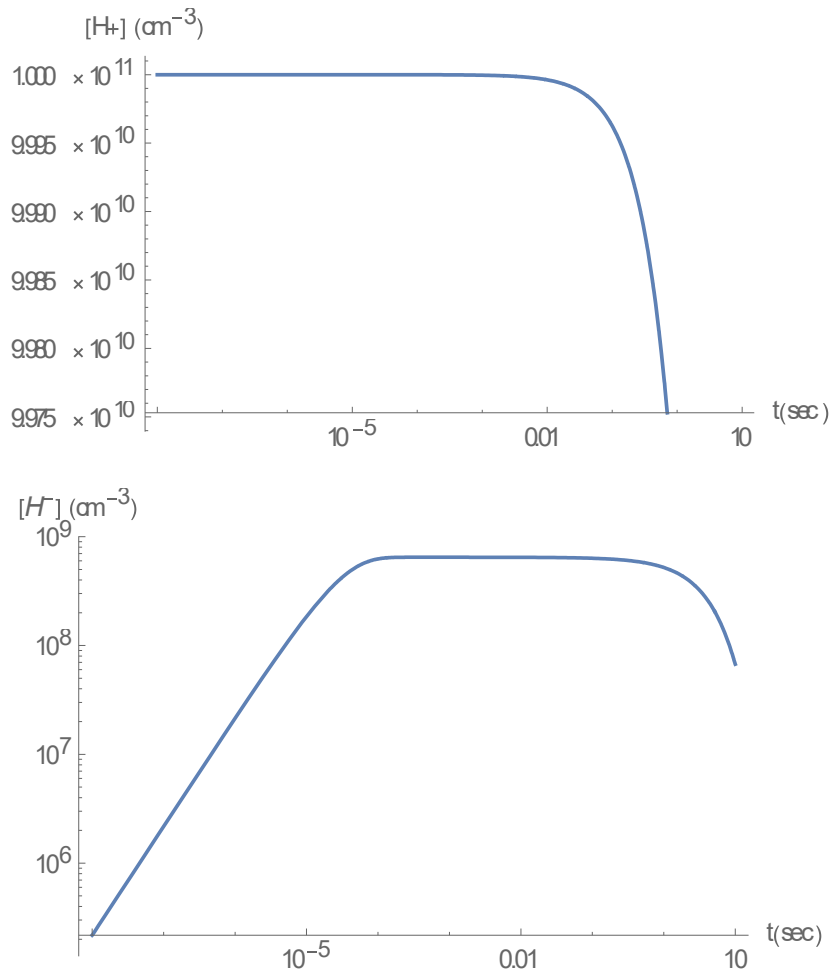
Για την λύση του συστήματος, ορίστηκαν οι αρχικές συγκεντρώσεις των σωματιδίων σε: 10^{11} σωματία ανά κυβικό εκατοστό για τα ηλεκτρόνια και τα θετικά ιόντα υδρογόνου και 10^{10} σωματία ανά κυβικό εκατοστό για το ατομικό και το μοριακό υδρογόνο, συγκεντρώσεις που αναφέρονται στη βιβλιογραφία για ένα τέτοιο πλάσμα υδρογόνου.

Οι παρακάτω γραφικές παραστάσεις παρουσιάζουν τη χρονική εξέλιξη των πυκνοτήτων κάθε είδους σωματιδίων σε συνάρτηση με το χρόνο, όπως προέκυψε μετά τη λύση του συστήματος διαφορικών εξισώσεων.



Εικόνα 2.13: Λογαριθμική γραφική παράσταση της πυκνότητας κάθε είδους σωματιδίων σε σχέση με το χρόνο. Κόκκινο: H , Πράσινο: e^- , Μπλε: H_2 , Μαύρο: H_2 , Καφέ: H^+ Οι πυκνότητες είναι σε cm^{-3} και ο χρόνος σε sec .





Εικόνες 2.14-2.18: Λογαριθμικές γραφικές παραστάσεις συγκεντρώσεων σε σχέση με το χρόνο για κάθε σωματίδιο ξεχωριστά. Οι πυκνότητες είναι σε cm^{-3} και ο χρόνος σε sec .

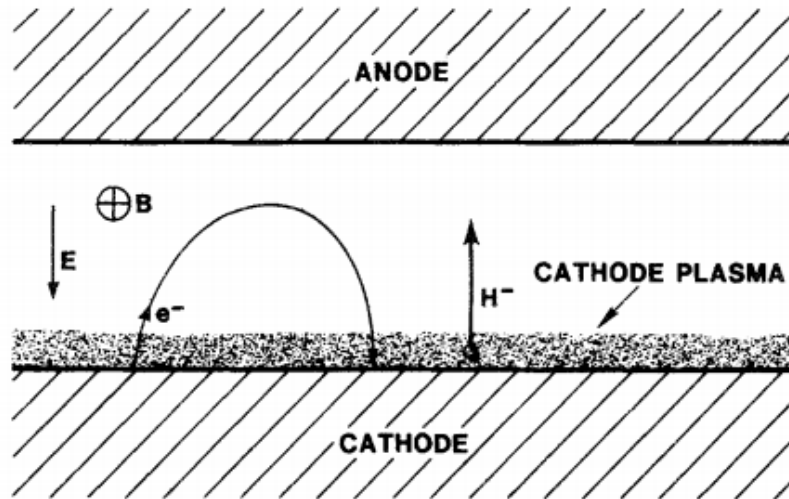
Παρ' ότι δεν ελήφθησαν υπόψη όλες οι διαδικασίες και όλα τα είδη σωματιδίων που τις αφορούν, φαίνεται από την παραπάνω μελέτη ότι σε ένα πλάσμα υδρογόνου με κατάλληλη θερμοκρασία παράγεται ικανοποιητική συγκέντρωση αρνητικών ιόντων έτσι ώστε να είναι δυνατή η εξαγωγή τους [23]. Τα αρνητικά ιόντα αποκτούν τη μέγιστη συγκέντρωση μετά από χρόνο της τάξης του μs όπως φαίνεται στα προηγούμενα διαγράμματα. Αυτό εξηγεί τις παρατηρήσεις σε παλαιότερα πειράματα, όπως εκείνο των Mozgonov και Paradichev [24] όπου γινόταν απαραίτητως χρήση προ-παλμών τάσης, διάρκειας τουλάχιστον 100-200 ns, πριν την εφαρμογή του κύριου παλμού. Χωρίς τους προ-παλμούς αυτούς, η πυκνότητα των αρνητικών ιόντων ήταν κατά τουλάχιστον δύο τάξεις μεγέθους χαμηλότερη. Συμπεραίνεται επομένως ότι απαιτείται

η μεσολάβηση ικανού χρονικού διαστήματος ούτως ώστε να μπορέσουν να δημιουργηθούν αρνητικά ιόντα στο πλάσμα.

3 Μαγνητική μόνωση

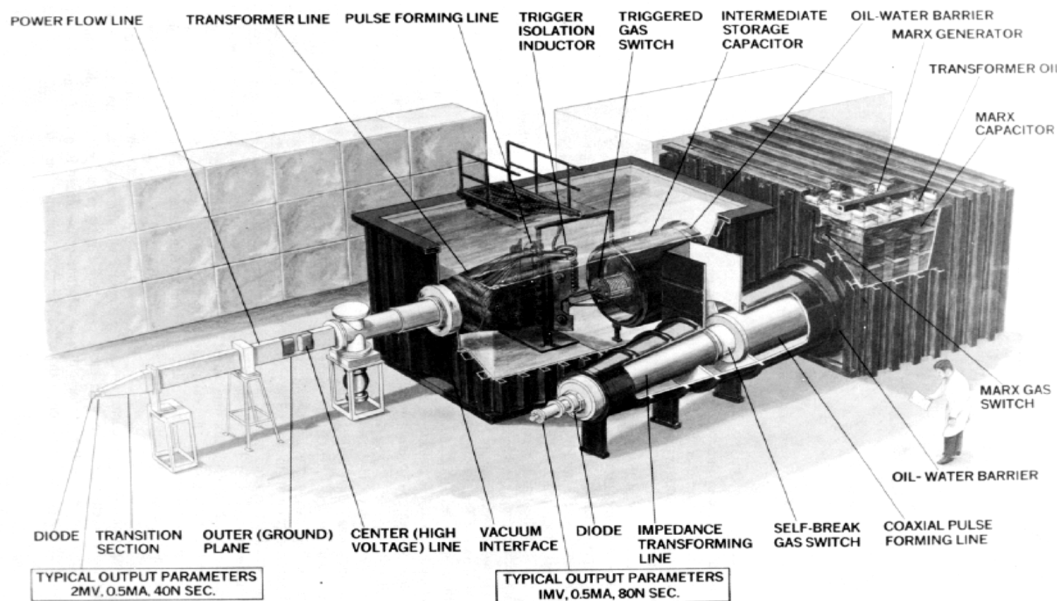
3.1 Μαγνητικά μονωμένες γραμμές

Τη δεκαετία του 1970 παρατηρήθηκε ένα άγνωστο έως τότε φαινόμενο στις γραμμές μεταφοράς υψηλής τάσης: Λόγω των ανωμαλιών στις επιφάνειες των γραμμών καθώς και του υψηλού ηλεκτρικού πεδίου που υπάρχει εκεί (της τάξης των 10^{10} V/m), δημιουργούνται στην ηλεκτρική κάθοδο μικρές νηματώδεις προεξοχές, τα λεγόμενα «μουστάκια» (whiskers), τα οποία εκπέμπουν ηλεκτρόνια λόγω του τοπικά ενισχυμένου ηλεκτρικού πεδίου. Τα ηλεκτρόνια αυτά και η ωμική θέρμανση στα «μουστάκια» παράγουν ένα πλάσμα επιφανείας στην κάθοδο [25]. Το πλάσμα αυτό «έκλινει» το κύκλωμα στις γραμμές μεταφορά με αποτέλεσμα να παρατηρούνται απώλειες. Το φαινόμενο αυτό μελετήθηκε και χρησιμοποιήθηκε στις μαγνητικά μονωμένες γραμμές (Magnetically Isolated Transmission Lines). Σε αυτές το μεγάλης έντασης ηλεκτρικό ρεύμα παρήγαγε ένα μαγνητικό πεδίο κάθετο στο ηλεκτρικό ($E \times B$), το οποίο ουσιαστικά «παγίδευε» τα ηλεκτρόνια σε κυκλικές ή ελλειπτικές τροχιές όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα:



Εικόνα 3.1: Σχηματική διάταξη μαγνητικά μονωμένης γραμμής [Reprinted by permission from [26]].

Λόγω της μικρής μάζας τους, τα ηλεκτρόνια σκεδάζονται από το μαγνητικό πεδίο και αναγκάζονται να κινούνται σε κυκλικές τροχιές μικρής ακτίνας. Έτσι, δεν απομακρύνονται από την περιοχή του πλάσματος όπου παράγονται και δεν «κλείνουν» το κύκλωμα. Παρατηρήθηκε ωστόσο, ότι απώλειες συνέχιζαν να υπάρχουν. Αυτές αποδόθηκαν στην ύπαρξη αρνητικών ιόντων στο πλάσμα. Τα αρνητικά ιόντα, αντίθετα από τα ηλεκτρόνια, λόγω της μεγαλύτερης κατά τρεις τουλάχιστον τάξεις μεγέθους μάζας τους, παρουσιάζουν αρκετά μικρότερη εκτροπή από το μαγνητικό πεδίο και έτσι ορισμένα από αυτά μπορούν να φτάνουν στην άνοδο και να κλείνουν το κύκλωμα.



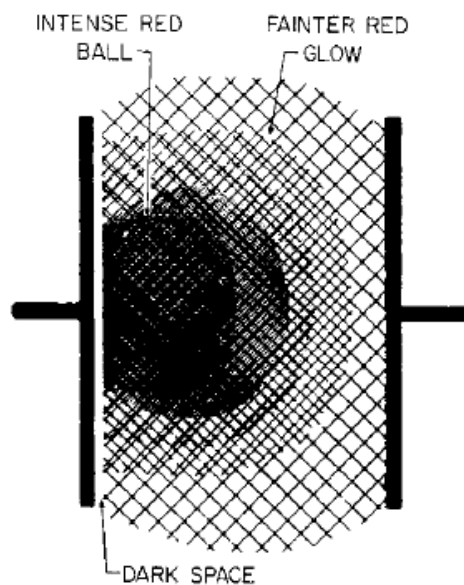
Εικόνα 3.2: Ο επιταχυντής Hydramite, στα Εθνικά Εργαστήρια Sandia (Albuquerque, NM USA) [Reprinted by permission from[26]].

3.2 Μαγνητικά μονωμένη δίοδος

3.2.1 Εφαρμογή της μαγνητικής μόνωσης για παραγωγή αρνητικών ιόντων

Το φαινόμενο που παρατηρήθηκε στις μαγνητικά μονωμένες γραμμές μεταφοράς αξιοποιήθηκε τεχνολογικά τα επόμενα χρόνια με την ανάπτυξη μηχανών ειδικά για την παραγωγή δέσμης ιόντων. Οι μηχανές αυτές ονομάστηκαν μαγνητικά μονωμένες

δίοδοι και το μαγνητικό πεδίο δεν παράγεται από τις ίδιες αλλά εφαρμόζεται σε αυτές εξωτερικά . Η γεωμετρία των μηχανών αυτών μπορεί να είναι επίπεδη ή κυλινδρική και οι διαστάσεις τους ξεκινούν από μερικά μόλις εκατοστά. Η τεχνολογία αυτή αναπτύχθηκε τη δεκαετία του 1980 και πέτυχε να παράγει μεγάλα ρεύματα αρνητικών ιόντων (υδρογόνου, δευτερίου, λιθίου και άλλων) της τάξης αρκετών kA, με πυκνότητες περίπου 200 A/cm^2 σε παλμούς των 100-200 ns. Η διαφορά δυναμικού για την επιτάχυνση με τη μέθοδο αυτή μπορεί να φτάσει το 1 MV. Το πλάσμα υδρογόνου που δημιουργείται στην κάθοδο έχει μεν μικρή διάρκεια ζωής, όμως με την παλμική λειτουργία της μηχανής μπορούν να εξαγονται ιόντα κατά συνεχή τρόπο.



Εικόνα 3.3: Μαγνητικά μονωμένη δίοδος. Η πυκνότητα του πλάσματος έχει σκιαγραφηθεί [Reprinted by permission from[27]].

Για την επί σκοπό παραγωγή του πλάσματος εντός της διόδου υπάρχουν κυρίως δύο τεχνικές:

Η πρώτη συνίσταται στην εφαρμογή ενός υψηλού ηλεκτρικού πεδίου (πάνω από 100 kV/cm) ανάμεσα στις δύο αγωγίμες επιφάνειες της διόδου, συνηθέστερα με εφαρμογή υψηλής διαφοράς δυναμικού ανάμεσα σε άνοδο και κάθοδο. Το υψηλό ηλεκτρικό πεδίο στην δημιουργεί τοπικά στην επιφάνεια της καθόδου ένα θερμό πλάσμα

(flashover), το οποίο αποτελείται από ηλεκτρόνια και αρνητικά ιόντα. Επειδή το υδρογόνο είναι ένα στοιχείο που υπάρχει στη φύση σε όλα τα υλικά ως πρόσμιξη, έχει δειχθεί και πειραματικά ότι απαντάται στα πλάσματα επιφανείας όπως αυτό που δημιουργείται στην κάθοδο και επομένως αρνητικά ιόντα υδρογόνου θα δημιουργηθούν σίγουρα εκεί. Η γεωμετρία που μπορεί να έχει η διάταξη αυτή ποικίλει, ωστόσο αυτές που έχουν περιγραφεί περισσότερο σε θεωρητικό και πειραματικό επίπεδο στη βιβλιογραφία είναι η κυλινδρική και η επίπεδη.

Ο δεύτερος τρόπος παραγωγής του πλάσματος είναι η παραγωγή του απαιτούμενου τοπικά ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου με τη χρήση λέιζερ. Όταν μία δέσμη λέιζερ κατάλληλης ισχύος προσπίπτει πάνω σε ένα στόχο, δημιουργεί τοπικά ένα πολύ ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο το οποίο διεγείρει τα μόρια του υλικού της επιφάνειας και δημιουργεί το πλάσμα. Η απαιτούμενη ένταση του λέιζερ είναι μεγαλύτερη, της τάξεως των 10^{12} - 10^{14} W/cm² και τότε το παραγόμενο πλάσμα έχει τότε θερμοκρασία από 3000 ως 11000 K (κοντά στο 1 eV) [28].

Το υλικό-στόχος του λέιζερ στην περίπτωση αυτή δεν χρειάζεται να είναι μέταλλο. Μπορεί επίσης να είναι κάποι άλλο στερεό [29], συνήθως κάποια οργανική ύλη (πλαστικό) επειδή έχει υψηλή περιεκτικότητα σε υδρογόνο, ή υγρό όπως νερό [16]. Τέλος, μία ακόμα επιλογή για το υλικό-στόχο είναι το «cluster» υδρογόνου, παραγόμενο μέσω ακροφυσίου με τη μέθοδο που αναφέρθηκε στο κεφάλαιο 2, αλλά τότε η ένταση του λέιζερ πρέπει να είναι της τάξεως των 10^{16} - 10^{17} W/cm². Αυτή η μέθοδος έχει το επιπλέον πλεονέκτημα της συνεχούς ανατροφοδότησης του παραγόμενου πλάσματος με αρνητικά ιόντα χωρίς αυτή να εξαρτάται από την διαφορά δυναμικού στην δίοδο.

3.2.2 Περιορισμός των ηλεκτρονίων (insulation)

Τα σωματίδια που αποτελούν το πλάσμα στην διάταξη που προαναφέρθηκε είναι κυρίως τα ηλεκτρόνια, τα θετικά και τα αρνητικά ιόντα υδρογόνου/δευτερίου. Επειδή το πλάσμα με την πάροδο του χρόνου εκτονώνεται μετακινούμενο προς την άνοδο, θα

πρέπει να εμποδιστεί από το να φτάσει σε αυτήν και να «κλείσει» το κύκλωμα. Αυτό επιτυγχάνεται όπως αναλύθηκε στην παράγραφο 3.1 με ένα πεδίο $E \times B$. Με τον τρόπο αυτόν, τα ελαφρύτερα ηλεκτρόνια εξαναγκάζονται σε κυκλικές τροχιές και επιστρέφουν στην άνοδο ενώ μόνο τα αρνητικά ιόντα, λόγω μεγαλύτερης μάζας, θα καταφέρουν να φτάσουν στην κάθοδο και να συλλεχθούν.

Στη συνέχεια, θα γίνει υπολογισμός του κρίσιμου μαγνητικού πεδίου B_{cr} , δηλαδή της ελάχιστης τιμής του μαγνητικού πεδίου που απαιτείται έτσι ώστε να γίνει συγκράτηση του πλάσματος, σε συνάρτηση με την ταχύτητα των ηλεκτρονίων.

Στο κινούμενο με ταχύτητα v ηλεκτρόνιο εντός του μαγνητικού πεδίου B ασκείται η δύναμη Lorentz, $F_L = Bve$. Η δύναμη αυτή έχει το ρόλο της κεντρομόλου δύναμης. Αν εξισωθεί η ακτίνα της κίνησης αυτής με την απόσταση d που χωρίζει άνοδο και κάθοδο, θα προκύψει η ελάχιστη τιμή του μαγνητικού πεδίου B_{cr} :

$$B_{cr} = \frac{1}{d} \sqrt{\frac{2m_e V}{e}}$$

Όμως ειδικά για τα ηλεκτρόνια, ακόμα και όταν η διαφορά δυναμικού μεταξύ ανόδου και καθόδου είναι σχετικά μικρή στα 20 kV, προκύπτουν ταχύτητες αρκετά κοντά στην ταχύτητα του φωτός έτσι ώστε να λαμβάνουν χώρα σχετικιστικά φαινόμενα. Επομένως θα πρέπει να εισαχθεί μια σχετικιστική διόρθωση στο μήκος της δίοδου η οποία θα επηρεάσει και το B_{cr} [30]. Με την σχετικιστική αυτή διόρθωση, η κρίσιμη τιμή της έντασης του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου για την επίτευξη της μαγνητικής μόνωσης δίδεται από τη σχέση:

$$B_{cr} = \frac{1}{d} \sqrt{\frac{2m_e V}{e}} \cdot \sqrt{1 + \frac{eV}{2m_e c^2}}$$

Σε ένα ηλεκτρόνιο φορτίου e και μάζας m_e ασκείται δύναμη Lorentz που δίνεται από τη σχέση $\mathbf{F} = e(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$. Εφαρμόζοντας τον 2^ο νόμο του Νεύτωνα προκύπτει ότι

$$m_e \frac{d^2 \mathbf{r}}{dt^2} = e \left(\mathbf{E} + \frac{d\mathbf{r}}{dt} \times \mathbf{B} \right)$$

Η λύση της εξίσωσης αυτής δίνει την θέση r συναρτήσει του χρόνου t , δηλαδή την εξίσωση της τροχιάς του ηλεκτρονίου.

Στην περίπτωση που το E και το B είναι κάθετα μεταξύ τους, υποθέτοντας πως το E είναι στη διεύθυνση y και το B στη διεύθυνση z , ενώ το ηλεκτρόνιο βρίσκεται στην αρχή των αξόνων, η εξίσωση ανά κατεύθυνση γίνεται:

$$\begin{cases} m_e \frac{d^2 x}{dt^2} = e B_0 \frac{dy}{dt} \\ m_e \frac{d^2 y}{dt^2} = e E_0 - e B_0 \frac{dx}{dt} \\ m_e \frac{d^2 z}{dt^2} = 0 \end{cases}$$

με αρχικές συνθήκες:

$$x(0) = 0, \quad y(0) = 0, \quad z(0) = 0, \quad v(0) = v_{x0}\hat{x} + v_{y0}\hat{y} + v_{z0}\hat{z}$$

Η αναλυτική λύση τότε δίνει:

$$\begin{cases} x(t) = v_d t + \frac{v_{y0} - v_{y0} \cos(\omega t) - v_d \sin(\omega t) + v_{x0} \sin(\omega t)}{\omega} \\ y(t) = \frac{v_d - v_{x0} - v_d \cos(\omega t) + v_{y0} \sin(\omega t) + v_{x0} \cos(\omega t)}{\omega} \\ z(t) = v_{z0} t \end{cases}$$

Όπου [31]

$$\omega = \frac{e B_0}{m_e} \text{ συχνότητα κύκλοτρου}$$

$$v_d = \frac{E_0}{B_0} \text{ ταχύτητα ολίσθησης}$$

Όπως φαίνεται και από τις μορφές των εξισώσεων κίνησης, το ηλεκτρόνιο κάνει κυκλική τροχιά, με το κέντρο όμως του κύκλου να μετακινείται συνεχώς με ταχύτητα v_d κατά την διεύθυνση του άξονα x . Στον άξονα z κινείται με την αρχική ταχύτητα που είχε στον άξονα αυτόν και δεν επιταχύνεται. Η ακτίνα της κυκλικής κίνησης αυτής, που δίνεται από τη σχέση $r = \frac{mv}{eB}$, ονομάζεται ακτίνα Larmor.

Αν εφαρμοστεί επομένως ένα μαγνητικό πεδίο ίσο ή μεγαλύτερο από το B_{cr} στη δίοδο, τα ηλεκτρόνια του πλάσματος θα εκτελούν κυκλικές τροχιές μικρότερες από την ακτίνα Larmor, θα παγιδεύονται και έτσι δεν θα «κλείνει» το κύκλωμα. Τα ιόντα από την άλλη, θα εκτελούν και αυτά κυκλικές τροχιές, με αρκετά μεγαλύτερη όμως ακτίνα λόγω της μεγαλύτερης μάζας τους. Έτσι εφαρμόζοντας ταυτόχρονα ένα κατάλληλο ηλεκτρικό πεδίο, μπορούν να εξαχθούν τα ιόντα αυτά με ευκολία, διαχωρισμένα πια από τα ηλεκτρόνια.

Φυσικά η θεώρηση αυτή αφορά ένα και μόνο ηλεκτρόνιο ή αρνητικό ιόν. Η παρουσία κατανομών σωματιδίων στο πλάσμα απαιτεί να ληφθούν υπόψη και τα πεδία που παράγει το ένα σωματίδιο και αντιλαμβάνεται το άλλο. Για το σκοπό αυτό, έγινε η μελέτη του επόμενου κεφαλαίου.

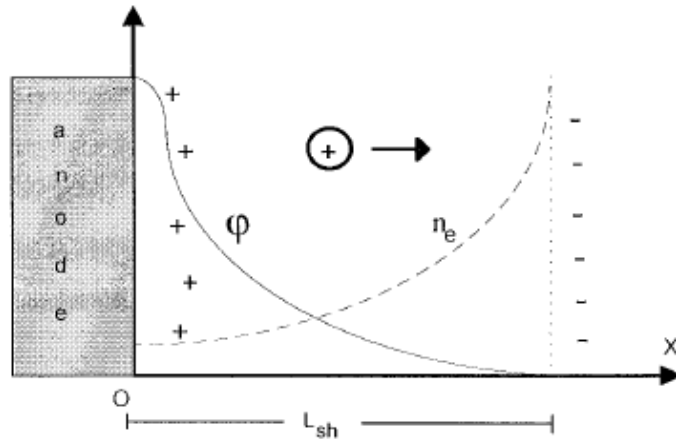
Τέλος, όπως έχει δειχθεί πειραματικά, όταν το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο θα είναι λίγο μεγαλύτερο από το κρίσιμο και συγκεκριμένα $1,5 \cdot B_{cr}$ τότε υπάρχει μεγαλύτερη εξαγόμενη ένταση ρεύματος ιόντων [32]. Αυτό είναι κάπως μη αναμενόμενο, καθ' ότι όταν το μαγνητικό πεδίο είναι μεγαλύτερο, περιορίζει περισσότερο τόσο τα ηλεκτρόνια, όσο και τα αρνητικά ιόντα τα οποία θα έπρεπε να εξάγονται με μικρότερο ρυθμό. Πιθανώς όμως ο ισχυρότερος περιορισμός των ηλεκτρονίων να επιτρέπει στα αρνητικά ιόντα να αναπτύσσουν μεγαλύτερες ταχύτητες λόγω λιγότερων κρούσεων και γι' αυτό τελικά να εμφανίζεται αυτό το πειραματικό αποτέλεσμα.

3.2.3 Ταχύτητα εκτόνωσης του πλάσματος και προφίλ πυκνότητας

Όπως αναφέρθηκε στα προηγούμενα, το πλάσμα μετά τη δημιουργία του δεν παραμένει στατικό, αλλά εκτονώνεται απομακρυνόμενο από την επιφάνεια στην οποία δημιουργείται λόγω της διαφοράς πίεσης, αυξάνοντας τον όγκο του και ελαττώνοντας ταυτόχρονα την πυκνότητα και τη θερμοκρασία του.

Το πλάσμα σε μια μαγνητικά μονωμένη δίοδο είναι προτιμητέο να έχει πάχος 1-2 mm, έτσι ώστε να είναι μικρότερο από την ακτίνα Larmor των αρνητικών ιόντων, αλλά μεγαλύτερο από την ακτίνα Larmor των ηλεκτρονίων, που για τις μικρές ταχύτητες που

έχουν κοντά στην κάθοδο είναι περίπου 10 μm . Το μαγνητικό πεδίο έτσι θα δημιουργεί μια θωράκιση ϕ στην κάθοδο. Το αποτέλεσμα είναι ένα προφίλ πυκνότητας της παρακάτω μορφής.



Εικόνα 3.4: Σχηματική παράσταση του δυναμικού και της ηλεκτρονικής πυκνότητας σε μια μαγνητικά μονωμένη δίοδο. Σημειώνεται ότι η συγκεκριμένη δίοδος είναι φτιαγμένη για εξαγωγή θετικών ιόντων, αλλά το μόνο που αλλάζει είναι η κατεύθυνση του ηλεκτρικού πεδίου [33].

Η ταχύτητα εκτόνωσης του πλάσματος, δηλαδή η ταχύτητα που κινείται το σύνορό του, είναι σχετικά μικρή, της τάξης των μερικών cm/μs (περ. 10^4 m/s) [34]. Τα άτομα ή μόρια που αποτελούν το πλάσμα όμως κινούνται με πολύ μεγαλύτερες ταχύτητες, που ορίζονται από την κατανομή Maxwell-Boltzmann, εξαρτώνται από τη θερμοκρασία του πλάσματος και δίνονται από τη σχέση:

$$\frac{1}{2} m \langle u^2 \rangle = \frac{3}{2} kT$$

Είναι ενδιαφέρον να υπολογιστεί το «προφίλ» της πυκνότητας του πλάσματος για μια χρονική στιγμή, να βρεθεί δηλαδή το πως μεταβάλλεται η πυκνότητά του σε σχέση με την απόσταση από το τοίχωμα της δίοδου. Διαισθητικά αντιλαμβάνεται κανείς πως η πυκνότητα θα ελαττώνεται όταν απομακρυνόμαστε από την άνοδο. Το «προφίλ» αυτό μπορεί να υπολογιστεί με τις εξής παραδοχές:

- Το πλάσμα παράγεται στο χώρο μεταξύ δύο ομοαξονικών κυλίνδρων. Στην πραγματικότητα δεν ισχύει αυτό, αλλά η τομή κυλίνδρων μεγάλης σχετικά ακτίνας σε σχέση με την διαφορά τους, προσεγγίζει ικανοποιητικά τη γεωμετρία της διόδου.
- Τα ιόντα κινούνται μόνο προς την μία κατεύθυνση.
- Η εκτόνωση του πλάσματος γίνεται επίσης προς μία κατεύθυνση, την ακτινική, και επομένως όλες οι παράμετροι εξαρτώνται μόνο από την απόσταση r από την κάθοδο.

Εφαρμόζοντας την εξίσωση της συνέχειας και της κίνησης του φορτισμένου ρευστού:

$$\nabla \cdot (n_i v) = 0$$

$$m(v \cdot \nabla)v = -e\nabla V$$

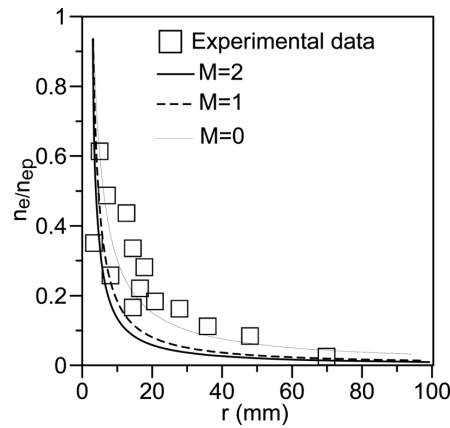
όπου n_i η πυκνότητα σωματιδίων, v η ταχύτητα, e το φορτίο, m η μάζα των ιόντων, και V το δυναμικό. Θέτοντας τη σταθερά $\chi = e(V_p - V)/kT$ η δεύτερη εξίσωση μετά από ολοκλήρωση παίρνει τη μορφή $v = \sqrt{v_p^2 + \frac{2kT\chi}{m}}$, ενώ η πρώτη εξίσωση δίνει

$$r n_i v = r_p n_{ip} v_p = \text{σταθερό}$$

Συνδυαζόμενες αυτές με την εξίσωση Poisson και το νόμο Maxwell-Boltzmann προκύπτει η ακόλουθη διαφορική εξίσωση [31], [35]:

$$\frac{\epsilon_0}{en_{ep}r} \frac{d}{dr} \left(\frac{rkT}{e} \frac{d\chi}{dr} \right) = e^{-\chi} - \frac{r_p n_{ip} / n_{ep}}{r \sqrt{1 + \frac{2\chi kT}{mv_p^2}}}$$

Η λύση της μπορεί να γίνει με πολλές αριθμητικές μεθόδους όπως η μέθοδος των διαταραχών. Το αποτέλεσμα της αναφορικά με την πυκνότητα είναι το αναμενόμενο, και φαίνεται στην Εικόνα 3.5:



Εικόνα 3.5: Ο λόγος της πυκνότητας προς την αρχική πυκνότητα, σε σχέση με την ακτινική απόσταση [35].

Αυτή είναι η αναμενόμενη «μορφή» εκτόνωσης ενός πλάσματος στο κενό και υπό την επίδραση ενός ηλεκτρικού πεδίου. Για να περιγραφεί όμως πλήρως η λειτουργία της μαγνητικά μονωμένης διόδου, χρειάζεται να ληφθεί υπόψη η ύπαρξη του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου και να μελετηθεί η πλήρης χωροχρονική εξέλιξη των φαινομένων. Αυτό μελετήθηκε αριθμητικά με τη βοήθεια ενός 1-D multi-fluid μοντέλου και αναλύεται στο επόμενο κεφάλαιο.

4 Μελέτη 1-D multi-fluid μοντέλου

Μία προσέγγιση που μπορεί να γίνει για τη μελέτη ενός πλάσματος είναι να θεωρηθεί σαν ρευστό δύο ή περισσότερων σωματιδίων, όπως για παράδειγμα αρνητικά ιόντα και ηλεκτρόνια.

Το πλάσμα περιγράφεται πλήρως από την εξίσωση του Boltzmann για κάθε είδος σωματιδίου:

$$\frac{\partial f_a}{\partial t} + v_a \frac{\partial f_a}{\partial x} + \frac{q_a}{m_a} (\mathbf{E} + \mathbf{v}_a \times \mathbf{B}) \frac{\partial f_a}{\partial v_a} = \frac{\partial f_a}{\partial t}$$

σε συνδυασμό με τις εξισώσεις του Maxwell [36].

$$\nabla \mathbf{B} = 0$$

$$\nabla \times \frac{\mathbf{B}}{\mu} = \mathbf{j}$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = \nabla \times \left(\frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla \times \mathbf{B} \right)$$

Ο δείκτης α στην εξίσωση Boltzmann αντιστοιχεί στο είδος του σωματιδίου. Στα παρακάτω θα ληφθούν υπόψη δύο είδη, τα ηλεκτρόνια (e) και τα αρνητικά ιόντα (i), αν και το μοντέλο είναι επεκτάσιμο. Από την εξίσωση του Boltzmann, προκύπτουν οι εξισώσεις διατήρησης της μάζας, της ορμής και της ενέργειας για κάθε είδος σωματιδίων.

Οι εξισώσεις ρευστού Navier-Stokes συζευγμένες με την εξίσωση του γενικευμένου νόμου του Ohm και τις εξισώσεις του Maxwell για τον ηλεκτρομαγνητισμό επιτρέπουν συνδυαστικά τη μελέτη της χωρικής και τη χρονικής εξέλιξης συστημάτων με φορτισμένα σωμάτια παρουσία ηλεκτρικού ή/και μαγνητικού πεδίου.

Οι εξισώσεις αυτές είναι οι εξής:

Εξίσωση διατήρησης μάζας

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \rho \mathbf{v} = 0$$

Εξίσωση διατήρησης ορμής

$$\frac{\partial \rho \mathbf{v}}{\partial t} + \nabla \rho \mathbf{v} \mathbf{v} = -\nabla p + \mathbf{j} \times \mathbf{B}$$

Εξίσωση διατήρησης της ενέργειας

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\epsilon_k + \frac{p}{(\gamma - 1)} + \frac{B^2}{2\mu} \right) + \nabla \left(\epsilon_k + \frac{\gamma p}{(\gamma - 1)} \right) \mathbf{v} = -\nabla \left(\mathbf{E} \times \frac{\mathbf{B}}{\mu} \right)$$

Καταστατική εξίσωση

$$p = p_i + p_e = 2nkT$$

Γενικευμένος νόμος του Ohm

$$\mathbf{j} = \sigma(\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B})$$

Εξίσωση του μαγνητικού πεδίου

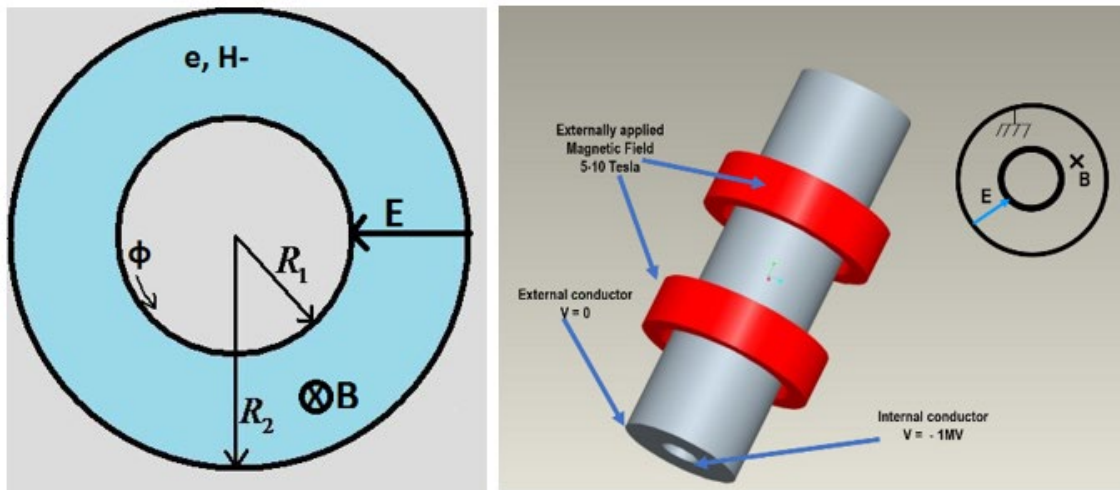
$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) = \nabla \times \left(\frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla \times \mathbf{B} \right)$$

4.1 Εφαρμογή στη μαγνητικά μονωμένη δίοδο

Στο πρόβλημα που εξετάζεται, προσομοιώνεται η επιτάχυνση μιας δέσμης αρνητικών ιόντων H^- (ή D^-) από μια μαγνητικά μονωμένη δίοδο σε κυλινδρική συμμετρία, παρουσία εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Έστω δύο ομοαξονικοί κυλίνδρους με ύψος πολύ μεγαλύτερο της διαμέτρου τους, με ακτίνες r_1 και r_2 . Στο χώρο μεταξύ των δύο κυλίνδρων γίνεται η επιτάχυνση των σωματιδίων. Ο εσωτερικός κύλινδρος είναι η κάθοδος (αρνητικό δυναμικό) και ο εξωτερικός η άνοδος (θετικό δυναμικό) ενώ το ομογενές εξωτερικό μαγνητικό πεδίο εφαρμόζεται παράλληλα στον άξονα z .

Η μελέτη της χωροχρονικής εξέλιξης του πλάσματος που δημιουργείται εντός της διόδου θα γίνει με τη χρήση ενός μοντέλου και ενός αριθμητικού κώδικα multi-fluid (καθώς μπορεί να λαμβάνει υπόψη του διαφορετικά είδη σωματιδίων) σε μία διάσταση, προσαρμοσμένο για την μαγνητικά μονωμένη δίοδο από έναν κώδικα multi-fluid για πλάσμα σύντηξης [37-39]. Στις περισσότερες προσομοιώσεις εξετάζεται η περίπτωση που υπάρχουν ηλεκτρόνια και αρνητικά ιόντα σε κυλινδρική συμμετρία σε αντίστοιχο υπόβαθρο πλάσματος που εξασφαλίζει μακροσκοπικά την ουδετερότητα. Στο φυσικό πρόβλημα τα αρνητικά ιόντα παράγονται από το αρχικό πλάσμα, το οποίο στην προσομοίωση της λειτουργίας της διόδου ως μέσο επιτάχυνσης και εξαγωγής δεν χρειάζεται η περιγραφή του.

Ο χρησιμοποιούμενος κώδικας βασίζεται σε ένα σύστημα εξισώσεων που προέρχονται από την αρχή της διατήρησης της μάζας, της ορμής, της ενέργειας σε συνδυασμό με τις εξισώσεις του Maxwell και του Poisson. Λαμβάνοντας ως είδη σωματίων (species) μόνο το ηλεκτρόνιο και το αρνητικό υδρογόνο, οι εξισώσεις που περιγράφουν την χωροχρονική εξέλιξη του πλάσματος είναι έντεκα, δέκα υπερβολικές και μία ελλειπτική (του Poisson). Τέσσερις εξισώσεις μπορούν να προστεθούν για κάθε επιπλέον είδος σωματιδίου που προσομοιώνεται, μία για την πυκνότητα, δύο για την ορμή και μία για την ενέργεια. Στα αποτελέσματά παρακάτω, ο κώδικας περιλαμβάνει ηλεκτρόνια και αρνητικό υδρογόνο, ακολουθώντας τις περισσότερες μαγνητικά μονωμένες διόδους που περιγράφονται στη βιβλιογραφία, και μετά από την επίδειξη της ικανότητας του κώδικα να προσομοιώσει την μαγνητική μόνωση, γίνεται σύγκριση των αποτελεσμάτων του με πειραματικά από την διεθνή βιβλιογραφία.



Εικόνα 4.1: Η γεωμετρία του μοντέλου της διόδου.

Την αρχική χρονική στιγμή, στην περιοχή του ενδιάμεσου χώρου από r_1 ως $(r_2+3r_1)/4$ τοποθετείται κατανομή από δύο είδη (species) σωματιδίων, ηλεκτρόνια και αρνητικά ιόντα υδρογόνου, με γνωστές σωματιδιακές πυκνότητες n_e και n_i αντίστοιχα. Στην περιοχή από $(r_2+3r_1)/4$ ως r_2 οι πυκνότητες των σωματιδίων είναι τέσσερις με πέντε τάξεις μεγέθους πιο μικρές (υπόβαθρο). Στις περιοχές με ακτίνα μικρότερη από r_1 και μεγαλύτερη από r_2 θεωρείται ότι οι πυκνότητες σωματιδίων είναι μηδενικές. Η ασυνέχεια στο $(r_2+3r_1)/4$ παράγει ένα κρουστικό κύμα που πρέπει να ληφθεί υπόψη στην εκλογή του υπολογιστικού σχήματος.

Η άνοδος και η κάθοδος έχουν διαφορά δυναμικού V που παράγει ένα ηλεκτρικό πεδίο E στο χώρο μεταξύ των κυλίνδρων με φορά από r_2 προς r_1 . Τέλος, εφαρμόζεται ένα εξωτερικό, σταθερό μαγνητικό πεδίο B στον άξονα z , που αφορά στην παγίδευση των ηλεκτρονίων. Το πρόβλημα θεωρείται ότι είναι μονοδιάστατο, αφού η διάταξη έχει τόσο αξονική όσο και εφαπτομενική συμμετρία. Αν το σύστημα αφεθεί να εξελιχθεί χρονικά και χωρικά υπό την επίδραση του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου, η αρχική κατανομή πυκνότητας ηλεκτρονίων και ιόντων θα κινηθεί προς την εξωτερική ακτίνα του κυλίνδρου λόγω του ηλεκτρικού πεδίου ενώ τα σωματίδια θα εκτελούν ταυτόχρονα και σπειροειδή κίνηση στην κατεύθυνση φ λόγω του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου.

4.2 Εξισώσεις διατήρησης των δύο ρευστών

Οι εξισώσεις για τα δύο ρευστά (ηλεκτρόνια και ιόντα) αποτελούνται από τις εξισώσεις διατήρησης μάζας, ορμής και ενέργειας ξεχωριστά για κάθε είδος του πλάσματος (όχι οιονεί ουδέτερο πλάσμα) μαζί με τις εξισώσεις του Maxwell:

$$\begin{aligned}\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \times \mathbf{E} &= 0 \\ \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - c^2 \nabla \times \mathbf{B} &= -(\mathbf{j}_e + \mathbf{j}_i) \\ \nabla \mathbf{E} &= \frac{e}{\varepsilon_0} (n_i - n_e) \\ \nabla \mathbf{B} &= 0\end{aligned}$$

Λαμβάνοντας υπόψη τώρα ότι το πλάσμα παρουσιάζει κυλινδρική συμμετρία και ότι τα είδη του πλάσματος είναι τα ηλεκτρόνια και τα αρνητικά ιόντα, τότε οι παραπάνω εξισώσεις γίνονται:

- Εξίσωση συνέχειας της μάζας

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho_e}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \rho_e v_e)}{\partial r} &= 0 \\ \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \rho_i v_i)}{\partial r} &= 0\end{aligned}$$

- Αρχή διατήρησης της ορμής

$$\begin{aligned}\frac{\partial (\rho_e v_e)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \rho_e v_e^2)}{\partial r} + \frac{\partial p_e}{\partial r} &= -en_e E_r - en_e v_\phi^e B_z + \frac{\rho_e v_\phi^e v_\phi^e}{r} \\ \frac{\partial (\rho_e v_\phi^e)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \rho_e v_e v_\phi^e)}{\partial r} &= -en_e E_\phi + en_e v_e B_z - \frac{\rho_e v_e v_\phi^e}{r} \\ \frac{\partial (\rho_i v_i)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \rho_i v_i^2)}{\partial r} + \frac{\partial p_i}{\partial r} &= -en_i E_r - en_i v_\phi^i B_z + \frac{\rho_i v_\phi^i v_\phi^i}{r} \\ \frac{\partial (\rho_i v_\phi^i)}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r \rho_i v_i v_\phi^i)}{\partial r} &= -en_i E_\phi + en_i v_i B_z - \frac{\rho_i v_i v_\phi^i}{r}\end{aligned}$$

- Αρχή διατήρησης της ενέργειας

$$\frac{\partial \epsilon_e}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r v_e (\epsilon_e + p_e))}{\partial r} = -e n_e v_e E_r - e n_e v_\phi^e E_\phi$$

$$\frac{\partial \epsilon_i}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r v_i (\epsilon_i + p_i))}{\partial r} = -e n_i v_i E_r - e n_i v_\phi^i E_\phi$$

όπου $\epsilon_e = \frac{1}{2} \rho_e v_e^2 + \frac{p_e}{\gamma-1}$ και $\epsilon_i = \frac{1}{2} \rho_i v_i^2 + \frac{p_i}{\gamma-1}$, ενώ $p_e = n_e kT$ και $p_i = n_i kT$

Με ρ συμβολίζεται η πυκνότητα μάζας, με r η ακτινική απόσταση, με v η ταχύτητα, με p η πίεση, με e το φορτίο του ηλεκτρονίου, με n η σωματιδιακή πυκνότητα, με E η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου, με B η ένταση του μαγνητικού πεδίου, με γ η σταθερά Poisson των αερίων, με T η απόλυτη θερμοκρασία και με k η σταθερά Boltzmann. Σε ότι αφορά τους δείκτες, το e δείχνει τα ηλεκτρόνια, το i τα αρνητικά ιόντα, το ϕ την αζιμουθιακή συνιστώσα και το r την ακτινική συνιστώσα.

Επειδή τα σωματίδια του πλάσματος είναι φορτισμένα, πρέπει να ληφθεί υπόψη και η αλληλεπίδραση με το ηλεκτρικό και το μαγνητικό πεδίο. Αυτή περιγράφεται από τις εξισώσεις

$$\epsilon_0 \frac{\partial E_\phi}{\partial t} + \frac{1}{\mu_0} \frac{\partial B_z}{\partial r} = (e n_i v_\phi^i + e n_e v_\phi^e)$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial (r E_\phi)}{\partial r} = 0$$

και την εξίσωση του Poisson για το ηλεκτρικό πεδίο.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial V}{\partial r} \right) = -\frac{e}{\epsilon_0} (n_e + n_i)$$

Το σύστημα των μερικών διαφορικών εξισώσεων επιλύεται στη συνέχεια με αριθμητική μέθοδο με τη βοήθεια υπολογιστή.

4.3 Αριθμητική μέθοδος

Για την επίλυση του συστήματος των μερικών διαφορικών εξισώσεων ακολουθείται ένα αριθμητικό σχήμα που περιγράφεται στο παράρτημα IV. Εν συντομία αναφέρεται ότι γίνεται χρήση ενός σχήματος πεπερασμένων όγκων και συγκεκριμένα το σχήμα μείωσης ολικής κύμανσης ή Total Variation Diminishing Lax-Friedrich (TVDLF). Η διακριτοποίηση του χώρου γίνεται σε 400 όμοια κελιά. Για τις συνοριακές συνθήκες ορίζονται δύο υποθετικά κελιά (ghost cells) πριν το r_1 και μετά το r_2 , που είναι τα όρια του φυσικού προβλήματος, δηλαδή οι ακτίνες των κυλίνδρων που γίνεται η επιτάχυνση και η εξαγωγή των αρνητικών ιόντων. Στα υποθετικά αυτά κελιά οι ροές τίθενται ίσες με μηδέν, ενώ οι τιμές των μεταβλητών θεωρούνται σταθερές. Στο σύνορο r_2 οι ταχύτητες μπορούν να είναι μόνο θετικές, μιας και από εκεί θα γίνεται μόνο εξαγωγή των αρνητικών ιόντων και όχι εισαγωγή τους. Το χρονικό βήμα με το οποίο προχωρά η διαδικασία είναι δυναμικό και επιλέγεται κάθε φορά με το κριτήριο Courant–Friedrichs–Lewy έτσι ώστε να οδηγεί σε αριθμητική σταθερότητα. Το χρονικό βήμα επιτρέπεται να κυμαίνεται μεταξύ μιας μέγιστης και μιας ελάχιστης τιμής, προσαρμοσμένες στις ανάγκες του φυσικού προβλήματος, που στις περισσότερες εκτελέσεις μας ήταν ορισμένο από 10^{-15} ως $2 \cdot 10^{-13}$ δευτερόλεπτα, καλύπτοντας έτσι δύο τάξεις μεγέθους. Αυτό είναι αποδεκτό δεδομένου ότι μελετάμε ένα πρόβλημα με χαρακτηριστικούς χρόνους 10^{-10} sec. Σε συγκεκριμένες όμως εκτελέσεις, όταν για παράδειγμα μελετήσαμε πολύ μικρό εξωτερικά εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο, το χρονικό βήμα έγινε ακόμα πιο μικρό για να μελετηθούν sub-picosecond φαινόμενα. Για τη λύση των διαφορικών εξισώσεων που αναφέραμε σε κάθε χρονικό βήμα χρησιμοποιείται η κλασική άμεση (explicit) μέθοδος Runge-Kutta τέταρτης τάξης (RK4). Ειδικά για τις εξισώσεις των ορμών και του ηλεκτρικού πεδίου στη φ κατεύθυνση η άμεση (explicit) μέθοδος οδηγεί σε αστάθειες και έτσι χρησιμοποιείται μια έμμεση (implicit) μέθοδος Runge-Kutta πέντε σταδίων που οδηγεί σε σύστημα αλγεβρικών εξισώσεων το οποίο λύνεται με τη μέθοδο της απαλοιφής Gauss.

Ο κώδικας της προσομοίωσης του φυσικού προβλήματος έχει γραφτεί σε γλώσσα προγραμματισμού Fortran 77 και επιτρέπει, μετά τον υπολογισμό των φυσικών παραμέτρων του προβλήματος που μας ενδιαφέρει, να υπολογιστούν επίσης και άλλες

παράμετροι. Ο στόχος ήταν τα αποτελέσματα της προσομοίωσης αυτής να είναι σύμφωνα με αυτά στη διεθνή βιβλιογραφία. Έτσι προστέθηκε η δυνατότητα υπολογισμού του ολικού ρεύματος ιόντων που εξάγεται από τον εξωτερικό κύλινδρο, υπολογίζοντας κάθε χρονική στιγμή την ολική πυκνότητα ιόντων μεταξύ των κυλίνδρων, αφαιρώντας την από την αρχική και διαιρώντας με το χρόνο που έχει παρέλθει. Η παραγωγή της δέσμης των αρνητικών ιόντων είναι το κύριο ζητούμενο για την εφαρμογή σε αντιδραστήρες Tokamak και επομένως το ολικό ρεύμα είναι το μέγεθος που κυρίως ενδιαφέρει. Έγιναν επίσης κάποιες διορθώσεις στις συνοριακές συνθήκες έτσι ώστε οι ταχύτητες των σωματιδίων εκεί να είναι μόνο προς το εσωτερικό της διάταξης και προστέθηκε, τέλος, η δυνατότητα ρύθμισης του υποβάθρου πυκνότητας σωματιδίων.

4.4 Αποτελέσματα προσομοιώσεων με αρνητικά ιόντα

Σε αυτή την ενότητα παρουσιάζονται επιλεγμένα παραδείγματα υπολογισμών χρησιμοποιώντας τον κώδικα δύο ρευστών που περιγράφηκε προηγουμένως.

Ο κώδικας δέχεται σαν παραμέτρους για κάθε εκτέλεση τα εξής μεγέθη:

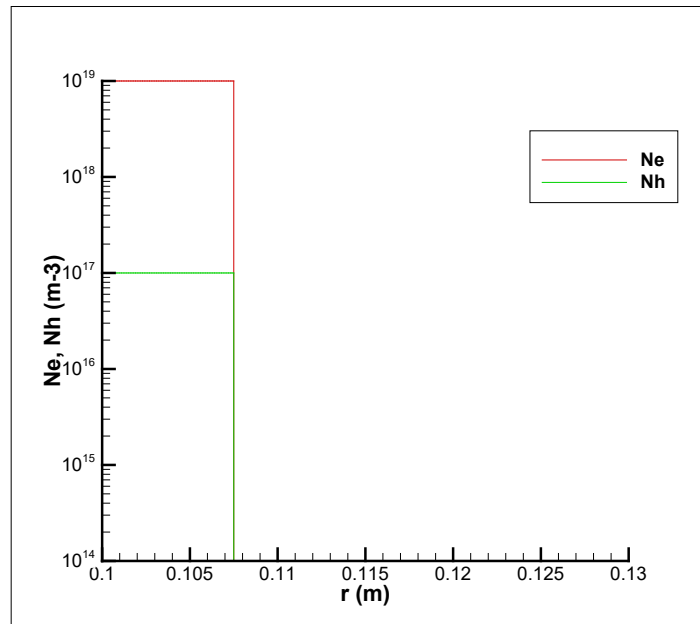
- Μέγιστο, ελάχιστο και τυπικό χρονικό βήμα
- Συνολικός χρόνος εξέλιξης του συστήματος
- Αρχική πυκνότητα ιόντων, ηλεκτρονίων και άλλων ειδών
- Πυκνότητα υποβάθρου ιόντων και ηλεκτρονίων και άλλων ειδών
- Θερμοκρασία πλάσματος
- Ένταση εξωτερικά εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου
- Ηλεκτρικό δυναμικό
- Ακτίνα εσωτερικού και εξωτερικού κυλίνδρου της μαγνητικά μονωμένης διόδου

Πραγματοποιήθηκαν πολλές διαδοχικές εκτελέσεις του προγράμματος μεταβάλλοντας κατάλληλα τις παραπάνω παραμέτρους, με σκοπό:

- Να επιβεβαιωθεί η σωστή λειτουργία του προγράμματος
- Να συγκριθούν τα φυσικά αποτελέσματα με αυτά της διεθνούς βιβλιογραφίας
- Να ελεγχθεί αν με τη χρήση μαγνητικά μονωμένης διόδου μπορεί να εξαχθεί τέτοια δέσμη ώστε να χρησιμοποιηθεί για θέρμανση Tokamak
- Να εξαχθούν συμπεράσματα που θα οδηγήσουν σε πιθανές βελτιώσεις της διάταξης

Για την επίδειξη του κώδικα και των αποτελεσμάτων του, παρουσιάζονται στη συνέχεια μια σειρά εκτελέσεων του με μεταβολή διαφόρων παραμέτρων. Όλες οι δοκιμές αφορούν μια κυλινδρική μαγνητικά μονωμένη δίοδο, με εσωτερική διάμετρο 10 εκατοστά (κάθοδος) και εξωτερική 13 εκατοστά (άνοδος). Έχει διαπιστωθεί ότι η γεωμετρία αυτή μπορεί να παραγάγει αρκετά μεγάλη ισχύ ουδέτερων σωματιών, διατηρώντας μικρές τις διαστάσεις της.

Αναφορικά με την πυκνότητα των αρνητικών ιόντων στο πλάσμα της καθόδου, όπως αναφέρεται στη βιβλιογραφία, έχει μετρηθεί σε πειράματα και έχει βρεθεί να είναι περίπου δύο τάξεις μεγέθους μικρότερη από την αντίστοιχη πυκνότητα των ηλεκτρονίων [46,47]. Τα αποτελέσματα αυτά επιβεβαιώνονται επίσης από τους αριθμητικούς υπολογισμούς που έγιναν στο κεφάλαιο 2 για την παραγωγή αρνητικών ιόντων από τις διάφορες χημικές διαδικασίες (βλ. Εικόνες 2.14-2.18). Επομένως, αυτή η σχέση μεταξύ πυκνότητας αρνητικών ιόντων και ηλεκτρονίων λαμβάνεται υπόψη για τον καθορισμό των αρχικών συνθηκών πυκνότητας αρνητικών ιόντων και ηλεκτρονίων στην κάθοδο για τις προσομοιώσεις που παρουσιάζονται στο κεφάλαιο αυτό. Το αρχικό προφίλ της πυκνότητας του πλάσματος φαίνεται στην Εικόνα 4.2 η οποία ακολουθεί.



Εικόνα 4.2: Το αρχικό προφίλ της πυκνότητας ηλεκτρονίων (κόκκινο) και αρνητικών ιόντων (πράσινο) στη δίοδο. Υπάρχει επίσης και μια πυκνότητα υποβάθρου που εδώ δεν φαίνεται επειδή είναι πέντε τάξεις μεγέθους μικρότερη.

Πριν την έναρξη της προσομοίωσης, στην αρχική χρονική στιγμή, τοποθετείται μία ομογενής κατανομή ηλεκτρονίων και αρνητικών ιόντων κοντά στην κάθοδο, σε αποστάσεις r_1 ως $(r_2+3r_1)/4$ από τον άξονα του κυλίνδρου, όπως φαίνεται στο διάγραμμα της εικόνας 4.2. Ο υπόλοιπος χώρος μεταξύ ανόδου και καθόδου γεμίζει με μια πυκνότητα σωματιδίων υποβάθρου η οποία είναι πέντε τάξεις μεγέθους μικρότερη και δεν φαίνεται στη γραφική παράσταση. Ο λόγος για τον οποίο επιλέχθηκε μια σχετικά μεγάλου πλάτους περιοχή πλάσματος είναι ότι με τον αριθμητικό κώδικα γίνεται προσπάθεια για έμμεση προσομοίωση των πειραματικών συνθηκών παραγωγής αρνητικών ιόντων σε ένα πλάσμα. Σύμφωνα με τη βιβλιογραφία, στα πειράματα εφαρμόζεται αρχικά ένας σχετικά μακρύς και χαμηλής τάσης προ-παλμός, ακολουθούμενος από τον κύριο παλμό υψηλής τάσης για την επιτάχυνση και διάρκειας 20-40 ns.

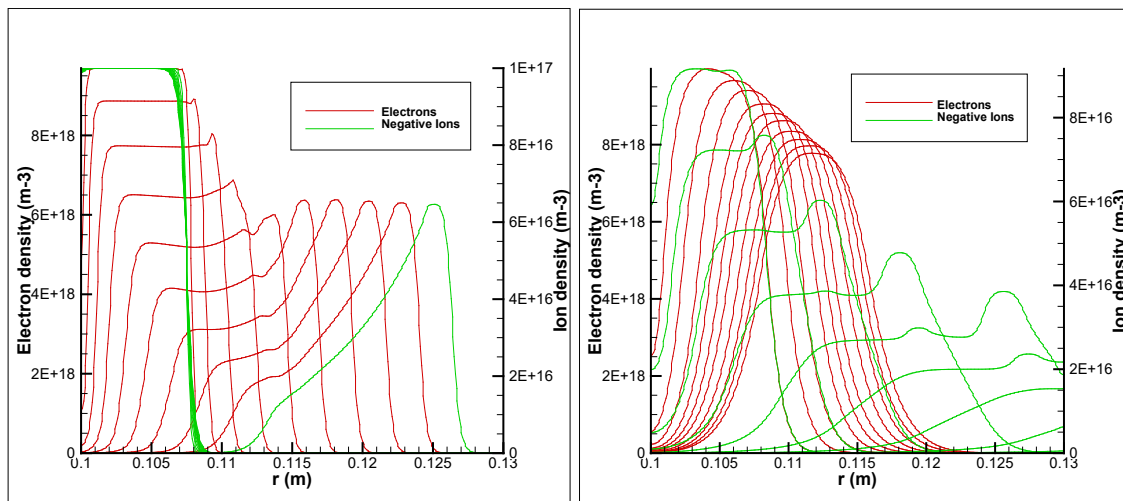
Σε ένα πλάσμα που περιέχει αρνητικά ιόντα υδρογόνου, αυτά είναι περισσότερο πιθανό να δημιουργηθούν και να εξαχθούν όταν η πυκνότητα πλάσματος είναι ανάμεσα σε 10^{10} και 10^{12} cm^{-3} . Όπως έχει αναφερθεί και στο κεφάλαιο 2, το πλάσμα

της καθόδου εκτονώνεται και μειώνει την πυκνότητα και τη θερμοκρασία του. Έτσι, τα αρνητικά ιόντα που εξάγονται τελικά από την δίοδο είναι κυρίως αυτά που δημιουργούνται στα εξωτερικά χωρικά όρια του πλάσματος, όπου η πυκνότητά του είναι χαμηλή, της τάξης των 10^{12} cm^{-3} . Εξαιτίας αυτού του γεγονότος, στις προσομοιώσεις έχει οριστεί η αρχική πυκνότητα του πλάσματος σε 10^{12} cm^{-3} που είναι κοντά στις τιμές που αντιστοιχούν σε παλμικές μηχανές ισχύος που λειτουργούν στα 0,5-1,5 MeV.

Κατά τη διάρκεια του παλμού της διόδου, που μπορεί να είναι αρκετά ns, το πλάσμα δεν είναι στατικό αλλά κινείται ακτινικά προς την άνοδο. Η κίνηση αυτή προκαλεί επίσης δυναμικά φαινόμενα που αποδίδονται κυρίως στο μεταβαλλόμενο ηλεκτρικό πεδίο και επηρεάζουν την απόδοση της διόδου και τα οποία εξετάζονται παρακάτω.

Σχετικά με την ένταση του απαιτούμενου μαγνητικού πεδίου B για την μόνωση μιας διόδου με τα προαναφερόμενα χαρακτηριστικά, στη βιβλιογραφία αναφέρονται τιμές από 1 ως 8 T (βλ. πίνακα III.1 στο παράρτημα). Το πεδίο αυτό μπορεί να δημιουργηθεί με χρήση μιας συστοιχίας πυκνωτών σε συνδυασμό ενός διακόπτη επιφανείας (surface switch), μέθοδος η οποία έχειδειχθεί ότι μπορεί να παραγάγει εντάσεις μαγνητικού πεδίου μέχρι 30 T [40,41]. Τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων επιβεβαιώνουν ότι οι τιμές αυτές της έντασης είναι αρκετές για την επίτευξη της μαγνητικής μόνωσης.

Πρώτο βήμα για τον έλεγχο του κώδικα είναι η επιβεβαίωση της μαγνητικής μόνωσης της συσκευής, ότι δηλαδή τα ηλεκτρόνια παγιδεύονται από το μαγνητικό πεδίο ενώ τα ιόντα προχωρούν προς την άνοδο απ' όπου και εξάγονται. Οι εικόνες 4.3 και 4.4 δείχνουν την συμπεριφορά της διόδου όταν το μαγνητικό πεδίο είναι ασθενές (4.3) και ισχυρό (4.4).

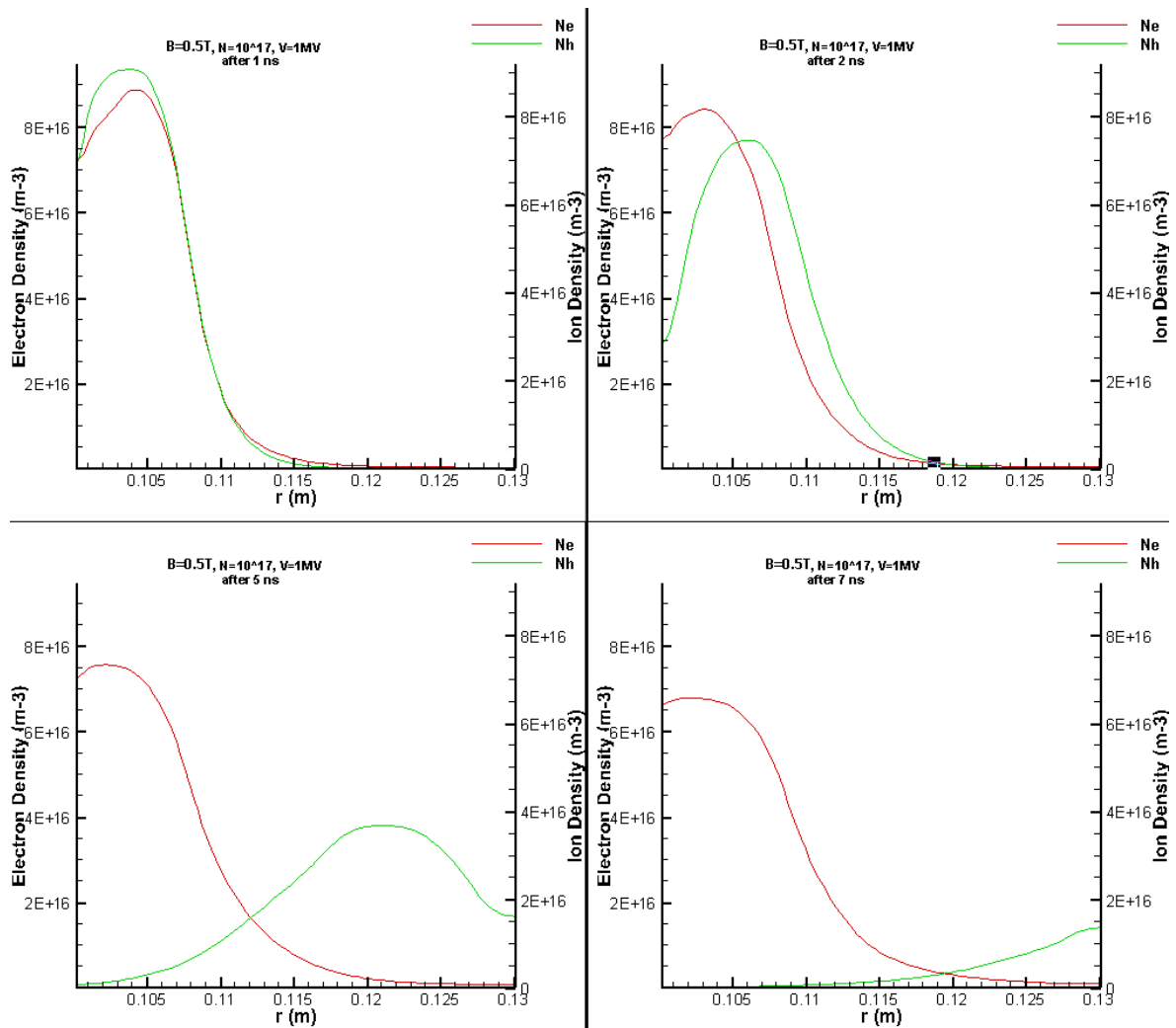


Εικόνες 4.3-4.4: Συμπεριφορά διόδου σε χαμηλό (αριστερά) και υψηλό (δεξιά) μαγνητικό πεδίο.

Στην Εικόνα 4.3, η προσομοίωση έτρεξε με ένα σχετικά ασθενές μαγνητικό πεδίο 0,1 T. Υπό την επίδραση αυτού του πεδίου, η ακτίνα περιστροφής των ηλεκτρονίων είναι πολύ μεγαλύτερη από την απόσταση ανόδου-καθόδου της διόδου. Η χρονική απόσταση των διαδοχικών καμπυλών είναι 10 ps και γίνεται φανερό ότι η μαγνητική μόνωση είναι ασθενής με αποτέλεσμα τα ηλεκτρόνια να κινούνται ταχέως προς την άνοδο, ενώ τα βαρύτερα ιόντα ουσιαστικά παραμένουν κοντά στην κάθοδο.

Στην Εικόνα 4.4 η ένταση του μαγνητικού πεδίου είναι 2 T και η χρονική απόσταση των διαδοχικών καμπυλών είναι 1 ns. Τώρα τα ηλεκτρόνια προχωράνε αργά προς την άνοδο σχηματίζοντας μία εικονική κάθοδο, ενώ τα ιόντα πολύ γρήγορα εξάγονται από την άνοδο. Στην συγκεκριμένη προσομοίωση περισσότερα από 90% των αρνητικών ιόντων εξήχθησαν μετά από 8 ns. Η θέση της εικονικής καθόδου σε σχέση με την ακτινική απόσταση βρίσκεται σε συμφωνία με τα αναλυτικά μοντέλα που υπάρχουν στην βιβλιογραφία [42,43] και μπορούν να εξηγήσουν την αύξηση του παρατηρούμενου ρεύματος ιόντων σε σχέση με το όριο του Child-Langmuir σε κυλινδρική γεωμετρία [44].

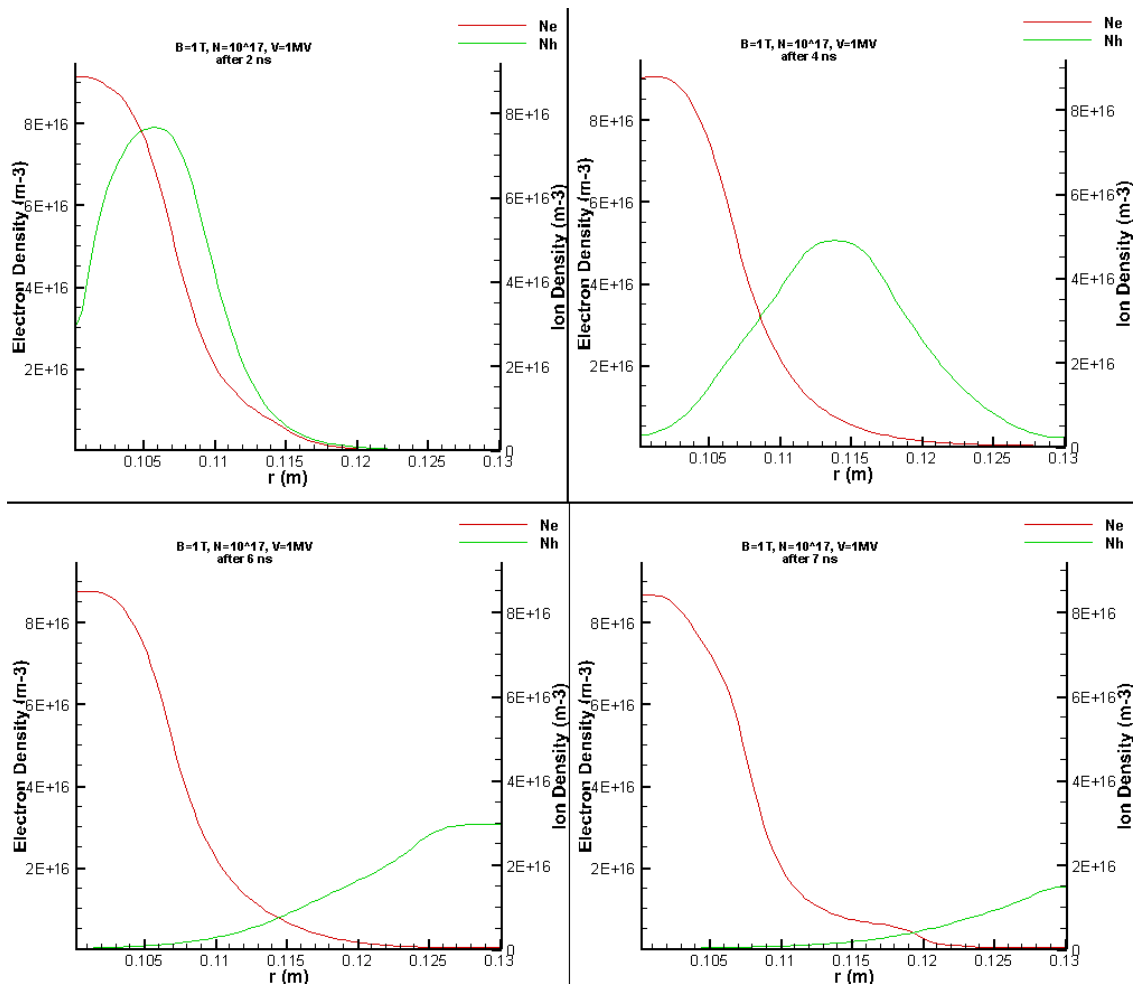
Για να φανεί η δυναμική των κατανομών δίνονται τα επόμενα διαγράμματα, τα οποία δείχνουν την εξέλιξη του πλάσματος με τις εξής αρχικές παραμέτρους: Ένταση μαγνητικού πεδίου 0,5 T, αρχική πυκνότητα 10^{17} σωματΙΑ ανά κυβικό μέτρο και διαφορά δυναμικού 1 MV.



Εικόνα 4.5: Χρονική εξέλιξη πλάσματος στη δίοδο. Οι χρονικές στιγμές (από αριστερά προς τα δεξιά και από πάνω προς τα κάτω) είναι 1, 2, 5 και 7 ns. Με πράσινο χρώμα απεικονίζεται η πυκνότητα αρνητικών ιόντων και με κόκκινο αυτή των ηλεκτρονίων.

Παρατηρείται ότι τα ηλεκτρόνια δεν μετακινούνται πολύ, ενώ τα ιόντα μετά από 5 ns έχουν ήδη αρχίσει να εξέρχονται της διόδου και στα 7 ns έχουν εξαχθεί σχεδόν όλα. Ο μαγνητικός περιορισμός του πλάσματος δεν είναι απόλυτα ικανοποιητικός, αφού από τα 5 ns και μετά κάποια ηλεκτρόνια έχουν ήδη φθάσει στην άνοδο. Πάντως επιβεβαιώνεται το γεγονός ότι η δίοδος πράγματι εγκλωβίζει τα ηλεκτρόνια.

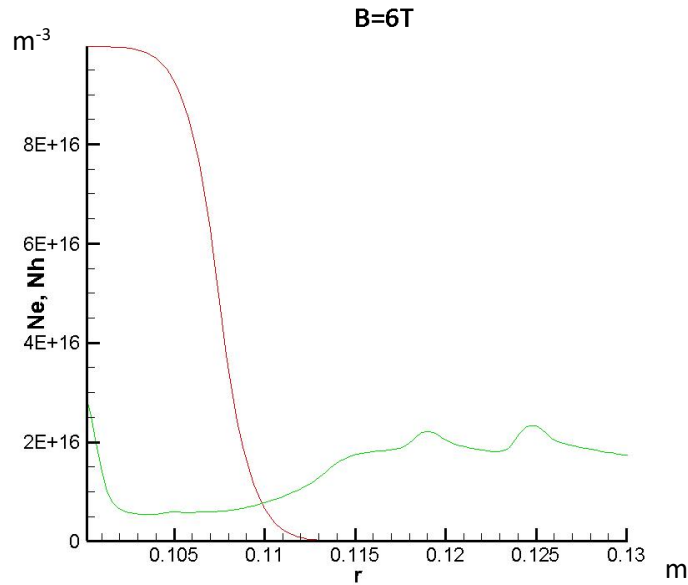
Αυξάνοντας λίγο την ένταση του μαγνητικού πεδίου (αφήνοντας τα υπόλοιπα μεγέθη ίδια) παρατηρείται μια σαφώς καλύτερη μαγνητική μόνωση.



Εικόνα 4.6: Εξέλιξη του πλάσματος με αυξημένο το μαγνητικό πεδίο, σε σχέση με την προηγούμενη δοκιμή.

Παρατηρείται ότι πράγματι υπάρχει καλύτερος περιορισμός του πλάσματος, αφού τα ηλεκτρόνια δεν έχουν μετακινηθεί σχεδόν καθόλου. Το κόστος είναι μια μικρή καθυστέρηση στην εξαγωγή των ιόντων, καθώς φαίνεται ότι στον ίδιο χρόνο (7 ns) και σε σχέση με την προηγούμενη δοκιμή, μεγαλύτερη πυκνότητα αρνητικών ιόντων παραμένει ακόμα στο εσωτερικό της διόδου.

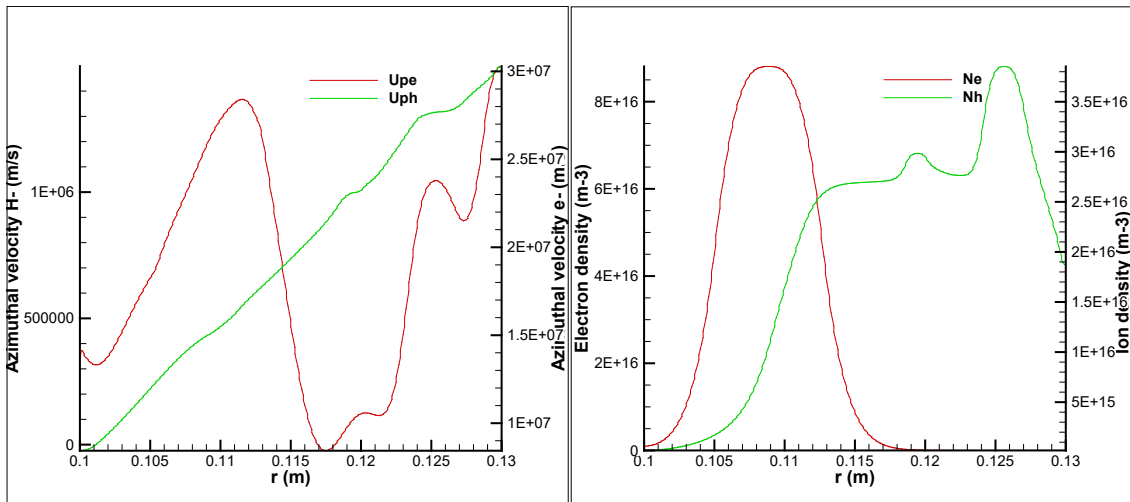
Όπως προβλέπεται από τον υπολογισμό του B_{cr} που έγινε στο κεφάλαιο 3, μια μεγαλύτερη αύξηση του μαγνητικού πεδίου θα καθυστερήσει πολύ τα αρνητικά ιόντα με αποτέλεσμα να μειωθεί η ένταση του ρεύματος της εξαγόμενης δέσμης.



Εικόνα 4.7: Αν αυξηθεί η ένταση του μαγνητικού πεδίου στα 6 T, φαίνεται η άριστη πλέον μαγνητική θωράκιση των ηλεκτρονίων, αλλά ταυτόχρονα και η δυσκολία στην εξαγωγή των ιόντων. Το στιγμιότυπο έχει ληφθεί στα 6 ns, και δείχνει πως η πυκνότητα των ιόντων έχει «απλωθεί» στη δίοδο και μόνο κατά ένα μικρό ποσοστό έχει εξαχθεί.

Αν αντίθετα το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο είναι μικρότερο του B_{cr} , τότε ναι μεν τα αρνητικά ιόντα θα εξέρχονται γρηγορότερα, όμως τα ηλεκτρόνια θα κλείνουν σύντομα το κύκλωμα και έτσι δεν θα μπορεί να επιτευχθεί η μεγάλη ένταση ρεύματος ιόντων που είναι επιθυμητή.

Για να φανεί η κίνηση των ηλεκτρονίων και των ιόντων στην αξιμουθιακή κατεύθυνση φ , έγινε προσομοίωση με αρχικές πυκνότητες ιόντων και ηλεκτρονίων 10^{12} cm^{-3} , διαφορά δυναμικού 1 MV και ένταση εξωτερικού μαγνητικού πεδίου 2 T. Στο επόμενο διάγραμμα φαίνεται η εξάρτηση της αξιμουθιακής συνιστώσας των ταχυτήτων των ηλεκτρονίων και των αρνητικών ιόντων.

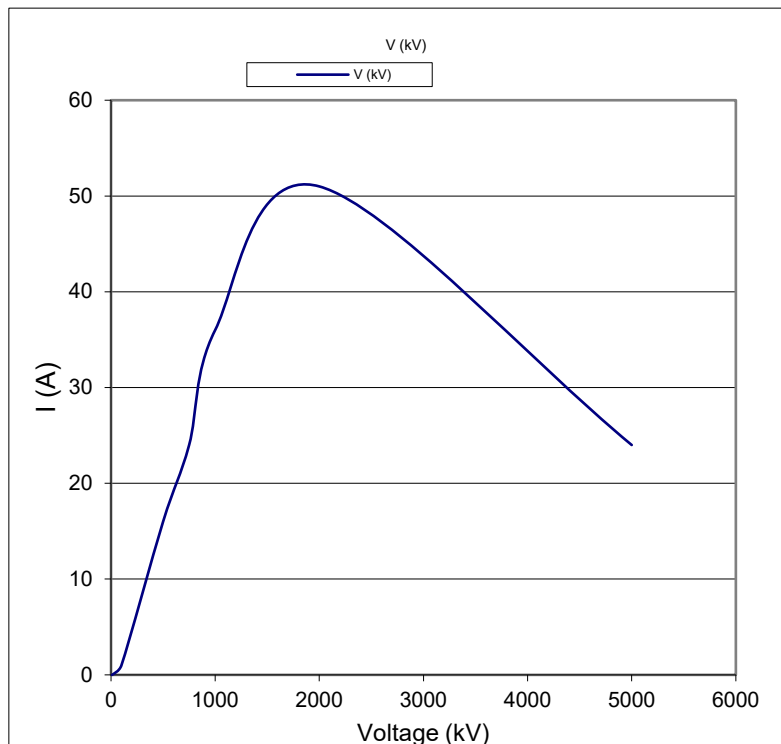


Εικόνες 4.8-4.9: Οι αζιμουθιακές ταχύτητες των αρνητικών ιόντων (πράσινο) και των ηλεκτρονίων (κόκκινο) στην ϕ κατεύθυνση (αριστερά) και οι αντίστοιχες πυκνότητές τους (δεξιά) μια συγκεκριμένη χρονική στιγμή.

Φαίνεται από την Εικόνα 4.8 ότι τα ιόντα έχουν πολύ μικρότερες ταχύτητες στην αζιμουθιακή κατεύθυνση, ενώ τα ηλεκτρόνια αρκετά μεγαλύτερες. Αυτό δείχνει τις σπειροειδείς τροχιές στις οποίες παγιδεύονται.

Πρέπει να σημειωθεί ότι οι ταχύτητες των ηλεκτρονίων που εμφανίζονται στο δεξιό μέρος της διόδου είναι η ταχύτητες που απέκτησε η πυκνότητα ηλεκτρονίων υποβάθρου (background) που είναι πέντε τάξεις μεγέθους μικρότερη από αυτή που τοποθετείται κοντά στην κάθοδο.

Επόμενη δοκιμή ήταν η αλλαγή της τιμής της διαφοράς δυναμικού στη δίοδο. Τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων φαίνονται στο επόμενο διάγραμμα:



Εικόνα 4.10: Εξάρτηση της έντασης του ολικού ρεύματος από τη διαφορά δυναμικού, για σταθερό μαγνητικό πεδίο 2 T.

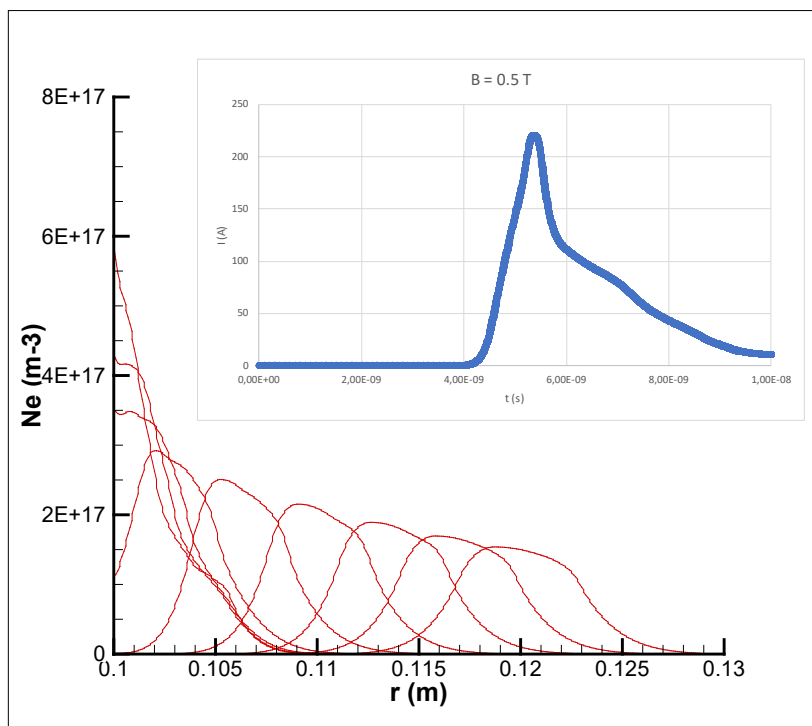
Από εδώ φαίνεται ότι όσο αυξάνεται η διαφορά δυναμικού τόσο μεγαλώνει η ένταση του εξαγόμενου ρεύματος, μέχρι όμως περίπου τα 2 MV, με σταθερό μαγνητικό πεδίο. Από εκεί και πέρα παρατηρείται μείωση του ρεύματος. Αυτό εξηγείται αν ληφθεί υπόψη το γεγονός ότι αύξηση της διαφοράς δυναμικού οδηγεί σε μεγαλύτερη κινητική ενέργεια των φορτίων και άρα μικρότερο χρόνο κίνησης από την κάθοδο στην άνοδο. Όμως τα ηλεκτρόνια όταν αποκτήσουν μεγάλες ταχύτητες κλείνουν πολύ γρήγορα το κύκλωμα και το ρεύμα των ιόντων μικραίνει. Σημειώνεται πως, καθώς ο στόχος του πειράματος είναι η εξαγωγή αρνητικών ιόντων χωρίς την παρουσία ηλεκτρονίων, μόλις ηλεκτρόνια καταγράφονταν να φτάνουν στην άνοδο, η προσομοίωση διεκόπτετο.

Μία δυσκολία που αντιμετωπίστηκε κατά την αύξηση του ηλεκτρικού πεδίου ήταν η σχετικιστική ταχύτητα των ηλεκτρονίων. Σύμφωνα με την θεωρία της σχετικότητας, ένα σωματίδιο που κινείται με ταχύτητες κοντά στην ταχύτητα του φωτός αυξάνει την μάζα του σύμφωνα με την παρακάτω σχέση:

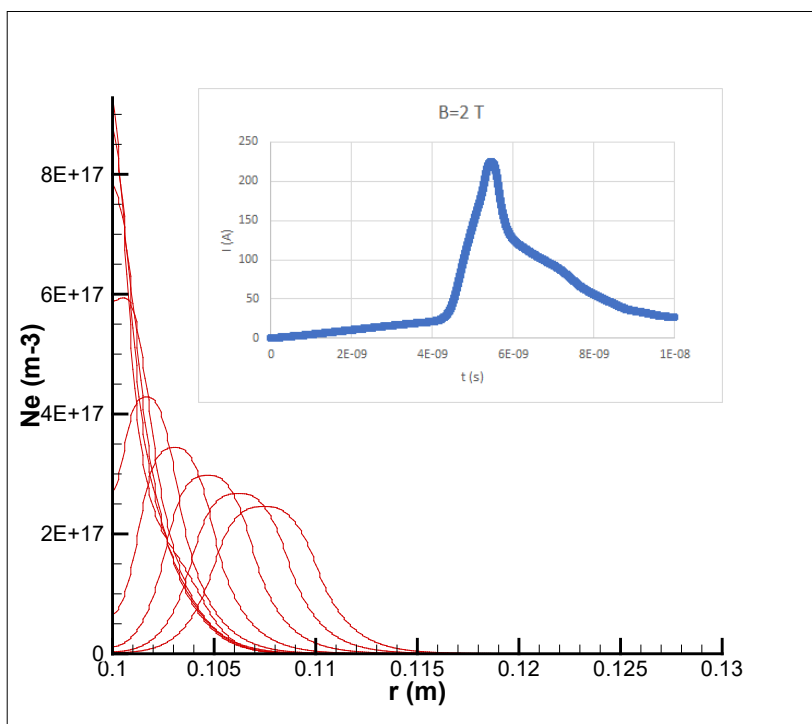
$$m' = \frac{m_e}{\sqrt{1 - v_e^2/c^2}}$$

Έτσι, το σωματίδιο μειώνει την επιτάχυνσή του και δεν μπορεί να φτάσει την ταχύτητα του φωτός c . Το πηλίκο $\frac{m' - m_e}{m'}$ δίνει την απόκλιση της μάζας και της ορμής ηρεμίας από τις αντίστοιχες σε σχετικιστικό επίπεδο, και θεωρείται ότι όταν είναι μεγαλύτερο από 1% τότε τα σχετικιστικά φαινόμενα πρέπει να λαμβάνονται υπόψη. Στο πρόβλημά μας, λαμβάνοντας υπόψη την απόσταση μεταξύ ανόδου και καθόδου, και με διαφορά δυναμικού 1 MV, η απόκλιση γίνεται μεγαλύτερη από 1% ήδη σε απόσταση 0,1 mm από την κάθοδο, ενώ σε απόσταση 7,5 mm που είναι αρχικά το έξω όριο του πλάσματος, η απόκλιση γίνεται 8,48%. Λόγω της απόκλισης αυτής, τροποποιήθηκε ο κώδικας έτσι ώστε να λαμβάνει υπόψη τη σχετικιστική μάζα του ηλεκτρονίου και όχι την μάζα ηρεμίας του. Για τα αρνητικά ιόντα υδρογόνου δεν χρειάζεται αυτή η διόρθωση διότι η μάζα ηρεμίας τους είναι 1836 φορές μεγαλύτερη και δεν αποκτούν σχετικιστικές ταχύτητες μέσα στη δίοδο.

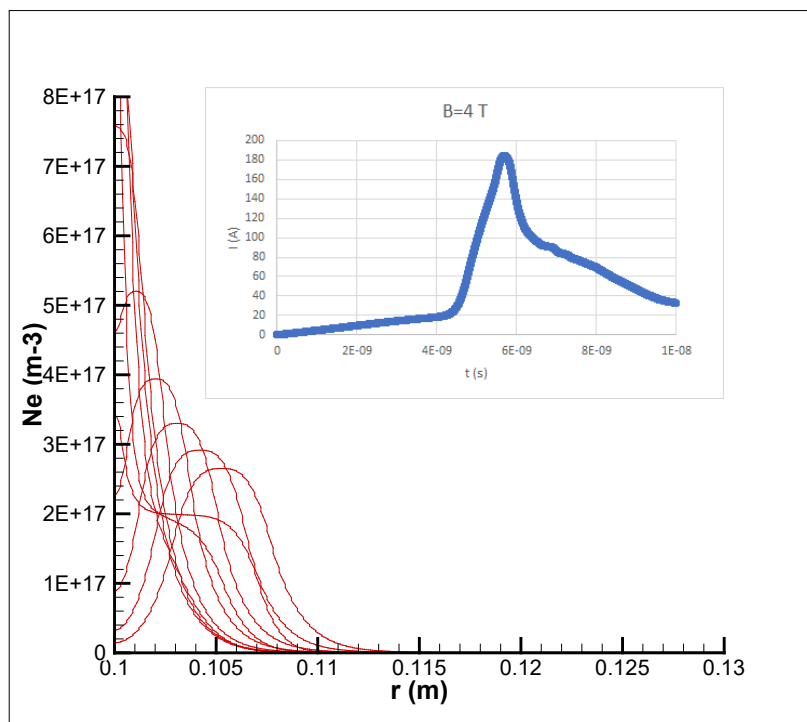
Στην συνέχεια, παρουσιάζεται η διερεύνηση που έγινε σε σχέση με το εξαγόμενο ρεύμα αρνητικών ιόντων. Στις εικόνες 4.11-4.13 που ακολουθούν φαίνεται η κίνηση των ηλεκτρονίων σε σχέση με την ακτινική απόσταση και επιπλέον ο ρυθμός διέλευσης των ιόντων (ρεύμα) σε σχέση με το χρόνο για διάφορες τιμές της έντασης του μαγνητικού πεδίου.



Εικόνα 4.11: Χωρική κατανομή της ηλεκτρονιακής πυκνότητας (κόκκινο) και χρονική εξέλιξη του εξαγόμενου ρεύματος αρνητικών ιόντων (μπλε) για ένταση μαγνητικού πεδίου 0.5 T.



Εικόνα 4.12: Χωρική κατανομή της ηλεκτρονιακής πυκνότητας (κόκκινο) και χρονική εξέλιξη του εξαγόμενου ρεύματος αρνητικών ιόντων (μπλε) για ένταση μαγνητικού πεδίου 2 T.

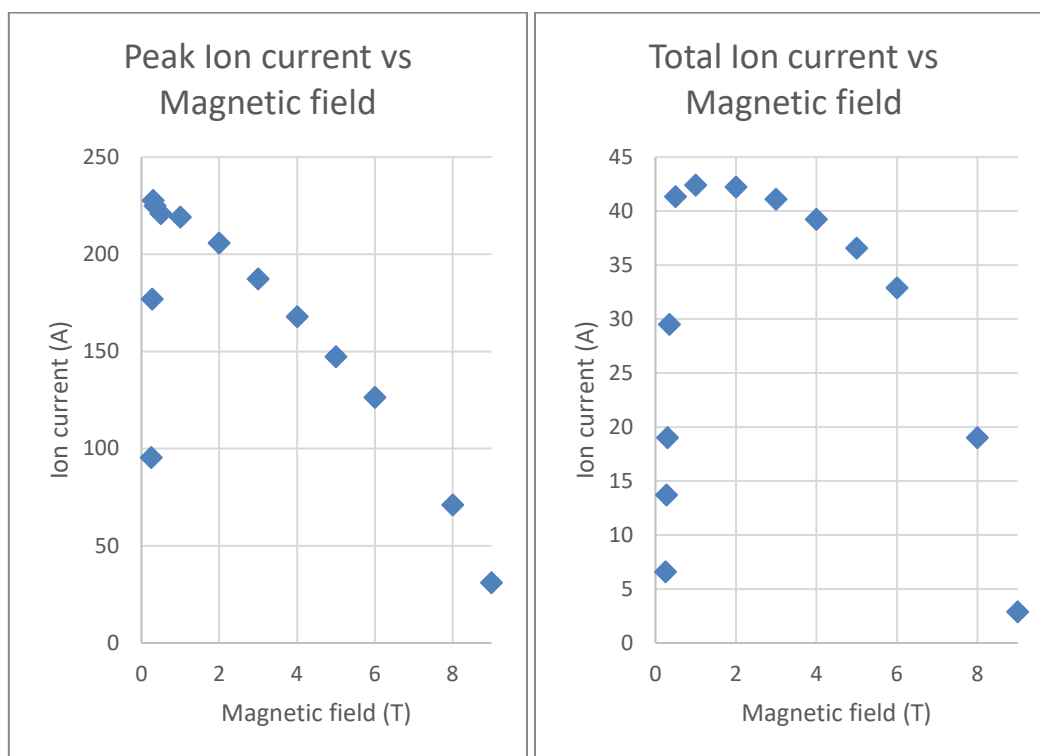


Εικόνα 4.13: Χωρική κατανομή της ηλεκτρονιακής πυκνότητας (κόκκινο) και χρονική εξέλιξη του εξαγόμενου ρεύματος αρνητικών ιόντων (μπλε) για ένταση μαγνητικού πεδίου 4 T.

Από τις εικόνες 4.11-4.13 συμπεραίνεται ότι η ένταση του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου είναι εκείνη που καθορίζει την ακτινική θέση της εικονικής καθόδου και ότι η θέση αυτή με τη σειρά της επηρεάζει την τιμή του μέγιστου εξαγόμενου ρεύματος. Δεν επηρεάζει όμως τον χρόνο που χρειάζεται να παρέλθει για την εξαγωγή των αρνητικών ιόντων. Και στις τρεις περιπτώσεις φαίνεται ότι στα τέσσερα πρώτα ns δεν υπάρχει σημαντική παραγωγή αρνητικών ιόντων καθώς δεν έχει περάσει αρκετός χρόνος έτσι ώστε τα ιόντα να διασχίσουν την απόσταση ανόδου-καθόδου. Ακολουθώντας, παρατηρείται ταχεία και σταθερή αύξηση του ρεύματος καθώς ολοένα και περισσότερα αρνητικά ιόντα αρχίζουν να φτάνουν στην άνοδο. Μετά την κορύφωση της έντασης του ρεύματος στα 5,5 ns, αυτή αρχίζει να μειώνεται με μεταβαλλόμενο ρυθμό που αποδίδεται στο δυναμικά μεταβαλλόμενο ηλεκτρικό πεδίο ανάμεσα σε άνοδο και κάθοδο. Είναι λογικό να μην αφήσει κανείς τον παλμό να διαρκέσει τόσο όσο χρειάζεται για να εξαχθούν όλα τα αρνητικά ιόντα, καθώς η ένταση του ρεύματος είναι πολύ μικρή μετά την διέλευση της κορυφής (του μέγιστου) του παλμού από την άνοδο και αυτό θα μειώνει την μέση έντασή του. Αντίθετα, είναι καλύτερο και πιο αποδοτικό

από την σκοπιά της ισχύος της παραγόμενης δέσμης ιόντων, να γίνεται διακοπή του παλμού π.χ. μετά από 10 ns και να ξεκινάει νέος.

Ένα επί πλέον εύρημα από τις προσομοιώσεις είναι ότι υπάρχει ένα βέλτιστο εύρος τιμών έντασης μαγνητικού πεδίου για τις οποίες διατηρείται η μαγνητική μόνωση ενώ ταυτόχρονα μεγιστοποιείται η ένταση του εξαγόμενου ρεύματος ιόντων. Όπως έχει αναφερθεί προηγουμένως, σύμφωνα με την βιβλιογραφία όταν το μαγνητικό πεδίο είναι $1,5 \cdot B_{cr}$ τότε η εξαγόμενη πυκνότητα ρεύματος είναι ίση με αυτή που δίνει το όριο Child-Langmuir. Έγινε ο σχετικός έλεγχος πραγματοποιώντας εκτελέσεις του προγράμματος με διαφορετικές τιμές εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, κρατώντας τις υπόλοιπες αρχικές παραμέτρους σταθερές και υπολογίζοντας κάθε φορά το εξαγόμενο ρεύμα ιόντων. Τα αποτελέσματα αυτά φαίνονται παρακάτω, στην Εικόνα 4.14.

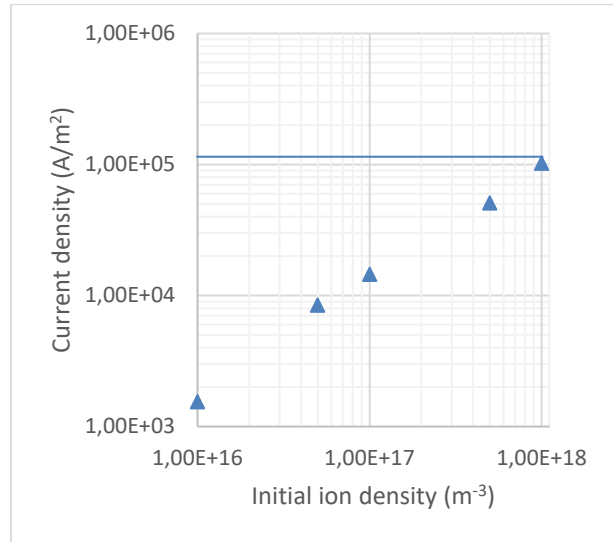


Εικόνα 4.14: Μέγιστο (αριστερά) και συνολικό (δεξιά) εξαγόμενο ρεύμα ιόντων σε σχέση με το μαγνητικό πεδίο για αρχική πυκνότητα ιόντων $2 \cdot 10^{17} \text{ m}^{-3}$ και διαφορά δυναμικού ανόδου-καθόδου 1 MV. Η επιφάνεια της διόδου (για τον υπολογισμό του ρεύματος) είναι 25 cm^2 .

Από την Εικόνα 4.14 φαίνεται ότι το μέγιστο του ρεύματος ιόντων σε μεγιστοποιείται για μια στενή περιοχή τιμών έντασης μαγνητικού πεδίου, ενώ το ολικό εξαγόμενο ρεύμα εμφανίζει διαφορετική συμπεριφορά έχοντας ένα ευρύτερο πεδίο τιμών, μεταξύ 0,5 και 4 T. Αυτό εξηγείται ως εξής: Σε μια μαγνητικά μονωμένη δίοδο, η απόσταση ανόδου-καθόδου ορίζεται ως η απόσταση από την εικονική κάθοδο, όπου βρίσκεται αυτή κάθε φορά, και την άνοδο. Η θέση της εικονικής καθόδου εξαρτάται από την τιμή του εξωτερικά εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου (όταν οι άλλες παράμετροι είναι σταθερές). Συνεπώς, η τιμή του εξαγόμενου ρεύματος είναι διαφορετική για διαφορετικές τιμές έντασης του μαγνητικού πεδίου. Για χαμηλές τιμές έντασης μαγνητικού πεδίου η ένταση του εξαγόμενου ρεύματος είναι χαμηλή διότι η ασθενής μαγνητική μόνωση επιτρέπει στα ηλεκτρόνια να φθάνουν στην άνοδο και να κλείνουν το κύκλωμα πριν φτάσουν τα αρνητικά ιόντα. Επομένως δεν προλαβαίνουν να δημιουργηθούν τα ρεύματα των αρνητικών ιόντων μέσα στη δίοδο. Για πολύ υψηλές τιμές έντασης μαγνητικού πεδίου από την άλλη, το εξαγόμενο ρεύμα ιόντων μειώνεται λόγω της συγκράτησης της θέσης της εικονικής καθόδου πολύ κοντά στην φυσική κάθοδο, με αποτέλεσμα την ελάττωση του ηλεκτρικού πεδίου. Αυτό επηρεάζει περισσότερο τα μέγιστα του ρεύματος ιόντων και λιγότερο το συνολικό ρεύμα.

Η χρήση του κώδικα επιτρέπει τον καθορισμό κάθε φορά της βέλτιστης τιμής έντασης μαγνητικού πεδίου για κάθε είδος σωματίων και για διαφορετικές φυσικές ή γεωμετρικές παραμέτρους.

Τέλος, έγιναν προσομοιώσεις κρατώντας τώρα όλες τις υπόλοιπες μεταβλητές σταθερές, πλην της αρχικής πυκνότητας ηλεκτρονίων και ιόντων. Χρησιμοποιήθηκαν εδώ μόνο τιμές πυκνότητας πλάσματος οι οποίες δίνουν την μεγαλύτερη πιθανότητα για την παραγωγή αρνητικών ιόντων. Έχει αναφερθεί στη βιβλιογραφία [45] ότι στις πυκνότητες πλάσματος που εξετάζονται, η πυκνότητα των αρνητικών ιόντων στο πλάσμα αυξάνεται γραμμικά με την πυκνότητα του πλάσματος και η παρατήρηση αυτή έχει ληφθεί υπόψη στις αρχικές συνθήκες πλάσματος που χρησιμοποιήθηκαν για τις προσομοιώσεις που παρουσιάζονται στο παρακάτω διάγραμμα.



Εικόνα 4.15: Εξάρτηση της πυκνότητας του ρεύματος αρνητικών ιόντων από την αρχική πυκνότητα αρνητικών ιόντων στο πλάσμα. Η οριζόντια γραμμή δείχνει το όριο Child-Langmuir για την συγκεκριμένη διάταξη.

Φαίνεται από αυτή τη σειρά προσομοιώσεων, ότι η ένταση του εξαγόμενου ρεύματος είναι σχεδόν γραμμικά εξαρτώμενη από την αρχική πυκνότητα αρνητικών ιόντων στο πλάσμα. Πρέπει να σημειωθεί όμως ότι σε πολύ υψηλές πυκνότητες πλάσματος, που υπερβαίνουν τα 10^{21} m^{-3} τα αρνητικά ιόντα καταστρέφονται πολύ γρήγορα και άρα μειώνεται το συνολικό εξαγόμενο ρεύμα.

4.5 Σύγκριση με το νόμο των Child-Langmuir

Ο νόμος των Child-Langmuir δίνει την πυκνότητα ρεύματος J για ηλεκτρόνια τα οποία παράγονται στην κάθοδο μία επίπεδης γεωμετρίας διόδου με απόσταση d ανάμεσα σε κάθοδο και άνοδο:

$$J = \frac{4\varepsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m_e}} \frac{V^{3/2}}{d^2}$$

Η σχέση αυτή μπορεί επίσης να εφαρμοστεί και για ιόντα, με κατάλληλη προσαρμογή της μάζας. Η τιμή που δίνει ο νόμος των Child-Langmuir δίνει το άνω όριο του ρεύματος, όταν τα σωματίδια παράγονται κατά συνεχή τρόπο στην κάθοδο. Στην μαγνητικά

μονωμένη δίοδο, η τιμή της πυκνότητας ρεύματος μπορεί να είναι πάνω από μία τάξη μεγέθους μεγαλύτερη από την προβλεπόμενη από το νόμο Child-Langmuir, λόγω της επίδρασης του μαγνητικού πεδίου που περιορίζει την ηλεκτρονική κατανομή σε μια αργή κίνηση προς την άνοδο δημιουργώντας την εικονική κάθοδο, η οποία μειώνει τελικά την απόσταση ανόδου-καθόδου[64]. Αυτή η αύξηση της πυκνότητας ρεύματος, προϋποθέτει όμως τόσο την ύπαρξη ικανού αριθμού αρνητικών ιόντων στο πλάσμα, όσο και την συνεχή τροφοδότησή του καθ' όλη τη διάρκεια του παλμού από την οποία επίσης εξαρτάται. Στη διάταξη που προσομοιώθηκε με τον κώδικα, το όριο Child-Langmuir είναι $7.4 \cdot 10^4 \text{ A/m}^2$, όπως υπολογίζεται από την σχέση Child-Langmuir με προσέγγιση για την κυλινδρική συμμετρία [44]. Από τα αποτελέσματα του κώδικα που παρουσιάζονται τόσο στην Εικόνα 4.14, όσο και στην Εικόνα 4.15, προκύπτει ότι επιτυγχάνεται πυκνότητα ρεύματος αρνητικών ιόντων λίγο πάνω από το όριο που δίνει η σχέση Child-Langmuir ($j > j_{cl}$) στο βέλτιστο μαγνητικό πεδίο και μόνο σε υψηλές πυκνότητες πλάσματος. Όμως αυτό δεν οφείλεται τόσο στην αυξημένη πυκνότητα σωματιδίων, όσο στον αυξημένο αριθμό σωματιδίων που είναι διαθέσιμα προς εξαγωγή. Στο ίδιο συμπέρασμα καταλήγει κανείς μελετώντας τις εικόνες 4.11-4.13, όπου παρατηρείται σταδιακή μείωση του εξαγόμενου ρεύματος ιόντων μόλις εξαντληθούν τα ιόντα της αρχικής κατανομής.

Το φαινόμενο αυτό, η υπέρβαση δηλαδή του ορίου του Child-Langmuir ($j > j_{cl}$), γίνεται πιο έντονο όσο μεγαλύτερος σε διάρκεια είναι ο παλμός και έτσι αποκτά ενδιαφέρον το να υπάρχει μεγάλη πυκνότητα ιόντων για μεγάλη χρονική διάρκεια παλμών, της τάξης του 1 μs , κάτι που σημαίνει ότι πρέπει να γίνεται συνεχής παραγωγή πλάσματος αρνητικών ιόντων που να καλύπτει το χρόνο επιτάχυνσης και εξαγωγής τους. Αναφέρεται στη βιβλιογραφία [64] ότι με τον τρόπο αυτό το εξαγόμενο ρεύμα μπορεί να υπερβεί το προβλεπόμενο από τη σχέση Child-Langmuir μέχρι εκατό φορές.

4.6 Σύγκριση αποτελεσμάτων του κώδικα με αποτελέσματα πειραμάτων στη διεθνή βιβλιογραφία

Ήδη από την δεκαετία του 1980 πολλές επιστημονικές ομάδες έχουν αναφέρει αποτελέσματα από πειράματα με παλμικής λειτουργίας μηχανές διασυνδεδεμένες με μαγνητικά μονωμένες διόδους. Οι Agafonov et al. [46] έκαναν θεωρητικούς υπολογισμούς σύνθετης αντίστασης για μία επίπεδη δίοδο και πειράματα με κυλινδρική, οι Stinnett και Buttram [26] μελέτησαν και πρότειναν μία δίοδο που παράγει ιόντα λιθίου βασιζόμενοι στην εμπειρία με τον Hydramite, οι Paradichev et al. [47] ασχολήθηκαν με πειραματική εργασία επάνω στην δημιουργία του πλάσματος της καθόδου σε κυλινδρική δίοδο, οι Prohaska et al. [48] δοκίμασαν διάφορα είδη σωματιδίων πλάσματος καθόδου σε δίοδο gas-puff, οι Horioka et al. [49] χρησιμοποίησαν κυλινδρική δίοδο με διάφορα υλικά καθόδου και οι Mozgonov et al. [50] πειραματίστηκαν με ημιτονοειδείς προ-παλμούς σε κυλινδρική δίοδο. Τα αποτελέσματα από τις έρευνες αυτές ποικίλουν και εξαρτώνται εν πολλοίς από την μέθοδο που χρησιμοποίησαν για την παραγωγή του πλάσματος καθόδου. Οι περισσότερες ομάδες κάνουν χρήση ενός ή περισσότερων προ-παλμών με εναλλασσόμενη πολικότητα και για διάφορες χρονικές διάρκειες. Αυτό επιβεβαιώνει το γεγονός ότι η δημιουργία του πλάσματος πριν την εφαρμογή του κύριου παλμού είναι σημαντική για την δημιουργία των αρνητικών ιόντων. Σημειώνεται εδώ ότι λόγω των πολλών και διαφορετικών μεθόδων που έχουν χρησιμοποιηθεί από τις ομάδες αυτές, τα αποτελέσματα που αναφέρουν μπορεί να μην είναι άμεσα συγκρίσιμα. Έτσι, στον πίνακα III.1 του παραρτήματος καταγράφονται τα πειραματικά δεδομένα από εκείνα τα άρθρα που παρέχουν στοιχεία για τις γεωμετρικές και φυσικές παραμέτρους του πλάσματος και της συσκευής και επιτρέπουν την σύγκριση με τα αποτελέσματα του αριθμητικού κώδικα. Όλες φυσικά οι διαμορφώσεις των πειραμάτων του πίνακα αφορούν μία δίοδο με απόσταση ανόδου-καθόδου μερικών εκατοστών με χρήση εξωτερικού μαγνητικού πεδίου μερικών T. Έγινε χρήση του κώδικα για την προσομοίωση της λειτουργίας καθεμιάς από τις διαμορφώσεις αυτές, προσπαθώντας να αναπαραχθούν οι αντίστοιχες αρχικές συνθήκες του πλάσματος. Σε ορισμένα από τα πειράματα αυτά, λόγω ελλειπών στοιχείων για τις συνθήκες διεξαγωγής τους, έγιναν

ορισμένες παραδοχές. Συγκεκριμένα, στο δεύτερο πείραμα των Horioka et al. δεν αναφέρεται πυκνότητα πλάσματος, όμως λόγω του πολύ μικρού εξαγόμενου ρεύματος, μπορεί να γίνει η υπόθεση ότι ο αριθμός των αρνητικών ιόντων σε αυτό εξαντλήθηκε πολύ γρήγορα και άρα η πυκνότητα ήταν πολύ μικρή. Στην προσομοίωση χρησιμοποιήθηκε επομένως η μικρότερη πυκνότητα πλάσματος που έχει αναφερθεί στη βιβλιογραφία, δηλαδή 10^{10} cm^{-3} . Επίσης, στο πείραμα των Stinnett και Buttram η μαγνητική μόνωση δεν προερχόταν από εξωτερικό μαγνητικό πεδίο, αλλά από το μαγνητικό πεδίο που παρήγαγε η ίδια η γραμμή μεταφοράς που δεν είναι ούτε χωρικά ούτε χρονικά σταθερό. Εδώ έγινε η παραδοχή $B = 1,5 \cdot B_{cr}$, ότι δηλαδή το μαγνητικό πεδίο ήταν 1,5 φορά μεγαλύτερο από το κρίσιμο, όπως έχει αναφερθεί στην παράγραφο 3.2.2 ότι πρέπει να συμβαίνει έτσι ώστε να έχουμε μέγιστο εξαγόμενο ρεύμα αρνητικών ιόντων.

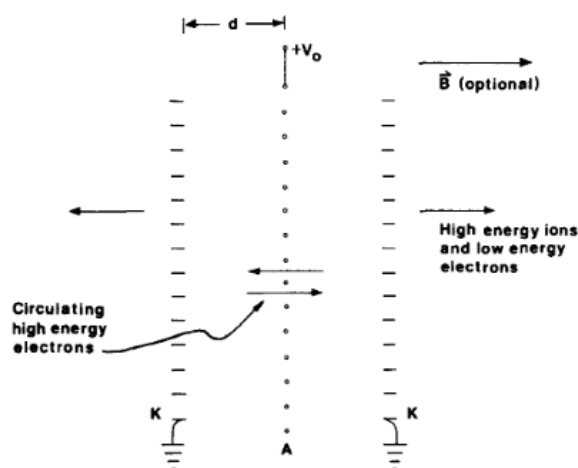
Μετά από τις προσομοιώσεις αυτές, διαπιστώθηκε ότι τα αποτελέσματα του κώδικα είναι σε καλή συμφωνία με τα δημοσιευμένα πειραματικά δεδομένα. Στον πίνακα III.1 αναφέρεται εξαγόμενη πυκνότητα ρεύματος αρνητικών ιόντων όπως υπολογίστηκε από τον κώδικα. Σε όσα πειράματα οι τιμές της πυκνότητας του ρεύματος δίνονται με εύρος τιμών, η σύγκριση γίνεται με τον μέσο όρο τους. Όλα τα αποτελέσματα συμπίπτουν σε επίπεδο τάξης μεγέθους, και ορισμένα συμπίπτουν με απόκλιση κάτω του 10%. Σε δύο από τα πειράματα, σε αυτά των Mozgonov et al. και Paradichev et al., ο κώδικας δίνει χαμηλότερες τιμές ρεύματος από αυτές του πειράματος. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι ο κώδικας δεν προσομοιώνει την συνεχή τροφοδότηση του πλάσματος με αρνητικά ιόντα, με αποτέλεσμα αυτά να εξαντλούνται και να μειώνεται η πυκνότητα του εξαγόμενου ρεύματος. Από την Εικόνα 4.15 όμως και τη γραμμική συμπεριφορά που φαίνεται ότι έχει η πυκνότητα του εξαγόμενου ρεύματος σε σχέση με την πυκνότητα των ιόντων στο πλάσμα, είναι επιτρεπτό κάνοντας γραμμική παρεμβολή να υπολογιστούν τα εξαγόμενα ρεύματα και τα οποία συμφωνούν με αυτά του πειράματος. Οι τιμές αυτές έχουν επισημανθεί στον πίνακα III.1 με αστερίσκο (*).

Από τα παραπάνω πειραματικά και αριθμητικά αποτελέσματα γίνεται φανερό ότι η μαγνητικά μονωμένη δίοδος μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως πηγή δέσμης αρνητικών

ιόντων, επιταχύνοντας και εξάγοντας υψηλές εντάσεις ρεύματος [41,51-52]. Από τον πίνακα III.1 του παραρτήματος επί πλέον εξάγεται το συμπέρασμα ότι στο πλάσμα της καθόδου έχει επιβεβαιωθεί πειραματικά η δημιουργία υψηλών πυκνοτήτων αρνητικών ιόντων υδρογόνου, μέχρι 10^{13} cm^{-3} .

4.7 Προσομοίωση λειτουργίας μαγνητικά μονωμένης διόδου με θετικά ιόντα

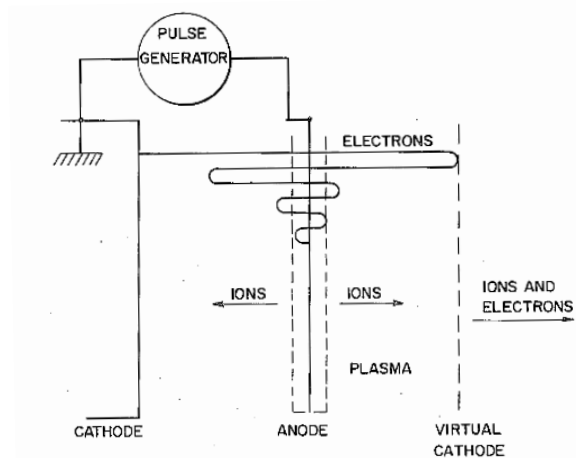
Όπως έχει αναφερθεί στα προηγούμενα, η μαγνητικά μονωμένη δίοδος μπορεί να τροποποιηθεί κατάλληλα και να επιταχύνει έτσι και άλλα σωματίδια, όπως για παράδειγμα πρωτόνια. Μία από τις τροποποιήσεις που έχουν προταθεί παλαιότερα είναι η λεγόμενη τρίοδος (reflex triode) που φαίνεται παρακάτω:



Εικόνα 4.16: Διάταξη *reflex-triode* [Reprinted by permission from [53]].

Στην διάταξη αυτή υπάρχουν δύο γειωμένες κάθοδοι και μια άνοδος ανάμεσά τους, ενώ εφαρμόζεται ένα εξωτερικό μαγνητικό πεδίο. Τα ηλεκτρόνια περιστρέφονται σε κυκλικές τροχιές γύρω από την άνοδο ενώ τα θετικά ιόντα συλλέγονται από τις δύο καθόδους. Σε μια παραλλαγή της διάταξης αυτής, η μία κάθοδος μπορεί να

παραλειφθεί και να αντικατασταθεί από μία εικονική κάθοδο που δημιουργείται από την ηλεκτρονική κατανομή, όπως φαίνεται στην Εικόνα 4.17 που ακολουθεί.

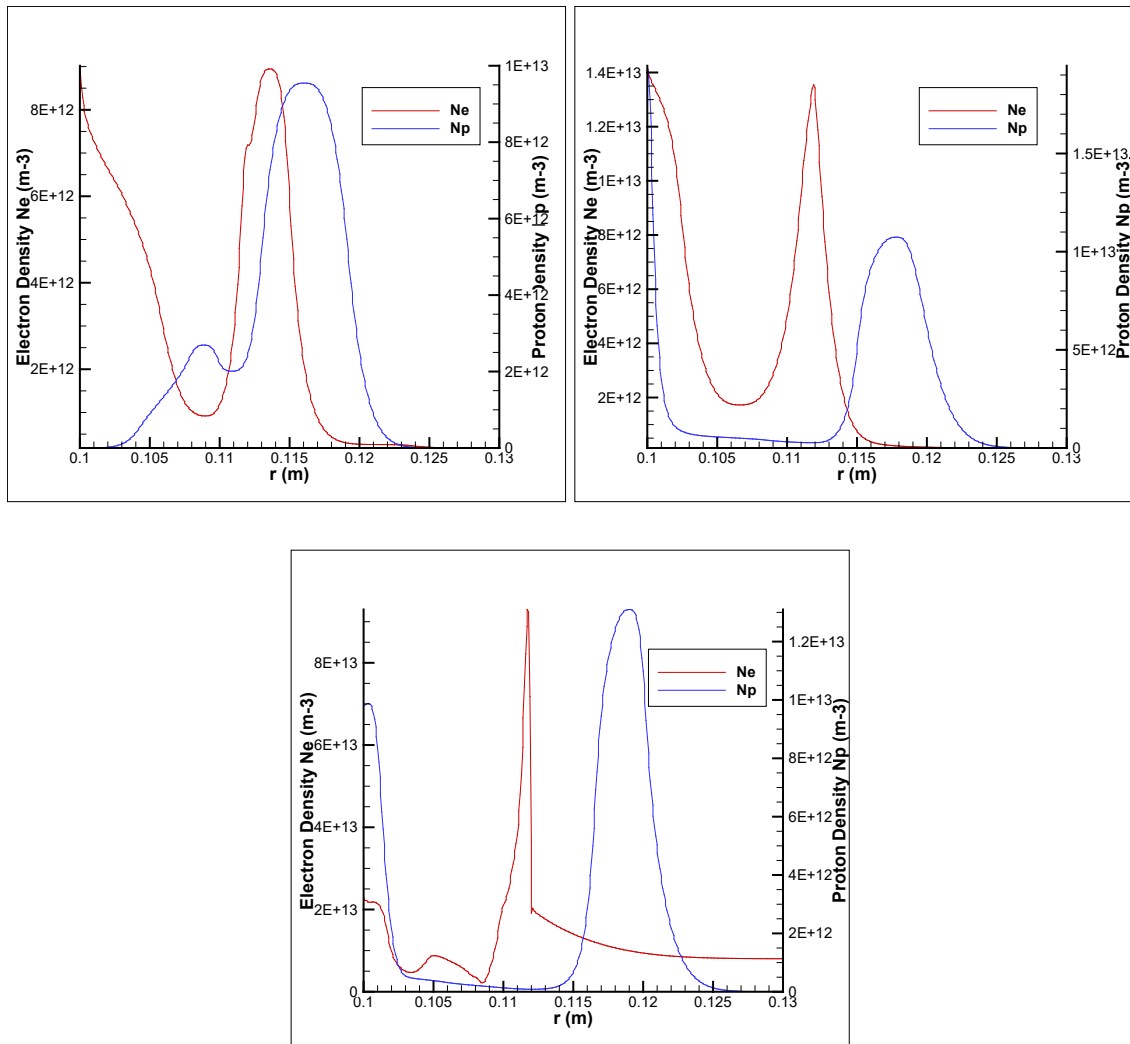


Εικόνα 4.17: Reflex triode με εικονική κάθοδο [54].

Προκειμένου να ελεγχθεί η καταλληλότητα του κώδικα για προσομοίωση εναλλακτικών διατάξεων, έγινε κατάλληλη τροποποίησή του αναφορικά με τα εφαρμοζόμενα πεδία και τις αρχικές κατανομές πυκνότητας για να προσομοιωθεί η διάταξη της Εικόνας 4.17. Σκοπός είναι η απλώς η επίδειξη της λειτουργίας της τριόδου και για το λόγο αυτό, όπως και στις προηγούμενες περιπτώσεις, η αρχική κατανομή των σωματιδίων είναι περιορισμένη και δεν τροφοδοτείται συνεχώς.

Μία πρώτη δυσκολία που εμφανίστηκε μετά την προσθήκη του επιπλέον είδους σωματιδίων ήταν το γεγονός ότι αυξήθηκε η απαιτούμενη υπολογιστική ισχύς και άρα χρειάστηκαν αρκετά μεγαλύτεροι χρόνοι προσομοίωσης. Παρόλα αυτά, έγιναν αρκετές εκτελέσεις του κώδικα έτσι ώστε ναδειχθεί ότι ο κώδικας λειτουργεί σωστά και σε αυτήν την περίπτωση.

Στις εικόνες που ακολουθούν, παρατίθενται γραφικές παραστάσεις της πυκνότητας των ηλεκτρονίων Ne (κόκκινο) και των πρωτονίων Np (μπλε) σε μία διάταξη reflex triode με εικονική κάθοδο με μαγνητική μόνωση 1 T και διαφορά δυναμικού 1 MV.

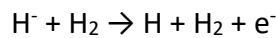


Εικόνες 4.18-4.20: Πυκνότητα ηλεκτρονίων (N_e , κόκκινο) και πρωτονίων (N_p , μπλε) σε μία διάταξη *reflex triode* με εικονική κάθοδο σε τρεις διαφορετικές χρονικές στιγμές: Επάνω δεξιά η στιγμή 1 ns, επάνω αριστερά η στιγμή 2 ns και κάτω η στιγμή 9 ns.

Στις γραφικές αυτές παραστάσεις φαίνεται η ταλάντωση των ηλεκτρονίων γύρω από την άνοδο που εδώ είναι στο κέντρο της διάταξης στα 0,115 m, και η εξαγωγή των πρωτονίων τόσο από την φυσική κάθοδο (αριστερά) όσο και από την εικονική (δεξιά), όπως έχουν δείξει τα σχετικά πειράματα.

5 Ουδετεροποίηση

Καθώς όπως προαναφέρθηκε το σύστημα θέρμανσης με ουδέτερα σωματίδια αναμένεται να συνεισφέρει σχεδόν τη μισή από την απαιτούμενη ισχύ θέρμανσης του ITER, όταν υπάρχει χαμηλή απόδοση στο σύστημα αυτό υπάρχει μεγάλη απώλεια ενέργειας. Η μέθοδος που χρησιμοποιείται κυρίως σήμερα για την ουδετεροποίηση της δέσμης αρνητικών ιόντων υψηλής ισχύος είναι μέσω κρούσεων με τα μόρια ενός αερίου, για παράδειγμα με μοριακό υδρογόνο (gas cell). Στην περίπτωση αυτή οι κύριες διαδικασίες που συμβαίνουν είναι οι παρακάτω.



Επειδή η δεύτερη αντίδραση ανταγωνίζεται την πρώτη ελαττώνοντας την συνολική απόδοση της μεθόδου, αναμένεται χαμηλή απόδοση. Πειραματικά έχει βρεθεί ότι η μέγιστη αναμενόμενη απόδοση της διαδικασίας για δέσμη αρνητικών ιόντων ενέργειας 1 MeV φτάνει το 58-60% [55,56]. Για τις υψηλότερες ενέργειες που μπορεί να απαιτούνται για τον DEMO, η απόδοση είναι ακόμα μικρότερη. Επίσης, για την ψύξη του κελιού απαιτούνται ενεργοβόρα συστήματα που μειώνουν περαιτέρω την συνολική απόδοση.

Εναλλακτική μέθοδος είναι η χρήση ουδετεροποιητή πλάσματος (plasma neutralizer), με την οποία η αποδοτικότητα της εξουδετέρωσης μπορεί να φτάσει το 80% για ένα ποσοστό ιονισμού 30% ενώ και το απαιτούμενο αέριο είναι πολύ λιγότερο [57].

Έχει προταθεί επίσης ουδετεροποίηση με χρήση υπερηχητικού ακροφυσίου με ατμό λιθίου το οποίο ψεκάζεται κάθετα στη διεύθυνση διάδοσης της δέσμης [56]. Η μέγιστη απόδοση που αναφέρεται με τη μέθοδο αυτή φτάνει το 65% για δέσμη H^- 400 keV ή 800 keV D^- .

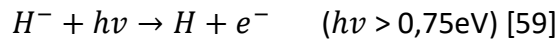
Η ηλεκτρομαγνητική απόσπασης του επιπλέον ηλεκτρονίου, τέλος, δηλαδή η απομάκρυνσή του με ισχυρό ηλεκτρικό πεδίο είναι ανεφάρμοστη για τον Tokamak διότι

η ένταση του πεδίου που απαιτείται για να ουδετεροποιηθεί σε ικανοποιητικό ποσοστό η δέσμη ιόντων είναι πάρα πολύ μεγάλη και φτάνει σχεδόν τα 2,3 MV/cm [58].

5.1 Φωτοαπόσπαση

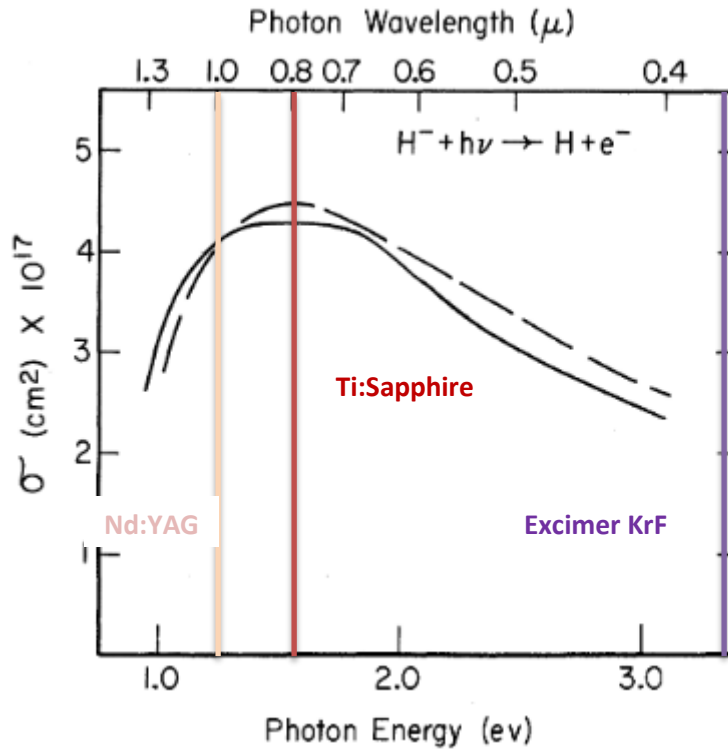
Η μέθοδος που προτείνεται για χρήση με την μαγνητικά μονωμένη δίοδο είναι η φωτοαπόσπαση (photo-detachment). Σε αυτήν τη μέθοδο η απομάκρυνση του επιπλέον ηλεκτρονίου γίνεται μέσω αλληλεπίδρασης με φωτόνια προερχόμενα από ένα κατάλληλο παλμικό λέιζερ.

Η εξίσωση που περιγράφει την φωτοαπόσπαση για την περίπτωση ενός αρνητικού ιόντος υδρογόνου (ή δευτερίου) είναι:



και έχει cross-section $\sigma \sim 4 \cdot 10^{-17} \text{ cm}^2$ όταν η ενέργεια κάθε φωτονίου είναι περίπου 1,5 eV, δηλαδή μήκος κύματος laser 800 nm. Η ελάχιστη ενέργεια που πρέπει να έχει το φωτόνιο για να αποσπάσει το ηλεκτρόνιο είναι ίση ή μεγαλύτερη από την ενέργεια πρόσδεσής του, δηλαδή 0,75 eV.

Η εξάρτηση του cross-section της φωτο-απόσπασης από το μήκος κύματος της δέσμης λέιζερ φαίνεται στην Εικόνα 5.1:



Εικόνα 5.1: Εξάρτηση του cross-section της φωτοαπόσπασης από το μήκος κύματος του λέιζερ [60].

Τα βασικά μήκη κύματος των τριών πιο συνηθισμένων συστημάτων λέιζερ είναι σχεδιασμένα με βέλη. Φαίνεται ότι τα βέλτιστα μήκος κύματος είναι αυτά των Ti:Sapphire (800 nm) και Nd:YAG (1064 nm) ενώ αυτό του KrF (248 nm) έχει αρκετά μικρότερη πιθανότητα να απομακρύνει το ηλεκτρόνιο.

Η ισχύς που απαιτείται να έχει η προσπίπτουσα δέσμη λέιζερ είναι

$$P = \frac{(1-R) \cdot h \cdot c \cdot w \cdot v \cdot \text{Log}\left(\frac{1}{1-\eta_N}\right)}{\eta_L \cdot \sigma \cdot \lambda} \quad [61]$$

όπου η_L η απόδοση του λέιζερ, R ο συντελεστής ανάκλασης των τοιχωμάτων της κοιλότητας, σ το cross-section της φωτοαπόσπασης, λ το μήκος κύματος, w το πλάτος της κοιλότητας, v η ταχύτητα των ιόντων και η_N η τελική απόδοση της φωτοαπόσπασης. Για να προκύπτει τελικά απόδοση πάνω από 60% (που είναι η απόδοση στην ουδετεροποίηση με κρούση) και να είναι η μέθοδος αυτή συμφέρουσα, πρέπει το (1-

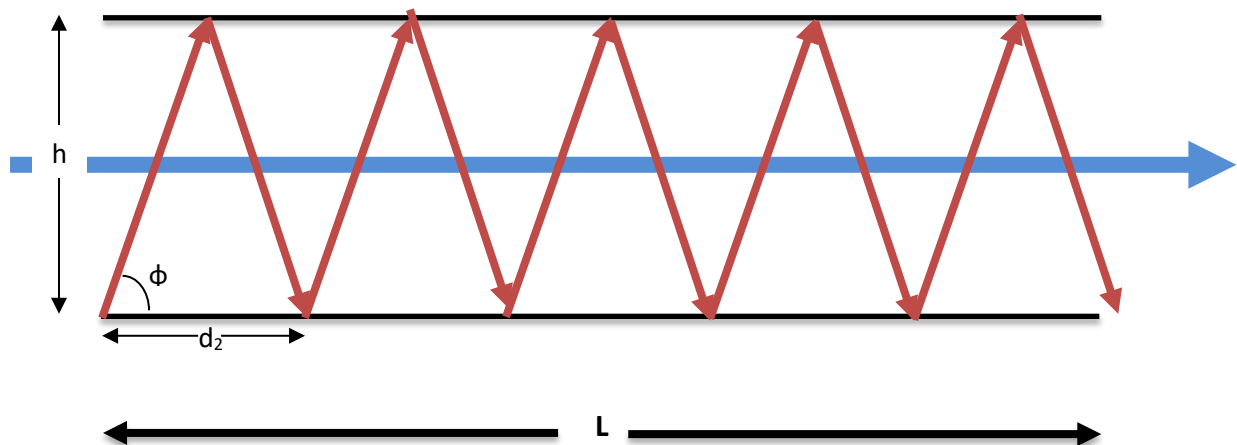
R/η_L να είναι από 0,01 ως 0,02. Δεδομένου ότι τα σύγχρονα μm λέιζερ έχουν απόδοση μέχρι 15% [62], ο συντελεστής ανάκλασης της επιφάνειας θα πρέπει να είναι τουλάχιστον 99,7%.

		Ti:Saphire	Nd:YAG	Excimer KrF	
Laser wavelength	λ	8,00E-07	1,00E-06	2,45E-07	m
Intensity	Φ_w	1,00E+11	1,00E+11	1,00E+11	Wm ⁻²
Efficiency %	$\eta\%$	99,70%	99,83%	35,92%	

Πίνακας 5.1: Σύγκριση απόδοσης φωτοαπόσπασης συστημάτων λέιζερ [23].

5.2 Περιγραφή της κοιλότητας ουδετεροποίησης

Με βάση τα παραπάνω, αναζητείται η κατάλληλη γεωμετρία διάταξης που μπορεί να χρησιμοποιηθεί για την αλληλεπίδραση του λέιζερ με τη δέσμη των αρνητικών ιόντων. Το παρακάτω σχήμα απεικονίζει την προτεινόμενη σε αυτή την εργασία διάταξη:



Εικόνα 5.2: Προτεινόμενη διάταξη φωτοουδετεροποίησης

Η δέσμη του λέιζερ (κόκκινο χρώμα) εισέρχεται υπό γωνία φ στη διάταξη, η οποία αποτελείται από δύο παράλληλα κάτοπτρα μήκους L (ή εναλλακτικά, σύστημα

μικρότερων κατόπτρων σε καθορισμένη οριζόντια απόσταση d_2 μεταξύ τους) με κατακόρυφη απόσταση h μεταξύ τους. Η κοιλότητα που δημιουργείται με τον τρόπο αυτό ανακλά τη δέσμη λέιζερ ανάμεσα στα κάτοπτρα πολλές φορές. Η δέσμη των αρνητικών ιόντων (μπλε χρώμα) εισέρχεται οριζόντια παράλληλα στα κάτοπτρα και ανάμεσα σε αυτά. Έστω x το μήκος της αλληλεπίδρασης του λέιζερ και των ιόντων κάθε φορά που αυτά συναντώνται (εκεί που τέμνεται το κόκκινο και το μπλε χρώμα στο σχήμα).

Επειδή τόσο η δέσμη των ιόντων όσο και η δέσμη του λέιζερ δεν είναι συνεχείς αλλά η λειτουργία τους είναι παλμική, θα πρέπει οι παλμοί να έχουν τέτοια διάρκεια, ώστε η αλληλεπίδρασή τους να είναι ταυτόχρονη. Έστω χ_1, χ_2 το μήκος αλληλεπίδρασης της δέσμης ιόντων και λέιζερ αντίστοιχα, τότε θα ισχύει

$$v = \frac{\chi_1}{t_1} \text{ και } c = \frac{\chi_2}{t_2}$$

όπου t_1 και t_2 ο χρόνος πτήσης των παλμών των ιόντων και λέιζερ αντίστοιχα. Αφού όμως οι παλμοί είναι ταυτόχρονοι, $t_1=t_2$. Επομένως ο λόγος μεταξύ των μηκών αυτών θα πρέπει να είναι $\frac{\chi_1}{\chi_2} = \frac{v}{c}$, δηλαδή ο παλμός των ιόντων πρέπει να είναι πιο βραχύς από αυτόν του λέιζερ.

Επειδή ο παλμός λέιζερ συναντάει τη δέσμη υπό γωνία ϕ , θα πρέπει η x συνιστώσα της ταχύτητάς του να είναι τέτοια ώστε να αλληλεπιδρά πλήρως με τη δέσμη. Στον άξονα x θα ισχύει ότι: $c \cdot \cos\phi = \frac{\chi}{\Delta t} \leftrightarrow \Delta t = \frac{\chi}{c \cdot \cos\phi}$ και από εκεί υπολογίζεται η διάρκεια που πρέπει να έχουν οι παλμοί του λέιζερ.

Έστω τώρα u η ταχύτητα των ιόντων. Για να συναντάει κάθε φορά η δέσμη του λέιζερ τη δέσμη των ιόντων στο ίδιο σημείο, θα πρέπει να ισχύει $v = c \cdot \cos\phi$. Αφού, η απόσταση d_2 είναι $d_2 = \frac{2 \cdot h}{\tan\phi}$, τελικά το συνολικό μήκος αλληλεπίδρασης X θα είναι $X = \frac{L}{d_2} 2 \cdot x$, αφού σε κάθε μήκος d_2 οι δέσμες συναντώνται δύο φορές.

Ο υπολογισμός του ποσοστού ουδετεροποίησης γίνεται ως εξής:

$$-\frac{dn_i}{dt} = \sigma v n_i n_{ph} \xrightarrow{n_{ph} \gg n_i} \int_{n_{i0}}^{n_i} \frac{1}{n_i} = -\sigma v n_{ph} \int dt$$

$$\ln(n_i/n_{i0}) = -\sigma v n_{ph} t$$

Ενώ σύμφωνα με τα προηγούμενα, το $v t$ θα ισούται με το μήκος αλληλεπίδρασης X .

Επομένως η εξίσωση γίνεται

$$\frac{n_i}{n_{i0}} = e^{-\sigma X n_{ph}}$$

Θέτοντας η την απόδοση, προκύπτει:

$$\eta = 1 - \frac{n_i}{n_{i0}} = 1 - e^{-\sigma X n_{ph}} = 1 - e^{-\sigma X N_{ph}/V}$$

Ή εναλλακτικά, χρησιμοποιώντας την ενέργεια κάθε φωτονίου και την επιφάνεια στην οποία εστιάζει,

$$\eta = 1 - e^{-\sigma E_{ph}/h f S}$$

Για να θεωρηθεί αποτελεσματική αυτή η διάταξη θα πρέπει να γίνονται ουδέτερα το 90% των ιόντων, δηλαδή θα πρέπει να ισχύει ότι

$$\eta = 1 - e^{-\sigma E_{ph}/h f S} = 90\%$$

5.3 Υπολογισμός απόδοσης της διαδικασίας φωτοαπόσπασης

Η ταχύτητα των αρνητικών ιόντων μπορεί να υπολογιστεί από την κινητική τους ενέργεια $E = \frac{1}{2} m v^2$ η οποία στη περίπτωση δέσμης προερχόμενης από μαγνητικά μονωμένη δίοδο έχει ενέργεια, όπως αναλύθηκε σε προηγούμενα κεφάλαια, περίπου 1 MeV. Η ταχύτητά τους τότε είναι:

$$v = \sqrt{\frac{2E}{m}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 10^{-13} J}{1,67 \cdot 10^{-27} Kg}} = 1,39 \cdot 10^7 m/s$$

Άρα η γωνία ϕ θα πρέπει να είναι:

$$v = c \cdot \cos\phi \leftrightarrow \cos\phi = \frac{v}{c} \leftrightarrow \cos\phi = \frac{1,39 \cdot 10^7}{3 \cdot 10^8} \leftrightarrow \phi \cong 87 \text{ deg}$$

Ορίζονται αρχικά κάποιες λογικές τιμές για τις διαστάσεις της διάταξης: μήκος L ίσο με 10 m και απόσταση h μεταξύ των κατόπτρων ίση με 0,1 m. Η ένταση του ρεύματος των αρνητικών ιόντων τίθεται ίση με 40 A όπως προέκυψε από τις προσομοιώσεις του κώδικα, ενώ ο παλμός των ιόντων έχει διάρκεια 10 ns. Έτσι, έπεται ότι το φορτίο στη μονάδα του χρόνου είναι

$$Q = It = 40 \text{ A} \cdot 10 \cdot 10^{-9} \text{ s} = 4 \cdot 10^{-7} \text{ C}$$

Ο αριθμός των αρνητικών ιόντων N^- βρίσκεται διαιρώντας με το στοιχειώδες φορτίο

$$N^- = \frac{Q}{e} = \frac{4 \cdot 10^{-7} \text{ C}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ C}} = 2,5 \cdot 10^{12}$$

Θεωρώντας ότι η δέσμη λέιζερ έχει ενέργεια 2,5 Joule και γνωρίζοντας ότι το φωτόνιο των 800 nm φέρει ενέργεια 1,45 eV:

$$E_l = E_{ph} N_{ph}$$

$$N_{ph} = \frac{E_l}{E_{ph}} = \frac{2,5 \text{ J}}{2,32 \cdot 10^{-19} \text{ J}} = 1,08 \cdot 10^{19}$$

Ο αριθμός των ιόντων που έγιναν ουδέτερα στο πρώτο πέρασμα της δέσμης μας, δίνεται από τη σχέση:

$$N = N^- \frac{N_{ph}}{V^2} \sigma$$

Ο όγκος αλληλεπίδρασης ότι είναι ίσος με την διατομή του λέιζερ επί το μήκος αλληλεπίδρασης. Αν θεωρηθεί ότι η δέσμη του λέιζερ έχει διατομή ένα τετραγωνικό εκατοστό, τότε:

$$V = \chi \pi r^2 = \chi \pi (cm^3) = c \Delta t \pi = 300 \cdot \frac{10^8 cm}{s} \cdot 10 \cdot 10^{-9} s \cdot 3,14 = 942 cm^3$$

Τελικά, σε ένα πέρασμα έχουν γίνει ουδέτερα $1,15 \cdot 10^{12}$ ιόντα. Όμως στη διάταξη που περιγράφηκε και έχει μήκος 10 m και απόσταση μεταξύ των καθρεπτών h , θα γίνουν πολύ περισσότερα περάσματα. Είδαμε ότι $d_2 = \frac{2h}{\tan\varphi}$ και $X = \frac{L}{d_2} 2x$.

Συνδυάζοντας τις δύο σχέσεις, προκύπτει τελικά ότι το συνολικό μήκος αλληλεπίδρασης είναι

$$X = \frac{L \tan\varphi}{h} x = 2163x$$

Τελικά δηλαδή, τα ιόντα που γίνονται ουδέτερα είναι 2163 φορές περισσότερα, δηλαδή $2,48 \cdot 10^{15}$.

Διαιρώντας αυτό με τον αρχικό αριθμό ιόντων N^- που είχαμε, προκύπτει ποσοστό 92,48%, που ικανοποιεί τις απαιτήσεις του συστήματος.

Πρέπει να σημειωθεί ότι στη μελέτη αυτή δεν ελήφθη υπόψη το γεγονός ότι όσο τα αρνητικά ιόντα θα ουδετεροποιούνται, τόσο θα μειώνεται η πυκνότητά τους στο χώρο, επομένως ο ρυθμός ουδετεροποίησης θα ελαττώνεται εκθετικά με το χρόνο όσο προχωράει η δέσμη στη διάταξη.

Αναφέρεται επίσης ότι έχουν προταθεί μέθοδοι ανάκτησης της ενέργειας που χάνεται [62], δηλαδή τόσο των ηλεκτρονίων που ελευθερώνονται από την φωτο-απόσπαση όσο και των αρνητικών ιόντων που δεν καταφέρνουν να γίνουν ουδέτερα. Η ενέργεια του κάθε ηλεκτρονίου που ελευθερώνεται είναι κατά προσέγγιση $1 \text{ MeV}/1836 = 545 \text{ eV}$ (λόγω της πολύ μικρότερης μάζας που έχει το ηλεκτρόνιο) και αυτή η ενέργεια μπορεί να αντισταθμίσει την εκθετική μείωση του ρυθμού ουδετεροποίησης.

6 Συμπεράσματα – Άλλες εφαρμογές

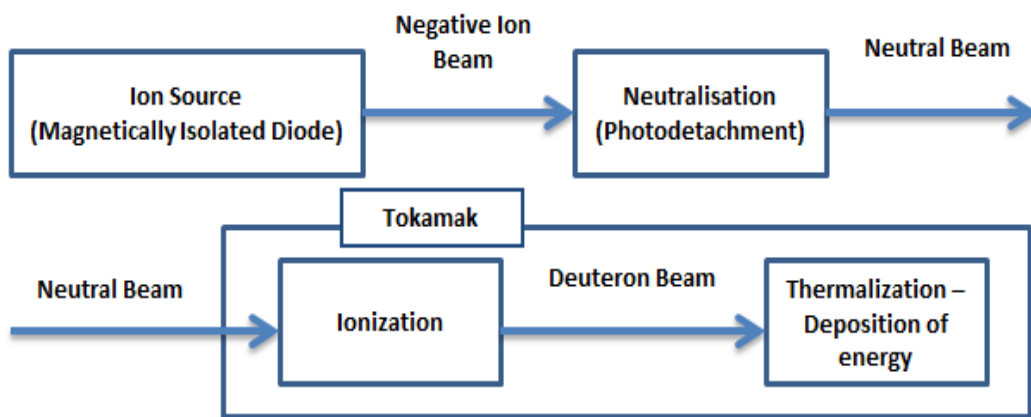
Από την παρούσα διατριβή μπορούν να εξαχθούν τα ακόλουθα χρήσιμα συμπεράσματα για την εξέλιξη της έρευνας στον τομέα της παραγωγής ενέργειας μέσω της πυρηνικής σύντηξης.

- Η χρήση του multi-fluid κώδικα για την προσομοίωση της λειτουργίας της μαγνητικά μονωμένης διόδου δίνει έγκυρα αποτελέσματα όπως φαίνεται από την σύγκριση με τα πειραματικά δεδομένα. Αυτό το γεγονός επιτρέπει και την επεκτασιμότητά του και σε άλλες παρόμοιες διατάξεις, όπως π.χ. της τριόδου καθώς επίσης επιτρέπει τον καθορισμό μεγάλου εύρους φυσικών παραμέτρων έτσι ώστε να καλύπτει την λειτουργία παραγωγής μέχρι 1 MV και αρκετά kA παραγόμενης δέσμης.
- Το θεωρητικό μοντέλο για τις χημικές διεργασίες του πλάσματος είναι επίσης σε καλή συμφωνία με τα πειραματικά δεδομένα, καθώς εμφανίζει παραγωγή αρνητικών ιόντων με πυκνότητες δύο τάξεις μεγέθους μικρότερες από αυτές των ηλεκτρονίων.
- Η θέρμανση μηχανών σύντηξης με έγχυση δέσμης ουδέτερων σωματιδίων που προέρχονται από δέσμη αρνητικών ιόντων είναι απαραίτητη μέθοδος, αφού η χρήση γυροτρονίων δεν είναι ικανή από μόνη της να παρέχει την απαιτούμενη ισχύ για τη θέρμανση του Tokamak στο ITER αλλά και μελλοντικά.
- Το πρόβλημα της παραγωγής της δέσμης με μικρό κόστος σε ενέργεια, χώρο και χρήματα μπορεί να λυθεί με χρήση λέιζερ και cluster αερίου υδρογόνου ή στερεού στόχου προς παραγωγή δέσμης αρνητικών ιόντων υδρογόνου.
- Η επιτάχυνση και εξαγωγή της δέσμης είναι δυνατή μέσω μιας διάταξης μαγνητικά μονωμένης διόδου στο εσωτερικό της οποίας θα παράγεται το πλάσμα υδρογόνου και θα γίνεται η παραγωγή αρνητικών ιόντων. Με τη μέθοδο αυτή μπορούν να επιτευχθούν παλμικές δέσμες μεγάλης ισχύος με εντάσεις ρευμάτων μέχρι 1 kA για επιταχυντική τάση περίπου 1 MV.
- Η ουδετεροποίηση της δέσμης μπορεί να γίνει επίσης με λέιζερ μέσω της φωτοαπόσπασης, μεθόδου που έχει πολύ μεγαλύτερη απόδοση από άλλες

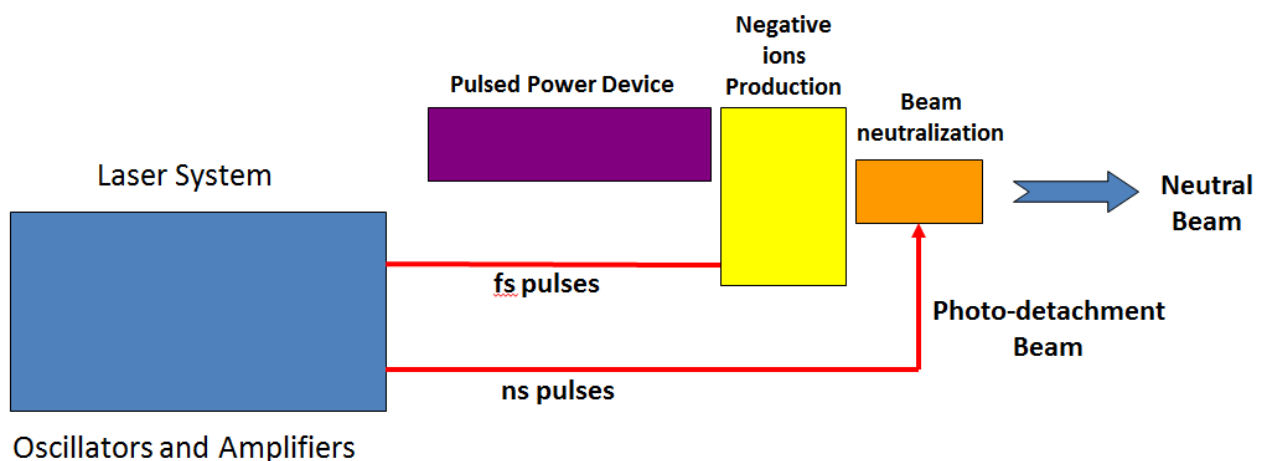
καθώς και καλά χαρακτηριστικά κατευθυντικότητας, επίσης επιθυμητό χαρακτηριστικό σε εφαρμογές σύντηξης.

- Οι παραπάνω τεχνολογίες μπορούν να ενοποιηθούν με παλμικές μηχανές για παραγωγή δεσμών με υψηλό ρυθμό επανάληψης μέχρι 100 Hz.
- Άλλες εφαρμογές της διάταξης της μαγνητικά μονωμένης διόδου: Αξίζει να σημειωθεί ότι η μαγνητικά μονωμένη δίοδος είναι μια πολύ ευέλικτη διάταξη που μπορεί να διαμορφωθεί για την επιτάχυνση θετικών ιόντων (π.χ. πρωτόνια). Πρόσφατες εφαρμογές στην ιατρική αναδεικνύουν μεγάλο ενδιαφέρον για ραδιοϊσότοπα που παράγονται από δέσμες πρωτονίων ή δευτερίου με μικρή διάρκεια ζωής (PET) και νετρονίων (BNCT). Ο αριθμητικός κώδικάς μπορεί να μετατραπεί εύκολα με τέτοιο τρόπο ώστε να προσομοιώνει και αυτή την λειτουργία της διάταξης.

6.1 Σχηματική διάταξη

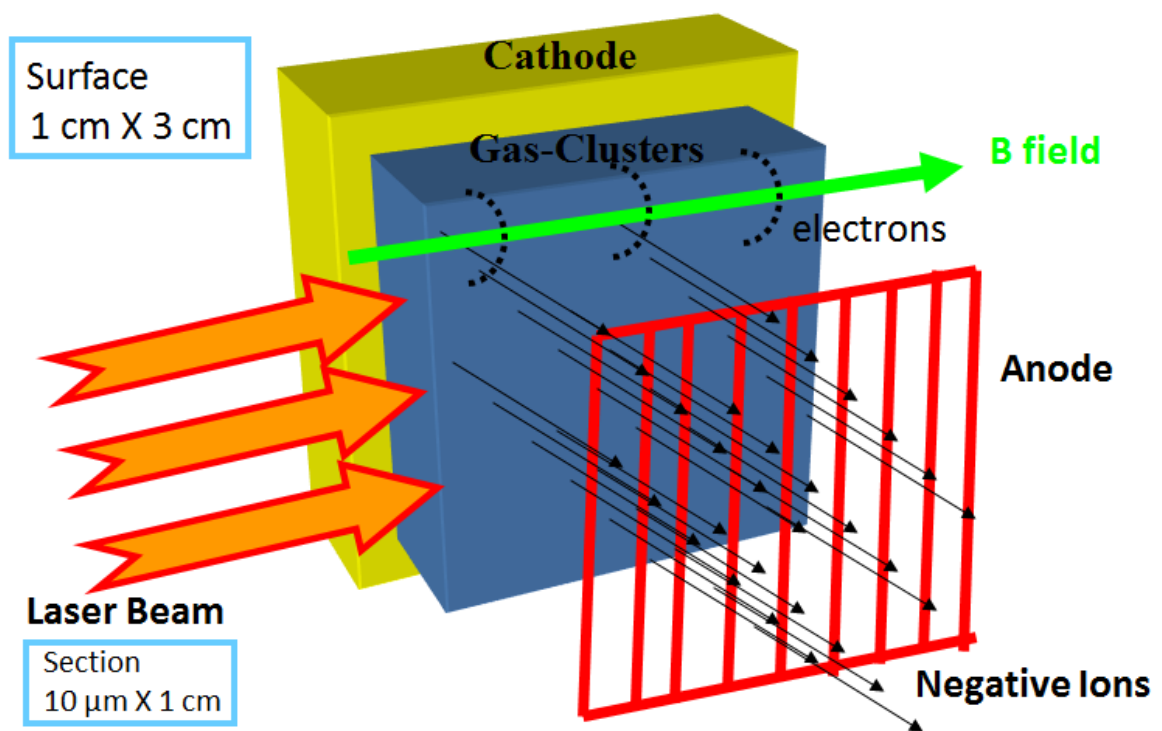


Schematic Representation of Neutral Beam Injection (NBI) Heating



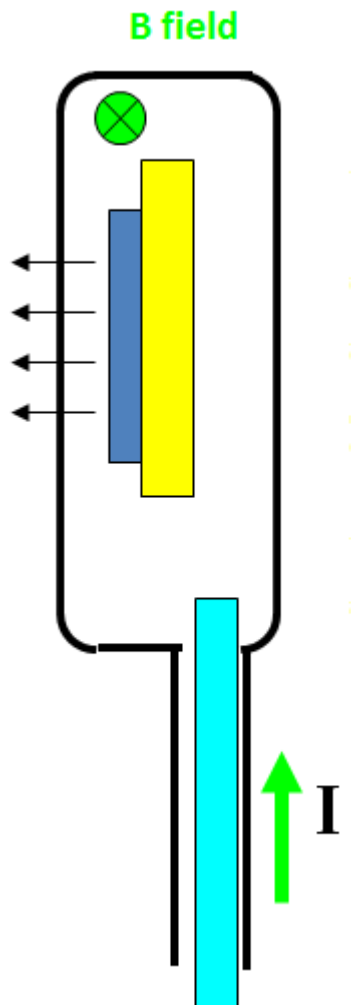
Εικόνες 6.1-6.2: Προτεινόμενες σχηματικές διατάξεις για παραγωγή ουδέτερης δέσμης

Στην Εικόνα 6.2 απεικονίζεται η προτεινόμενη διάταξη των συστημάτων που περιγράφηκαν στη διατριβή. Η παλμική μηχανή (μωβ) παρέχει ενέργεια στην μαγνητικά μονωμένη δίοδο προκειμένου να εξάγει τα αρνητικά ιόντα. Τα αρνητικά ιόντα τα παράγει ένα σύστημα λέιζερ (μπλε) με στενούς fs παλμούς που οδηγούνται στην μαγνητικά μονωμένη δίοδο και αλληλεπιδρούν με cluster ή droplets. Η εξαγόμενη δέσμη αρνητικών ιόντων οδηγείται στην κοιλότητα φωτοουδετεροποίησης (πορτοκαλί) η οποία χρησιμοποιεί δέσμη με ns παλμούς από το ίδιο σύστημα λέιζερ. Τελικό προϊόν είναι η ουδέτερη δέσμη, η οποία εισάγεται στον Tokamak και αφού ιονιστεί, εναποθέτει την ενέργειά της στο πλάσμα σύντηξης (επάνω σχήμα).

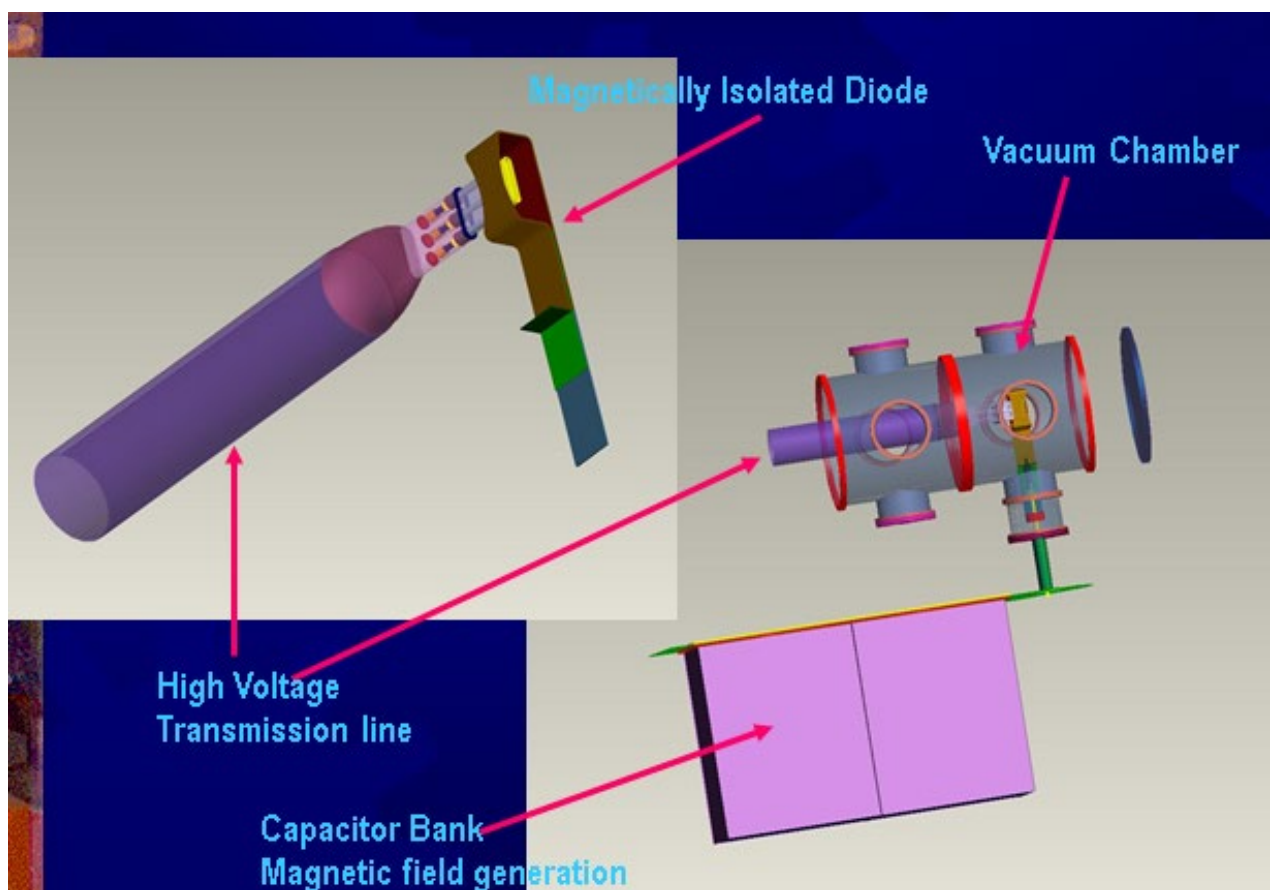
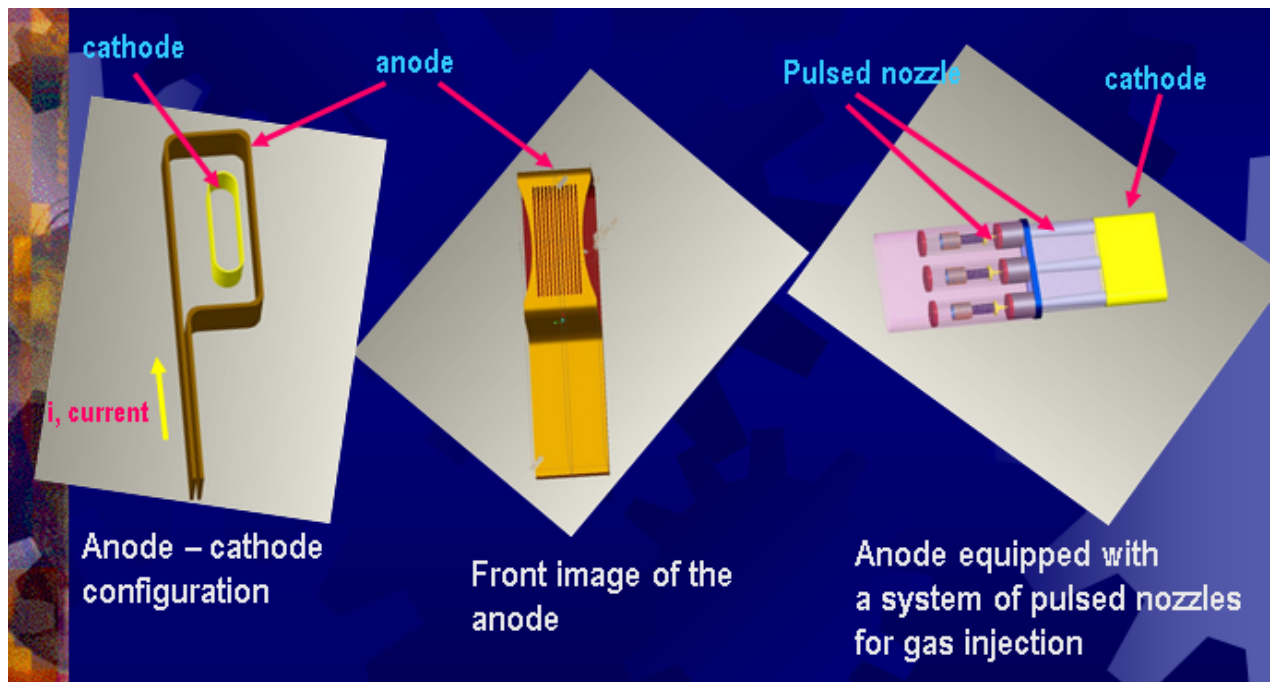


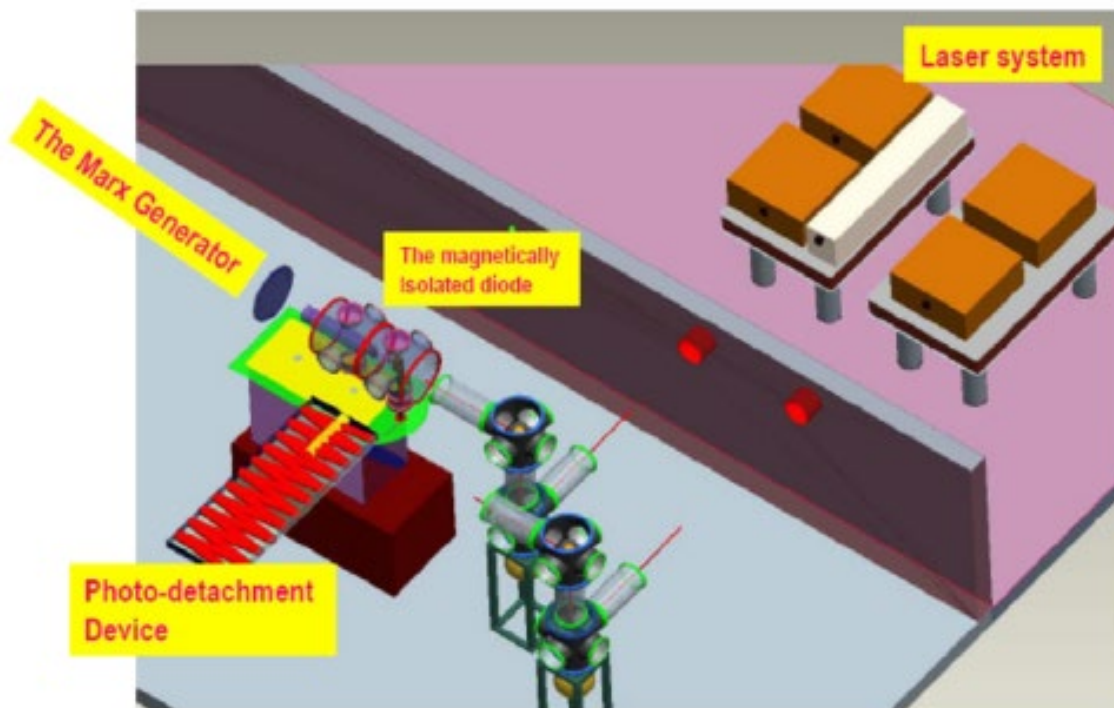
Εικόνα 6.3: Σχηματική διάταξη μαγνητικά μονωμένης διόδου για παραγωγή αρνητικών ιόντων

Πιο λεπτομερής απεικόνιση της μαγνητικά μονωμένης διόδου γίνεται στην εικόνα 6.3: Η δέσμη λέιζερ προσπίπτει στα cluster που δημιουργούνται από το ακροφύσιο (δεν φαίνεται εδώ) και παράγεται πλάσμα υδρογόνου. Τα αρνητικά ιόντα διαχωρίζονται από το μαγνητικό πεδίο και εξάγονται από την άνοδο.



Εικόνα 6.4: Τομή της διόδου





Εικόνες 6.5-6.7: Τρισδιάστατες αναπαραστάσεις διαφόρων μερών της διάταξης και θέση του σε κελί κενού. Φαίνεται επίσης η συστοιχία πυκνωτών που παράγουν το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο [41]. Η απεικονιζόμενη εδώ μαγνητικά μονωμένη δίοδος είναι επίπεδης γεωμετρίας.

Παραρτήματα

Παράρτημα Ι

Collision processes in hydrogen ion sources

Reaction #	Inverse #	Primary elec. #	Reaction	Thresh (eV)
1	9	59	$e + H_2(v=0) \rightarrow H^- + H$ dissoci. attach.	3.4
2		60	$\rightarrow H^- + H^*$	13.6
3		61	$\rightarrow H^- + H^+ + e$ polar dissoci.	17.32
4	29	62	$e + H_2^+(v=0) \rightarrow H^+ + H^-$ dissoci. recomb.	
5	self		$H^- + H \rightarrow H^- + H$ charge exch.	
6	28	63	$e + H \rightarrow H^- + h\nu$ rad. capture	
7		64	$e + H^- \rightarrow H + 2e$ coll. detach.	0.75
8			$H^- + H \rightarrow 2H + e$	
9	1	65	$\rightarrow H_2(v=0) + e$ assoc. detach.	
10			$H^- + H_2 \rightarrow H + H_2 + e$ coll. detach.	0.75
11	22		$H^- + H^+ \rightarrow 2H$ mutual neutral	
12	30		$H^- + H_2^+ \rightarrow H + H_2$ mutual neutral	
13		66	$e + H_2 \rightarrow 2H + e$ electronic dissoci.	9.2
14		67	$e + H_2^+ \rightarrow H + H^+ + e$ electronic dissoci.	3.45
15		68	$e + H_3^+ \rightarrow H_2^+ + H + e$ electronic dissoci.	6.6
16	31	69	$e + H_2^+ \rightarrow 2H$	0.33
17	32	70	$e + H_3^+ \rightarrow H_2 + H$	0.38
18	33		$H_2^+ + H_2 \rightarrow H_3^+ + H$	
19		71	$e + H \rightarrow H^+ + 2e$ ionization	13.6
20		72	$e + H_2^+ \rightarrow 2H^+ + 2e$ dissoci. ioniz.	16.243
21			$H_2 + H_2^+ \rightarrow H^- + H^+ + H_2^+$	
22	11		$H + H \rightarrow H^- + H^+$	
23	self		$H + H^+ \rightarrow H + H^+$ charge exch.	
24		73	$e + H_2 \rightarrow H_2^+ + 2e$ ionization	
25	self		$H^+ + H^- \rightarrow H^- + H^+$ double charge exch.	
26		74	$e + H^+ \rightarrow H + h\nu$ radiative capture	
27			$H^+ + H_2 \rightarrow H_2^+ + H$	
28			$H_2^+ + H_2 \rightarrow H_2^+ + H_2$ charge transfer	
29	4	75	$H^+ + H^- \rightarrow H_2^+ + e$	
30	12		$H + H_2 \rightarrow H_2^+ + H^-$	
31	16	76	$H + H \rightarrow H_2^+ + e$	
32	17	77	$H + H_2 \rightarrow H_3^+ + e$	
33	18		$H + H_3^+ \rightarrow H_2 + H_2^+$	
34		78	$e + H_2 \rightarrow \left. \begin{array}{l} \rightarrow \\ \rightarrow \end{array} \right\}$	
35			$H^- + H_2 \rightarrow \left. \begin{array}{l} \rightarrow \\ \rightarrow \end{array} \right\}$	elastic
36			$H^+ + H_2 \rightarrow \left. \begin{array}{l} \rightarrow \\ \rightarrow \end{array} \right\}$	
37		79	$e + H_2(v=0) \rightarrow e + H_2(v=1)$	
38		80	$\rightarrow (v=2)$	
39		81	$\rightarrow (v=3)$	
40		82	$e + H_3^+ \rightarrow H^+ + H_2 + e$	
41		83	$e + H(ls) \rightarrow H(2l) + e$	
42	43	84	$e + H_3^+ \rightarrow H_2^+ + H^-$	
43	42	85	$H^- + H_2^+ \rightarrow H_3^+ + e$	
44			$H_2^+ + H_2 \rightarrow \left. \begin{array}{l} \rightarrow \\ \rightarrow \\ \rightarrow \end{array} \right\}$	
45			$H_3^+ + H_2 \rightarrow \left. \begin{array}{l} \rightarrow \\ \rightarrow \\ \rightarrow \end{array} \right\}$	elastic
46			$H_2 + H_2 \rightarrow \left. \begin{array}{l} \rightarrow \\ \rightarrow \\ \rightarrow \end{array} \right\}$	
47			$H + H_2 \rightarrow \left. \begin{array}{l} \rightarrow \\ \rightarrow \\ \rightarrow \end{array} \right\}$	
48		86	$e + H \rightarrow \left. \begin{array}{l} \rightarrow \\ \rightarrow \\ \rightarrow \end{array} \right\}$	
49			$H^+ + H \rightarrow \left. \begin{array}{l} \rightarrow \\ \rightarrow \\ \rightarrow \end{array} \right\}$	
50			$H^- + H \rightarrow \left. \begin{array}{l} \rightarrow \\ \rightarrow \\ \rightarrow \end{array} \right\}$	

Συνεχίζεται στην επόμενη σελίδα...

...συνεχεια από την προηγούμενη σελίδα.

51			$H_2^+ + H$	\rightarrow	} elastic
52			$H_3^+ + H$	\rightarrow	
53			$H + H$	\rightarrow	
54	57	87	$e + H_2(v=0)$	$\rightarrow H_2(v=9) + e$	
55		88	$e + H_2(v=0)$	$\rightarrow H_2^-(C, B) \rightarrow$	
				$H_2(v=9) + e + h\nu$	
56	58	89	$e + H_2(v=9)$	$\rightarrow H^- + H$	
57	54	90	$e + H_2(v=9)$	$\rightarrow H_2(v=0) + e$	
58	56	91	$H^- + H$	$\rightarrow H_2(v=9) + e$	

Πίνακας Ι.1: Διαδικασίες κρούσεων σε πλάσμα υδρογόνου [12]

Process	Reaction	σ_{max} (cm ²)	Energy for σ_{max} (eV)	Reaction rate (at kT) (σv) (cm ³ /sec)
Production				
Dissociative attachment	$e + H_2 \rightarrow H^- + H$	1.6×10^{-21}	3.7	5×10^{-13} (4 eV)
	$e + H_2 \rightarrow H^- + H^*$	2.1×10^{-20}	14	
Polar dissociation	$e + H_2 \rightarrow H^- + H^+ + e$	1.7×10^{-20} and rising	38	3×10^{-12} (15 eV)
Dissociative recombination	$e + H_2^+ \rightarrow H^+ + H^-$	10^{-17}	3	3×10^{-20} (3 eV)
Charge exchange	$H^- + H \rightarrow H + H^-$	8×10^{-14}	40	
Radiative capture	$e + H \rightarrow H^- + h\nu$	2.6×10^{-22}	0.7	10^{-14} (1 eV)
Destruction				
Collisional detachment	$e + H^- \rightarrow H + 2e$	4×10^{-15}	15	7×10^{-7} (15 eV)
	$H^- + H \rightarrow 2H + e$	1.6×10^{-15}	500	
Associative detachment	$H^- + H \rightarrow H_2 + e$			10^{-9} (~1 eV)
Collisional detachment	$H^- + H_2 \rightarrow H + H_2 + e$	10^{-16}	10^4	
Charge transfer	$H^- + H^+ \rightarrow 2H$	2.5×10^{-13}	0.15 (c.m.)	5×10^{-7} (<1 keV)
	$H^- + H_2^+ \rightarrow H + H_2$			$\sim 10^{-7}$
Dissociative attachment	$H^- + H_2O \rightarrow OH^- + H_2$		2	3×10^{-8} (2 eV)

Πίνακας Ι.2: Διαδικασίες κρούσεων σε πλάσμα υδρογόνου [Reprinted from [63], with the permission of AIP Publishing].

Παράρτημα II

Επιλεγμένες διαδικασίες μαζί με τα cross-section τους συναρτήσει της ενέργειας. Τα δεδομένα έχουν αντληθεί από το συνοδευτικό πρόγραμμα FORTRAN της αναφοράς [12]. Η διαδικασία 9 δεν έχει στοιχεία γιατί είναι αντίστροφη της 1 και ο υπολογισμός των ενεργοτήτων γίνεται έμμεσα, όπως περιγράφεται από τους Bond et al. [65].

[1] $e^- + H_2 \rightarrow H^- + H$		[3] $e^- + H_2 \rightarrow H^- + H^+ + e^-$		[6] $e^- + H \rightarrow H^- + h\nu$		[7] $e^- + H^- \rightarrow H + 2e^-$	
Energy	Cross-Section	Energy	Cross-Section	Energy	Cross-Section	Energy	Cross-Section
3,6	7,50E-22	17,4	1,00E-22	0,135	4,56E-24	1	5,00E-17
3,75	1,75E-21	17,6	1,00E-21	0,2	5,02E-24	2	2,50E-16
3,8	1,45E-21	18	1,00E-20	0,3	5,45E-24	3	5,00E-16
4	8,50E-22	19	1,20E-20	0,4	5,70E-24	4	8,00E-16
4,3	4,25E-22	20	1,50E-20	0,5	5,82E-24	5	1,10E-15
4,4	3,60E-22	22	1,70E-20	0,6	5,86E-24	6	1,45E-15
4,6	2,50E-22	23	1,80E-20	0,7	5,86E-24	7	1,92E-15
4,8	1,70E-22	30	2,30E-20	0,8	5,83E-24	8	2,45E-15
5	1,15E-22	40	2,90E-20	1	5,70E-24	9	3,00E-15
5,3	7,00E-23	60	3,40E-20	1,5	5,20E-24	10	3,40E-15
6	1,70E-22	80	4,00E-20	2	4,62E-24	10,5	3,47E-15
7	5,00E-22	120	4,30E-20	3	3,91E-24	11	3,45E-15
8	1,20E-21	200	4,60E-20	4	3,50E-24	12	3,33E-15
9	4,50E-21	300	4,80E-20	6	3,08E-24	12,5	3,10E-15
10	1,10E-20	500	5,80E-20	8	2,87E-24	13	3,35E-15
11	1,20E-20	1000	6,20E-20	10	2,77E-24	13,3	3,45E-15
11,5	1,21E-20	2000	6,20E-20	10,8	2,73E-24	13,6	3,70E-15
12	1,22E-20			20	2,50E-24	14	4,20E-15
12,4	1,20E-20			40	2,25E-24	14,1	3,90E-15
13	1,03E-20			80	2,00E-24	14,3	3,30E-15
13,8	7,00E-21			100	1,85E-24	14,6	2,30E-15
15	6,00E-22			500	1,60E-24	15	2,40E-15
15,5	3,50E-22			1000	1E-24	15,3	2,80E-15
16	3,00E-22			2000	1E-25	15,5	3,20E-15

17	2,60E-22	16	3,70E-15
20	2,10E-22	16,5	3,76E-15
23	1,80E-22	17	3,75E-15
25	1,70E-22	18	3,60E-15
30	1,50E-22	19	3,50E-15
35	1,45E-22	20	3,40E-15
40	1,35E-22	21	3,35E-15
50	1,25E-22	22	3,32E-15
100	1,10E-22	23	3,31E-15
150	1,05E-22	24	3,31E-15
200	1,02E-22	25	3,34E-15
300	1,00E-22	26	3,37E-15
500	1,00E-22	27	3,40E-15
1000	1,00E-22	28	3,45E-15
2000	1,00E-22	60	2,75E-15
		100	2,05E-15
		200	1,25E-15
		300	8,20E-16
		1000	3,40E-16
		3100	1,00E-16

[8]		[9]		[10]		[11]	
$H^- + H \rightarrow 2H + e^-$		$H^- + H \rightarrow H_2$		$H^- + H_2 \rightarrow H + H_2 + e^-$		$H^- + H^+ \rightarrow 2H$	
Energy	Cross-Section	Energy	Cross-Section	Energy	Cross-Section	Energy	Cross-Section
1	6,00E-17			1	6,00E-18	0,03	8,00E-13
2	1,20E-16			2	1,00E-17	0,06	5,00E-13
3	2,00E-16			3	1,70E-17	0,1	3,20E-13
4	2,70E-16			4	2,40E-17	0,2	1,85E-13
5	3,40E-16			5	3,00E-17	0,3	1,30E-13
6	3,90E-16			6	3,60E-17	0,6	8,00E-14
7	4,60E-16			7	4,20E-17	1	5,10E-14
8	5,20E-16			8	5,00E-17	1,5	4,00E-14
9	6,00E-16			9	5,50E-17	2	3,50E-14
10	7,00E-16			10	6,00E-17	3	2,70E-14
20	1,50E-15			15	1,00E-16	4	2,30E-14
30	2,30E-15			20	1,50E-16	5	2,00E-14
40	2,80E-15			30	2,40E-16	6	1,80E-14
50	3,00E-15			40	3,00E-16	7	1,60E-14
60	3,20E-15			50	3,40E-16	8	1,55E-14
70	3,25E-15			60	3,65E-16	9	1,50E-14
80	3,25E-15			70	4,00E-16	10	1,45E-14
90	3,20E-15			80	4,30E-16	15	1,40E-14
100	3,15E-15			90	4,60E-16	20	1,45E-14
130	3,00E-15			100	4,85E-16	30	1,60E-14
200	2,65E-15			200	6,00E-16	40	1,80E-14
300	2,30E-15			300	7,00E-16	50	2,10E-14
400	2,00E-15			400	7,20E-16	60	2,25E-14
500	1,90E-15			500	7,50E-16	70	2,40E-14
600	1,70E-15			600	7,90E-16	80	2,50E-14
700	1,60E-15			700	8,00E-16	90	2,60E-14
800	1,55E-15			800	8,10E-16	100	2,80E-14
900	1,50E-15			900	8,20E-16	150	3,00E-14
1000	1,45E-15			1000	8,30E-16	200	2,85E-14
						300	2,35E-14
						400	2,00E-14
						500	1,85E-14
						600	1,75E-14
						700	1,70E-14
						800	1,70E-14
						900	1,70E-14
						1000	1,70E-14

Παράρτημα III

Ομάδα εργασίας	Έτος	Πυκνότητα ηλεκτρονίων (cm ⁻³)	Διαφορά δυναμικού (kV)	Ένταση εξωτερικού μαγνητικού πεδίου (T)	Διάρκεια παλμού (ns)	Πυκνότητα ρεύματος ιόντων (πειράματα) (A/cm ²)	Πυκνότητα ρεύματος ιόντων (υπολογισμός κώδικα) (A/cm ²)	Ένταση ρεύματος ιόντων (kA)	Γεωμετρία
Agafonov et al.	1982	10 ¹⁵	500-700	1,5	100	~10	10,2*	1,5-5	Επίπεδη (θεωρ.), κυλινδρική (πειρ.)
Stinnett & Buttram	1983	10 ¹⁴ -10 ¹⁸	4000	0	Δεν αναφέρεται	~0,25	0,16	Δεν αναφέρεται	Κυλινδρική
Papadichev et al.	1989	7·10 ¹⁵	300-1000	2	200	150	40,5*	Δεν αναφέρεται	Κυλινδρική
Prohaska et al.	1991	10 ¹⁶	10-100	8	Δεν αναφέρεται	6	1,24	Δεν αναφέρεται	Επίπεδη
		Δεν αναφέρεται	800	1,1	Δεν αναφέρεται	0,015	0,002	Δεν αναφέρεται	Κυλινδρική
Horioka et al.	1992	Δεν αναφέρεται	500-600	5,2	Δεν αναφέρεται	15	14,6	2	Κυλινδρική
Mozgovoy et al.	1993	10 ¹⁶	500-700	1,6	Δεν αναφέρεται	10-30	16,6	1	Κυλινδρική

Πίνακας III.1: Επιλεγμένα πειράματα από την διεθνή βιβλιογραφία, τα αποτελέσματα που αναφέρουν και η σύγκριση με τα αποτελέσματα του κώδικα αναφορικά με την πυκνότητα ρεύματος των αρνητικών ιόντων. Οι τιμές που έχουν αστερίσκο (*) έχουν προέλθει από γραμμική παρεμβολή σύμφωνα με το διάγραμμα της Εικόνας 4.15.

Παράρτημα IV

Αριθμητικό σχήμα

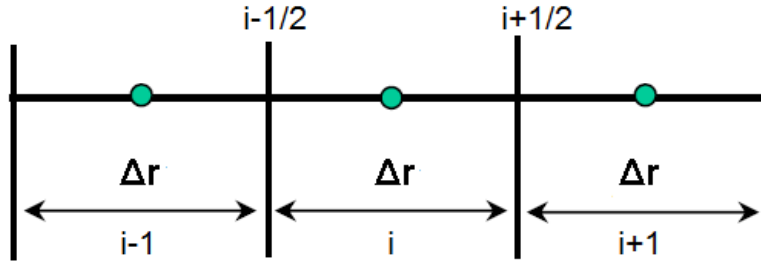
Η επίλυση του συστήματος των μερικών διαφορικών εξισώσεων γίνεται με την μέθοδο των πεπερασμένων όγκων. Το πρώτο βήμα για τη χρήση οποιασδήποτε αριθμητικής μεθόδου είναι η διακριτοποίηση του χώρου και η κατασκευή του υπολογιστικού πλέγματος (computational grid). Στην περίπτωση της διόδου, και αφού το πρόβλημα είναι μονοδιάστατο, διακριτοποιείται μόνο η ακτίνα r σε n κελιά (cells). Κάθε κελί έχει εκατέρωθεν τους κόμβους του και επομένως υπάρχουν n κελιά ($1...n$) και $n+1$ κόμβοι ($0...n$). Ο κόμβος 0 συμπίπτει με την επιφάνεια του εσωτερικού κυλίνδρου και ο κόμβος n με αυτήν του εξωτερικού κυλίνδρου της διόδου. Τα κελιά αυτά είναι όμοια και τα σύνορά τους είναι παράλληλα στο σύνορο του πλέγματος επομένως το πλέγμα αυτό χαρακτηρίζεται ως δομημένο. Το πλέγμα περιέχει σχετικά λίγα κελιά, όλες οι δοκιμές έγιναν με πλέγμα 100-1000 κελιών, και οι περισσότερες με 400 κελιά.

Η μέθοδος πεπερασμένων όγκων, και συγκεκριμένα το σχήμα μείωσης ολικής κύμανσης ή *Total Variation Diminishing Lax-Friedrich (TVDLF)* που χρησιμοποιείται έχει τα ακόλουθα επιθυμητά χαρακτηριστικά:

- Είναι άμεση (explicit) μέθοδος υψηλής ανάλυσης.
- Έχει ακρίβεια τέταρτης τάξης στο χρόνο και δεύτερης στο χώρο.
- Δεν χρησιμοποιεί τεχνικές τεχνητής απόσβεσης ή τεχνητής διάχυσης.
- Επιλύει τις εξισώσεις όταν είναι σε συντηρητική μορφή (όπως είναι αυτές που διέπουν το φυσικό μας πρόβλημα).
- Είναι συνεπής (consistent).
- Συγκλίνει στην σωστή λύση για $\Delta x \rightarrow 0$ και $\Delta t \rightarrow 0$ και είναι γραμμικά ευσταθής αν και εφόσον ικανοποιείται η συνθήκη Courant-Friedrich-Lewy.
- Είναι γραμμική όταν εφαρμόζεται σε γραμμικές εξισώσεις μεταφοράς και μη γραμμική όταν εφαρμόζεται σε μη γραμμικό, βαθμωτό νόμο διατήρησης.

- Χειρίζεται άριστα τις ασυνέχειες, όπως αυτή που υπάρχει στην επίλυση του δικού μας φυσικού προβλήματος και αφορά την αρχική χωρική κατανομή της πυκνότητας πλάσματος.

Η ιδέα της μεθόδου των πεπερασμένων όγκων είναι να διακριτοποιηθεί ο χώρος σε κελιά όπως παρακάτω:



Εικόνα IV.1: Διακριτοποίηση της απόστασης r μεταξύ των δύο κυλίνδρων σε κελιά

Το κέντρο κάθε κελιού συμβολίζεται με i , έχει μήκος Δr ίσο με $r_{i+1} - r_{i-1/2}$ και ξεχωρίζει από τα διπλανά του με τα faces $i-1/2$ και $i+1/2$.

Το πρόβλημά έχει την εξής μορφή:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial f(u)}{\partial r} = 0$$

όπου u είναι η φυσική μεταβλητή και f η ροή της u μέσα από το face.

Σε κάθε κελί ορίζεται ο μέσος όγκος (volume average) της συνάρτησης u στο χρόνο t ως

$$\bar{u} = \frac{1}{r_{i-1/2} - r_{i+1/2}} \int_{r_{i-1/2}}^{r_{i+1/2}} u \, dr$$

Όπου $r_{i-1/2}$ και $r_{i+1/2}$ οι θέσεις των faces του κελιού i .

Με ολοκλήρωση στο χρόνο, προκύπτει ότι

$$u(r, t_2) = u(r, t_1) - \int_{t_1}^{t_2} \frac{\partial f}{\partial r} \, dt$$

Επομένως για αυτές τις δύο χρονικές στιγμές θα ισχύει για τον μέσο όγκο

$$\bar{u}_i(t_2) = \bar{u}_i(t_1) - \frac{1}{r_{i-1/2} - r_{i+1/2}} \left(\int_{t_1}^{t_2} f(r_{i+1/2}, t) \, dt - \int_{t_1}^{t_2} f(r_{i-1/2}, t) \, dt \right)$$

Σε κάθε κελί θα ισχύει ότι:

$$u_j^{m+1} = u_j^m - \frac{\Delta t}{\Delta x} \left[f_{j+\frac{1}{2}} - f_{j-\frac{1}{2}} \right]$$

όπου u_j^{m+1} είναι η επόμενη χρονικά τιμή της συνάρτησης u και f είναι οι ροές που προέρχονται από τα αντίστοιχα κελιά. Οι μεταβλητές (τα φυσικά μεγέθη) υπολογίζονται στα κέντρα των κελιών ενώ οι ροές στα άκρα τους.

Ο νόμος της διατήρησης που περιγράφει το πρόβλημα μαζί με την ασυνέχεια που δημιουργείται στα σύνορα των κελιών αποτελούν ένα πρόβλημα Riemann:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial f(u)}{\partial r} = 0$$

$$u(r, 0) = \begin{cases} u^L & \text{όταν } r < r_1 \\ u^R & \text{όταν } r > r_1 \end{cases}$$

Η προσέγγιση του σχήματος TVD (Total Variation Diminishing) είναι αντί να γίνονται σταθερές προσεγγίσεις (όπως με τη μέθοδο Godunov), να λαμβάνονται οι μέσες τιμές των κελιών στα προηγούμενα χρονικά βήματα. Για κάθε κελί υπάρχει μια αριστερή και δεξιά κατάσταση με περιορισμένη κλίση και αυτές χρησιμοποιούνται για τον υπολογισμό των ροών στα faces.

Οι ροές στα faces δίνονται από τις σχέσεις:

$$f_{i-\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} \left[F \left(u_{i-\frac{1}{2}}^L \right) + F \left(u_{i-\frac{1}{2}}^R \right) - \max \left(\frac{\lambda^L + \lambda^R}{2} \right) \left(u_{j+\frac{1}{2}}^R - u_{j+\frac{1}{2}}^L \right) \right]$$

$$f_{i-\frac{1}{2}} = \frac{1}{2} \left[F \left(u_{j+\frac{1}{2}}^L \right) + F \left(u_{j+\frac{1}{2}}^R \right) - \max \left(\frac{\lambda^L + \lambda^R}{2} \right) \left(u_{j+\frac{1}{2}}^R - u_{j+\frac{1}{2}}^L \right) \right]$$

με $\lambda = v_r + v_s + v_a$, όπου

$$v_s = \sqrt{\frac{\gamma p}{\rho}} \text{ και } v_s = \sqrt{\frac{B^2}{\mu_0 \rho}}$$

είναι η ταχύτητα του ήχου και του κύματος *Alfven* αντίστοιχα. Υπολογίζεται δηλαδή το ημιάθροισμα των ταχυτήτων αυτών, προστίθενται μεταξύ τους και χρησιμοποιείται η μεγαλύτερη τιμή, σύμφωνα με το κριτήριο CFL.

Επίσης ορίζονται τα

$$u_{j+\frac{1}{2}}^L = u_j^m + \frac{\overline{\Delta u_j^m}}{2}$$

$$u_{j+\frac{1}{2}}^R = u_{j+1}^m - \frac{\overline{\Delta u_{j+1}^m}}{2}$$

Οι όροι $\overline{\Delta u_j^m}$ και $\overline{\Delta u_{j+1}^m}$ υπολογίζονται ως εξής:

$$a = \Delta u_{j+\frac{1}{2}}^m$$

$$b = \Delta u_{j-1/2}^m$$

$$\overline{\Delta u_j^m} = \minmod(a, b) = \begin{cases} a & \text{αν } |a| < |b| \text{ και } ab > 0 \\ b & \text{αν } |a| > |b| \text{ και } ab > 0 \\ 0 & \text{αν } ab \leq 0 \end{cases}$$

Αυτό ονομάζεται οριοθέτης κλίσης *minmod*. Ο οριοθέτης κλίσης παρέχει τη σταθερότητα της μεθόδου ιδιαίτερα στις ασυνέχειες, επεμβαίνοντας όποτε χρειάζεται, περιορίζοντας την κλίση και εξασφαλίζοντας έτσι την ελάττωση της ολικής κύμανσης, χαρακτηριστικό της μεθόδου TVD.

Οι συνοριακές συνθήκες υλοποιούνται ορίζοντας δύο υποθετικά κελιά (ghost cells) πριν το r_1 και μετά το r_2 , που είναι τα όρια του φυσικού μας προβλήματος, δηλαδή οι ακτίνες των κυλίνδρων που γίνεται η επιτάχυνση και η εξαγωγή των αρνητικών ιόντων. Στα υποθετικά αυτά κελιά οι ροές τίθενται ίσες με μηδέν, ενώ οι τιμές των μεταβλητών θεωρούνται σταθερές. Στο σύνορο r_2 οι ταχύτητες μπορούν να είναι μόνο θετικές, μιας και από εκεί θα γίνεται μόνο εξαγωγή των αρνητικών ιόντων και όχι εισαγωγή τους. Με βάση τα παραπάνω, οι συνοριακές συνθήκες χαρακτηρίζονται ως συνθήκες τύπου Dirichlet αφού στα υποθετικά κελιά έχω σταθερές τιμές στις μεταβλητές.

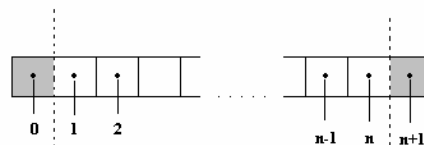
Το χρονικό βήμα με το οποίο προχωρά η διαδικασία είναι δυναμικό και επιλέγεται κάθε φορά με το κριτήριο *Courant–Friedrichs–Lewy* έτσι ώστε να οδηγεί σε αριθμητική σταθερότητα και να αποφεύγονται οι ταλαντώσεις. Το κριτήριο *Courant–Friedrichs–Lewy* (στο εξής CFL για συντομία) αναφέρει ότι

$$\Delta t < C \frac{\Delta r}{v + v_{\eta\chi} + v_a}$$

όπου Δr είναι η απόσταση μεταξύ των κελιών, v η ταχύτητα του ρευστού, $v_{\eta\chi}$ η ταχύτητα του ήχου, v_a η ταχύτητα του κύματος Alfvén και C ο αριθμός CFL, που επιλέχθηκε για το πρόβλημα να είναι 0,5. Πάντως το χρονικό βήμα επιτρέπεται να κυμαίνεται μεταξύ μιας μέγιστης και μιας ελάχιστης τιμής, προσαρμοσμένες στις ανάγκες του φυσικού προβλήματος, από 10^{-15} ως $2 \cdot 10^{-13}$ δευτερόλεπτα, καλύπτοντας έτσι δύο τάξεις μεγέθους. Αυτό είναι αποδεκτό δεδομένου ότι το πρόβλημα έχει χαρακτηριστικούς χρόνους 10^{-10} sec.

Το πρόγραμμα επιλύει το σύστημα για μία χρονική στιγμή t και κατόπιν αφού υπολογίσει το χρονικό βήμα προχωράει στην χρονική στιγμή $t + \Delta t$. Συνεχίζει έτσι μέχρι τον τελικό χρόνο. Η μέθοδος αυτή ονομάζεται *time-march*. Στην έξοδο του προγράμματος παίρνουμε για κάθε χρονική στιγμή και για κάθε κελί του υπολογιστικού πλέγματος τις τιμές για τα φυσικά μεγέθη του προβλήματος όπως την πυκνότητα ηλεκτρονίων και ιόντων, την ταχύτητά τους στην φ και r συνιστώσα, την ένταση του ηλεκτρικού πεδίου στην r και φ συνιστώσα, καθώς και τη θερμοκρασία ηλεκτρονίων και ιόντων ή τη χωρική κατανομή του μαγνητικού πεδίου.

Επειδή λόγω της κυλινδρικής συμμετρίας υπάρχει όρος r στον παρανομαστή ο οποίος στα όρια του πλέγματος, δηλαδή στον άξονα του κυλίνδρου απειρίζεται, επιλέγεται το μονοδιάστατο πλέγμα όπως φαίνεται στο σχήμα:



Εικόνα IV.2: Το υπολογιστικό πλέγμα σε 1-D. Με γκρι απεικονίζονται τα υποθετικά κελιά (*ghost cells*).

Για τη λύση των διαφορικών εξισώσεων, σε κάθε χρονικό βήμα χρησιμοποιείται η κλασική άμεση (explicit) μέθοδος Runge-Kutta τέταρτης τάξης (RK4):

$$y_{n+1} = y_n + \frac{1}{6}(k_1 + 2k_2 + 2k_3 + k_4)$$

$$t_{n+1} = t_n + \Delta t$$

Όπου

$$k_1 = \Delta t f(t_n, y_n)$$

$$k_2 = \Delta t f(t_n + 0,5\Delta t, y_n + 0,5k_1)$$

$$k_3 = \Delta t f(t_n + 0,5\Delta t, y_n + 0,5k_2)$$

$$k_4 = \Delta t f(t_n + \Delta t, y_n + k_3)$$

Ιδιαίτερα για τις εξισώσεις των ορμών και του ηλεκτρικού πεδίου στη φ κατεύθυνση η άμεση (explicit) μέθοδος οδηγεί σε αστάθειες και έτσι χρησιμοποιείται μια implicit μέθοδος Runge-Kutta πέντε σταδίων που οδηγεί σε σύστημα αλγεβρικών εξισώσεων το οποίο λύνεται με τη μέθοδο της απαλοιφής Gauss.

Για τον υπολογισμό της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου E_r γράφεται η εξίσωση του Poisson σε κάθε χρονικό βήμα με τη χρήση ενός τριδιαγώνιου πίνακα $j \times j$ στοιχείων, όπου j ο αριθμός των κελιών του πλέγματος. Στη συνέχεια με χρήση του αλγόριθμου Thomas, ο πίνακας αντιστρέφεται και η εξίσωση λύνεται υπολογίζοντας την ένταση για να χρησιμοποιηθεί στο επόμενο χρονικό βήμα. Ο αλγόριθμος Thomas είναι μια απλουστευμένη μορφή της απαλοιφής Gauss που χρησιμοποιείται στους τριδιαγώνιους πίνακες $n \times n$ και απαιτεί λιγότερα υπολογιστικά βήματα ($O(n)$ έναντι $O(n^3)$).

Αναφορές

1. BP Statistical Review of World Energy 2019, 68th edition, London.
2. Jackson, J. and H. Schiff, Electron Capture by Protons Passing through Hydrogen. Physical Review, 1953. 89(2): p. 359-365. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.89.359>
3. Williams, J. and D. Dunbar, Charge Exchange and Dissociation Cross Sections for H¹⁺, H²⁺, and H³⁺ Ions of 2- to 50-keV Energy Incident Upon Hydrogen and the Inert Gases. Physical Review, 1966. 149(1): p. 62-69 <https://doi.org/10.1103/PhysRev.149.62>.
4. Chan, C.F., C.F. Burrell, and W.S. Cooper, Model of positive ion sources for neutral beam injection. Journal of Applied Physics, 1983. 54(11): p. 6119.
5. F.Albajar, The 2MW Gyrotron for ITER, in 16th Joint Workshop on Electron Cyclotron Emission and Electron Cyclotron Resonance Heating 2010.
6. Yavorskij, V., et al., Results of Predictive Fokker–Planck Modelling of NBI Deuterons in ITER. Journal of Fusion Energy, 2011. 30(4): p. 307-322.
7. Stacey, W.M., Fusion, in An Introduction to the Physics and Technology of Magnetic Confinement Fusion 2010, Wiley.
8. Koch, R. PLASMA HEATING BY NEUTRAL BEAM INJECTION.
9. Lianghua YAO, N.T., Zhengying CUI, Deming XU, Zhongchao DENG,, et al., Plasma behaviour with molecular beam injection in the HL-1M tokamak. Nucl. Fusion, 1998. 38.
10. Stacey, W.M., Fusion: An Introduction to the Physics and Technology of Magnetic Confinement Fusion, 2010, Wiley. p. 67.
11. W. Kraus: "Ion sources for fusion", 2012 CERN Accelerator School for Ion Sources, Senec, Slovakia, 2 June 2012.
12. Kenneth SMITH, A.H.G., DATA BASE OF CROSS SECTIONS AND REACTION RATES FOR HYDROGEN ION SOURCES. Computer Physics Communications, 1989. 54: p. 391-407.
13. Schmidt, C.W., Review of Negative Hydrogen Ion Sources, in Linear Accelerator Conference 1990: Albuquerque, NM.
14. Κεσκιλίδου, Ε., Μελέτη μαγνητικού περιορισμού πλάσματος που παράγεται από αλληλεπίδραση βραχύχρονων παλμών λέιζερ με clusters. Εφαρμογή ως παλμική πηγή νετρονίων, in Γενικό τμήμα 2006, Πολυτεχνείο Κρήτης: Χανιά Κρήτης.
15. S. Moustazis, P. Lalouis, P. Auvray, J. Larour, K. Perrakis and P. Balcou: Laser based production, acceleration and neutralization of high current and high energy neutral H (or D) beam for DEMO applications, Euratom-EFDA-CCNB meeting presentation, 2012.
16. Ter-Avetisyan, S., et al., MeV negative ion generation from ultra-intense laser interaction with a water spray. Applied Physics Letters, 2011. 99(5): p. 051501.
17. Ter-Avetisyan, Sargis, et al. "Negative ions from liquid microdroplets irradiated with ultrashort and intense laser pulses." Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics 37.18 (2004): 3633.
18. Hall, R., et al., Vibrational Excitation of Hydrogen via Recombinative Desorption of Atomic Hydrogen Gas on a Metal Surface. Phys. Rev. Lett., 1988. 60(4): p.337-340.
19. C. Gorse, M.C., J. Bretagne, M. Bacal, Vibrational Excitation and Negative-Ion Production in Magnetic Multicusp Hydrogen Discharges. Chem. Phys., 1985. 93: p. 1-12.
20. Celiberto, R., et al., Cross Section Data for Electron-Impact Inelastic Processes of Vibrationally Excited Molecules of Hydrogen and Its Isotopes. Atomic Data and Nuclear Data Tables, 2001. 77(2): p. 161-213.
21. Bacal, M., Pressure and electron temperature dependence of H⁻ density in a hydrogen 63plasma. Journal of Applied Physics, 1981. 52(3): p. 1247.

22. Igorlich Sobelman, L.A.V., Evgeni Aleksandrovich Ukov, Excitation of atoms and broadening of spectral lines 1998, Berlin. 113.
23. K. Perrakis and S. Moustazis: Production of negative ion beam (H-, D-) and development of neutral beam using laser technology for applications in tokamaks. Poster at 10th School of Fusion Physics & Technology, Volos 2011
24. Mozgovoy, A.G. and V.A. Papadichev, Various ways of cathode plasma formation to produce up to 200 A/cm² of H- and 0.1–1 A/cm² of C-, F-, I-, and Pb- ions. Review of Scientific Instruments, 1994. 65(4): p. 1245.
25. Parker, Ro K., Richard E. Anderson, and Charles V. Duncan. "Plasma-induced field emission and the characteristics of high-current relativistic electron flow." Journal of Applied Physics 45.6 (1974): 2463-2479.
26. R. W. Stinnett, M.T.B., A Magnetically Insulated Negative Ion Source for Neutral Beam Heating. Journal of Fusion Energy, 1983. 4(3): p. 253-261.
27. S.N. Salinger, J.E.R., Determination of the Predominant Ionization and Loss Mechanisms for the Low-Voltage Arc Mode in a Neon Plasma Diode. J. Appl. Phys, 1968. 39(9): p. 4299-4308.
28. V.K. UNNIKRISHNAN, K.A., V.B.KARTHA, C. SANTHOSH, G.P. GUPTA, B.M. SURI, Measurements of plasma temperature and electron density in laser-induced copper plasma by time-resolved spectroscopy of neutral atom and ion emissions. Pramana Journal of Physics, 2010. 74(6): p. 983-993.
29. Chutko, O.V., et al., High-energy negative ions from expansion of high-temperature femtosecond plasma. Applied Physics B, 2003. 77(8-8): p. 831-837.
30. Xiang Wei, Z.W., Han Baoxi, Zeng Baoqing, Yang Zhonghai. COMPUTER SIMULATIONS OF IMPEDANCE CHARACTERISTICS FOR MAGNETICALLY INSULATED DIODES. in Second Asian Particle Accelerator Conference. 2001. Beijing, China.
31. Mora, P., Plasma Expansion into a Vacuum. Physical Review Letters, 2003. 90(18).
32. Bergeron, K.D., Two-species flow in relativistic diodes near the critical field for magnetic insulation. Applied Physics Letters, 1975. 28(6): p. 306-308.
33. Beilis, I.I., A Mechanism for Ion Acceleration Near the Anode of a Magnetically Insulated Ion Diode. IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE, 1998. 26(3): p. 995-999.
34. A.I. Pushkarev, Y.I.I., and D.V. Vahrushev, Investigation of an Ion Current Density Enhancement Effect in the Diode with Magnetic Self-Insulation.
35. Ho, C.Y., et al., Potential and electron density calculated for freely expanding plasma by an electron beam. Journal of Applied Physics, 2011. 110(1): p. 013306.
36. Λαλούσης, Π., Μαγνητοϋδροδυναμική με/χωρίς ηλεκτρική αντίσταση: Αριθμητική προσέγγιση, 2008: Βόλος.
37. Lalouis, P.a.H.H., First direct electron and ion fluid computation of high electrostatic fields in dense inhomogeneous plasmas with subsequent nonlinear laser interaction. Laser and Particle Beams, 1983. 1(03): p. 22.
38. Lalouis, P. J., L. L. Lengyel, and R. Schneider. "Two ('plus one')-dimensional simulation of pellet cloud evolution in the poloidal plane with a prescribed neutral particle source strength." Plasma Physics and Controlled Fusion 50.8 (2008): 085001.
39. Lalouis, P., Hora, H., Eliezer, S., Martinez-Val, J. M., Moustazis, S., Miley, G. H., & Mourou, G. (2013). "Shock mechanisms by ultrahigh laser accelerated plasma blocks in solid density targets for fusion." Physics letters A, 377(12), 885-888.
40. Auvray, P.; Larour, J.; Moustazis, S.D.: 'Generation of high pulsed magnetic field using a low inductance surface switch', IET Conference Proceedings, 2009, p. 13-13.
41. Moustazis, S. D., et al. "ICAN: High power neutral beam generation." The European Physical Journal Special Topics 224.13 (2015): 2639-2643.

42. Desjarlais, M. P. "Theory of applied-B ion diodes." *Physics of Fluids B: Plasma Physics* 1.8 (1989): 1709-1720.
43. Sultz, S. A., and W. A. Johnson. *"The effect of a virtual cathode on the electromagnetic stability of high-power ion diodes."* *Physics of Fluids B: Plasma Physics* 4.5 (1992): 1349-1359.
44. X. Chen, K. Dickens, E. H. Choi and M. Kristiansen, "Space-charge limited current for 1-D cylindrical diodes," *Digest of Technical Papers. PPC-2003. 14th IEEE International Pulsed Power Conference (IEEE Cat. No.03CH37472)*, Dallas, TX, USA, 2003, pp. 467-470 Vol.1.
45. Bacal, M., and G. W. Hamilton. "H⁻ and D⁻ Production in Plasmas." *Phys.Rev. Lett.* 42.23 (1979): 1538.
46. A. Agafonov et al. "The generation of intense fluxes of negative ions." *Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki* 84, 2040-2045, (1983):.
47. V. Papadichev et al. "Formation of cathode plasma in a magnetically insulated high-current diode to generate negative hydrogen ions with current densities up to 200 A/cm²." *Review of Scientific Instruments* 61, 439-441, (1990).
48. Robert M. Prohaska, Amnon Fisher, Norman Rostoker, "Negative ions from magnetically insulated diodes", *Proc. SPIE* 1407, *Intense Microwave and Particle Beams II*, (1 April 1991); doi: 10.1117/12.43533;
49. Horioka, K., Q. Yu, and K. Kasuya. "Formation process of negative ions in a magnetically insulated diode." *High-Power Particle Beams, 1992 9th International Conference on.* Vol. 2. IEEE, 1992.
50. Mozgovoy, A. G., and V. A. Papadichev. "H⁻ generation using an externally applied prepulse." *High-Power Particle Beams, 1992 9th International Conference on.* Vol. 2. IEEE, 1992.
51. Moustazis, Stavros D., Paraskevas Lalousis, and Kostas Perrakis. "On the Production, Acceleration and Photo-Neutralization of High Energy and High Current Negative Ions Beam for Magnetic Fusion Applications."
52. Moustazis, S. D., et al. "Photonuclear effects during filamentation of ultrashort laser pulses in deuterated clusters-application to compact magnetic fusion devices."
53. Humphries, S., J. J. Lee, and R. N. Sudan. "Generation of intense pulsed ion beams." *Applied Physics Letters* 25.1 (1974): 20-22.
54. Kapetanakis, Christos A., and Jeffry Golden. "Intense ion beam producing reflex triode." U.S. Patent No. 4,126,806. 21 Nov. 1978.
55. J Geddes, J.H., M B Shah, T V Goffe and H B Gilbody, Electron loss by 1-300 keV H⁻ ions in H and H₂. *J. Phys. B: At. Mol. Phys.*, 1980. 13: p. 319-325.
56. L. Grisham, "Lithium jet neutralizer to improve negative ion neutral beam performance", in: E. Surrey, A. Simonin (Eds.), *Negative Ions Beams and Sources: 1st International Symposium, AIP Conference Proceedings* 1097, 2009, pp. 364–373.
57. M. Hanada, M. Kashiwagi, T. Inoue, K. Watanabe, T. Imai, Experimental comparison between plasma and gas neutralization of high-energy negative ion beams, *Rev. Sci. Instrum.* 75 (2004) 1813.
58. Massey, H., *Negative Ions* 1976: Cambridge University Press.
59. Andersson, P., *LASER PHOTODETACHMENT OF NEGATIVE IONS*, in Department of Physics 2009, University of Gothenburg: Gothenburg, Sweden.
60. Smith, Stephen J., and David S. Burch. "Photodetachment cross section of the negative hydrogen ion." *Physical Review Letters* 2.4 (1959): 165.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.2.165>
61. PAMELA, J., The physics of production, acceleration and neutralization of large negative ion beams. *Plasma Phys. Control. Fusion*, 1995. 37: p. A325-A336.

62. Simonin, A., et al. "Ion source development for a photoneutralization based NBI system for fusion reactors." AIP Conference Proceedings. Vol. 1655. No. 1. AIP Publishing, 2015.
63. K. Prelec, T.S., Formation of Negative Hydrogen Ions in Direct Extraction Sources. Rev. Sci. Instrum., 1973. 44(10): p. 1451-1463.
64. Humphries, Stanley. *Charged Particle Beams*. Albuquerque: Wiley, 2002, pp388-394
65. J.W. Bond Jr., K.M. Watson and J.A. Welch Jr., Atomic Theory of Gas Dynamics (Addison-Wesley, Reading, Mass., 1965) p. 285.
66. Stepanov, A. V., V. I. Shamanin, and G. E. Remnev. "The study of operation modes of the self-magnetically insulated ion diode." Review of Scientific Instruments 90.3 (2019): 033302.
67. Zhu, Dan-Ni, et al. "Current loss of magnetically insulated coaxial diode with cathode negative ion." Chinese Physics B 27.2 (2018): 020501.
68. Isakova, Yu, et al. "Generation and diagnostics of pulsed intense ion beams with an energy density of 10 J/cm²." Review of Scientific Instruments 86.7 (2015): 073305.

On the Production, Acceleration and Photo-Neutralization of High Energy and High Current Negative Ions Beam for Magnetic Fusion Applications

Stavros D. Moustazis^{1,#}, Paraskevas Lalousis² and Kostas Perrakis¹

¹*Technical University of Crete, Science Department, 73100 Chania, Crete, Greece*

²*Institute of Electronic Structure and Laser, FORTH, Heraklion, Crete, Greece*

^{1,2}*Association Euratom-Hellenic Republic*

[#]*moustaz@yahoo.gr*

Abstract

A new scheme and methodology for the production, acceleration and photo-neutralization of negative ion beam (of hydrogen isotopes) for Tokamak Reactor application, is presented. The production of the negative ions is based on ultra-short laser beam interaction with deuterated clusters. The main advantages of the proposed negative ions source are (a) the high density of the produced negative ions and (b) the relatively small volume of production. Such a source can be placed at the end of a pulsed power generator in a magnetically isolated diode operating at 500 kV-1 MV and producing a current of negative ion beam up to 600 A. A highly efficient laser “cavity” neutralizer for negative ion beam photo-detachment, allowing the production of a high current neutral beam and its penetration in the torus of a Tokamak, is proposed for plasma heating. A one dimensional model in cylindrical geometry is being developed which describes the spatio-temporal evolution of negative deuterium ions and electrons in a magnetically isolated diode, which is between two concentric cylinders. A magnetic field parallel to the symmetry axis, and an external electric field between the two concentric cylinders, are applied.

Introduction

The production, acceleration and photo-neutralization of high energy and high current beams of negative ions present an increase interest the last few years due to their potential application as a heating source to Tokamak Reactors and especially for DEMO. In fact experimental results confirm the production of high energy negative ions by ultrashort laser beam interaction with clusters^{[1], [2], [3], [4]}, and or plastic surfaces in which the hydrogen was replaced by deuterium. In low pressure hydrogen discharges, significant densities of negative ions^[5] can be produced with electron densities up to 10^{12} cm^{-3} . A few decades ago the presence of negative ions has been demonstrated in magnetically insulated transmission lines^[6] (MITL) and in magnetically isolated high voltage diodes^[7] (MID). The proposed new scheme and methodology for the production of negative ions (H and/ or D) is based on the

idea to combine the existing know-how on different scientific areas in order to develop a compact device which will use ultra-short laser – cluster interaction for the negative ion production in a magnetically isolated diode coupled to a pulsed generator capable in order to extract a beam of 1 MeV and 600 A of negative ions. The proposed device will dispose a second laser system with relatively long pulses, nsec or μ sec which will be synchronized with the extracted negative ion beam in order to produce a neutral beam using photo-detachment effect. The laser photo-neutralizer presents important improvements, concerning the efficiency, compared to the conventional plasma neutralizer. The magnetic field in the MID is generated using a capacitor bank capable to produce the appropriate current in order to isolate the diode. In such configuration, negative ion beams of hydrogen or deuterium can be extracted with current densities in the range of 1-20 A/cm². The magnetic field confines the electron flux in the vicinity of the cathode hence the electrons do not close the gap between anode and cathode. Under these conditions only the negative ions can be accelerated between the cathode and the anode and extracted from the MID. The maximum extracted current depends on various parameters such as the geometrical parameters of the MID, the values of the external applied electric and magnetic fields. The development of a numerical code is necessary in order to simulate the operation of the MID and produce optimized scenarios.

The mathematical model and results

A two fluid, one dimensional code in cylindrical geometry is being developed which describes the spatio-temporal evolution of negative deuterium ions and electrons in a magnetically isolated diode, which is between two concentric cylinders. A magnetic field parallel to the symmetry axis, and an external electric field between the two concentric cylinders, are applied. The model equations include conservation of particles, momentum and energy of electron and negative ions, coupled with Maxwell's equation for the space-charge separation. In the calculations presented here we consider that at time equal zero equal densities of electrons (n_e) and negative ions (n_i) are enclosed between the two concentric cylinders.. We consider the following geometrical parameters: the external radius corresponding to the anode is 13cm and the inner radius is 10cm, corresponding to the cathode. The initial density for electron and negative ions density is 10^{11} cm⁻³ and the external applied voltage between the cathode and the anode of the MID is 1 MV. The values of the external applied magnetic field vary from 0.5 T to 2 T. Fig. 1 shows the spatial distribution of the electron density and ion density at two different time intervals of 4ns and 6 ns (fig. 1a and fig. 1b) and the velocity of the negative ions (fig. 1c) in the MID during the operation for an

external applied magnetic field up to 0.5 T. The maximum extracted current for this set of parameters is up to 850 A. Similar results we obtain for higher magnetic field up to 2 T but with a relatively lower total extracted current of the order of 550 A.

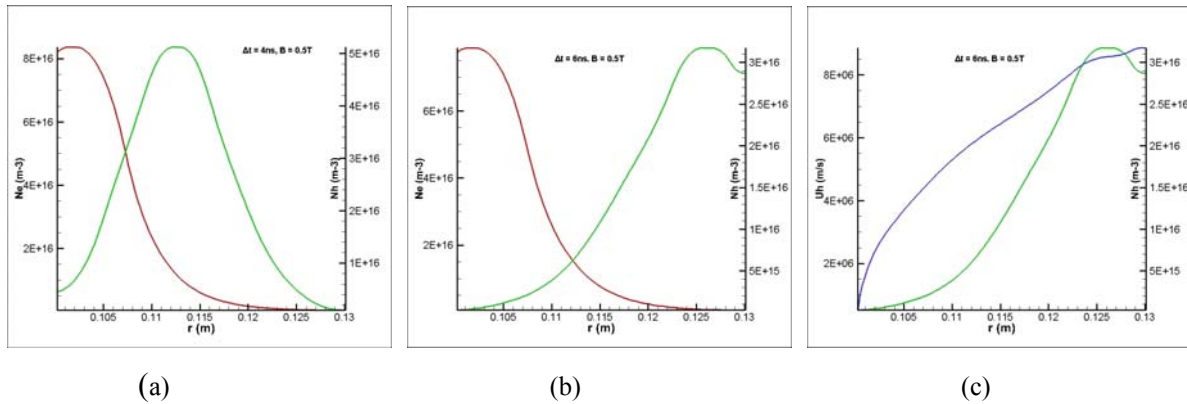


Fig.1 shows the spatial distribution of the electron density (in red), the negative ion density (in green) for time intervals of 4ns (a) and 6 ns (b) and the velocity (in blue) of the negative ions after 6 ns (c) of the diode operation.

The Laser photo-Neutralizer

Recent investigations concern the design and the calculation of a double laser system proposed for both the negative ion production and the negative ion neutralization configuration by photo-detachment techniques. The numerical calculations enable to propose a laser ‘cavity’ of approximately 2 m long to neutralize the pulsed negative ion beam of 1 MeV and 600 A. Three different laser systems were considered in order to evaluate their efficiency on the neutralization process of the negative ion beam. The different laser systems concern the Nd:Yag (1,05 μ m) the Ti:Sapphire (800nm) and the KrF Excimer (248nm). The efficiencies for the Nd:Yag and the Ti:Sapphire are very close to 98% and the KrF is 37% for the same dimension of the laser neutralizer. The energy of the laser system is up to 25J. The selection of a KrF Excimer laser system is based on existing commercial systems operating at a rep-rate of 1 kHz. The efficiency of the KrF Excimer negative ion neutralizer can be improved by increasing the dimension (the length) of the laser ‘cavity’. Fig.2 show the proposed system composed by the double laser system, the magnetically isolated diode for the production and acceleration of negative ions coupled to Marx Generator and the laser neutralizer in a compact configuration.

Conclusions

The numerical calculations presented show that the separation of the negative ions fluid from the electron fluid occurs approximately 2 nsec after the application of the high voltage in the MID, the extraction of the negative ions is completed after 12 nsec. These results are in good

agreement with experiments. During the operation of the MID the electron fluid remains confined by the magnetic field and the gap between the cathode and the anode is closed by the negative ion current. The numerical calculations enable us to evaluate the total extracted current which depends on the value of the external applied magnetic field. The maximum current is 850 A with a pulse duration of 20ns and power for the pulsed negative ion beam up to 1 GW. The proposed photo-neutralizer has an efficiency of 98% which can produce a high power neutral beam for heating applications to Tokamak Reactors, especially for DEMO.

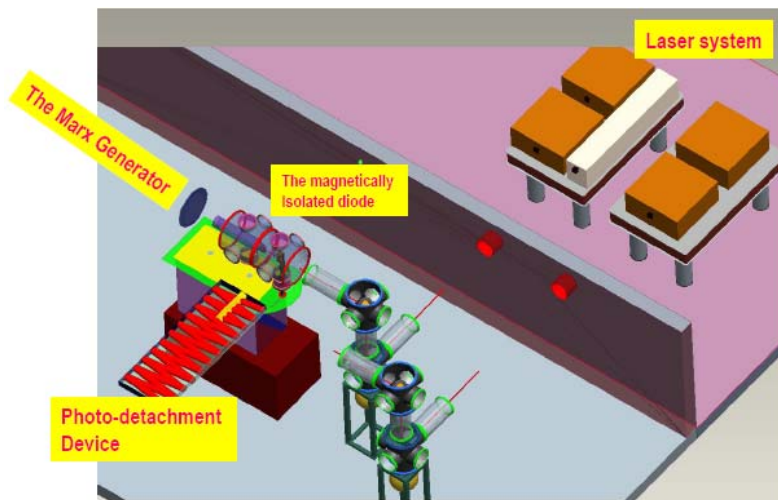


Fig.2 show the proposed device for the production, acceleration of negative ions and photo-neutralization of high energy and high current beams for Tokamak applications

References

1. Ditmire et al., Nature 386, 54, (1997), Ditmire et al., Nature 398, 489-492, (1999)
2. G. Grillon, S.D. Moustazis, P. Balcou et al., "Deuterium-Deuterium Dynamics in Low-Density Molecular Cluster Jets by Intense Ultrafast Laser Pulses", Phys. Rev. Lett. 89, 065005 (2002) - and P. Balcou, G. Grillon, S. D. Moustazis et al., 'Neutron Generation by Laser Irradiation of CD₄ Clusters', AIP Conf. Proc. 611, 244 (2002).
3. S. Ter-Avetisyan et al., Applied Physics Letters 99, 051501, (2011).
4. S. Ter-Avetisyan et al., Review of Scientific Instruments 83, 1 000000-1, (2012).
5. M. Bacal, Volume Production of H⁻ ions in plasma, Physica Scripta 2/2, 467-478 (1982) – and -- M. Bacal et al. 'Volume H⁻ ion Production in Multicusp sources at Ecole Polytechnique'. Proceedings of the Second European Workshop on the Production and Application of Light Negative Ions. Ecole Polytechnique Palaiseau, March 5-7 (1986) – M. Bacal, 'Extraction of H⁻ Ions from Volume Sources', Proceedings of the Second European Workshop on the Production and Application of Light Negative Ions. Ecole Polytechnique Palaiseau, March 5-7 (1986).
6. Stinnet and Buttram, J. of Fusion Energy 4, 253 (1983)
7. A. V. Agafonov et al., 'Generation of Intense Flux of Negative Ions, Sov. Phys. JETP 57, 1188, (1983)

Investigations on High Power Neutral Beam Production for Tokamak Applications

S. D. Moustazis^{1,#}, P. Lalouis², K. Perrakis¹, J.E. Ducret³,
J. Larour⁴, and P. Auvray⁴

¹*Technical University of Crete, Science Department, 73100 Chania, Crete, Greece*

²*Institute of Electronic Structure and Laser, FORTH, Heraklion, Crete, Greece*

³*CELIA Laser Facility-UMR5107, University of Bordeaux I, France*

⁴*LPP-Laboratoire de Physique des Plasmas, Ecole Polytechnique, Palaiseau, France*

^{1,2}*Association Euratom-Hellenic Republic*

[#]*moustaz@yahoo.gr*

Abstract

The development of a two fluid, one dimensional code in cylindrical geometry enables to study and describe the spatio-temporal evolution of negative hydrogen (or deuterium) ions and electrons in a magnetically insulated diode. The code is applied to test experimental data from the international literature on pulsed power devices producing high voltage and high current negative ion beams in order to investigate the physical processes of the acceleration and the extraction of the beam. The numerical results of the code are in good agreement with the experimental data using the appropriate physical and the geometrical parameters of the devices. These investigations allow to propose a new scheme for the production of a high power (~100MW) neutral beam, based on different well established technologies such as: (a) the production of negative ions by ultra-short laser beam interaction with clusters, (b) the coupling of a magnetically insulated diode with a pulsed power device capable to extract high current (200 A) and high energy (1 MeV) negative ion beam and (c) laser based photodetachment techniques for beam neutralization. The proposed scheme has applications to Tokamak reactors.

Introduction

The need for efficient plasma heating is one of the keys to achieve fusion in devices such ITER and DEMO. Neutral beams are getting more attention lately because they can fulfil these goals, development is in progress on standard as well as alternative techniques for negative ion beam production and neutralization. This paper is concerned with the study of a Magnetically Insulated Diode (MID) as an alternative technique for the production, acceleration, and extraction of a high power negative ion beam. Since the early eighties there are a sufficient number of experiments (about ten) on high current density and high voltage

negative ion beam production using pulsed power generators, coupled with MIDs. By selecting the geometrical and physical parameters from experiments performed world-wide on high power negative ion beam production, we investigate comparisons with the results of a 2-fluid, 1-D numerical code we have developed and select appropriate parameters for custom applications. These experimental results are in good agreement with the numerical results from our code are in good agreement and are presented hereafter. These successful investigations enables us to propose, in the near future, an alternative high power negative ion beam for ITER/DEMO application. Previous experimental results^{[1], [2], [3]}, confirmed by recent experimental data^[4] show that negative ion densities up to 10^{12} cm^{-3} can be produced by ultra-short laser beam interaction with clusters. This technique can be elaborated in order to be used to fuel the cathode of a MID.

Discussion

The MID principle of operation requires the presence of a strong pulsed magnetic field in order to trap the electrons close to the cathode and to extract the negative ions. Our previous experimental work on pulsed magnetic devices^[5] showed that we can generate magnetic field using a capacitor bank coupled with a surface switch up to 30 T. These values are more than enough for the specifications for the MID we describe. To simulate the electron and negative ion spatio-temporal evolution inside the diode, a numerical code was developed. The code treats the cathode plasma as a two fluid system, with electrons and negative ions enclosed between two concentric cylinders, polarized at a high voltage and are generated on the surface of the inner cylinder. In addition, an initial uniform magnetic field is applied parallel to the symmetry axis. The code computes the conservation equations, continuity momentum and energy, of the two species, as well as the interactions with the electric and magnetic fields. The main bibliography concerning research and results on the pulsed power devices coupled with MIDs, along with corresponding data and results are shown in Table 1. All configurations are for a diode with anode-cathode gap of few centimeters, using an external magnetic field of few teslas. From the existing experimental data (see the bibliography corresponding to table I) it is evident that high negative ion current density can be accelerated and be extracted from the diode. We used our 2-fluid, 1-D numerical code to simulate the operation of these MIDs. Our results are in good agreement with the experimental ones from the references in Table 1. We also operate the code using several other parameters to investigate the influence each one has on the extracted negative ion current. In Figure 1 we have kept all parameters constant (AK gap = 3 cm, electron density = 10^{11} cm^{-3} , voltage = 1MV, beam area = 25 cm^2) and only varying the magnetic field strength. We can see that

there is an optimum B value that maximizes the ion current. This value is about 1.5 times the critical magnetic field (obtained from the gyroradius of the electron), as indicated from experiments^[1]. Figure 2 shows the dependence of the ion density on the extracted current, and there is a rather linear correlation between these two parameters. From table 1 we can also conclude that we can reach negative hydrogen densities of 10^{14} cm^{-3} formed from a dense and relatively hot plasma. There have been experiments confirming that such a plasma can be formed from laser-cluster interaction techniques.

Source	Electron density (cm^{-3})	Voltage (keV)	Ion current density J (A/cm^2)	Ion current I (kA)	Diode geometry	Diode area (cm^2)
Stinnett & Buttram ^[7]	10^{14} - 10^{18}	1000-4000	100-300*	600*	Planar	1400*
Agafonov et al. ^[8]	10^{15}	500-700	13	2	Cylindrical	60-120
Papadichev et al. ^[9]	$0,7 \times 10^{16}$	40-150	200	2	Cylindrical	60-120
Pushkarev et al. ^[10]	10^{14}	150-200	20-150	1.6-12	Planar	80
Pushkarev et al. ^[6]	N/A	200-250	20-40	2-4	Planar	100
Rej et al. ^[11]	N/A	100	100	50	N/A	300
Xin et al. ^[12]	N/A	250	300	30	Cylindrical	96
Park & Wurden ^[13]	10^{14}	100-125	25	2	N/A	400

Table 1. Important parameters from MID bibliography. *Estimations, N/A Non Available

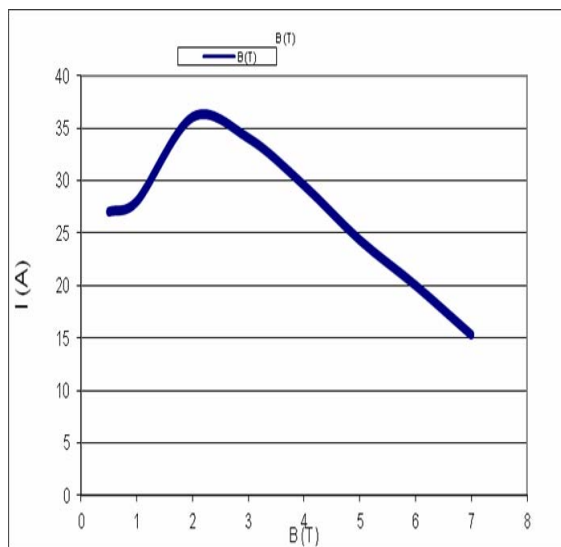


Fig.1: The ion current extracted from the MID versus the magnetic field B.

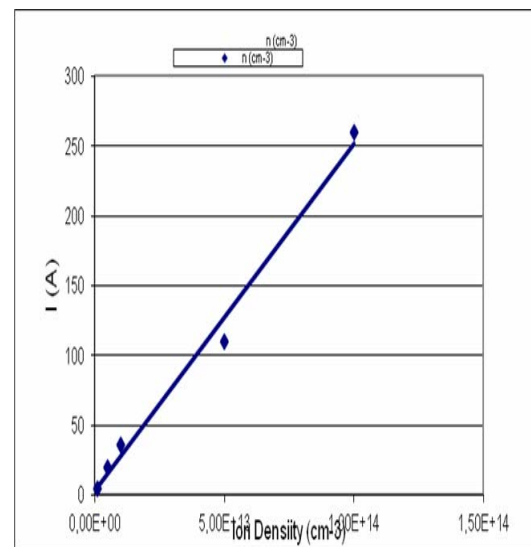


Fig.2: The ion current I versus the ion density inside the diode.

Note that in our tests, the numerical code simulates the initial ion and electron density which is then left to evolve, so once the extraction of the ions is completed, the procedure stops. For

the practical continuous pulsed operation of the MID, the code can be configured with an appropriate ion density source term and can simulate the MID operation for different electron and negative ion densities.

Conclusions

For the first time the development of a 2-fluid, 1-D numerical code allows to describe the operation of MID for high power negative ion extraction from a MID and to compare with experimental results from the international bibliography. The good agreement between the results from the code and experimental results enables to apply the code to simulate the MID operation for different geometrical and physical parameters. The coupling of the MID with a pulsed power generator operating at 1 MeV with pulse duration of μsec , an initial H^- density of 10^{16} cm^{-3} on the cathode, a cathode surface of 25 cm^2 and an applied magnetic field^[5] of 2T, can generate a negative hydrogen beam of 100 MW with rep-rate of 100 Hz. In the proposed alternative device for high power neutral beam production, a double laser system will be considered: an ultra-short (fs) laser can be used for the negative ion production by laser-cluster interaction^{[1], [2], [3], [4]} with densities up to 10^{12} cm^{-3} inside the diode, while a longer pulse (μs) laser beam with energy of 25 J can be used for the photo-neutralization. The integration of these techniques in a unique device can provide a new alternative high power Neutral Beam method for heating needs of Tokamak reactors.

References

1. G. Grillon, S.D. Moustazis, P. Balcou et al., "*Deuterium-Deuterium Dynamics in Low-Density Molecular Cluster Jets by Intense Ultrafast Laser Pulses*", Phys. Rev. Lett. 89, 065005 (2002)
2. S.D. Moustazis, P. Balcou et al. "*Interactions with Clusters*", 9th International Symposium on the Production and neutralization of negative ions and beams, Gif-sur-Yvette, France 2002.
3. S. Ter-Avetisyan et al., Review of Scientific Instruments 83, 02A710-3, (2012).
4. J-E. Ducret, private comm. on recent results using the CELIA laser at Univ. of Bordeaux, December 2012.
5. P. Auvray, J. Larour and S. D. Moustazis, "Generation of high pulsed magnetic field using a low inductance surface switch", IET Pulsed Power Symposium, Geneva 09, (2009) and oral presentation during the EFDA-CCNB Crete 2013 workshop.
6. A. Pushkarev et al. *The effect of ion current density amplification in a diode with passive anode in magnetic self-isolation mode*. Physics of Plasmas, 17, 123112, (2010)
7. R. W. Stinnett, M. T. Buttram "A Magnetically Insulated Negative Ion Source for Neutral Beam Heating". Journal of Fusion Energy, 4, 253-261, (1983).
8. A. Agafonov et al. "*The generation of intense fluxes of negative ions.*" Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki 84, 2040-2045, (1983):.
9. V. Papadichev et al. "*Formation of cathode plasma in a magnetically insulated high current diode to generate negative hydrogen ions with current densities up to 200 A/cm2.*" Review of Scientific Instruments 61, 439-441, (1990).
10. A. Pushkarev et al. "*Investigation of magnetically self-insulated effect in an ion diode with an explosive emission potential electrode*". Physics of Plasmas, 17, 013104 (2009).
11. D. Rej et al. "*Intense diagnostic neutral beam development for ITER.*" Review of scientific instruments 63, 4934-4936, (1992):.
12. J. Xin et al. "*Initial plasma of a magnetically insulated ion diode in bipolar-pulse mode*". Physics of Plasmas, 15, 123108, (2008).
13. J. Park and G. Wurden. "*Intense Diagnostic Neutral Beam for ITER*" <http://wsx.lanl.gov/publication/LANL-IDNBITER-white-paper.pdf>

ICAN: High power neutral beam generation

S.D. Moustazis^{1,5,a}, P. Lalouis^{2,5}, K. Perrakis¹, P. Auvray³, J. Larour³,
J.E. Ducret⁴, and P. Balcou⁴

¹ Technical University of Crete, Institute of Matter Structure and Laser Physics, 73100 Chania, Crete, Greece

² Institute of Electronic Structure and Laser, FORTH, Heraklion, Crete, Greece

³ LPP-Laboratoire de Physique des Plasma, Ecole Polytechnique, Palaiseau, France

⁴ CELIA Laser Facility-UMR5107, University of Bordeaux I, Bordeaux, France

⁵ Association Euratom-Hellenic Republic

Received 6 March 2015 / Received in final form 31 August 2015

Published online 26 October 2015

Abstract. During the last few years there is an increasing interest on the development of alternative high power new negative ion source for Tokamak applications. The proposed new neutral beam device presents a number of advantages with respect to: the density current, the acceleration voltage, the relative compact dimension of the negative ion source, and the coupling of a high power laser beam for photo-neutralization of the negative ion beam. Here we numerically investigate, using a multi-fluid 1-D code, the acceleration and the extraction of high power ion beam from a Magnetically Insulated Diode (MID). The diode configuration will be coupled to a high power device capable of extracting a current up to few kA with an accelerating voltage up to MeV. An efficiency of up to 92% of the coupling of the laser beam, is required in order to obtain a high power, up to GW, neutral beam. The new high energy, high average power, high efficiency (up to 30%) ICAN fiber laser is proposed for both the plasma generation and the photo-neutralizer configuration [1].

1 Introduction

The need for efficient plasma heating is one of the keys to achieve fusion at projects like ITER and DEMO. High power Neutral Beams (NB) are receiving increasing attention lately because they can fulfil these goals and EFDA works on standard as well as alternative techniques for negative ion beam production and neutralization. For the ITER machine will be 16.8 MW per beam [2], and for the future energy oriented DEMO machine will total at 150 MW [3]. The necessary energy of the beam for the penetration and heating of Tokamak plasma will be of the order of 1–2 MeV. These neutral beam powers cannot be achieved using present techniques of converting positive ion beams to neutral beams with charge exchange procedures, because for beam energy higher than ~ 100 keV the neutralization efficiency decreases exponentially with increasing beam energy. An attractive solution to this problem is the

^a e-mail: moustaz@yahoo.gr

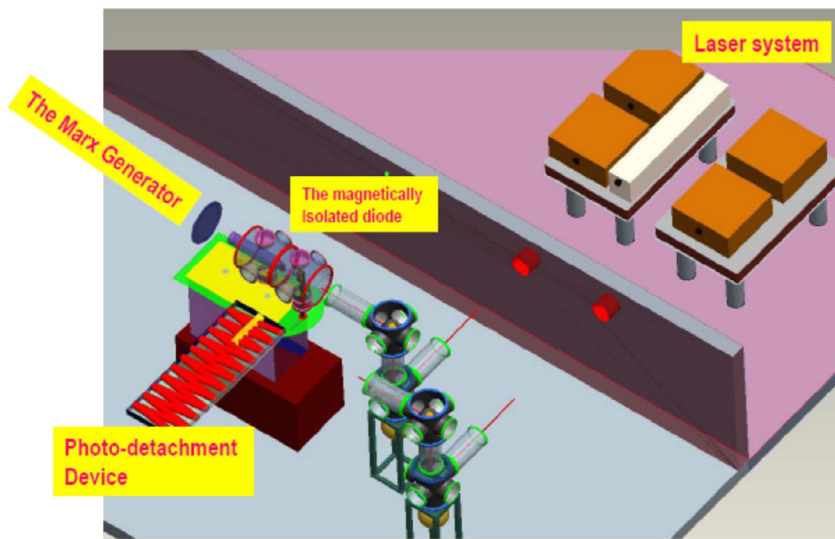


Fig. 1. The proposed device for the production, acceleration of negative ions and photo-neutralization of high energy and high current beams for Tokamak applications.

use of negative ions instead. Negative ions have a loosely (0.75 eV of ionization energy) bound electron that can be removed efficiently using a laser beam with the appropriate photon energy.

2 New scheme and methodology for neutral beam generation

The proposed new scheme for the production of a high power ($\sim 100\text{ MW}$) neutral beam, is based on different well established technologies such as: (a) the production of negative ions by ultra-short laser beam interaction with clusters, (b) the coupling of a magnetically insulated diode (MID) with a pulsed power device capable to extract high current (1 kA) and high energy (1 MeV) negative ion beam and (c) high efficiency, high repetition rate laser based photodetachment techniques for beam neutralization. Figure 1 shows the integration of these techniques in a unique device capable to provide a new, alternative high power neutral beam generation method for heating needs of Tokamak machines.

The proposed laser system, for both the negative ion production and the photo-neutralizer configuration, is the ICAN fiber-based laser concept [1] offering high energy, high average power and high efficiency ($\sim 30\%$). Experiments on ultra-short laser-cluster interactions confirm the production of high energy positive and negative ions [4–11]. The intense laser induced electric field produces a Coulomb explosion of the cluster and the generation of positive and negative ions are measured using mass spectrometer diagnostics. A recent experiment [12], using the CELIA laser facility (University of Bordeaux, France) confirms previous results on negative ion production by laser-cluster interaction, but with relatively lower laser beam energy of the order of 200 mJ due to the improvements of the contrast ratio of the laser beam.

The acceleration and the extraction of the negative ion beam will be performed in a Magnetically Insulated Diode (MID). The concept of magnetic insulation was first described in a 1983 paper by R. Stinnett based on observations made in the early 1970's at the Hydramite accelerator [13]. The magnetic insulation allows trapping the electrons very close to the cathode of the diode and extracting the high energy

negative ions from the anode of the diode. Since the early 1980's there have been a sufficient number of experiments that have described the production of high current density and high voltage negative ion beam, using pulsed power generators, coupled with MIDs [14–19]. For example, Agafonov et al. measured 500–700 keV negative hydrogen flux with current up to 5 kA and current density close to the Child-Langmuir limit using magnetic insulation of 1.5 T in a cylindrical diode [14]. Papadichev et al. reported production of negative ion current density of 200 A/cm² [15], while lately Pushkarev et al. used a planar diode to obtain ion densities of 20–40 A/cm² with energies of 200–250 keV [16, 17]. The MID principle of operation requires the presence of a strong pulsed externally applied magnetic field in order to trap the electrons close to the cathode and extract the negative ions. Our previous experimental work on pulsed magnetic devices show that we can generate high magnetic fields using a capacitor bank coupled with a surface switch up to 50 T [20]. These values are more than enough for the specifications for the MID we need for the proposed device.

A multi-fluid, one dimensional code in cylindrical geometry is being developed (based on a multi-fluid plasma fusion code [21]) which describes the spatio-temporal evolution of positive, negative deuterium ions and electrons in a MID. The model equations [22] include conservation of particles, momentum and energy of electron and negative ions, coupled with Maxwell's equation for the space-charge separation. In the calculations presented here we consider that at time zero, equal densities of electrons (n_e) and positive (n_p), negative ions (n_i) are enclosed between the two electrodes (anode and cathode). We use for the first time the multi-fluid code to simulate the experimental results of the international bibliography on the negative ion production from pulsed power and MID devices. In fact the code allows introducing the geometrical and the physical parameters related to the experiments on pulsed power techniques the negative ion beam extraction. These parameters reported from the international literature are tested with the numerical results of the code and are in good agreement. The success of the multi-fluid code to simulate different experimental conditions for high power negative ion beam extraction enables us to describe and design the MID of our proposed configuration and calculate the extract values of the negative ion beam appropriate for Tokamak applications [23]. A density current of 25 A/cm² and negative ion beam energy of 1 MeV with duration of a few μ s was calculated for a distance of the order of cm between the anode and the cathode and a magnetic field of 2 T. This value of the externally applied magnetic field is necessary for the magnetic insulation of the electrons near the cathode of the MID. For a cathode surface of 12 cm \times 12 cm the power of the extracted negative ion beam (single shot) is \sim 4 GW. The maximum value for the photo-detachment cross section of the negative ions corresponds to the photon energy of the Nd:Yag laser system and is slightly different for the photons from the Ti:Sapphire laser system. The numerical calculations enable us to propose a photo-neutralizer with a 2 meter “cavity” and an efficiency of photo-neutralization of the negative ion beam of up to 96% and for a laser beam energy up to \sim 65 J.

3 Discussion

For the first time the development of a multi-fluid, 1-D numerical code allows to describe the operation of MID for high power negative ion beam extraction and to compare with experimental results from the international bibliography. The coupling of the MID with a pulsed power generator operating at 1 MeV with pulse duration of μ sec, and an externally applied magnetic field of 2 T allows to extract a negative ion (hydrogen or deuterium) beam with current density up to 25 A/cm². The proposed new scheme and methodology for the high power NB based on the MID configuration

for the acceleration and extraction of the negative ions can operate on a high repetition rate mode up to 10 kHz or a CW mode. In the case of the CW mode the current of the negative ion beam will be up to 50 A and in the case of the pulsed (10 kHz) mode will be ~ 4 kA (1 MeV accelerating voltage). For the CW mode 1 kW ICAN fiber laser system coupled to a Fabry-Perot cavity will ensure the photo-neutralization of the negative ions beam with an efficiency of 96%. For the pulsed mode a high efficiency ($\sim 96\%$) photo-neutralizer uses an ICAN fiber laser beam operating at 10 kHz with energy up to 65 J per pulse, coupled to the optical cavity. The injected power in the plasma of the torus for 3 devices connected to the Tokamak, will be up to 120–130 MW for the pulsed mode and ~ 150 MW for the CW mode. For both modes of operation the ICAN fiber laser system can be adapted in order to provide two separate laser beams (see Fig. 1) with different parameters concerning the pulse duration of the beam and the output power. The first (ultra-short) laser beam will be used for the negative ion production from laser-cluster interaction and the second will be coupled to a “cavity” for the photo-neutralization of the high power negative ion beam.

4 Conclusion

The experiments based on pulsed power techniques to accelerate and extract high power negative ion beam of few kA [14–19], the high efficiency negative ion production from ultra-short laser beam interaction with clusters of deuterium (or hydrogen) [4–12], the agreement [23] between our multi-fluid numerical code describing the operation of the MID and the experimental results on negative ion extraction from magnetically insulated configurations and the high efficiency photo-neutralization technique based on the ICAN laser [1], allow us to propose a new scheme and methodology of high power neutral beam generation with power up to 150 MW for the plasma heating of the future ITER or DEMO machines. The pulsed power technologies work with high efficiency up to 75% and the proposed ICAN laser was designed with an operational efficiency of 30% which is important compared to the conventional laser systems. The proposed scheme and methodology for high power NB generation combines high efficiency subsystems as required for the development of all auxiliary systems of the DEMO machine in order to optimize the output electric power for the users.

References

1. G. Mourou, B. Brocklesby, T. Tajima, J. Limpert, *Nat. Photon.* **7**, 258 (2013)
2. P. Franzen, [Online]. IPP Summer University, Garching September 20, (2010) Max-Planck-Institut für Plasmaphysik EURATOM Association, https://www.ipp.mpg.de/ippcms/de/pr/veranstaltungen/kurse/veranstaltungsarchiv/2010/documents/franzen_plasma_heating.pdf (accessed Nov. 2011)
3. T.N. Todd, Key Aspects of a Pulsed Tokamak DEMO [Online]. Culham Centre for Fusion Energy, Oxfordshire, 12-05-30, Hefei. <http://cnmfrdg.ustc.edu.cn/workshop/Second2/201206/P020120605411558048407.pdf> (accessed Jun. 2014)
4. Ditmire, et al., *Nature* **54**, 386 (1997)
5. Ditmire, et al., *Nature* **398**, 489 (1999)
6. G. Grillon, P. Balcou, S.D. Moustazis, et al., *Phys. Rev. Lett.* **89**, 065005 (2002)
7. P. Balcou, G. Grillon, S.D. Moustazis, et al., *AIP Conf. Proc.* **611**, 244 (2002)
8. P. Balcou, S.D. Moustazis, et al., 9th International Symposium on the Production, neutralization of negative ions, beams, Gif-sur-Yvette, France (2002)
9. S.D. Moustazis, P. Balcou, J.-P. Chambaret, D. Hulin, G. Grillon, J.-Ph. Rousseau, M. Schmidt **639**, 197 (2002)
10. S. Ter-Avetisyan, et al., *Appl. Phys. Lett.* **99**, 051501 (2011)

11. S. Ter-Avetisyan, et al., *Rev. Scientific Instrum.* **83**, 02A710 (2012)
12. J.-E. Ducret, on recent results using the CELIA laser at Univ. of Bordeaux, December (2012) (private communication)
13. R.W. Stinnett, et al., *J. Fusion Ener.* **4**, 253 (1983)
14. A.V. Agafonov, A.A. Kolomenskii, A.N. Lebedev, P.S. Mikhalev, A.G. Mozgovoi, D.B. Orlov, V.A. Papadichev, T.A. Shelkovenko, *Z. Eksper. Teoreticheskoi Fiz.* **84**, 2040 (1983)
15. V.A. Papadichev, S.A. Pikuz, T.A. Shelkovenko, *Rev. Scientific Instrum.* **61**, 439 (1990)
16. D.J. Rej, I. Henins, R.J. Fonck, Y.J. Kim, *Rev. Scientific Instrum.* **63**, 4934 (1992)
17. J.P. Xin, X.P. Zhu, M.K. Lei, *Phys. Plasmas* **15**, 123108 (2008)
18. A.I. Pushkarev, J.I. Isakova, M.S. Saltimakov, R.V. Sazonov, *Phys. Plasmas* **17**, 013104 (2009)
19. A.I. Pushkarev, Y.I. Isakova, D.V., Vakhrushev, *Phys. Plasmas* **17**, 123112 (2010)
20. P. Auvray, J. Larour, S.D. Moustazis, IET Pulsed Power Symposium, Geneva 09 (2009)
21. P. Lalouis, H. Hora S. Eliezer, J.-M. Martinez-Val, S.D. Moustazis, G.H. Miley, G. Mourou, *Phys. Lett. A* **377**, 885 (2013)
22. P. Lalouis, L. Lengyel, R. Schneider, *Plasma Phys. Control. Fusion* **50**, 085001 (2008)
23. S.D. Moustazis, P. Lalouis, K. Perrakis, J.E. Ducret, J. Larour, P. Auvray, <http://ocs.ciemat.es/EPS2013PAP/pdf/139> (2013)