



**ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ ΚΡΗΤΗΣ**  
**ΣΧΟΛΗ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΠΑΡΑΓΩΓΗΣ ΚΑΙ ΔΙΟΙΚΗΣΗΣ**  
**Εργαστήριο Δομής της Ύλης και Φυσικής Λείζερ**

**Διδακτορική Διατριβή**

**«Παραγωγή σωματιδίων άλφα και η συνεισφορά τους στο φαινόμενο  
θέρμανσης πλάσματος σε μηχανές σύντηξης»**

**Της**  
**ΧΡΥΣΟΒΑΛΑΝΤΗΣ ΔΑΠΟΝΤΑ**

**Επιβλέπων:**  
Αναπλ. Καθηγητής της Σχολής Μηχανικών Παραγωγής και Διοίκησης  
**Σταύρος Δ. Μουσταϊζής**

**ΧΑΝΙΑ, 2025**

## ΕΠΤΑΜΕΛΗΣ ΕΞΕΤΑΣΤΙΚΗ ΕΠΙΤΡΟΠΗ

**Τίτλος (ελληνικά/αγγλικά):** «Παραγωγή σωματιδίων άλφα και η συνεισφορά τους στο φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος σε μηχανές σύντηξης»

**"Alpha particles production and their contribution to plasma heating effect in fusion devices"**

### ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗ ΔΙΑΤΡΙΒΗ

**Ονοματεπώνυμο διδάκτορα : Χρυσοβαλάντη Δαπόντα**

### ΤΡΙΜΕΛΗΣ ΣΥΜΒΟΥΛΕΥΤΙΚΗ ΕΠΙΤΡΟΠΗ:

1. Σταύρος Δ. Μουσταϊζής, Αναπληρωτής Καθηγητής, (Επ ι β λ έ π ω ν)  
Σχολή Μηχανικών Παραγωγής και Διοίκησης,  
Πολυτεχνείο Κρήτης
2. Φώτιος Κανέλλος, Αναπληρωτής Καθηγητής,  
Σχολή Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών,  
Πολυτεχνείο Κρήτης.
3. Γεώργιος Σταυρουλάκης, Καθηγητής,  
Σχολή Μηχανικών Παραγωγής και Διοίκησης,  
Πολυτεχνείο Κρήτης.

**Εγκρίθηκε από την επταμελή εξεταστική επιτροπή την: 23 / 01 / 2025**

1. Σταύρος Δ. Μουσταϊζής, Αναπληρωτής Καθηγητής, (Επ ι β λ έ π ω ν)  
Σχολή Μηχανικών Παραγωγής και Διοίκησης,  
Πολυτεχνείο Κρήτης
2. Κανέλλος Φώτιος: Αναπληρωτής Καθηγητής,  
Σχολή Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών,  
Πολυτεχνείο Κρήτης.
3. Σταυρουλάκης Γεώργιος: Καθηγητής,  
Σχολή Μηχανικών Παραγωγής και Διοίκησης,  
Πολυτεχνείο Κρήτης.
4. Λουκάκος Παναγιώτης: Ερευνητής Α' Βαθμίδας,  
Ινστιτούτο Ηλεκτρονικής Δομής και Λέιζερ,  
Ιδρυμα Τεχνολογίας και Έρευνας.
5. Ιψάκης Δημήτρης: Επίκουρος Καθηγητής,  
Σχολή Μηχανικών Παραγωγής και Διοίκησης,  
Πολυτεχνείο Κρήτης.
6. Παπαευθυμίου Σπυρίδων: Καθηγητής,  
Σχολή Μηχανικών Παραγωγής και Διοίκησης,  
Πολυτεχνείο Κρήτης.
7. Τζωρτζάκης Στυλιανός: Καθηγητής,  
Τμήμα Επιστήμης και Μηχανικής Υλικών,  
Πανεπιστήμιο Κρήτης

**Stavros D. Moustazis**  
Digitally signed by  
Stavros D. Moustazis  
Date: 2025.01.29  
19:11:09 +02'00'

**Φώτιος Κανέλλος**  
Digitally signed  
by Φώτιος  
Κανέλλος  
Date: 2025.02.04  
13:05:09 +02'00'

**GEORGIOS STAVROULAKIS**  
03/02/2025 15:45

**PANAGIOTIS LOUKAKOS**  
Digitally signed by  
PANAGIOTIS LOUKAKOS  
Date: 2025.01.31  
09:24:00 +02'00'

**Δημήτριος Ιψάκης**  
Digitally signed by  
Δημήτριος Ιψάκης  
Date: 2025.01.31  
11:56:59 +02'00'

**Σπυρίδων Παπαευθυμίου**  
Digitally signed by  
Σπυρίδων Παπαευθυμίου  
Date: 2025.01.31 11:46:52  
+02'00'

**STYLIANOS TZORTZAKIS**  
30/01/2025 19:30

## ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Για εμένα, ο δρόμος για την απόκτηση διδακτορικού δεν ήταν εύκολος. Θυμάμαι τις φορές που θέλησα να το παρατήσω, όντας απογοητευμένη από τις δυσκολίες, τόσο στην εύρεση εργασίας, όσο και στις βασικές μου διδακτορικές υποχρεώσεις. Ένας άνθρωπος με συγκρατούσε πάντα από τη λήψη παρορμητικών αποφάσεων....Ο βασικός μου επιβλέπωντας, Αναπληρωτής Καθηγητής της Σχολής Μηχανικών Παραγωγής και Διοίκησης του Πολυτεχνείου Κρήτης, κ. Σταύρος Μουσταϊζής. Τον ευχαριστώ θερμά λοιπόν και του είμαι ευγνώμων, που στεκόταν πάντα δίπλα μου, αρωγός των προσπαθειών μου, στηρίζοντας με έμπρακτα σε όλες τις δυσκολίες!

Ευχαριστώ επίσης θερμά: i) Το Δρ. Παρασκευά Λαλούση, για την ευγενική παραχώρηση του κώδικα, που χρησιμοποιήθηκε στο πλαίσιο της παρούσας διδακτορικής διατριβής, για τη διενέργεια των αριθμητικών προσομοιώσεων. ii) Τα υπόλοιπα μέλη της τριμελούς συμβουλευτικής μου επιτροπής, κ. Φώτιο Κανέλλο, Αναπληρωτή Καθηγητή της Σχολής Ηλεκτρολόγων Μηχανικών και Μηχανικών Υπολογιστών του Πολυτεχνείου Κρήτης και κ. Γεώργιο Σταυρουλάκη, Καθηγητή της Σχολής Μηχανικών Παραγωγής και Διοίκησης του Πολυτεχνείου Κρήτης, που από την πρώτη στιγμή αγκάλιασαν το θέμα του διδακτορικού μου και θέλησαν να το υποστηρίξουν, αν και δεν ήταν το άμεσο γνωστικό τους αντικείμενο και, iii) Τα υπόλοιπα μέλη της επταμελούς εξεταστικής μου επιτροπής, Δρ. Παναγιώτη Λουκάκο (Ίδρυμα Τεχνολογίας και Έρευνας - ΙΤΕ), κ. Δημήτρη Ιψάκη, Επίκουρο Καθηγητή της Σχολής Μηχανικών Παραγωγής και Διοίκησης του Πολυτεχνείου Κρήτης, κ. Σπυρίδων Παπαευθυμίου, Καθηγητή της Σχολής Μηχανικής Παραγωγής και Διοίκησης και κ. Στυλιανό Τζωρτζάκη, Καθηγητή του Τμήματος Επιστήμης και Μηχανικής Υλικών του Πανεπιστημίου Κρήτης.

Με εξαίρεση τους ανωτέρω, ευχαριστώ όλους του σημαντικούς ανθρώπους, που γνώρισα κατά τη διάρκεια του διδακτορικού μου και υπήρξαν πρόσθετο, έμπρακτο στήριγμα της προσπάθειας μου. Ιδιαίτερα ευχαριστώ τον φίλο και συ-συγγραφέα των δημοσιεύσεων που προέκυψαν στο πλαίσιο του παρόντος διδακτορικού, *Dr Noaz Nissim*, από το Κρατικό Ινστιτούτο Έρευνας *SOREQ* στη Yavne (Ισραήλ). Ευχαριστώ επίσης τα διεθνή μέλη του *Management Committee* του *Ευρωπαϊκού Συνεταιρισμού Επιστήμης και Τεχνολογίας (European Cooperation of Science and Technology - COST) COST PROBONO – Proton Boron Nuclear Fusion: From energy production to medical applications*, που πίστεψαν σε εμένα και με επέλεξαν σαν *Co – Leader* στο κομμάτι της Μοντελοποίησης (*Modelization*) των σχεδιαζόμενων ερευνητικών δραστηριοτήτων, γύρω από τη σύντηξη  $p-^{11}B$ .

Τέλος, ευχαριστώ την οικογένεια μου, τη μητέρα μου Μαρία και τον πατέρα μου Χρήστο, όπως επίσης και τους νονούς μου, Ελένη Βορεινάκη και Γιώργο Βαρβαντάκη, που ήταν δίπλα μου σε όλη τη δύσκολη πορεία του διδακτορικού μου, στηρίζοντας με έμπρακτα σε όλα τα επίπεδα, προσωπικά, επαγγελματικά, σπουδών! Σας ευχαριστώ που δεν πάψατε ποτέ να πιστεύετε σε εμένα και στο ότι μία μέρα θα καταφέρω να ολοκληρώσω το διδακτορικό μου! Σας είμαι ευγνώμων!

## ΔΗΜΟΣΙΕΥΣΕΙΣ ΠΟΥ ΠΡΟΕΚΥΨΑΝ ΣΤΟ ΠΛΑΙΣΙΟ ΤΟΥ ΠΑΡΟΝΤΟΣ ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΟΥ

1. S. Moustazis, **C. Daponta**, S. Eliezer, Z. Henis, P. Lalousis, N. Nissim, and Y. Schweitzer, "Alpha heating and avalanche effect simulations for low density proton-boron fusion plasma", *Journal of Instrumentation*, vol. 19, DOI: 10.1088/1748-0221/19/01/C01015, [Alpha heating and avalanche effect simulations for low density proton-boron fusion plasma - IOPscience](#), 2024.
2. **C. Daponta**, S. Moustazis, S. Eliezer, Z. Henis, P. Lalousis, N. Nissim, and Y. Schweitzer, "Towards  $p\text{-}^{11}\text{B}$  configurations with high ( $P_{\text{fus}} / P_{\text{Brems}}$ ) ratio", *Frontiers in Physics*, vol. 12, DOI: 10.3389/fphy.2024.1425963, [https://www.frontiersin.org/journals/physics/articles/10.3389/fphy.2024.1425963/full?utm\\_source=Email to authors &utm\\_medium=Email&utm\\_content=T1\\_11.5e1 author&utm\\_campaign=Email publication&field&journalName=Frontiers in Physics&id=1425963](https://www.frontiersin.org/journals/physics/articles/10.3389/fphy.2024.1425963/full?utm_source=Email%20to%20authors%20&utm_medium=Email&utm_content=T1_11.5e1_author&utm_campaign=Email_publication&field&journalName=Frontiers%20in%20Physics&id=1425963), 2024.
3. N. Nissim, Z. Henis, S. Eliezer, Y. Schweitzer, **C. Daponta**, and S. Moustazis, "Boosting of fusion reactions initiated by laser accelerated proton beam in a non-thermal neutral and non-neutral proton-boron plasma", *Frontiers in Physics*, vol. 12, DOI: [Frontiers | Boosting of fusion reactions initiated by laser accelerated proton beam in a non-thermal neutral and non-neutral proton-boron plasma](#), 2024.
4. **C. Daponta**, S. Eliezer, Z. Henis, P. Lalousis, S. Moustazis, N. Nissim, and Y. Schweitzer, "Simulations on the contribution of avalanche effect to gain generation from  $p\text{-}^{11}\text{B}$  fusion", *Proceedings for the 49<sup>th</sup> European Plasma Physics Conference (EPS 2023)*, [https://lac913.epfl.ch/epsppd3/2023/html/Orals/O2\\_404\\_Daponta.pdf](https://lac913.epfl.ch/epsppd3/2023/html/Orals/O2_404_Daponta.pdf), 2023.
5. **C. Daponta**, S. Eliezer, Z. Henis, P. Lalousis, S. Moustazis, N. Nissim, and Y. Schweitzer, "Avalanche effect: The necessary condition for self-sustained fusion process in Hydrogen  $^{11}\text{B}$  Boron fuel", *Proceedings for the 48<sup>th</sup> European Plasma Physics Conference (EPS 2022)*, [untitled \(epfl.ch\)](#), 2022.

## ΕΡΓΑΣΙΕΣ ΜΟΥ ΣΕ ΔΙΕΘΝΗ ΣΥΝΕΔΡΙΑ

**27 Ιουνίου – 1 Ιουλίου 2022:** Συμμετοχή στο 48<sup>ο</sup> Ευρωπαϊκό Συνέδριο Φυσικής Μέσου (EPS Plasma Physics Conference 2022). Παρουσίαση **poster** με τίτλο "Avalanche effect: The necessary condition for self-sustained fusion process in Hydrogen  $^{11}\text{B}$  Boron fuel".

**5 – 7 Δεκεμβρίου 2022:** Συμμετοχή στο Συνέδριο Conference on High – Attosecond Laser Science in Israel (Chili2022), Τελ Αβίβ, Ισραήλ, Παρουσίαση **poster** με τίτλο "Numerical evaluations indicating  $p^{11}\text{B}$  high gain fusion, due to important alpha heat transfer-avalanche effect".

**23 – 27 Απριλίου 2023:** Συμμετοχή στο 5<sup>ο</sup> Ευρωπαϊκό Συνέδριο Διαγνωστικών Μέσου (5<sup>th</sup> European Conference on Plasma Diagnostics – ECPD), Ρέθυμνο, Κρήτη. Παρουσίαση **poster** με τίτλο "Investigation of the released  $p\text{-}^{11}\text{B}$  fusion energy from proton beam interaction with  $^{11}\text{B}$  target".

**28 Απριλίου 2023:** Συμμετοχή στο COST ACTION 21128 PROBONO Meeting, **Oral presentation** με τίτλο "Investigation of the released  $p\text{-}^{11}\text{B}$  fusion energy from proton beam interaction with  $^{11}\text{B}$  target".

**3 – 7 Ιουλίου 2023:** Συμμετοχή στο 49<sup>ο</sup> Ευρωπαϊκό Συνέδριο Φυσικής Μέσου (EPS Plasma Physics Conference 2023), Bordeaux, Γαλλία. **Oral presentation** με τίτλο "Simulations on the contribution of avalanche effect to gain generation from  $p\text{-}^{11}\text{B}$  fusion".



**2-5 Οκτωβρίου 2023:** Συμμετοχή στο 3<sup>ο</sup> Διεθνές *Workshop* Σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$  (3<sup>rd</sup> *International Workshop on  $p\text{-}^{11}\text{B}$  fusion*), Πράγα, Τσεχία. **Invited lecture** με τίτλο “Towards  $p\text{-}^{11}\text{B}$  configurations with high  $P_{fus}/P_{Brems}$  ratio”.

**30 Σεπτεμβρίου – 3 Οκτωβρίου 2024:** Συμμετοχή στο 4<sup>ο</sup> Διεθνές *Workshop* Σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$  (3<sup>rd</sup> *International Workshop on  $p\text{-}^{11}\text{B}$  fusion*), Φρασκάτι, Ρώμη (Ιταλία). **Oral presentation** με τίτλο “Numerical investigation of the conditions related to  $(P_{fus}/P_{Brems}) > 1$ , in a low-density proton – Boron fusion plasma”.

## ΛΙΣΤΑ ΣΥΜΒΟΛΩΝ – ΜΟΝΑΔΕΣ ΒΑΣΙΚΩΝ ΜΕΓΕΘΩΝ ΣΤΟ SI

$\rho$ : Ανισορροπία καθαρής φόρτισης  
 $E$ : Ένταση ηλεκτρικού πεδίου  
 $\epsilon_0$ : Ηλεκτρική διαπερατότητα του κενού  
 $B$ : Ένταση μαγνητικού πεδίου  
 $\mu_0$ : Μαγνητική διαπερατότητα του κενού  
 $F$ : Δύναμη *Lorentz*  
 $J$ : Πυκνότητα ρεύματος  
 $h$ : Σταθερά του *Planck*.  
 $k_B$ : Σταθερά *Boltzmann*  
 $c$ : Ταχύτητα φωτός  
 $a$ : Σταθερά πεπερασμένης δομής  
 $Z_s$ : Καθαρή φόρτιση του σωματιδίου  $s$   
 $e$ : Στοιχειώδης ηλεκτρονιακή φόρτιση  
 $q_s = Z_s e$ : Ηλεκτρική φόρτιση του σωματιδίου  $s$   
 $\beta$  (*beta*): Κανονικοποιημένη πίεση πλάσματος  
 $m_p$ : Μάζα πρωτονίου  
 $m_B$ : Μάζα ιόντων Βορείου  
 $m_e$ : Μάζα ηλεκτρονίου  
 $n$ : Συνολική πυκνότητα ιόντων στο πλάσμα σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$   
 $n_e$ : Αριθμός πυκνότητας ηλεκτρονίων ενός πλάσματος σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$   
 $n_p$ : Αριθμός πυκνότητας πρωτονίων σε ένα πλάσμα σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , με ένα πληθυσμό πρωτονίων  
 $n_B$ : Αριθμός πυκνότητας Βορείου σε ένα πλάσμα σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$   
 $n_p' = n_{p,in} + n_{p,med}$ : Συνολική πυκνότητα πρωτονίων, στην περίπτωση ενός πλάσματος σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , με δύο πληθυσμούς πρωτονίων (χαμηλής και υψηλής ενέργειας)  
 $n_{p,in}$ : Αριθμός πυκνότητας πρωτονίων υψηλής ενέργειας (ενεργητικών πρωτονίων), στην περίπτωση ενός πλάσματος σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , με δύο πληθυσμούς πρωτονίων (χαμηλής και υψηλής ενέργειας)  
 $n_{p,med}$ : Αριθμός πυκνότητας πρωτονίων χαμηλής ενέργειας, σε ένα πλάσμα σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , με δύο πληθυσμούς πρωτονίων (χαμηλής και υψηλής ενέργειας)  
 $(n_p / n_B)$ : Αναλογία πυκνοτήτων πρωτονίων και ιόντων Βορείου, σε ένα πλάσμα σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , με ένα πληθυσμό πρωτονίων  
 $(n_p' / n_B)$ : Αναλογία πυκνοτήτων ολικών πρωτονίων και ιόντων Βορείου, στην περίπτωση ενός πλάσματος σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , με δύο

πληθυσμούς πρωτονίων (χαμηλής και υψηλής ενέργειας)

$(n_{p,med} / n_B)$ : Αναλογία πυκνοτήτων πρωτονίων χαμηλής ενέργειας και ιόντων Βορείου, στην περίπτωση ενός πλάσματος σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , με δύο πληθυσμούς πρωτονίων (χαμηλής και υψηλής ενέργειας)

$m_\alpha$ : Μάζα σωματιδίου άλφα

$\mu$ : Μειωμένη μάζα του συστήματος δύο συγκρουόμενων σωματιδίων

$M$ : Συνολική μάζα του συστήματος δύο συγκρουόμενων σωματιδίων

$\rho_p$ : Πυκνότητα μάζας πρωτονίου

$\rho_B$ : Πυκνότητα μάζας ιόντων Βορείου

$\rho_\alpha$ : Πυκνότητα μάζας σωματιδίων άλφα

$\rho_e$ : Πυκνότητα μάζας ηλεκτρονίων

$E$ : Ενέργεια κέντρου μάζας του συστήματος δύο συγκρουόμενων - συντηκόμενων σωματιδίων

$E_{p,0}$ : Αρχική ενέργεια ενεργητικών πρωτονίων, στην περίπτωση ενός πλάσματος σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , με δύο πληθυσμούς πρωτονίων (χαμηλής και υψηλής ενέργειας)

$T$ : Θερμοκρασία του πλάσματος σύντηξης

$T_{in}$ : Αρχική θερμοκρασία του πλάσματος σύντηξης

$T_e$ : Θερμοκρασία ηλεκτρονίων στο πλάσμα σύντηξης

$T_p$ : Θερμοκρασία πρωτονίων, στην περίπτωση ενός πλάσματος σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , με ένα πληθυσμό πρωτονίων

$T_B$ : Θερμοκρασία ιόντων Βορείου στο πλάσμα σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$

$T_{p,in}$ : Θερμοκρασία ενεργητικών πρωτονίων, στην περίπτωση ενός πλάσματος σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , με δύο πληθυσμούς πρωτονίων (χαμηλής και υψηλής ενέργειας)

$T_{p,med}$ : Θερμοκρασία πρωτονίων χαμηλής ενέργειας, στην περίπτωση ενός πλάσματος σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , με δύο πληθυσμούς πρωτονίων (χαμηλής και υψηλής ενέργειας)

$\sigma$ : Ενεργή διατομή σύντηξης

$\sigma_{max}$ : Μέγιστη ενεργή διατομή σύντηξης

$E_G$ : Ενέργεια *Gamow*

$S(E)$ : Αστροφυσικός παράγοντας

$\langle \sigma v \rangle$ : Αντιδραστικότητα σύντηξης

$S_r$ : Ρυθμός αντίδρασης σύντηξης  
 $\tau_E$ : Χρόνος ενεργειακού περιορισμού του πλάσματος σύντηξης.  
 $E_{ch}$ : Συνολική, εκλυόμενη ενέργεια σύντηξης, υπό τη μορφή φορτισμένων σωματιδίων  
 $\epsilon_K$ : Αρχική ενέργεια κάθε φορτισμένου σωματιδίου άλφα της αντίδρασης πυρηνικής σύντηξης p-<sup>11</sup>B  
 $P_{in}$ : Ισχύς εισόδου στο πλάσμα σύντηξης  
 $P_{ext}$ : Ισχύς εισόδου στο πλάσμα σύντηξης, από εξωτερικά συστήματα θέρμανσης  
 $P_{fus}$ : Παραγόμενη πυκνότητα θερμοπυρηνικής ισχύος σύντηξης  
 $P_{loss}$ : Συνολικές απώλειες ισχύος από το πλάσμα σύντηξης  
 $P_{rad}$ : Απώλειες ακτινοβολίας από το πλάσμα σύντηξης  
 $P_{Brems}$ : Απώλειες ισχύος της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung*, από το πλάσμα σύντηξης  
 $P_S$ : Απώλειες ισχύος, λόγω ακτινοβολίας *synchrotron*, από το πλάσμα σύντηξης  
 $P_{cond}$ : Απώλειες αγωγιμότητας από το πλάσμα σύντηξης  
 $Q$ : Κριτήριο ανάφλεξης σύντηξης.  
 $Q_{rp}$ : Μεταβολή εσωτερικής ενέργειας των πρωτονίων του πλάσματος σύντηξης, από τις πραγματοποιούμενες πυρηνικές αντιδράσεις p-<sup>11</sup>B  
 $Q_{rB}$ : Μεταβολή εσωτερικής ενέργειας των ιόντων Βορείου του πλάσματος σύντηξης, από τις πραγματοποιούμενες πυρηνικές αντιδράσεις p-<sup>11</sup>B  
 $Q_{ra}$ : Μεταβολή εσωτερικής ενέργειας των σωματιδίων άλφα του πλάσματος σύντηξης, από

τις πραγματοποιούμενες πυρηνικές αντιδράσεις p-<sup>11</sup>B  
 $Q_{pp}$ : Ο όρος εξισορρόπησης θερμοκρασίας, που οφείλεται στις δυαδικές συγκρούσεις Coulomb των πρωτονίων του πλάσματος σύντηξης p-<sup>11</sup>B με τα λοιπά σωματίδια υποβάθρου του ( $p_{in}$ ,  $B$ ,  $e$ ,  $a$ )  
 $Q_{ep}$ : Ο όρος εξισορρόπησης θερμοκρασίας, που οφείλεται στις δυαδικές συγκρούσεις Coulomb των ηλεκτρονίων του πλάσματος σύντηξης p-<sup>11</sup>B, με τα λοιπά σωματίδια υποβάθρου του ( $p$ ,  $p_{in}$ ,  $B$ ,  $a$ )  
 $Q_{Bp}$ : Ο όρος εξισορρόπησης θερμοκρασίας, που οφείλεται στις δυαδικές συγκρούσεις Coulomb των ιόντων Βορείου του πλάσματος σύντηξης p-<sup>11</sup>B, με τα λοιπά σωματίδια υποβάθρου του ( $p$ ,  $p_{in}$ ,  $e$ ,  $a$ )  
 $Q_{ap}$ : Ο όρος εξισορρόπησης θερμοκρασίας, που οφείλεται στις δυαδικές συγκρούσεις Coulomb των σωματιδίων άλφα του πλάσματος σύντηξης p-<sup>11</sup>B, με τα λοιπά σωματίδια υποβάθρου του ( $p$ ,  $p_{in}$ ,  $B$ ,  $a$ ).  
 $Q_{pinp}$ : Ο όρος εξισορρόπησης θερμοκρασίας, που οφείλεται στις δυαδικές συγκρούσεις *Coulomb* των ενεργητικών πρωτονίων, με τα σωματίδια υποβάθρου του πλάσματος σύντηξης p-<sup>11</sup>B ( $p$ ,  $B$ ,  $e$ ,  $a$ )  
 $ln\Lambda$ : Η τιμή του λογαρίθμου Coulomb  
 $\bar{v}^{s/s'}$ : Μέση συχνότητα σύγκρουσης του Maxwellian σωματιδίου  $s$  με το Maxwellian σωματίδιο  $s'$  του πλάσματος σύντηξης  
 $u_{Tss'}$ : Η μέση θερμική ταχύτητα του συστήματος δύο Maxwellian συγκρουόμενων σωματιδίων  $s$  και  $s'$

Παράμετρος	Μονάδα μέτρησης στο SI
$\epsilon_0$	$8.854 \times 10^{-12} \frac{A^2 s^4}{kg m^3}$
$\frac{1}{4 \pi \epsilon_0}$	$9.0 \times 10^9 \frac{N m^2}{C^2}$
$\mu_0$	$1.257 \times 10^{-6} \frac{N}{A^2}$
$h$	$6.626 \times 10^{-34} J s$
$k_B$	$1.380649 \times 10^{-23} \frac{m^2 kg}{s^2 K}$
$e$	$1.602 \times 10^{-19} C$
$m_p$	$1.673 \times 10^{-27} kg$
$m_e$	$9.109 \times 10^{-31} kg$

<b>Μετατροπές μονάδων</b>
$1 \text{ keV} = 1.602 \times 10^{-16} \text{ J}$
$1 \text{ keV} = 11604.525.006 \text{ Kelvin}$
$1 \text{ Kelvin} = 8.617 \times 10^{-8} \text{ keV}$

### ΛΙΣΤΑ ΑΚΡΟΝΥΜΙΩΝ

*MCF*: Magnetic Confinement Fusion (Σύντηξη Μαγνητικού Περιορισμού).

*ICF*: Inertial Confinement Fusion (Σύντηξη Αδρανειακού Περιορισμού).

*ITER*: International Experimental Thermonuclear Reactor (Διεθνής Πειραματικός Θερμοπυρηνικός Αντιδραστήρας).

*JET*: Joint European Torus.

*CMFD*: Compact Magnetic Fusion Device (Συμπαγής Συσκευή Μαγνητικής Σύντηξης).

*FRC*: Field Reversed Configuration (Διαμόρφωση Αντιστροφής Πεδίου).

*NBI*: Neutral Beam Injection (Έγχυση Ουδέτερων Δεσμών).

*MID*: Magnetically Insulated Diode (Μαγνητικά Μονωμένη Δίοδος).

*ICRH*: Ion Cyclotron Resonance Heating (Θέρμανση Συντονισμού Ιόντων Κυκλοτρονίων).

*ECRH*: Electron Cyclotron Resonance Heating (Θέρμανση Συντονισμού Ηλεκτρονίων Κυκλοτρονίων).

*PBCT*: Proton Boron Capture Therapy (Θεραπεία Δέσμευσης πρωτονίων Βορείου).

*CPA*: Chirped Pulse Amplification (Ενίσχυση τσαλακωμένου παλμού).

*TNSA*: Target Normal Sheath Acceleration (Επιτάχυνση Κανονικής Θωράκισης Στόχου).

*RPA*: Radiation Pressure Acceleration (Επιτάχυνση Πίεσης Ακτινοβολίας).

*LS*: Light Sail Acceleration (Επιτάχυνση Ελαφριού Πανιού).

*PALS*: Prague Asterix Laser System.

*CBFR*: Colliding Beams Fusion Reactor (Αντιδραστήρας Σύντηξης Συγκρουόμενων Δεσμών).

## Πίνακας περιεχομένων

ΛΙΣΤΑ ΣΥΜΒΟΛΩΝ – ΜΟΝΑΔΕΣ ΒΑΣΙΚΩΝ ΜΕΓΕΘΩΝ ΣΤΟ SI.....	6
ΛΙΣΤΑ ΑΚΡΟΝΥΜΙΩΝ.....	8
ΠΙΝΑΚΑΣ ΣΧΗΜΑΤΩΝ .....	13
ΠΕΡΙΛΗΨΗ ΚΑΙ ΔΟΜΗ ΚΕΦΑΛΑΙΩΝ ΣΤΑ ΕΛΛΗΝΙΚΑ.....	20
SUMMARY AND CHAPTERS STRUCTURE IN ENGLISH.....	25
ΠΡΩΤΟΤΥΠΙΑ ΤΗΣ ΠΑΡΟΥΣΑΣ ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗΣ ΔΙΑΤΡΙΒΗΣ .....	29
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΗΝ ΠΥΡΗΝΙΚΗ ΣΥΝΤΗΞΗ.....	32
1.1. Εισαγωγή .....	32
1.2. Η βασική θεωρία της σύντηξης.....	31
1.3. Βασικές προσεγγίσεις σύντηξης .....	35
1.3.1. Σύντηξη μαγνητικού και αδρανειακού περιορισμού.....	35
1.3.2. Συμπαγείς Μηχανές Μαγνητικής Σύντηξης.....	37
1.3.2.1. Διαμόρφωση Αντιστροφής Πεδίου.....	38
1.4. Μηχανισμοί θέρμανσης πλάσματος για την επίτευξη των απαιτούμενων θερμοκρασιών ανάφλεξης σύντηξης.....	40
1.4.1. Ωμική θέρμανση .....	40
1.4.2. Έγχυση ουδέτερης δέσμης.....	40
1.4.3. Θέρμανση με ραδιοσυχνότητες.....	42
1.4.4. Εσωτερική θέρμανση πλάσματος από τα παραγόμενα σωματίδια άλφα μίας διαδικασίας πυρηνικής σύντηξης.....	39
ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ 1.....	43
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2. ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΗ ΣΥΝΤΗΞΗ $p-^{11}B$ .....	44
2.1. Εισαγωγή στη σύντηξη πρωτονίου $^{11}B$ ορείου ( $p-^{11}B$ ).....	47
2.2. Ενεργή διατομή σύντηξης.....	50
2.2.1. Ενεργή διατομή σύντηξης της αντίδρασης $p-^{11}B$ .....	51
2.3. Εξίσωση Maxwell-Boltzmann και αντιδραστικότητα σύντηξης του καυσίμου $p-^{11}B$ ...54	
2.3.1. Εξίσωση Maxwell-Boltzmann.....	54
2.3.2. Μέση Maxwellian αντιδραστικότητα σύντηξης του καυσίμου $p-^{11}B$ .....	56
2.4. Συνθήκες αντιδράσεων σύντηξης – Κριτήριο Lawson .....	57
2.5. State of the art - Αποδόσεις σωματιδίων άλφα από πειράματα μη-θερμικής σύντηξης $p-^{11}B$ .....	58
2.5.1. Πείραμα μη-θερμικής σύντηξης $p-^{11}B$ των V. S. Belyaev, A. P. Matafonov et al. (2005) .....	61
2.5.2. Πείραμα μη-θερμικής σύντηξης $p-^{11}B$ των C. Labaune, C. Baccou, S. Depierreux et al. (2013).....	61
2.5.3. Πείραμα μη-θερμικής σύντηξης $p-^{11}B$ των A. Picciotto, D. Margarone, A. Velyhan et al. (2014) .....	62



2.6. Προτεινόμενα μονοπάτια για την αύξηση των ενεργειακών κερδών της αντίδρασης σύντηξης $p-^{11}B$ .....	63
2.6.1. Φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος $p-^{11}B$ , από τα παραγόμενα σωματίδια άλφα των σχετικών αντιδράσεων πυρηνικής σύντηξης.....	63
2.6.2. Θεώρηση αναλογίας πυκνοτήτων πρωτονίων - $^{11}B$ ορείου: $(n_p / n_B) > 1$ , στο καύσιμο $p-^{11}B$ .....	64
2.6.3. Υβριδική καύση .....	64
2.6.4. Πλάσμα μη-ισορροπίας.....	64
2.7. Ερευνητικές προσκλήσεις στη σύντηξη $p-^{11}B$ .....	65
ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ 2 .....	66

### ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3. ΔΙΕΡΕΥΝΗΣΗ ΤΟΥ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟΥ ΘΕΡΜΑΝΣΗΣ ΠΛΑΣΜΑΤΟΣ $p-^{11}B$ ΑΠΟ ΤΑ ΠΑΡΑΓΟΜΕΝΑ ΣΩΜΑΤΙΔΙΑ ΑΛΦΑ ΤΩΝ ΟΜΩΝΥΜΩΝ ΠΥΡΗΝΙΚΩΝ ΣΝΤΙΔΡΑΣΕΩΝ.....66

3.1. Ισοζύγιο ισχύος σε μηχανές σύντηξης.....	66
3.2. Απαιτήσεις για την παραγωγή θερμοπυρηνικής ισχύος από ένα πλάσμα σύντηξης...	72
3.3. Ακτινοβολία Bremsstrahlung και θερμοπυρηνική ανάφλεξη του καυσίμου $p-^{11}B$ .....	73
3.3.1. Θεωρία γύρω από την ακτινοβολία Bremsstrahlung .....	73
3.3.2. Αριθμητικές μελέτες, γύρω από την εφικτότητα θερμοπυρηνικής ανάφλεξης του καυσίμου $p-^{11}B$ , υπό την επήρεια της ακτινοβολίας Bremsstrahlung .....	74
3.4. Μη-θερμικά φαινόμενα που συμπληρώνουν την θερμοπυρηνική καύση σύντηξης του καυσίμου $p-^{11}B$ .....	75
3.4.1. Αλυσίδα σύντηξης μέσω ενδιάμεσων πυρηνικών αντιδράσεων .....	75
3.5. Πρώτη εμφάνιση του όρου των δευτερογενών αλυσιδωτών αντιδράσεων σύντηξης στη διεθνή βιβλιογραφία.....	73
3.6. Ορισμός του φαινομένου των δευτερογενών αλυσιδωτών αντιδράσεων σύντηξης και του σχετικού φαινομένου θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα, στην περίπτωση της πυρηνικής αντίδρασης $p-^{11}B$ .....	79
3.7. Διερεύνηση του φαινομένου των αλυσιδωτών αντιδράσεων $p-^{11}B$ και του σχετικού φαινομένου θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα στη διεθνή βιβλιογραφία .....	82
3.7.1. Πρωταρχική αριθμητική διερεύνηση του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα, στα πειράματα PALS, από τους S. Eliezer, H. Hora, G. Korn, N. Nissim και J. M. Martinez Val (2016).....	82
3.7.2. Περαιτέρω αριθμητική διερεύνηση του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα, στα πειράματα PALS, από τους M. Shmaton (2016) και F. Belloni - D. Margarone et al. (2018) .....	83
3.8. Διερεύνηση του φαινομένου των αλυσιδωτών αντιδράσεων και του σχετικού φαινομένου θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα, μέσω της χρήσης κώδικα ολικού ενεργειακού ισοζυγίου πολλαπλών ρευστών.....	79
3.8.1. Αναλυτικές εξισώσεις του κώδικα ολικού ενεργειακού ισοζυγίου πολλαπλών ρευστών .....	86

3.8.2. Επίλυση των διαφορικών εξισώσεων χρονικής εξέλιξης του κώδικα ολικού ενεργειακού ισοζυγίου πολλαπλών ρευστών .....	89
3.9. Μελέτες περίπτωσης, για τη διερεύνηση του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος $p\text{-}^{11}\text{B}$ , από τα παραγόμενα σωματίδια άλφα των αντιδράσεων πυρηνικής σύντηξης, με χρήση του κώδικα ολικού ενεργειακού ισοζυγίου πολλαπλών ρευστών .....	90
3.10. Περίπτωση (i): Μέσο $p\text{-}^{11}\text{B}$ χαμηλής αρχικής πυκνότητας: $n = (n_p + n_B) \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ .....	91
3.10.1. Βελτιστοποίηση των απωλειών ισχύος της ακτινοβολίας Bremsstrahlung .....	91
3.10.2. Προτεινόμενο σχήμα μαγνητικού περιορισμού .....	93
3.10.3. Απαιτούμενος χρόνος ενεργειακού περιορισμού ενός μέσου $p\text{-}^{11}\text{B}$ χαμηλής πυκνότητας με αναλογία πυκνοτήτων: $(n_p / n_B) = 10$ , σύμφωνα με το κριτήριο του Lawson .....	94
3.10.4. Αποτελέσματα που εξήχθησαν με χρήση του κώδικα ολικού ενεργειακού ισοζυγίου πολλαπλών ρευστών, αναφορικά με το φαινόμενο θέρμανσης ενός πλάσματος $p\text{-}^{11}\text{B}$ χαμηλής πυκνότητας, από σωματίδια άλφα .....	96
3.10.4.1. Αρχικές συνθήκες μέσου: $n = (n_p + n_B) = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , $(n_p / n_B) = 10$ , $T_{in} = T_p = T_B = T_e = 80 \text{ keV}$ .....	96
3.10.4.2. Αρχικές συνθήκες μέσου: $n = (n_p + n_B) = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , $(n_p / n_B) = 10$ , $T_{in} = T_p = T_B = T_e = 200 \text{ keV}$ .....	98
3.10.4.3. Αρχικές συνθήκες μέσου: $n = (n_p + n_B) = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , $(n_p / n_B) = 10$ , $T_{in} = T_p = T_B = T_e = 300 \text{ keV}$ .....	103
3.10.5. Δυνητικοί τρόποι βελτίωσης της βέλτιστης συνθήκης ανάφλεξης της Ενότητας 3.10.4.2 .....	108
3.10.5.1. Αύξηση της αρχικής πυκνότητας μέσου, από τα $n = (n_p + n_B) = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ στα $n = (n_p + n_B) = 2 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ , με διατήρηση της βέλτιστης αναλογίας πυκνοτήτων: $(n_p / n_B) = 10$ .....	108
3.10.5.2. Ανάκτηση των απωλειών ισχύος της ακτινοβολίας Bremsstrahlung .....	107
3.11. Περίπτωση (ii): Θεώρηση ενεργητικών πρωτονίων σε μέσο Βορείου ή πρωτονίων – Βορείου, χαμηλής πυκνότητας .....	112
3.11.1. Προσαρμογή των εξισώσεων του κώδικα ολικού ενεργειακού ισοζυγίου πολλαπλών ρευστών, στην περίπτωση της θεώρησης ενεργητικών πρωτονίων σε μέσο Βορείου ή πρωτονίων – Βορείου, χαμηλής πυκνότητας .....	114
3.11.2. Θεώρηση ενεργητικών πρωτονίων: $100 \text{ keV} \leq E_{p,0} \leq 700 \text{ keV}$ , σε μέσο Βορείου ( $^{11}\text{B}$ ), με αρχικές συνθήκες πυκνότητας και θερμοκρασίας: $n_B \sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , $1 \text{ keV} \leq T_{in,B} < 400 \text{ keV}$ .....	117
3.11.3. Θεώρηση ενεργητικών πρωτονίων: $300 \text{ keV} \leq E_{p,0} \leq 700 \text{ keV}$ , σε ένα μέσο $p\text{-}^{11}\text{B}$ , με αρχική πυκνότητα στα: $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ και θερμοκρασία στο διάστημα: $1 \text{ keV} \leq T_{in} < 300 \text{ keV}$ .....	131
ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ 3 .....	145
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ .....	149

ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ: ΠΡΟΣΑΡΜΟΓΗ ΤΟΥ ΚΩΔΙΚΑ ΟΛΙΚΟΥ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΟΥ ΙΣΟΖΥΓΙΟΥ ΠΟΛΛΑΠΛΩΝ ΡΕΥΣΤΩΝ ΣΤΗΝ ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΤΗΣ ΣΥΝΤΗΞΗΣ D-T, ΓΙΑ ΤΗΝ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΗ ΤΗΣ ΣΥΝΕΙΣΦΟΡΑΣ ΤΩΝ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ ΑΛΦΑ ΣΤΗ ΔΙΑΜΟΡΦΩΣΗ ΤΟΥ ΚΡΙΤΗΡΙΟΥ ΑΝΑΦΛΕΞΗΣ .....	156
---	-----

## ΠΙΝΑΚΑΣ ΣΧΗΜΑΤΩΝ

### ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΗΝ ΠΥΡΗΝΙΚΗ ΣΥΝΤΗΞΗ

Σχήμα 1. 1: Σχηματική αναπαράσταση ενός Tokamak (a) και ενός stellarator (b). Στην τελευταία περίπτωση, η μέση πυκνότητα πλάσματος ανέρχεται στα $n \sim 2-3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ και η μέγιστη θερμοκρασία πλάσματος στα $T_{\text{max}} = 20 \text{ keV}$ .....	36
Σχήμα 1. 2: Δακτυλιοειδές, πολοειδές και ελικοειδές μαγνητικό πεδίο σε ένα Tokamak.....	36
Σχήμα 1. 3: Οι Συμπαγείς Μηχανές Μαγνητικής Σύντηξης των εταιρειών Helion Energy (Fusion Engine), Lockheed Martin (Compact Fusion Reactor) και του Ενεργειακού Ινστιτούτου Έρευνας ENN (Helong experiment), αντίστοιχα. ....	38
Σχήμα 1. 4: Η μαγνητική δομή της Διαμόρφωσης Αντιστροφής Πεδίου (FRC).....	39
Σχήμα 1. 5: Κυκλοειδείς τροχιές ηλεκτρονίων, στο εσωτερικό του διάκενου ανόδου – καθόδου (A-K) μίας Μαγνητικά Μονωμένης Δόδου (MID), υπό την επήρεια της δύναμης Lorentz.....	41

### ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: Η ΑΝΕΤΡΟΝΙΚΗ ΑΝΤΙΔΡΑΣΗ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΣΥΝΤΗΞΗΣ ΠΡΩΤΟΝΙΟΥ – $^{11}\text{B}$ (p- $^{11}\text{B}$ )

Σχήμα 2. 1: Σχηματικό διάγραμμα της αντίδρασης p- $^{11}\text{B}$ , όπου $^{12}\text{C}^*$ ο σύνθετος πυρήνας ( $p + ^{11}\text{B}$ ) και α το σωματίδιο $^4\text{He}$ .....	48
Σχήμα 2. 2: Ενεργές διατομές (cross sections) των κυριότερων αντιδράσεων σύντηξης.....	49
Σχήμα 2. 3: Εξέλιξη του αστροφυσικού παράγοντα, $S(E)$ , των M. H. Sikora - R. Weller, σαν συνάρτηση της ενέργειας κέντρου μάζας ( $50 \text{ keV} \leq E \leq 700 \text{ keV}$ ) των συντηκόμενων πυρήνων p, $^{11}\text{B}$ .....	53
Σχήμα 2. 4: Σκιαγράφιση της πυρηνικής ενεργής διατομής σύντηξης της αντίδρασης p- $^{11}\text{B}$ των M. H. Sikora - R. Weller, για ενέργειες κέντρου μάζας των συντηκόμενων πυρήνων p, $^{11}\text{B}$ στο διάστημα: $50 \text{ keV} \leq E \leq 700 \text{ keV}$ . ....	54
Σχήμα 2. 5: Η διανομή ταχυτήτων των μορίων στο εσωτερικό ενός αερίου, σύμφωνα με την κατανομή Maxwell-Boltzmann.....	55
Σχήμα 2. 6: Γραφική εξέλιξη της αντιδραστικότητας σύντηξης p- $^{11}\text{B}$ , των Bosch - Hale, σαν συνάρτηση της αρχικής θερμοκρασίας πλάσματος.....	57
Σχήμα 2. 7: Τα δύο (2) κύρια σχήματα μη-θερμικής σύντηξης p - $^{11}\text{B}$ : α) Η ακτινοβολήση in-target και β) Η Διαμόρφωση pitcher - catcher.....	59
Σχήμα 2. 8: Αποδόσεις σωματιδίων άλφα, από πειράματα μη-θερμικής σύντηξης p- $^{11}\text{B}$ , της διεθνούς βιβλιογραφίας, βασιζόμενα στις διατάξεις in-target και pitcher-catcher .....	60

### ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: ΔΙΕΡΕΥΝΗΣΗ ΤΟΥ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟΥ ΘΕΡΜΑΝΣΗΣ ΠΛΑΣΜΑΤΟΣ p- $^{11}\text{B}$ ΑΠΟ ΤΑ ΠΑΡΑΓΟΜΕΝΑ ΣΩΜΑΤΙΔΙΑ ΑΛΦΑ ΤΩΝ ΟΜΩΝΥΜΩΝ ΠΥΡΗΝΙΚΩΝ ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΩΝ

Σχήμα 3. 1: Ειδική αντιδραστικότητα σύντηξης $\{E_{\text{ch}} < \sigma v\}$ , σαν συνάρτηση της αρχικής θερμοκρασίας ενός πλάσματος σύντηξης D-T και p- $^{11}\text{B}$ .....	73
Σχήμα 3. 2: Σχηματικό διάγραμμα των βασικότερων κύριων και δευτερογενών πυρηνικών αντιδράσεων, που δύναται να επαχθούν από την αλληλεπίδραση μίας επιταχυνόμενης δέσμης πρωτονίων, με ένα στερεό στόχο φυσικού Βορείου (a) ή ένα στερεό στόχο Νιτρίδιου του Βορείου (b). ....	77

Σχήμα 3. 3: Η αντιδραστικότητα σύντηξης των πυρηνικών καυσίμων $p\text{-}^{11}\text{B}$ και $D - T$ , στο διάστημα θερμοκρασιών πλάσματος $1 \text{ keV} \leq T \leq 700 \text{ keV}$ . Οι υπολογισμοί πραγματοποιήθηκαν στο πλαίσιο της παρούσας εργασίας και τα αποτελέσματα τους έρχονται σε συμφωνία με υπάρχοντα της διεθνούς βιβλιογραφίας {π.χ. των [10, 11]}.....	79
Σχήμα 3. 4: Απλοποιημένη σχηματική αναπαράσταση του μηχανισμού των αλυσιδωτών αντιδράσεων στη σύντηξη $p\text{-}^{11}\text{B}$ , όπως παρουσιάστηκε για πρώτη φορά στις εργασίες.....	80
Σχήμα 3. 5: Βελτιστοποίηση των απωλειών ισχύος της ακτινοβολίας Bremsstrahlung και του κριτηρίου ανάφλεξης, σε ένα πλάσμα (μέσο) $p\text{-}^{11}\text{B}$ χαμηλής πυκνότητας: $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , με ή χωρίς αναλογία πυκνοτήτων: $(n_p / n_B) > 1$ , μεταξύ των πρωτονίων ( $p$ ) και των ιόντων $^{11}\text{B}$ (Boreίου ( $^{11}\text{B}$ )) του.....	91
Σχήμα 3. 6: Παραγωγή πυκνότητας ισχύος σύντηξης στις μέγιστες τιμές του κριτηρίου ανάφλεξης, $[max]Q = (P_{fus} / P_{Brems})$ της καμπύλης $(n_p / n_B) = 10$ του Σχήματος 3.5.....	92
Σχήμα 3. 7: Αριθμός πυκνότητας ηλεκτρονίων ενός μέσου $p\text{-}^{11}\text{B}$ χαμηλής πυκνότητας: $n = 2.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , με αρχική αναλογία πυκνοτήτων: $5 \leq (n_p / n_B) \leq 20$ ( $n_p = 1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ), μεταξύ των συνιστωσών του.....	93
Σχήμα 3. 8: Η προτεινόμενη Συμπαγής Μηχανή Συγκρουόμενων, Ουδέτερων Δεσμών Πλάσματος, για την παγίδευση ενός μέσου $p\text{-}^{11}\text{B}$ χαμηλής πυκνότητας ( $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3} - 10^{21} \text{ m}^{-3}$ ). .....	94
Σχήμα 3. 9: Σκιαγράφιση του κριτηρίου του Lawson ( $n_e \tau_E$ ), στην περίπτωση ενός μέσου $p\text{-}^{11}\text{B}$ χαμηλής πυκνότητας ( $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ), με αναλογία πυκνοτήτων $(n_p / n_B) = 10$ μεταξύ των συνιστωσών του και αρχική θερμοκρασία στο διάστημα: $50 \text{ keV} \leq T_{in} \leq 700 \text{ keV}$ .....	95
Σχήμα 3. 10: Χρονική εξέλιξη της θερμοκρασίας των πρωτονίων ( $T_p$ ), των ιόντων $^{11}\text{B}$ (Boreίου ( $T_B$ )), των ηλεκτρονίων ( $T_e$ ) και των σωματιδίων άλφα ( $T_a$ ), όπως επίσης και της πυκνότητας των σωματιδίων άλφα ( $n_a$ ), στην περίπτωση ενός μέσου $p\text{-}^{11}\text{B}$ με αρχικές συνθήκες πυκνότητας και θερμοκρασίας: $n = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , $(n_p / n_B) = 10$ και $T_{in} = 80 \text{ keV}$ .....	97
Σχήμα 3. 11: Χρονική εξέλιξη της παραγόμενης πυκνότητας ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ) και του κριτηρίου ανάφλεξης $\{Q = (P_{fus} / P_{Brems})\}$ , στην περίπτωση ενός μέσου $p\text{-}^{11}\text{B}$ με αρχικές συνθήκες πυκνότητας και θερμοκρασίας: $n = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , $(n_p / n_B) = 10$ και $T_{in} = 80 \text{ keV}$ .....	98
Σχήμα 3. 12: Χρονική εξέλιξη της θερμοκρασίας των πρωτονίων ( $T_p$ ), των ιόντων $^{11}\text{B}$ (Boreίου ( $T_B$ )), των ηλεκτρονίων ( $T_e$ ) και των σωματιδίων άλφα ( $T_a$ ), όπως επίσης και της πυκνότητας των σωματιδίων άλφα ( $n_a$ ), στην περίπτωση ενός μέσου $p\text{-}^{11}\text{B}$ με αρχικές συνθήκες πυκνότητας και θερμοκρασίας: $n = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , $(n_p / n_B) = 10$ και $T_{in} = 200 \text{ keV}$ .....	99
Σχήμα 3. 13: Χρονική εξέλιξη της μέσης θερμοκρασίας πλάσματος ( $T_{mean}$ ) και της αντιδραστικότητας σύντηξης $\langle \sigma v \rangle$ , στο εξεταζόμενο χρονικό διάστημα περιορισμού των $\tau_E = 10 \text{ sec}$ , στην περίπτωση ενός μέσου $p\text{-}^{11}\text{B}$ με αρχικές συνθήκες πυκνότητας και θερμοκρασίας: $n = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , $(n_p / n_B) = 10$ και $T_{in} = 200 \text{ keV}$ . ....	100
Σχήμα 3. 14: Χρονική εξέλιξη της παραγόμενης πυκνότητας ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ) και του κριτηρίου ανάφλεξης ( $Q = P_{fus} / P_{Brems}$ ), στο εξεταζόμενο χρονικό διάστημα περιορισμού των $\tau_E$	



= 10 sec, στην περίπτωση ενός μέσου p-<sup>11</sup>B με αρχικές συνθήκες πυκνότητας και θερμοκρασίας:  $n = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $(n_p / n_B) = 10$  και  $T_{in} = 200 \text{ keV}$ . .....101

Σχήμα 3. 15: Χρονική εξέλιξη του ρυθμού αντίδρασης σύντηξης ( $S_r$ ) και της πυκνότητας των ιόντων <sup>11</sup>B ( $n_B$ ), στο εξεταζόμενο χρονικό διάστημα περιορισμού των  $\tau_E = 10 \text{ sec}$ , στην περίπτωση ενός μέσου p-<sup>11</sup>B με αρχικές συνθήκες πυκνότητας και θερμοκρασίας:  $n = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $(n_p / n_B) = 10$  και  $T_{in} = 200 \text{ keV}$ . .....103

Σχήμα 3. 16: Χρονική εξέλιξη της θερμοκρασίας των πρωτονίων ( $T_p$ ), των ιόντων <sup>11</sup>Βορείου ( $T_B$ ), των ηλεκτρονίων ( $T_e$ ) και των σωματιδίων άλφα ( $T_a$ ), όπως επίσης και της πυκνότητας των σωματιδίων άλφα ( $n_a$ ), στο εξεταζόμενο χρονικό διάστημα περιορισμού των  $\tau_E = 10 \text{ sec}$ , στην περίπτωση ενός μέσου p-<sup>11</sup>B με αρχικές συνθήκες πυκνότητας και θερμοκρασίας:  $n = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $(n_p / n_B) = 10$  και  $T_{in} = 300 \text{ keV}$ . .....104

Σχήμα 3. 17: Χρονική εξέλιξη της μέσης θερμοκρασίας πλάσματος ( $T_{mean}$ ) και της αντιδραστικότητας σύντηξης ( $\langle sv \rangle$ ), στο εξεταζόμενο χρονικό διάστημα περιορισμού των  $\tau_E = 10 \text{ sec}$ , στην περίπτωση ενός μέσου p-<sup>11</sup>B με αρχικές συνθήκες πυκνότητας και θερμοκρασίας:  $n = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $(n_p / n_B) = 10$  και  $T_{in} = 300 \text{ keV}$ . .....105

Σχήμα 3. 18: Χρονική εξέλιξη της παραγόμενης πυκνότητας ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ) και του κριτηρίου ανάφλεξης ( $Q = P_{fus} / P_{Brems}$ ), στο εξεταζόμενο χρονικό διάστημα περιορισμού των  $\tau_E = 10 \text{ sec}$ , στην περίπτωση ενός μέσου p-<sup>11</sup>B με αρχικές συνθήκες πυκνότητας και θερμοκρασίας:  $n = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $(n_p / n_B) = 10$  και  $T_{in} = 300 \text{ keV}$ . .....106

Σχήμα 3. 19: Χρονική εξέλιξη του ρυθμού αντίδρασης σύντηξης ( $S_r$ ) και της πυκνότητας των ιόντων <sup>11</sup>B ( $n_B$ ), στο εξεταζόμενο χρονικό διάστημα περιορισμού των  $\tau_E = 10 \text{ sec}$ , στην περίπτωση ενός μέσου p-<sup>11</sup>B με αρχικές συνθήκες πυκνότητας και θερμοκρασίας:  $n = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $(n_p / n_B) = 10$  και  $T_{in} = 300 \text{ keV}$ . .....107

Σχήμα 3. 20: Χρονική εξέλιξη της θερμοκρασίας των πρωτονίων ( $T_p$ ), των ιόντων <sup>11</sup>Βορείου ( $T_B$ ), των ηλεκτρονίων ( $T_e$ ) και των σωματιδίων άλφα ( $T_a$ ), όπως επίσης και της παραγόμενης πυκνότητας των σωματιδίων άλφα ( $n_a$ ), στην περίπτωση ενός μέσου p-<sup>11</sup>B με αρχικές συνθήκες πυκνότητας και θερμοκρασίας:  $n = 2 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ ,  $(n_p / n_B) = 10$  και  $T_{in} = 200 \text{ keV}$ . ..109

Σχήμα 3. 21: Χρονική εξέλιξη της μέσης θερμοκρασίας πλάσματος ( $T_{mean}$ ) και της αντιδραστικότητας σύντηξης  $\langle sv \rangle$ , στην περίπτωση ενός μέσου p-<sup>11</sup>B με αρχικές συνθήκες πυκνότητας και θερμοκρασίας:  $n = 2 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ ,  $(n_p / n_B) = 10$  και  $T_{in} = 200 \text{ keV}$ . .....110

Σχήμα 3. 22: Χρονική εξέλιξη της παραγόμενης πυκνότητας ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ) και του κριτηρίου ανάφλεξης ( $Q = P_{fus} / P_{Brems}$ ), στην περίπτωση ενός μέσου p-<sup>11</sup>B με αρχικές συνθήκες πυκνότητας και θερμοκρασίας:  $n = 2 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ ,  $(n_p / n_B) = 10$  και  $T_{in} = 200 \text{ keV}$ . .....111

Σχήμα 3. 23: Μέγιστη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης, σαν συνάρτηση της αρχικής ενέργειας των ενεργητικών πρωτονίων, για την ενδεικτική περίπτωση, που η αρχική θερμοκρασία του μέσου Βορείου έγκειται στα  $T_{in,B} = 80 \text{ keV}$ . Η θεώρηση αναλογιών πυκνοτήτων ανάμεσα στα ενεργητικά πρωτόνια και τα ιόντα Βορείου, αποσκοπεί στη βελτιστοποίηση των απωλειών ισχύος της ακτινοβολίας Bremsstrahlung. ....117

Σχήμα 3. 24: Μέγιστη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης, σαν συνάρτηση της αρχικής ενέργειας των ενεργητικών πρωτονίων, για αρχική θερμοκρασία του μέσου Βορείου ανάμεσα στα:  $T_{in,B} =$

1 keV (κίτρινη καμπύλη) και τα  $T_{in,B} = 80$  keV (κόκκινη καμπύλη). Τα αποτελέσματα υποδεικνύουν ανάφλεξη ( $Q \geq 1$ ) του σχηματιζόμενου μέσου σύντηξης p- $^{11}\text{B}$ , με αναλογία πυκνοτήτων:  $(n_p / n_B) = 10$ , υπό την προϋπόθεση μίας ελάχιστης, αρχικής ενέργειας ενεργητικών πρωτονίων στα  $E_{p,0} = 220$  keV ( $T_{in,B} = 80$  keV). .....118

Σχήμα 3. 25: Μέγιστη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης, σαν συνάρτηση της αρχικής ενέργειας των ενεργητικών πρωτονίων, για την περίπτωση ενός μέσου Βορείου με αρχική θερμοκρασία στο διάστημα:  $80 \text{ keV} \leq T_{in,B} \leq 400 \text{ keV}$ . Τα αποτελέσματα δείχνουν συνθήκες ενισχυμένης, αυτοσυντηρούμενης ανάφλεξης σύντηξης ( $[max]Q > 1.29$ ), μέχρι τα  $T_{in,B} = 200$  keV, υπό την θεώρηση ενεργητικών πρωτονίων:  $80 \text{ keV} \leq E_{p,0} \leq 200 \text{ keV}$ . .....119

Σχήμα 3. 26: Απαιτούμενη ενέργεια των ενεργητικών πρωτονίων, για ανάφλεξη νεκρού - σημείου ( $Q = 1$ ), σαν συνάρτηση της αρχικής θερμοκρασίας του μέσου Βορείου. Η τομή της καμπύλης με τον Y - άξονα υποδεικνύει μία μέγιστη ενέργεια πρωτονίων στα  $E_{p,0} = 350$  keV, για το κάτω όριο της αρχικής θερμοκρασίας του μέσου Βορείου:  $T_{in,B} = 1$  keV. Στο ίδιο σχήμα παρουσιάζεται επίσης η ζητούμενη ενέργεια των πρωτονίων, για τη διασφάλιση της μέγιστης τιμής του κριτηρίου ανάφλεξης  $\{[max]Q > 1\}$ . .....120

Σχήμα 3. 27: Παραγωγή ισχύος σύντηξης, αντιστοιχούσα στις μέγιστες καμπύλες ανάφλεξης των Σχημάτων 3.26 – 3.27. Η αρχική θερμοκρασία του μέσου Βορείου θεωρείται στο διάστημα:  $1 \text{ keV} \leq T_{in,B} \leq 400 \text{ keV}$ , ενώ η προκύπτουσα αναλογία πυκνοτήτων ενεργητικών πρωτονίων και ιόντων Βορείου είναι:  $(n_p / n_B) = 10$ . .....122

Σχήμα 3. 28: Χρονική εξέλιξη της παραγωγής σωματιδίων άλφα ( $n_\alpha$ ) και των θερμοκρασιών των επιμέρους ρευστών σωματιδίων (p,  $^{11}\text{B}$ , e,  $\alpha$ ) του μέσου σύντηξης p- $^{11}\text{B}$ . Το τελευταίο διαμορφώνεται από ενεργητικά πρωτόνια ( $n_p = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $E_{p,0} = 450$  keV) και Βόρειο, αρχικής θερμοκρασίας:  $T_{in,B} = 80$  keV. Τα ενεργητικά πρωτόνια διαμορφώνουν μία αναλογία πυκνοτήτων πρωτονίων – Βορείου στο μέσο, ίση με:  $(n_p / n_B) = 10$ . .....124

Σχήμα 3. 29: Χρονική εξέλιξη της μέσης θερμοκρασίας πλάσματος ( $T_{mean}$ ) και της αντιδραστικότητας σύντηξης  $\langle \sigma v \rangle$ , στην περίπτωση της θεώρησης ενεργητικών πρωτονίων ( $n_p = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $E_{p,0} = 450$  keV), σε ένα μέσο Βορείου, αρχικής πυκνότητας και θερμοκρασίας:  $n_B = 10^{19} \text{ m}^{-3}$  και  $T_{in,B} = 80$  keV, αντίστοιχα. .....125

Σχήμα 3. 30: Χρονική εξέλιξη του ρυθμού αντίδρασης σύντηξης ( $S_r$ ) και της πυκνότητας του Βορείου ( $n_B$ ), στην περίπτωση της θεώρησης ενεργητικών πρωτονίων ( $n_p = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $E_{p,0} = 450$  keV), σε ένα μέσο Βορείου, αρχικής πυκνότητας και θερμοκρασίας:  $n_B = 10^{19} \text{ m}^{-3}$  και  $T_{in,B} = 80$  keV, αντίστοιχα. ....126

Σχήμα 3. 31: Χρονική εξέλιξη της παραγωγής πυκνότητας ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ) και του κριτηρίου ανάφλεξης  $\{Q = (P_{fus} / P_{Brems})\}$ , στην περίπτωση της θεώρησης ενεργητικών πρωτονίων ( $n_p = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $E_{p,0} = 450$  keV), σε ένα μέσο Βορείου, αρχικής πυκνότητας και θερμοκρασίας:  $n_B = 10^{19} \text{ m}^{-3}$  και  $T_{in,B} = 80$  keV, αντίστοιχα. ....127

Σχήμα 3. 32: Χρονική εξέλιξη της παραγωγής σωματιδίων άλφα ( $n_\alpha$ ) και των θερμοκρασιών των επιμέρους ρευστών σωματιδίων (p,  $^{11}\text{B}$ , e,  $\alpha$ ) του μέσου σύντηξης p- $^{11}\text{B}$ , στην περίπτωση που αυτό διαμορφώνεται από ενεργητικά πρωτόνια ( $n_p = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $E_{p,0} = 450$  keV) και Βόρειο ( $n_B = 10^{19} \text{ m}^{-3}$  και  $T_{in,B} = 1$  keV). Τα ενεργητικά πρωτόνια συνεπάγονται μία αναλογία πυκνοτήτων πρωτονίων – Βορείου στο μέσο, ίση με:  $(n_p / n_B) = 10$ . .....128

Σχήμα 3. 33: Χρονική εξέλιξη του ρυθμού αντίδρασης σύντηξης ( $S_r$ ) και της αντιδραστικότητας σύντηξης  $\langle \sigma v \rangle$ , στην περίπτωση που το μέσο σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$  διαμορφώνεται από ενεργητικά πρωτόνια ( $n_p = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $E_{p,0} = 450 \text{ keV}$ ) και Βόρειο ( $n_B = 10^{19} \text{ m}^{-3}$  και  $T_{in,B} = 1 \text{ keV}$ ). Τα ενεργητικά πρωτόνια συνεπάγονται μία αναλογία πυκνοτήτων πρωτονίων – Βορείου στο μέσο, ίση με:  $(n_p / n_B) = 10$ . .....129

Σχήμα 3. 34: Χρονική εξέλιξη του ρυθμού αντίδρασης σύντηξης ( $S_r$ ) και της πυκνότητας του Βορείου ( $n_B$ ), στην περίπτωση της θεώρησης ενεργητικών πρωτονίων ( $n_p = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $E_{p,0} = 450 \text{ keV}$ ), σε ένα μέσο Βορείου, αρχικής πυκνότητας και θερμοκρασίας:  $n_B = 10^{19} \text{ m}^{-3}$  και  $T_{in,B} = 10 \text{ keV}$ , αντίστοιχα.....130

Σχήμα 3. 35: Χρονική εξέλιξη της παραγωγής ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ) και του κριτηρίου ανάφλεξης  $\{Q = (P_{fus} / P_{Brems})\}$ , στην περίπτωση που το μέσο σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$  διαμορφώνεται από ενεργητικά πρωτόνια ( $n_p = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $E_{p,0} = 450 \text{ keV}$ ) και Βόρειο ( $n_B = 10^{19} \text{ m}^{-3}$  και  $T_{in,B} = 1 \text{ keV}$ ). Τα ενεργητικά πρωτόνια συνεπάγονται μία αναλογία πυκνοτήτων πρωτονίων – Βορείου στο μέσο, ίση με:  $(n_p / n_B) = 10$ . .....131

Σχήμα 3. 36: Μέγιστες καμπύλες ανάφλεξης, σαν συνάρτηση της αρχικής θερμοκρασίας του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , υπό την θεώρηση υπό την θεώρηση ενός επιπρόσθετου πληθυσμού πρωτονίων (ενεργητικών):  $300 \text{ keV} \leq E_{p,0} \leq 600 \text{ keV}$ . Η πυκνότητα των πρωτονίων του μέσου θεωρείται στα:  $n_{p,med} = 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} \{(n_p / n_B) = 10\}$ , ενώ τα επιπρόσθετα ενεργητικά πρωτόνια:  $n_{p,in} = 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , διαμορφώνουν την ολική αναλογία πυκνοτήτων πρωτονίων – Βορείου στο:  $(np' / n_B) = 15$ . .....133

Σχήμα 3. 37: Μέγιστες καμπύλες ανάφλεξης, σαν συνάρτηση της αρχικής θερμοκρασίας του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , υπό την θεώρηση υπό την θεώρηση ενός επιπρόσθετου πληθυσμού πρωτονίων (ενεργητικών):  $300 \text{ keV} \leq E_{p,0} \leq 600 \text{ keV}$ . Η πυκνότητα των πρωτονίων του μέσου θεωρείται στα:  $n_{p,med} = 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} \{(n_p / n_B) = 10\}$ , ενώ τα επιπρόσθετα ενεργητικά πρωτόνια:  $n_{p,in} = 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , διαμορφώνουν την ολική αναλογία πυκνοτήτων πρωτονίων – Βορείου στο:  $(np' / n_B) = 15$ . .....134

Σχήμα 3. 38: Μέγιστες καμπύλες ανάφλεξης, σαν συνάρτηση της αρχικής θερμοκρασίας του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , υπό την θεώρηση επιπρόσθετων, ενεργητικών πρωτονίων:  $300 \text{ keV} \leq E_{p,0} \leq 750 \text{ keV}$ . Η πυκνότητα των πρωτονίων του μέσου θεωρείται στα:  $n_{p,med} = 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3} \{(n_p / n_B) = 05\}$ , ενώ τα επιπρόσθετα ενεργητικά πρωτόνια:  $n_{p,in} = 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , διαμορφώνουν την ολική αναλογία πυκνοτήτων πρωτονίων – Βορείου στο:  $(np' / n_B) = 10$ . .....135

Σχήμα 3. 39: Αντιστοίχιση μεταξύ της παραγωγής πυκνότητας ισχύος σύντηξης και της ενδεικτικής καμπύλης ανάφλεξης των  $E_{p,0} = 600 \text{ keV}$ , του Σχήματος 3.39. Στο διάστημα του θερμοκρασιακού παράθυρου ανάφλεξης:  $40 \text{ keV} \leq T_{in} \leq 100 \text{ keV}$  ( $1.07 \leq [max]Q \leq 1.4$ ), η παραγωγή πυκνότητας ισχύος σύντηξης κυμαίνεται μεταξύ των  $P_{fus} = 1.68 \text{ (MW / m}^3\text{)}$  και των  $P_{fus} = 2.43 \text{ (MW / m}^3\text{)}$ . .....136

Σχήμα 3. 40: Αντιστοίχιση μεταξύ της θερμοκρασίας των ιόντων Βορείου του μέσου σύντηξης και των βέλτιστων καμπυλών ανάφλεξης:  $(n_p / n_B) = 10$  (χωρίς ενεργητικά πρωτόνια στο μέσο  $p\text{-}^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας) και  $(np' / n_B) = 10$  (με επιπρόσθετα, ενεργητικά πρωτόνια:  $E_{p,0} = 600 \text{ keV}$ , στο μέσο  $p\text{-}^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας). .....137

Σχήμα 3. 41: Χρονική εξέλιξη της παραγωγής σωματιδίων άλφα ( $n_\alpha$ ) και των θερμοκρασιών του Βορείου ( $T_B$ ) και των σωματιδίων άλφα ( $T_\alpha$ ), στην περίπτωση της θεώρησης επιπρόσθετων, ενεργητικών πρωτονίων:  $E_{p,0} = 600$  keV, σε μέσο  $p\text{-}^{11}\text{B}$  με αρχική θερμοκρασία στα  $T_{in} = 100$  keV. Η σχηματιζόμενη, ολική αναλογία πυκνοτήτων στο μέσο, είναι:  $(np' / n_B) = 10$ . Τα επιπρόσθετα, ενεργητικά πρωτόνια πυροδοτούν την εμφάνιση του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος σωματιδίων άλφα στα  $t = 10^{-1}$  s και οδηγούν στη μέγιστη συνθήκη ανάφλεξης:  $Q = 1.4$  στα  $t \sim 5$  s. Την χρονική στιγμή των  $t \sim 5$  s, η θερμοκρασία του Βορείου έχει αυξηθεί κατά έναν παράγοντα  $\sim 3$ . .....138

Σχήμα 3. 42: Χρονική εξέλιξη των θερμοκρασιών των επιμέρους σωματιδίων του μέσου σύντηξης, στην περίπτωση της θεώρησης επιπρόσθετων, ενεργητικών πρωτονίων:  $E_{p,0} = 600$  keV, σε μέσο  $p\text{-}^{11}\text{B}$  με αρχική θερμοκρασία στα  $T_{in} = 100$  keV: πρωτόνια μέσου ( $T_{p,med}$ ), επιπρόσθετα, ενεργητικά πρωτόνια ( $T_{p,in}$ ), ιόντα Βορείου ( $T_B$ ) και ηλεκτρόνια ( $T_e$ ). Την χρονική στιγμή των  $t \sim 5$  s, όπου λαμβάνεται η μέγιστη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης:  $Q \sim 1.4$ , ο λόγος θερμοκρασιών Βορείου και ηλεκτρονίων ισούται με:  $(T_B / T_e) \sim 2.7$ . .....139

Σχήμα 3. 43: Χρονική εξέλιξη της παραγόμενης πυκνότητας ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ) και του κριτηρίου ανάφλεξης ( $Q = P_{fus} / P_{Brems}$ ) ενός μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , με αρχική θερμοκρασία στα  $T_{in} = 100$  keV και επιπρόσθετα, ενεργητικά πρωτόνια:  $(np' / n_B) = 10$ ,  $E_{p,0} = 600$  keV. Την χρονική στιγμή των  $t \sim 5$  s, όπου  $T_B \sim 332$  keV, η τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης μεγιστοποιείται:  $Q \sim 1.4$ . .....141

Σχήμα 3. 44: Χρονική εξέλιξη της παραγωγής σωματιδίων άλφα ( $n_\alpha$ ) και των θερμοκρασιών του Βορείου ( $T_B$ ) και των σωματιδίων άλφα ( $T_\alpha$ ), στην περίπτωση της ενσωμάτωσης επιπρόσθετων ενεργητικών πρωτονίων:  $E_{p,0} = 750$  keV, σε μέσο  $p\text{-}^{11}\text{B}$  με αρχική θερμοκρασία στα  $T_{in} = 10$  keV. Τα επιπρόσθετα ενεργητικά πρωτόνια διαμορφώνουν την αναλογία πυκνοτήτων ολικών πρωτονίων και Βορείου του μέσου, στο:  $(np' / n_B) = 10$  και πυροδοτούν την εκδήλωση του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος σωματιδίων άλφα στα  $t = 10^{-1}$  s. Την χρονική στιγμή των  $t \sim 5$  s, όπου παρατηρείται η μέγιστη συνθήκη ανάφλεξης:  $Q = 1.07$ , η θερμοκρασία του Βορείου έχει αυξηθεί κατά έναν παράγοντα  $\sim 20$ . .....142

Σχήμα 3. 45: Χρονική εξέλιξη των θερμοκρασιών των επιμέρους σωματιδίων του μέσου σύντηξης, στην περίπτωση της ενσωμάτωσης επιπρόσθετων, ενεργητικών πρωτονίων:  $E_{p,0} = 750$  keV, σε μέσο  $p\text{-}^{11}\text{B}$  με αρχική θερμοκρασία στα  $T_{in} = 10$  keV: πρωτόνια μέσου ( $T_{p,med}$ ), επιπρόσθετα, ενεργητικά πρωτόνια ( $T_{p,in}$ ), ιόντα Βορείου ( $T_B$ ) και ηλεκτρόνια ( $T_e$ ). Την χρονική στιγμή των  $t \sim 5$  s, όπου λαμβάνεται η μέγιστη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης:  $Q \sim 1.07$ , ο λόγος θερμοκρασιών Βορείου και ηλεκτρονίων ισούται με:  $(T_B / T_e) = 2$ . .....143

Σχήμα 3. 46: Χρονική εξέλιξη της παραγόμενης πυκνότητας ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ) και του κριτηρίου ανάφλεξης ( $Q = P_{fus} / P_{Brems}$ ) ενός μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , με αρχική θερμοκρασία στα  $T_{in} = 10$  keV και επιπρόσθετα, ενεργητικά πρωτόνια:  $(np' / n_B) = 10$ ,  $E_{p,0} = 750$  keV. Την χρονική στιγμή των  $t \sim 5$  s, όπου  $T_B \sim 200$  keV, η τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης μεγιστοποιείται:  $Q \sim 1.07$ . ....144

## ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΙΝΑΚΩΝ

### ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΗΝ ΠΥΡΗΝΙΚΗ ΣΥΝΤΗΞΗ

Πίνακας 1. 1: Συμβολή των διαφόρων ενεργειακών πηγών, στην παγκόσμια, πρωτογενή παραγωγή ενέργειας. ....33

### ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: Η ΑΝΕΤΡΟΝΙΚΗ ΑΝΤΙΔΡΑΣΗ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΣΥΝΤΗΞΗΣ ΠΡΩΤΟΝΙΟΥ – $^{11}\text{B}$ (p- $^{11}\text{B}$ )

Πίνακας 2. 1: Ενέργεια κέντρου μάζας, στις οποίες παρατηρείται η μεγιστοποίηση της πυρηνικής ενεργής διατομής των κυριότερων αντιδράσεων σύντηξης.....50

Πίνακας 2. 2: Τιμές συντελεστών στη διατύπωση του αστροφυσικού παράγοντα,  $S(E)$ . ....53

Πίνακας 2. 3: Τιμές συντελεστών στην εξίσωση της αντιδραστικότητας,  $\langle\sigma v\rangle$ , της αντίδρασης πυρηνικής σύντηξης p -  $^{11}\text{B}$ . ....56

Πίνακας 2. 4: Παράμετροι laser στα πειράματα σύντηξης p -  $^{11}\text{B}$ , που έχουν πραγματοποιηθεί μέχρι και τη σήμερον ημέρα, σε διάφορες εγκαταστάσεις ανά τον κόσμο.....60

### ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: ΔΙΕΡΕΥΝΗΣΗ ΤΟΥ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟΥ ΘΕΡΜΑΝΣΗΣ ΠΛΑΣΜΑΤΟΣ p- $^{11}\text{B}$ ΑΠΟ ΤΑ ΠΑΡΑΓΟΜΕΝΑ ΣΩΜΑΤΙΔΙΑ ΑΛΦΑ ΤΩΝ ΠΥΡΗΝΙΚΩΝ ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΩΝ

Πίνακας 3. 1: Απαιτούμενοι χρόνοι ενεργειακού περιορισμού ενός μέσου p- $^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας ( $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3} - 10^{21} \text{ m}^{-3}$ ), σύμφωνα με το κριτήριο Lawson.....95



## ΠΕΡΙΛΗΨΗ ΚΑΙ ΔΟΜΗ ΚΕΦΑΛΑΙΩΝ ΣΤΑ ΕΛΛΗΝΙΚΑ

Η σύντηξη ελαφρών σχετικά πυρήνων (μικρού ατομικού αριθμού) αποτελεί τη μέθοδο παραγωγής “καθαρής” ενέργειας, για ηλεκτροπαραγωγή μεγάλης κλίμακας. Η ευρωπαϊκή δραστηριότητα σύντηξης υλοποιείται μέσω της *Euratom* και πρόσφατα μέσω της *Eurofusion*, η οποία εμφανίζει παγκόσμια πρωτοπορία, τόσο σε ερευνητικό όσο και σε τεχνολογικό επίπεδο, λόγω της κατασκευής - λειτουργίας μεγάλων μηχανών *Μαγνητικής Σύντηξης (Tokamak)*, όπως το *JET (Joint European Torus)* και ο *Διεθνής Πειραματικός Θερμοπυρηνικός Αντιδραστήρας (International Thermonuclear Experimental Reactor – ITER)* στο *Cadarache* της Γαλλίας, κόστους 10 – 12 δισεκατομμυρίων ευρώ.

Τα τελευταία χρόνια, και ιδιαίτερα στις *ΗΠΑ*, υπάρχει αυξανόμενο ενδιαφέρον για την ανάπτυξη *Συμπαγών Συσκευών Μαγνητικής Σύντηξης (Compact Magnetic Fusion Devices – CMFDs)*. Αυτές λειτουργούν με ενδιάμεσες πυκνότητες πλάσματος:  $n \sim (10^{20} \text{ m}^{-3} - 10^{24} \text{ m}^{-3})$ , σε σχέση με τις μηχανές μαγνητικής (*MCF*):  $n \sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$  ή αδρανειακής (*ICF*) σύντηξης:  $n \sim 10^{29} \text{ m}^{-3}$ . Οι Συμπαγείς Διατάξεις Μαγνητικής Σύντηξης εμφανίζονται κατάλληλες για βιομηχανικές εφαρμογές, στις οποίες συμπεριλαμβάνονται η μελέτη ενός πλάσματος *MCF*, οι δοκιμές παραγωγής ενέργειας μέσω σύντηξης, η διαστημική πρόωση και οι μελέτες γύρω από τα υλικά κατασκευής του χιτώνα των διατάξεων *MCF*. Σε σχέση με τις συμβατικές μηχανές *Tokamak* και *ICF*, το τελικό κόστος (κατασκευής - λειτουργίας) των συσκευών *CMFD* είναι τουλάχιστον εκατό (100) φορές χαμηλότερο.

Οι συμβατικές μηχανές μαγνητικού (*MCF*) και αδρανειακού (*ICF*) περιορισμού, όπως επίσης και οι αναπτυσσόμενες Συμπαγείς Διατάξεις Μαγνητικής Σύντηξης (*CMFD*), θεωρούν ως επί το πλείστον, τα πυρηνικά καύσιμα του *Δευτερίου - Τριτίου (D – T)* και του *Υδρογόνου – <sup>11</sup>Βορείου (p – <sup>11</sup>B)*. Εν τούτοις, η πυρηνική αντίδραση:  $D + T \rightarrow {}^4_2\text{He} + n$ , δεν αποτελεί τον ιδανικό υποψήφιο για την παραγωγή “καθαρής” ενέργειας, καθόσον απελευθερώνει το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας της, υπό τη μορφή ακτινοβολίας νετρονίων υψηλής ενέργειας {1 νετρόνιο ( $n$ ), ενέργειας 14.1 MeV, ανά αντίδραση σύντηξης}. Η πυρηνική αντίδραση:  $p + {}^{11}\text{B} \rightarrow 3 {}^4_2\text{He}$  από την άλλη πλευρά, όχι μόνο εκπέμπει λιγότερο (<) από το 1.0 % της συνολικής της ενέργειας, υπό τη μορφή ακτινοβολίας νετρονίων, αλλά και παράγει τρία (3) ισο-ενεργητικά, φορτισμένα σωματίδια άλφα ( ${}^4_2\text{He}$ ), με συνολική ενέργεια στα 8.7 MeV. Το τελευταίο ποσό ενέργειας μπορεί να μετατραπεί σε ηλεκτρική ενέργεια, με αποδοτικότητα ~ 60 – 70 %, δίχως την απαίτηση ενός θερμοδυναμικού κύκλου.

Πρόσφατα πειράματα της διεθνούς βιβλιογραφίας μετρούν την παραγωγή σωματιδίων άλφα από πυρηνικές αντιδράσεις  $p-{}^{11}\text{B}$ , οφειλόμενες στην αλληλοεπίδραση μίας δέσμης πρωτονίων υψηλής ενέργειας, παραγόμενης μέσω δέσμης *laser*, με ένα στερεό στόχο ή ένα στερεό πλάσμα Βορείου (διατάξεις δέσμης - στόχου). Καθόσον στην προκειμένη περίπτωση, η παραγωγή σωματιδίων άλφα εξαρτάται από την αρχική ενέργεια της δέσμης των πρωτονίων, την αρχική πυκνότητα και την θερμοκρασία του μέσου Βορείου, αλλά και την χρονική εξέλιξη όλων αυτών των παραμέτρων, οι διατάξεις δέσμης – στερεού στόχου (ή μέσου) παράγουν τελικά, ένα σχετικά μικρό αριθμό σωματιδίων άλφα.

Τη βασική κύρια δυσκολία της έρευνας που πραγματοποιείται γύρω από την αντίδραση σύντηξης  $p-{}^{11}\text{B}$ , αποτελεί η αποδοτικότητα της ενεργής της διατομής (*cross section*), σε θερμοκρασίες πλάσματος υψηλότερες των 250 keV. Σε αυτές τις τόσο υψηλές θερμοκρασίες, τα ηλεκτρόνια του πλάσματος  $p-{}^{11}\text{B}$ , σαν αποτέλεσμα της επιτάχυνσης τους από το ηλεκτρικό πεδίο άλλων φορτισμένων σωματιδίων (πρωτόνια ή ατομικούς πυρήνες), εκπέμπουν έντονη ακτινοβολία *Bremsstrahlung*. Η ακτινοβολία *Bremsstrahlung* αποτελεί τον κύριο μηχανισμό απώλειας ενέργειας του καυσίμου  $p-{}^{11}\text{B}$ , που εμποδίζει την ανάφλεξη του  $\{Q = (P_{fus} / P_{Brems}) \geq 1$ , όπου:  $P_{fus}$  η παραγόμενη ισχύς σύντηξης και  $P_{Brems}$  οι απώλειες ισχύος της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung*}. Προκειμένου να ξεπεραστεί η δυσκολία της αποδοτικότητας

της πυρηνικής ενεργής διατομής, προτείνεται ο σχηματισμός του πλάσματος σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$  στο εσωτερικό μίας Συμπαγούς Διάταξης Μαγνητικής Σύντηξης (CMFD). Το πλάσμα πρωτονίων και ιόντων Βορείου θα προκύπτει από την αλληλοεπίδραση δύο (2) δεσμών σωματιδίων υψηλής ενέργειας {μίας δέσμης πλάσματος πρωτονίων και μίας δέσμης πλάσματος ιόντων Βορείου}, στο εύρος ενεργειών  $100\text{ keV} - 300\text{ keV}$ . Στο εσωτερικό του σχηματιζόμενου πλάσματος σύντηξης, τα παραγόμενα σωματίδια άλφα των πυρηνικών αντιδράσεων  $p\text{-}^{11}\text{B}$  θα μεταφέρουν το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας τους, μέσω δυαδικών συγκρούσεων *Coulomb*, στα πρωτόνια και τα ιόντα Βορείου (φαινόμενο αλυσιδωτών αντιδράσεων και σχετικό φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος, από τα παραγόμενα σωματίδια άλφα των αντιδράσεων πυρηνικής σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , με βάση τη διεθνή βιβλιογραφία). Ο τύπος της Συμπαγούς Διάταξης Μαγνητικής Σύντηξης που περιεγράφηκε παραπάνω, θα επιτρέπει ένα σχετικά μεγάλο χρόνο συγκράτησης της ενέργειας του πλάσματος  $p\text{-}^{11}\text{B}$  ( $\tau_E \sim 10\text{ s}$ ), ούτως ώστε ο συνολικά παραγόμενος αριθμός σωματιδίων άλφα, να μπορεί στη συνέχεια να συμβάλει στην παραγωγή “καθαρής” ενέργειας.

Στο πλαίσιο της παρούσας διδακτορικής διατριβής, θα μελετηθούν: i) Οι διαδικασίες παραγωγής πλάσματος, ii) Η διαδικασία σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$  σε μία Συμπαγή Μηχανή Σύντηξης, στην οποία το πλάσμα θα παράγεται από δύο (2) δέσμες ιόντων (πρωτονίων και Βορείου) υψηλής ενέργειας, iii) Οι αλληλοεπιδράσεις των παραγόμενων σωματιδίων άλφα στο εσωτερικό του πλάσματος, iv) Το αποτέλεσμα των κρούσεων των παραγόμενων σωματιδίων άλφα με τα φορτισμένα σωματίδια του πλάσματος (ηλεκτρόνια, ιόντα), όπως επίσης και οι κρούσεις μεταξύ των ιόντων, v) Το φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα. Για όλα τα παραπάνω αντικείμενα θα διενεργηθεί σε ένα πρώτο στάδιο βιβλιογραφική έρευνα. Η δημιουργία του πλάσματος, μέσω δεσμών σωματιδίων υψηλής ενέργειας, θα μελετηθεί για τις περιπτώσεις, όπου οι δέσμες πλάσματος (ιονισμένου ρευστού, υψηλής θερμοκρασίας) παράγονται από: 1) Δέσμη βραχύχρονου παλμού *laser* μεγάλης έντασης με διάφορους στόχους, 2) *Μαγνητικά Μονωμένες Διόδους*. Τα αποτελέσματα της διενεργούμενης έρευνας θα επιτρέψουν σε ένα τελευταίο στάδιο, την πρόταση μίας διάταξης, για τη μετατροπή της ενέργειας των σωματιδίων άλφα σε ηλεκτρική ενέργεια.

Αναλυτικότερα, η παρούσα διδακτορική διατριβή επιμερίζεται σε τρία (3) κεφάλαια. Η δομή και το περιεχόμενο των κεφαλαίων έχουν ως ακολούθως:

## **ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1: ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΗΝ ΠΥΡΗΝΙΚΗ ΣΥΝΤΗΞΗ**

Η ανθρώπινη εξέλιξη εξαρτάται από τη διαθεσιμότητα των υφιστάμενων πηγών ενέργειας. Η ραγδαία μεταβολή των κλιματικών συνθηκών, σαν αποτέλεσμα των μαζικών επιπτώσεων των ορυκτών καυσίμων στο περιβάλλον, καθιστά αναγκαία την ανάπτυξη καθαρών πηγών ενέργειας. Η σχέση μεταξύ της καταναλισκόμενης ενέργειας και του πληθυσμού της Γης είναι περίπου τετραγωνική και αναμένεται να διπλασιαστεί έως το 2050, σαν συνέπεια της αύξησης του πληθυσμού, από τα 7 δις στα 9 δις άτομα.

Η σύντηξη αντιπροσωπεύει μία θεμελιώδη διαδικασία στην φύση, καθώς η κύρια πηγή ενέργειας του σύμπαντος, ο Ήλιος, βασίζεται σε αυτήν, εδώ και 13.8 δις. Στον πλανήτη Γη, η σύντηξη, βρίσκεται μέχρι και τη σήμερον ημέρα υπό εξέλιξη, διατηρώντας όμως την υπόσχεση για μία ασφαλή, πρακτικά ανεξάντλητη και “*απόλυτα καθαρή (ultraclean)*” μέθοδο ενεργειακής παραγωγής στο εγγύς μέλλον. Το διεθνές ερευνητικό πρόγραμμα πολλών δεκαετιών, συνιστά απόδειξη της δυσκολίας δημιουργίας των συνθηκών θερμοκρασίας:  $\sim 1.5\text{ keV}$  και πίεσης:  $10^{16}\text{ MPa}$  στο εσωτερικό του Ήλιου ( $\text{Pa}$ ), σε εργαστηριακό περιβάλλον. Υπό την επήρεια αυτών των τόσο ακραίων συνθηκών, σχηματίζεται η τέταρτη κατάσταση της ύλης, το πλάσμα (*plasma*).

Η ενέργεια που απελευθερώνεται μέσω των πυρηνικών αντιδράσεων είναι  $10^6$  φορές υψηλότερη ( $\sim 1\text{ MeV}$  ανά πυρήνα), σε σχέση με αυτήν των χημικών αντιδράσεων ( $\sim 1\text{ eV}$ , ανά άτομο). Προκειμένου να

λάβει χώρα μία αντίδραση σύντηξης, οι συμμετέχοντες, ελαφριοί (θετικοί) πυρήνες πρέπει να ξεπεράσουν την αναπτυσσόμενη μεταξύ τους, απωστική δύναμη *Coulomb*. Για την υπέρβαση του φράγματος *Coulomb*, η σύγκρουση των υπό σύντηξη πυρήνων είναι απαραίτητο να λαμβάνει χώρα σε εξαιρετικά υψηλή ταχύτητα. Οι ταχύτητες αυτές διασφαλίζονται, μέσω της θέρμανσης του καυσίμου σύντηξης σε υψηλές θερμοκρασίες: 100 εκατομμυρίων βαθμών Κελσίου ( $\sim 10 \text{ keV}$ ). Για τον περιορισμό ενός πλάσματος σύντηξης με τόσο υψηλή θερμοκρασία ( $\sim 10 \text{ keV}$ ), δύο (2) είναι οι προσεγγίσεις που διερευνώνται από τη δεκαετία του 1950: i) Η σύντηξη αδρανειακού περιορισμού (*Inertial Confinement Fusion - ICF*) και ii) Η σύντηξη μαγνητικού περιορισμού (*Magnetic Confinement Fusion - MCF*).

Η σύντηξη μαγνητικού περιορισμού (*Magnetic Confinement Fusion - MCF*) εκμεταλλεύεται το γεγονός ότι, στις υψηλές απαιτούμενες θερμοκρασίες σύντηξης, το καύσιμο ιονίζεται σχεδόν πλήρως. Η χρήση μαγνητικών πεδίων εμφανίζεται δυνατή, καθόσον λόγω της δύναμης *Lorentz*, τα φορτισμένα σωματίδια διαγράφουν ελικοειδείς τροχιές γύρω από τις γραμμές του μαγνητικού πεδίου. Σε μία μηχανή *MCF*, η πυκνότητα πλάσματος και ο χρόνος ενεργειακού περιορισμού ανέρχονται αντίστοιχα στα:  $n = 10^{19} \text{ m}^{-3}$  και  $\tau_E = 1 \text{ s}$ . Στις μεγαλύτερες συσκευές μαγνητικού περιορισμού (*Tokamak*) που βρίσκονται τη σήμερον ημέρα υπό κατασκευή, συγκαταλέγονται ο Διεθνής Θερμοπυρηνικός Αντιδραστήρας Σύντηξης (*International Experimental Thermonuclear Reactor - ITER*), οι μηχανές *DEMO*, *JET* (*Joint European Torus*) και οι *stellarators LHD* (*Large Helical Device*) και *Wendelstein 7-X* στην Ιαπωνία και τη Γερμανία, αντίστοιχα.

Στη σύντηξη αδρανειακού περιορισμού (*Inertial Confinement Fusion - ICF*) από την άλλη πλευρά, μία σφαίρα, διαμέτρου  $\sim 1 \text{ mm}$ , γεμίζεται με ίσες ποσότητες πυρηνικού καυσίμου Δευτερίου - Τριτίου (*D-T*). Ισχυρές δέσμες *laser* ακτινοβολούν την επιφάνεια της για ένα πολύ σύντομο χρονικό διάστημα ( $\sim 10^{-9} \text{ sec} - 1 \text{ ns}$ ). Λόγω του γεγονότος ότι το περίβλημα της σφαίρας απορροφά την ισχύ των δεσμών *laser* και εξατμίζεται σχεδόν αμέσως, παράγεται ένα σφαιρικό κύμα κλονισμού (*shock wave*), το οποίο προσομοιάζει το φαινόμενο της προώθησης πυραύλου και διαδίδεται προς το εσωτερικό της σφαίρας. Το κύμα κλονισμού προκαλεί μία τεράστια συμπίεση του περιεχομένου της τελευταίας, με αποτέλεσμα να δημιουργούνται οι απαιτούμενες συνθήκες θερμοκρασίας και πίεσης για την πρόκληση σύντηξης. Στη σύντηξη *ICF*, η πυκνότητα και ο χρόνος περιορισμού της ενέργειας του πλάσματος ανέρχονται στα:  $n \geq 10^{29} \text{ m}^{-3}$  και  $\tau_E = 1 \text{ ns}$ , αντίστοιχα.

Με εξαίρεση τις προαναφερθείσες διεθνείς προσπάθειες *MCF - ICF*, υπάρχουν επίσης και ιδιωτικές εταιρείες, και ερευνητικά ινστιτούτα ή πανεπιστήμια, που διεξάγουν εκτεταμένη έρευνα, γύρω από την ανάπτυξη και τη λειτουργία μικρότερων και περισσότερο ευέλικτων, Συμπαγών Συσκευών Μαγνητικού Περιορισμού (*Compact Magnetic Fusion Devices - CMFDs*) Χαρακτηριστικά παραδείγματα αποτελούν οι εταιρείες *General Fusion*, *Helion Energy*, *Tri - Alpha Energy*, *HB11 Energy*, *Marvel Fusion* και *Lockheed Martin*, όπως επίσης και το Ενεργειακό Ινστιτούτο Έρευνας *ENN* στην Κίνα. Οι διατάξεις *CMFD* λειτουργούν με πυκνότητες πλάσματος στο διάστημα:  $n \sim (10^{20} \text{ m}^{-3} - 10^{24} \text{ m}^{-3})$  και παράγουν καθαρή ενέργεια, με εκατομμύρια φορές χαμηλότερο κόστος, σε σχέση με τις μηχανές *MCF - ICF*.

Σε μία μηχανή μαγνητικού περιορισμού (*MCF*), του τύπου *Tokamak*, η επίτευξη των υψηλών απαιτούμενων θερμοκρασιών ανάφλεξης καθιστά απαραίτητη την παροχή εξωτερικής θερμαντικής ισχύος στο πλάσμα σύντηξης. Μεταξύ των διαφόρων μηχανισμών εξωτερικά παρεχόμενης θέρμανσης πλάσματος συγκαταλέγονται: i) Η *ωμική θέρμανση* (*Ohmic heating*), ii) Η *έγχυση ουδέτερων δεσμών* (*Neutral Beam Injection - NBI*) και iii) Η *θέρμανση με ραδιοσυχνότητες* (*Radio - frequency heating*). Εν τούτοις, μία εσωτερική πηγή θέρμανσης του πλάσματος μπορούν να αποτελέσουν τα παραγόμενα, ενεργητικά σωματίδια (σωματίδια άλφα) των πυρηνικών αντιδράσεων σύντηξης. Το φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος από τα παραγόμενα σωματίδια άλφα των διαδικασιών πυρηνικής σύντηξης *p-*

$^{11}\text{B}$  αποτελεί κύριο αντικείμενο της παρούσας διδακτορικής διατριβής και πρόκειται να μελετηθεί διεξοδικά στο πλαίσιο του Κεφαλαίου 3.

## **ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2: Η ΑΝΕΤΡΟΝΙΚΗ ΑΝΤΙΔΡΑΣΗ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΣΥΝΤΗΞΗΣ ΠΡΩΤΟΝΙΟΥ – $^{11}\text{B}$ ΒΟΡΕΙΟΥ ( $p$ - $^{11}\text{B}$ )**

Το Δεκέμβριο του 2022, η πρώτη επίδειξη ανάφλεξης σύντηξης  $\{Q = (\text{Ισχύς εξόδου} / \text{Ισχύς εισόδου}) = 1.54\}$  στην Εθνική Μονάδα Ανάφλεξης (*National ignition Facility – NIF*), έπειτα από την ακτινοβολήση μίας κάψουλας  $D - T$  με έναν παλμό *laser*, ενέργειας 2.05 MJ, αποτέλεσε ιστορικό γεγονός και αναζωπύρωσε το ενδιαφέρον της επιστημονικής κοινότητας γύρω από την πυρηνική σύντηξη. Παρόλο που η αντίδραση  $D - T$  αρχικοποιείται σε θερμοκρασίες πλάσματος εντός του διαστήματος των:  $4 \text{ keV} \leq T \leq 10 \text{ keV}$  και η ενεργή της διατομή μεγιστοποιείται στην θερμοκρασία των  $T = 65 \text{ keV}$  ( $\sigma_{\max} = 5 \text{ barn}$ ), διάφορα σοβαρά μειονεκτήματα της υφίστανται επίσης. Σε αυτά συγκαταλέγονται: i) Η παροχή του καυσίμου σύντηξης και ιδιαίτερα του Τριτίου ( $T$ ), που δε βρίσκεται άμεσα διαθέσιμο στην φύση, αλλά απαιτεί τεχνολογίες αναπαραγωγής του, με το  $^6\text{Li}$  των τοιχωμάτων της μηχανής σύντηξης, και ii) Η απελευθέρωση του μεγαλύτερου μέρους της ενέργειας σύντηξης, υπό τη μορφή ακτινοβολίας νετρονίων, υψηλής ενέργειας (1 νετρόνιο, ενέργειας 14.1 MeV, ανά αντίδραση σύντηξης, με συνολική έκλυση ενέργειας στα 17.6 MeV). Τα νετρόνια προκαλούν ενεργοποίηση (*activation*) και αλλοίωση των υλικών του πρώτου τοιχώματος της μηχανής σύντηξης, καθιστώντας απαραίτητη την αντικατάστασή τους, ανά τακτά χρονικά διαστήματα.

Σε αυτό το πλαίσιο, η αντίδραση που λαμβάνει χώρα μεταξύ ενός πυρήνα πρωτονίου και ενός πυρήνα  $^{11}\text{B}$  Βορείου ( $p - ^{11}\text{B}$ ), αποτελεί έναν περισσότερο υποσχόμενο υποψήφιο, για την παραγωγή “καθαρής” ενέργειας, καθόσον: i) Το Βόρειο είναι άπλετο στην φύση. ii) Η ενέργεια που απελευθερώνεται υπό τη μορφή νετρονίων, ανά αντίδραση σύντηξης, είναι χαμηλότερη του 1.0 %, για ενέργειες αντιδρώντων πυρήνων ( $p, ^{11}\text{B}$ ) χαμηλότερες των 3 MeV. Ωστόσο, λόγω του υψηλού φορτίου του Βορείου ( $Z = 5$ ) και της αποδοτικότητας της αντιδραστικότητας σύντηξης ( $\langle \sigma v \rangle$ ), στο διάστημα θερμοκρασιών πλάσματος:  $300 \text{ keV} \leq T < 700 \text{ keV}$ , εκπέμπεται έντονη ακτινοβολία *Bremsstrahlung*. Εξαιτίας του τελευταίου γεγονότος, η επίτευξη ανάφλεξης σύντηξης  $\{Q = (P_{\text{fus}} / P_{\text{Brems}}) \geq 1\}$  θεωρείται εξαιρετικά δύσκολη. Από το 2005 μέχρι και σήμερα, μια σειρά πειραμάτων  $p - ^{11}\text{B}$ , βασιζόμενων στην αλληλεπίδραση μίας δέσμης πρωτονίων με ένα στερεό στόχο / πλάσμα Βορείου, έχει οδηγήσει σε μία σειρά ενδιαφερόντων αποτελεσμάτων, όσο να αφορά τη μετρηθείσα απόδοση σωματιδίων άλφα:  $10^5 - 10^{11}$  σωματίδια άλφα / *steradian* / παλμό *laser*. Μέχρι και τη σήμερον ημέρα, ακόμη και η υψηλότερη, μετρηθείσα απόδοση σωματιδίων άλφα ( $\approx 10^{11}$  σωματίδια άλφα ανά παλμό *laser*) δεν έχει υποδείξει ανάφλεξη σύντηξης νεκρού σημείου (*break – even ignition*): ( $Q = 1$ ). Αυτό σημαίνει ότι υπάρχουν ακόμη πολλά περιθώρια βελτίωσης της αντιδραστικότητας σύντηξης  $p - ^{11}\text{B}$ . Στο πλαίσιο της διεθνούς βιβλιογραφίας, οι ακόλουθοι μηχανισμοί προτείνονται για το συγκεκριμένο σκοπό: i) Ο σχηματισμός του πλάσματος (μέσου) σύντηξης  $p - ^{11}\text{B}$ , με αρχική αναλογία πυκνοτήτων:  $(n_p / n_B) > 1$ , ανάμεσα στα πρωτόνια και τα ιόντα Βορείου. ii) Το φαινόμενο των αλυσιδωτών αντιδράσεων και το σχετικό φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα, iii) Η “υβριδική” καύση και, iv) Το πλάσμα μη-ισορροπίας, με διαφορετικές θερμοκρασίες ιόντων και ηλεκτρονίων ( $T_i > T_e$ ).

## **ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3: ΔΙΕΡΕΥΝΗΣΗ ΤΟΥ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟΥ ΘΕΡΜΑΝΣΗΣ ΠΛΑΣΜΑΤΟΣ $p - ^{11}\text{B}$ ΑΠΟ ΤΑ ΠΑΡΑΓΟΜΕΝΑ ΣΩΜΑΤΙΔΙΑ ΑΛΦΑ ΤΩΝ ΟΜΩΝΥΜΩΝ ΠΥΡΗΝΙΚΩΝ ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΩΝ**

Στο πλαίσιο του παρόντος κεφαλαίου, μέσω της χρήσης κώδικα ολικού ενεργειακού ισοζυγίου πολλαπλών ρευστών (*multi-fluid global particle and energy balance code*), πραγματοποιείται αναλυτική, αριθμητική εξέταση μίας φυσικής διαδικασίας, που στο πλαίσιο της διεθνούς βιβλιογραφίας, αναφέρεται σαν “φαινόμενο αλυσιδωτών αντιδράσεων (*chain reactions effect* ή *chain reactions alpha*

heating effect)". Το φαινόμενο των αλυσιδωτών αντιδράσεων αρχικοποιείται από τα τρία (3) παραγόμενα σωματίδια άλφα της αντίδρασης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , αρχικής ενέργειας  $\epsilon_k = 2.9 \text{ MeV}$  έκαστο και αφορά μία σειρά δυαδικών τους συγκρούσεων με τα πρωτόνια ( $p$ ) και τα ιόντα Βορείου ( $^{11}\text{B}$ ) του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$ . Η σειρά αυτή των συγκρούσεων οδηγεί σε αύξηση της θερμοκρασίας των συντηκόμενων σωματιδίων  $p$ ,  $^{11}\text{B}$ , εντός του ευρέος συντονισμού των  $T = 675 \text{ keV}$ , όπου η πυρηνική, ενεργή διατομή ( $\sigma$ ) και άρα, η αντιδραστικότητα σύντηξης ( $\langle \sigma v \rangle$ ) βελτιστοποιούνται. Λόγω βελτιστοποίησης της ενεργής διατομής, επάγονται νέες πυρηνικές αντιδράσεις  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , οι οποίες μαζί με τις επιπρόσθετες αλυσιδωτές αντιδράσεις, οδηγούν στην αύξηση της πυκνότητας των σωματιδίων άλφα. Όπως θα δειχθεί για πρώτη φορά εντός της παρούσας διδακτορικής διατριβής, υπό την προϋπόθεση κατάλληλων αρχικών συνθηκών του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  και παράλληλα, ελαχιστοποίησης των απωλειών ισχύος της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung*, δυνατή εμφανίζεται η παραγωγή μίας ελάχιστης (κρίσιμης) πυκνότητας σωματιδίων άλφα, για την εμφάνιση μίας σειράς εξαιρετικά ενδιαφερόντων φαινομένων για τη σύντηξη  $p\text{-}^{11}\text{B}$ . Τα φαινόμενα αυτά περιλαμβάνουν:

- i) Αύξηση των θερμοκρασιών των συντηκόμενων σωματιδίων  $p$ ,  $^{11}\text{B}$  και άρα, της μέσης θερμοκρασίας πλάσματος, εντός της βέλτιστης περιοχής αντιδραστικότητας σύντηξης ( $300 \text{ keV} \leq T \leq 700 \text{ keV}$ ). Στη διεθνή βιβλιογραφία, το φαινόμενο αυτό είναι γνωστό σαν "φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα (*alpha avalanche effect* ή *avalanche alpha heating effect*)".
- ii) Ενίσχυση της παραγόμενης πυκνότητας σωματιδίων άλφα, σαν αποτέλεσμα των υψηλότερων αντιστοιχόντων τιμών του ρυθμού αντίδρασης σύντηξης (*Reaction Rate*) στις αυξημένες θερμοκρασίες πλάσματος.
- iii) Σχηματισμό θερμοκρασιακής διαφοράς, ανάμεσα στα ηλεκτρόνια ( $e$ ) και συντηκόμενα σωματίδια  $p$ ,  $^{11}\text{B}$  του πλάσματος, σαν αποτέλεσμα της μεγαλύτερης μεταφοράς ενέργειας από τα σωματίδια άλφα, μέσω των αλυσιδωτών αντιδράσεων. Η δημιουργία θερμοκρασιακής διαφοράς συνεπάγεται περαιτέρω βελτιστοποίηση των απωλειών της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung*, πέραν της θεώρησης αρχικής αναλογίας πυκνοτήτων πρωτονίων – Βορείου:  $(n_p / n_B) > 1$ , στο μέσο  $p\text{-}^{11}\text{B}$ .
- iv) Βελτίωση της παραγόμενης πυκνότητας ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ) και άρα, του κριτηρίου ανάφλεξης ( $\{Q = (P_{fus} / P_{Brems}) \geq 1\}$ ).

Το φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα κρίνεται εξαιρετικά σημαντικό στην περίπτωση της σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , καθόσον ακόμη και από αρχικές θερμοκρασίες πλάσματος:  $T \ll 675 \text{ keV}$ , το πλάσμα δύναται να προσεγγίσει θερμοκρασίες εντός της περιοχής βέλτιστης αντιδραστικότητας ( $\langle \sigma v \rangle$ ) και να αναφλεγεί ( $Q \geq 1$ ), σε χρονικά διαστήματα, όπου ο περιορισμός της επέκτασης του, μπορεί να διασφαλιστεί πειραματικά, από τις υπάρχουσες τεχνολογίες παραγωγής μαγνητικών πεδίων με δέσμες *laser*.

Για την εξαγωγή ασφαλών συμπερασμάτων, γύρω από τις απαιτούμενες συνθήκες θέρμανσης και ανάφλεξης σύντηξης ( $Q \geq 1$ ) ενός πλάσματος  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , από τα παραγόμενα σωματίδια άλφα των πυρηνικών αντιδράσεων, μελετήθηκε ένας αριθμός περιπτώσεων. Σε αυτές συγκαταλέγονται:

- i) Το ουδέτερο πλάσμα  $p\text{-}^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας:  $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , όπου  $n = (n_p + n_B)$ , η συνολική, αρχική πυκνότητα των συντηκόμενων σωματιδίων  $p$ ,  $^{11}\text{B}$ . Το συγκεκριμένο διάστημα πυκνοτήτων είναι τυπικό για τις υπό κατασκευή, *Συμπαγείς Διατάξεις Μαγνητικής Σύντηξης (CMFDs)*, από διάφορες ιδιωτικές εταιρείες παραγωγής ενέργειας σύντηξης (πχ. *Tri-Alpha*



*Energy - TAE, Helion Energy*). Παρόλο που η πλειοψηφία των προαναφερθέντων διατάξεων *CMFD* βασίζεται σε μεγαλύτερο βαθμό στη σύντηξη  $D-T$  ή  $D-^3He$ , χρήσιμες πληροφορίες αναφορικά με το καθεστώς λειτουργίας τους και τον χρόνο περιορισμού της ενέργειας του πλάσματος ( $\tau_E$ ) τους, μπορούν να εξαχθούν και να χρησιμοποιηθούν, στο πλαίσιο της παρούσας αριθμητικής μελέτης.

- ii) Η θεώρηση ενεργητικών πρωτονίων, σε ουδέτερο πλάσμα Βορείου ( $^{11}B$ ) ή πρωτονίων – Βορείου ( $p-^{11}B$ ) χαμηλής πυκνότητας:  $n \sim 10^{19} \text{ m}^{-3} - 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , αντίστοιχα. Το συγκεκριμένο σενάριο προσομοιάζει την “υβριδική καύση (*hybrid burn*)”, που έχει προταθεί για τη σύντηξη αδρανειακού περιορισμού (*ICF*) και διερευνά τη συνεισφορά των ενεργητικών πρωτονίων, στην ενίσχυση του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα και την ανάφλεξη σύντηξης ( $Q > 1$ ), κάτω από την αρχική θερμοκρασία των  $T_{in} < 100 \text{ keV}$ .

## SUMMARY AND CHAPTERS STRUCTURE IN ENGLISH

Fusion of light nuclei (of small atomic number) is the method of clean energy production for large scale power generation. The European fusion activity is implemented through Euratom and more recently, through *Eurofusion*, which is a world leader in research and technology, due to the construction and operation of large *Magnetic Confinement Fusion (MCF)* devices, like *ITER (International Thermonuclear Experimental Reactor)* and *JET (Joint European Torus)*, both costing 10 - 12 billions of euros.

The last few years and especially in the USA, there is an increasing interest for the development of *Compact Magnetic Fusion Devices (CMFDs)*, operating with intermediate plasma densities:  $10^{20} \text{ m}^{-3} - 10^{24} \text{ m}^{-3}$ , compared to *magnetic (MCF)* or *inertial (ICF)* confinement fusion devices:  $10^{19} \text{ m}^{-3}$  και  $10^{29} \text{ m}^{-3}$ , correspondingly. *Compact Magnetic Fusion Devices* are suitable for industrial applications, including magnetic confinement fusion plasma studies, fusion energy generation tests, space propulsion and blanket material construction studies for future *MCF* and *ICF* devices. It is noteworthy to mention that the final *CMFD* construction and operating cost is at least 100 times lower than that of conventional *Tokamak* and *ICF* machines.

Conventional *MCF* and *ICF* machines, as well as *CMFDs* use mostly the nuclear fuels of *Deuterium - Tritium (D-T)* or *Hydrogen -  $^{11}B$  Boron ( $p-^{11}B$ )*. However,  $D-T$  nuclear fusion reaction:  $D + T \rightarrow ^4_2He + n$ , isn't the ideal candidate for clean energy generation, as it releases most of its energy in the form of radioactive, high-energy neutrons (1 neutron of 14.1 MeV energy, per fusion reaction).  $p-^{11}B$  nuclear fusion reaction:  $p - ^{11}B \rightarrow 3 \text{ } ^4_2He$  on the other hand, not only emits less than 1.0 of its total energy in the form of neutrons, but also produces three (3) iso-energetic alpha particles ( $^4_2He$ ) with 8.7 MeV total energy. The latter energy amount can be converted into electricity with a 60 % - 70 % efficiency, without passing through a thermodynamic cycle.

Recent experiments of the international literature count alpha particle generation from  $p - ^{11}B$  nuclear reactions, coming from the interaction of a laser-driven high-energy proton beam with a solid  $^{11}B$  Boron target or plasma (beam-target schemes). Since the generation of alpha particles depends on the initial proton beam energy, the initial density and temperature of  $^{11}B$  Boron plasma, as well as the temporal evolution of both of them, beam – solid target (or plasma) configurations produce a relatively small number of alpha particles.

The major difficulty in the research conducted around  $p-^{11}B$  fusion is its nuclear fusion cross section efficiency, at higher than 250 keV reactant energies. At these high energies,  $p-^{11}B$  fusion plasma electrons

emit intense *Bremsstrahlung* radiation, as a consequence of their acceleration from the electric field of other charged particles (protons or atomic nuclei). *Bremsstrahlung* radiation isn't absorbed by the thermonuclear plasma and thus, is an unavoidable energy loss from it. For the overcome of the difficulty related to nuclear cross section efficiency, the formation of the *proton -  $^{11}\text{Boron}$*  plasma is suggested inside a *Compact Magnetic Fusion Device (CMFD)*. The *proton -  $^{11}\text{Boron}$*  plasma will result from the interaction of two high-energy particle beams (one proton fluid plasma beam and one Boron ions plasma beam), in the energy range of  $100\text{ keV} - 300\text{ keV}$ . Inside the formed  $p\text{-}^{11}\text{B}$  fusion plasma, the fusion produced alpha particles will transfer most of their energy to the protons and  $^{11}\text{Boron}$  ions, through elastic binary *Coulomb* collisions (chain reactions effect and related avalanche effect, according to the international literature). The type of *Compact Magnetic Fusion Device* previously described, will allow a relatively long plasma energy confinement type ( $\tau_E \sim 10\text{ s}$ ), so that the total produced number of alpha particles can then contribute to "clean" energy generation.

In the context of the present PhD dissertation, the following topics will be discussed: i) The plasma formation processes, ii) The  $p\text{-}^{11}\text{B}$  fusion process inside a *Compact Magnetic Fusion Device (CMFD)*, iii) The interactions of the fusion produced alpha particles inside the fusion plasma, iv) The result of the binary *Coulomb* collisions of the fusion produced alpha particles with the plasma charged particles (electrons, protons, Boron ions), v) The induced plasma heating plasma heating by the fusion produced alpha particles. The plasma formation by the high-energy particle beams will be discussed for the cases of beam production from: i) Short pulse high-intensity laser beam interactions with solid targets, and ii) *Magnetically Insulated Diodes (MIDs)*.

The doctoral thesis is divided into three (3) chapters. In detail, the structure and content of each chapter is as follows:

## **CHAPTER 1: INTRODUCTION TO NUCLEAR FUSION**

Human evolution depends strongly on the availability of the currently existing energy sources. The rapid climate change, as a consequence of the massive effects of fossil fuels on the environment, necessitates the development of clean energy sources. The relationship between energy consumption and Earth's population is about square and it is expected to be doubled by 2050, as a result of population growth from 7 billion to 9 billion people.

Fusion is a fundamental process in nature, as the main energy source of the universe, the Sun, is based on it, for 13.8 billion years. On planet Earth, fusion is still under development, holding though the promise for a safe, practically inexhaustible and "ultraclean" energy generation method in the near future. The multi-decade international research program proves the difficulty of creating the required conditions of temperature and pressure inside the Sun ( $\sim 1.5\text{ keV}$  and  $10^{16}\text{ MPa}$ , correspondingly) in a laboratory frame. Under these extreme conditions of plasma and temperature, the fourth state of matter, "plasma" is formed.

The energy released from fusion reactions:  $\sim 1\text{ MeV}$  per nucleus, is  $10^6$  times higher, compared to chemical reactions:  $\sim 1\text{ eV}$ , per atom. However, for a fusion reaction to take place, the participating light (positive) nuclei have to overcome the repulsive *Coulomb* force between them. For the overcome of the *Coulomb* barrier, the collisions must take place at high speeds. The high speeds are ensured through the heating of the fusion fuel to high temperatures: 100 million degrees of Celsius ( $\sim 10\text{ keV}$ ). For the confinement of such a high-temperature plasma, two approaches have been investigated since the 1950s: i) *Inertial Confinement Fusion (ICF)* and, ii) *Magnetic Confinement Fusion (MCF)*.

*Magnetic Confinement Fusion (MCF)* exploits the fact that, at the high temperatures required for fusion, the nuclear fuel is fully ionized. The use of magnetic fields is possible, since due to Lorentz force, charged particles trace helical orbits around the magnetic field lines. In an *MCF* reactor, plasma density and energy confinement time are correspondingly:  $n = 10^{19} \text{ m}^{-3}$  and  $\tau_E = 1 \text{ s}$ . The largest magnetic confinement reactors (*Tokamak*), which are currently under construction, are *ITER* (*International Thermonuclear Experimental Fusion Reactor*), *DEMO*, *JET* (*Joint European Torus*) and the stellarators *LHD* (*Large Helical Device*) and *Wendelstein 7-X* in Japan and Germany, correspondingly.

In *Inertial Confinement Fusion (ICF)* on the other hand, a sphere of  $\sim 1 \text{ mm}$  radius, is filled with equal densities of *Deuterium-Tritium (D-T)*. High power laser beams irradiate its surface for a very short period of time, ( $\sim 10^{-9} \text{ sec} - 1 \text{ ns}$ ). Due to the fact that the sphere's shell absorbs the laser beam power and it is evaporated almost simultaneously, a spherical shock wave is produced, similar to propulsion, which propagates towards the sphere's interior. The induced shock wave generates a tremendous compression of the sphere's contents, thus creating the necessary conditions of temperature and pressure for fusion to take place. In an *ICF* reactor, plasma density and energy confinement time are:  $n \geq 10^{29} \text{ m}^{-3}$  and  $\tau_E = 1 \text{ ns}$ , correspondingly.

Except for these aforementioned international *MCF/ICF* efforts, there are also private companies, research institutes and universities, conducting extensive research around the development and operation of smaller and more flexible *Compact Fusion Devices (CMFDs)*. Typical examples are the companies of *General Fusion*, *Helion Energy*, *Tri-Alpha Energy*, *HB11 Energy*, *Marvel Fusion* and *Lockheed Martin*, as well as the Energy Research Institute *ENN in China*. *CMFD* devices operate with plasma densities in the range of  $n \sim (10^{20} \text{ m}^{-3} - 10^{24} \text{ m}^{-3})$  and produce "clean" energy at millions of times lower cost, compared to *MCF* or *ICF* reactors.

In an *MCF* reactor (*Tokamak*), the high required ignition temperatures demand the provision of external heating power to the fusion plasma. Amongst the various external plasma heating mechanisms are: i) *Ohmic heating*, ii) *Neutral beam injection (NBI)* and, iii) *Radiofrequency (RF) waves*. Except for these mechanisms, the fusion produced energetic particles {alphas ( ${}^4_2\text{He}$ )} can also constitute an internal plasma heating source. The plasma heating effect from the fusion produced alpha particles of  $p\text{-}^{11}\text{B}$  fusion reaction is the main subject of this PhD dissertation and it is going to be thoroughly investigated within [Chapter 3](#).

## **CHAPTER 2: THE ANEUTRONIC PROTON - $^{11}\text{B}$ BORON NUCLEAR FUSION REACTION ( $p\text{-}^{11}\text{B}$ )**

In December 2022, the global record at the *National Ignition Facility (NIF)*, which showed fusion ignition  $\{Q = (\text{Output power} / \text{Input power}) \sim 1.54\}$  for the first time, after the irradiance of a  $D - T$  capsule with a  $2.05 \text{ MJ}$  laser pulse, refired the scientific community interest around nuclear fusion. Although  $D - T$  fusion reaction can be initiated in the initial plasma temperature range of  $4 \text{ keV} \leq T \leq 10 \text{ keV}$  and its nuclear cross section is maximized at the lowest center-of-mass energy ( $\sigma_{\max} = 5 \text{ barn}$  at  $T = 65 \text{ keV}$ ), several drawbacks are also present: i) The supply of fusion fuel and especially of Tritium ( $T$ ), which is not directly available in nature, but perquisites breeding technologies with  ${}^6\text{Li}$  of the reactor wall. ii) Most of the energy is released in the form of radiation of high-energetic neutrons (1 neutron of  $14.1 \text{ MeV}$ , per fusion reaction of  $17.6 \text{ MeV}$  total released energy): Neutrons cause activation and destruction of the materials of the first wall of the fusion machine, making it necessary to replace them at regular time intervals.

In this context, the nuclear fusion reaction taking place between one proton and one Boron nucleus, is the most promising candidate for "clean" energy production, as: i) Boron is abundant in nature. ii) The

energy released in the form of neutrons per fusion reaction, is lower than 1.0 %, for reactant energies lower than 3 MeV. However, due to high  $^{11}\text{B}$  charge ( $Z = 5$ ) and  $p - ^{11}\text{B}$  fusion reactivity ( $\langle\sigma v\rangle$ ) efficiency at initial plasma temperatures:  $250 \text{ keV} \leq T \leq 675 \text{ keV}$ , nuclear reactors with this type of fuel, emit intense electron *Bremsstrahlung* radiation (*braking radiation*). Due to the latter fact, achievement of *break – even* or *self – sustained fusion ignition*:  $Q = (P_{\text{fus}} / P_{\text{Brems}}) \geq 1$ , is considered extremely difficult ( $P_{\text{fus}}$ : fusion power density production). Since 2005 and until today, a series of  $p - ^{11}\text{B}$  experiments based on beam – target fusion, has led to a series of interesting results, concerning the measured alpha particle yield: between  $10^5$  to  $10^{11}$ . However, even the highest measured alpha particle yield ( $\approx 10^{11}$  alpha particles, per laser shot) hasn't demonstrated *break – even ignition* ( $Q = 1$ ). This means that there is still a lot of place for  $p - ^{11}\text{B}$  fusion reactivity enhancement. In the international literature, the following possibilities are mentioned for this purpose: i) Plasma formation with *density ratios* ( $n_p / n_B > 1$ ) between the  $p$ ,  $^{11}\text{B}$  fusion species, for the optimization of electron *Bremsstrahlung* radiation losses, ii) Plasma heating, through the ambiguous *chain reactions alpha heating effect and the related avalanche effect*, iii) “Hybrid” burn and, iv) *Non-equilibrium plasma*, with different ion and electron temperatures ( $T_i > T_e$ ).

### **CHAPTER 3: INVESTIGATION OF $p - ^{11}\text{B}$ PLASMA HEATING EFFECT THROUGH THE CHAIN REACTIONS ALPHA HEATING EFFECT AND THE RELATED AVALANCHE EFFECT**

In the present chapter, a *multi-fluid global particle and energy balance code* is used for the detailed and through numerical investigation of a physical process, which in the context of the international literature, is known as the “*chain reactions effect*” or “*chain reactions alpha heating effect*”. The chain reactions effect is initiated by the three (3) iso-energetic  $p - ^{11}\text{B}$  fusion produced alpha particles, of 2.9 MeV energy each, and concerns a series of binary collisions between them and the  $p$ ,  $^{11}\text{B}$  fusion species. This series of collisions leads to the temperature increase of the  $p$ ,  $^{11}\text{B}$  species within the broad resonance of  $T = 675 \text{ keV}$ , where the nuclear cross section ( $\sigma$ ) and thus, fusion reactivity ( $\langle\sigma v\rangle$ ) are optimized. Due to reactivity optimization, new  $p - ^{11}\text{B}$  nuclear fusion reactions are induced, that with the extra involved chain reactions, lead to the generation of a greater alpha particles density. As it will be shown for the first time within the current *PhD* dissertation, provided that the  $p - ^{11}\text{B}$  plasma has appropriate initial conditions (of density and temperature) and that, in parallel, *Bremsstrahlung* power density losses are optimized, a minimum (critical) alpha density can be produced, leading to a series of significant effects for  $p - ^{11}\text{B}$  fusion. These effects include:

- i) Temperature increase of the  $p$ ,  $^{11}\text{B}$  species and thus, of mean plasma temperature, within the optimal reactivity region ( $300 \text{ keV} \leq T \leq 700 \text{ keV}$ ). In the international literature, this effect is known as “*alpha avalanche effect*” or “*avalanche alpha heating effect*”.
- ii) Enhancement in alpha particle density production, as a result of the higher corresponding reaction rates ( $S_r = n_p n_B \langle\sigma v\rangle$ ) to the increased, mean  $p - ^{11}\text{B}$  plasma temperatures.
- iii) Creation of temperature difference between the  $p$ ,  $^{11}\text{B}$  fusion species and plasma electrons ( $e$ ), as a consequence of the greater alpha energy transfer, in the context of the chain reactions alpha heating effect. The temperature difference between  $p$ ,  $^{11}\text{B}$  and  $e$  results in further optimization of *Bremsstrahlung* radiation losses, beyond the consideration of initial density ratio, between the protons and the Boron: ( $n_p / n_B > 1$ , of the  $p - ^{11}\text{B}$  plasma).
- iv) Improvement of the generated fusion power density ( $P_{\text{fus}}$ ) and the corresponding ignition criterion ( $\{Q = (P_{\text{fus}} / P_{\text{Brems}})\}$ ).

The numerical simulations show that, the avalanche alpha heating effect is extremely important in the case of  $p\text{-}^{11}\text{B}$  nuclear fusion, since even from initial plasma temperatures:  $T \ll 675 \text{ keV}$ , high plasma temperatures, corresponding to the optimum fusion reactivity region, can be approximated. Thus, the  $p\text{-}^{11}\text{B}$  fuel can ignite ( $Q \geq 1$ ) in time intervals, where the avoidance of plasma expansion can be experimentally ensured, through the currently existing laser-based magnetic field generation technologies.

In order to draw safe conclusions about the required conditions, for  $p\text{-}^{11}\text{B}$  medium plasma heating and ignition ( $Q \geq 1$ ), through the chain reactions alpha heating effect and the related avalanche alpha heating effect, a number of cases was studied. These cases include:

- i) The neutral low-density  $p\text{-}^{11}\text{B}$  plasma:  $n \sim (10^{20} \text{ m}^{-3})$ , where  $n = (n_p + n_B)$ : the total, initial  $p\text{-}^{11}\text{B}$  fusion species density. The aforementioned plasma density range is typical for the under development *Compact Magnetic Fusion Devices (CMFDs)*, by various private fusion power companies or institutes (ex. *Tri-Alpha Energy - TAE, Helion Energy, ENN Research Institute*). Although the majority of the currently under development *CMFDs* is based on  $D\text{-}T$  or  $D\text{-}^3\text{He}$  fusion, useful information, regarding their operation regime and their plasma confinement time ( $\tau_E$ ), can be extracted and be used in the context of the current numerical study.
- ii) The consideration of energetic protons in a low-density Boron ( $^{11}\text{B}$ ) or proton – Boron ( $p\text{-}^{11}\text{B}$ ) plasma, of  $n \sim 10^{19} \text{ m}^{-3} - 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , correspondingly. This case study simulates “*hybrid burn*” in *Inertial Confinement Fusion (ICF)* and investigates the enhancing contribution of energetic protons to the boosting of avalanche alpha heating effect and fusion ignition ( $Q \geq 1$ ), below  $T_{in} < 100 \text{ keV}$ .

## ΠΡΩΤΟΤΥΠΙΑ ΤΗΣ ΠΑΡΟΥΣΑΣ ΔΙΔΑΚΤΟΡΙΚΗΣ ΔΙΑΤΡΙΒΗΣ

Μεταξύ του 2005 και του 2015 πραγματοποιήθηκε μία σειρά πειραμάτων σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , βασισμένων στα δύο (2) διαφορετικά σχήματα της αλληλεπίδρασης μίας δέσμης πρωτονίων με ένα στερεό στόχο / πλάσμα (σχήματα *in-target* και *pitcher-catcher*). Η σειρά αυτή των πειραμάτων οδήγησε σε μία σειρά ενδιαφερόντων αποτελεσμάτων, όσο να αφορά τη μετρηθείσα απόδοση σωματιδίων άλφα. Αναλυτικότερα, η πρώτη πειραματική διερεύνηση των *V. S. Belayev et al. (2005)*, με χρήση του σχήματος *in-target*, οδήγησε στην πειραματική μέτρηση  $10^5$  σωματιδίων άλφα / *steradian* / παλμό *laser*. Μετά τους *V. S. Belayev et al.*, οι *C. Labaune et al. (2013)*, με χρήση της διάταξης *pitcher - catcher*, μέτρησαν  $9 \times 10^6$  σωματίδια άλφα / *steradian* / παλμό *laser*. Σχεδόν ταυτόχρονα με τους *C. Labaune et al.*, τα δύο (2) διαδοχικά πειράματα *in - target* των *A. Picciotto και D. Margarone et al. (2014, 2015)*, στις εγκαταστάσεις του συστήματος *laser PALS (Prague Asterix Laser System)*, στην Τσεχία, μέτρησαν  $10^9$  σωματίδια άλφα / *steradian* / παλμό *laser*. Η τελευταία τιμή απόδοσης σωματιδίων άλφα ήταν  $10^3$  φορές υψηλότερη, σε σχέση με αυτήν των *C. Labaune et al. (2013)*.

Μετά την παρουσίαση των πειραματικών αποτελεσμάτων των *A. Picciotto και D. Margarone et al.*, επακολούθησε αξιολόγηση του μηχανισμού επίτευξης της ενισχυμένης απόδοσης σωματιδίων άλφα. Τα έτη 2015 και 2016, οι θεωρητικές εργασίες των *H. Hora et al.* και *S. Eliezer et al.*, διατύπωσαν την άποψη ότι η ενισχυμένη απόδοση σωματιδίων άλφα, δεν μπορεί να αποδίδεται σε δυαδικές πυρηνικές συγκρούσεις (*binary collisions*), αλλά δύναται να είναι το αποτέλεσμα “*δευτερογενών αλυσιδωτών αντιδράσεων σύντηξης (secondary fusion chain reactions)*”, που αυξάνουν την παραγωγή σωματιδίων άλφα (*avalanche increase*) και θερμαίνουν το πλάσμα  $p\text{-}^{11}\text{B}$ . Το φαινόμενο των αλυσιδωτών αντιδράσεων αρχικοποιείται από τα τρία (3) παραγόμενα σωματίδια άλφα της αντίδρασης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ ,

αρχικής ενέργειας  $\varepsilon_k = 2.9 \text{ MeV}$  έκαστο και αφορά μία σειρά δυαδικών τους συγκρούσεων με τα πρωτόνια ( $p$ ) και τα ιόντα Βορείου ( $^{11}\text{B}$ ) του μέσου (πλάσματος) σύντηξης. Η σειρά αυτή των συγκρούσεων οδηγεί σε ανύψωση της θερμοκρασίας των συντηκόμενων σωματιδίων  $p$ ,  $^{11}\text{B}$  και άρα, της μέσης θερμοκρασίας πλάσματος, εντός της βέλτιστης περιοχής αντιδραστικότητας σύντηξης ( $\langle \sigma v \rangle$ ):  $300 \text{ keV} \leq T < 700 \text{ keV}$ . Λόγω βελτιστοποίησης της αντιδραστικότητας σύντηξης, επάγονται νέες πυρηνικές αντιδράσεις, οι οποίες μαζί με τις επιπρόσθετες αλυσιδωτές αντιδράσεις, οδηγούν στην αύξηση της πυκνότητας των σωματιδίων άλφα και στο σχετικό φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος (*alpha avalanche effect* ή *avalanche alpha heating effect*).

Στο πλαίσιο της παρούσας διδακτορικής διατριβής, πραγματοποιείται για πρώτη φορά, μία ολοκληρωμένη, αριθμητική διερεύνηση των απαιτούμενων συνθηκών θέρμανσης και ανάφλεξης σύντηξης  $\{Q = (P_{fus} / P_{Brems}) \geq 1\}$  ενός πλάσματος  $p\text{-}^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας ( $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ), από τα παραγόμενα σωματίδια άλφα των ομώνυμων πυρηνικών αντιδράσεων. Η αριθμητική διερεύνηση πραγματοποιήθηκε με χρήση κώδικα ολικού ενεργειακού ισοζυγίου πολλαπλών ρευστών (*multi - fluid global particle and energy balance code*), ο οποίος περιλαμβάνει όλες τις απαιτούμενες δυαδικές συγκρούσεις *Coulomb*, ανάμεσα στα επιμέρους σωματίδια του μέσου σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$  ( $p$ ,  $^{11}\text{B}$ ,  $e$ ,  $\alpha$ ). Η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων μεταξύ διαδοχικών υπολογισμών, με υλοποίηση της μεθόδου *Runge - Kutta 4<sup>ης</sup>* τάξης, υπολογίζεται για πρώτη φορά με αυτοσυντηρούμενο τρόπο (*self-consistently*), ενσωματώνοντας τις απώλειες ισχύος της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung*.

Πέραν των παραπάνω καινοτομιών και της απόδειξης της δυνατότητας ανάφλεξης σύντηξης ενός πλάσματος  $p\text{-}^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας ( $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ), στο διάστημα αρχικών θερμοκρασιών:  $130 \text{ keV} \leq T \leq 400 \text{ keV}$ , από την επαγόμενη θέρμανση πλάσματος σωματιδίων άλφα, η παρούσα διδακτορική διατριβή προτείνει επίσης, εναλλακτικές διαμορφώσεις σχηματισμού του μέσου (πλάσματος) σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , που: i) Είναι σε θέση να οδηγήσουν σε μείωση της ελάχιστης απαιτούμενης θερμοκρασίας ανάφλεξης νεκρού σημείου ( $Q = (P_{fus} / P_{Brems}) = 1$ ), κάτω από τα:  $T_{in} < 100 \text{ keV}$ , και ii) Να βελτιώσουν τη βέλτιστη, αυτοσυντηρούμενη συνθήκη ανάφλεξης  $\{Q > 1\}$  μέχρι και την τιμή:  $Q \sim 1.4$ . Τα συγκεκριμένα αποτελέσματα εμφανίζονται εξαιρετικά υποσχόμενα και μπορούν να ανοίξουν το δρόμο, για την περαιτέρω πειραματική - αριθμητική διερεύνηση του πυρηνικού καυσίμου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  και την αντικατάσταση του ως επί το πλείστον χρησιμοποιούμενου καυσίμου  $D\text{-}T$ , σε μηχανές μαγνητικού περιορισμού (*MCF*), τύπου *Tokamak* (*ITER*).

*Page left intentionally blank*

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1. ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΗΝ ΠΥΡΗΝΙΚΗ ΣΥΝΤΗΞΗ

### 1.1. Εισαγωγή

Η ανθρώπινη εξέλιξη εξαρτάται από τη διαθεσιμότητα των υφιστάμενων πηγών ενέργειας. Η ραγδαία μεταβολή των κλιματικών συνθηκών, σαν αποτέλεσμα των μαζικών επιπτώσεων των ορυκτών καυσίμων στο περιβάλλον καθιστά αναγκαία την ανάπτυξη καθαρών πηγών ενέργειας. Η σχέση μεταξύ της καταναλισκόμενης ενέργειας και του πληθυσμού της Γης είναι περίπου τετραγωνική και αναμένεται να διπλασιαστεί έως το 2050, σαν συνέπεια της αύξησης του πληθυσμού, από τα 7 δις στα 9 δις άτομα [1]. Σε αυτό το σημείο αξίζει να αναφερθεί το γεγονός ότι, με περίπου 7.2 δις παγκόσμιο πληθυσμό το 2015, μία μέση κατά κεφαλή, ετήσια κατανάλωση ισχύος της τάξης των 2.5 kW, οδήγησε σε μία ετήσια, καταναλισκόμενη ποσότητα ισχύος, ύψους [2] :

$$2.5 \frac{\text{kW}}{\text{άτομο}} \times 7.2 \text{ δις άτομα} = 18 \frac{\text{TW}}{\text{χρόνο}} \quad (\text{Εξίσωση 1.1})$$

Η κύρια πηγή ενέργειας μας στον πλανήτη Γη προέρχεται από την καύση των ορυκτών καυσίμων, τα οποία δημιουργήθηκαν πριν από εκατομμύρια χρόνια, μέσω της αποσύνθεσης φυτών και οργανικών υλών. Στις μέρες μας, τα ορυκτά καύσιμα χρησιμοποιούνται ως επί το πλείστον, για την παραγωγή της απαιτούμενης ενέργειας των μέσων μεταφοράς ή/και της ηλεκτρικής ισχύος, που αξιοποιείται σε μία πληθώρα εφαρμογών. Ωστόσο, η χρήση των ορυκτών καυσίμων συνεπάγεται σημαντική συσσώρευση αερίων του θερμοκηπίου στην ατμόσφαιρα και άρα, αύξηση της θερμοκρασίας της Γης, με σοβαρές συνέπειες για κάθε οικοσύστημα και ζωντανό οργανισμό, συμπεριλαμβανομένου και του ανθρώπου. Προκειμένου να αποφευχθεί μία τέτοια καταστροφή, η χρήση των ορυκτών καυσίμων είθισται να αντικατασταθεί από μία άλλη μορφή καθαρής ενέργειας. Δυστυχώς, μέχρι και τη σήμερον ημέρα, δεν υφίσταται αρκετή από την τελευταία, καθώς τα ορυκτά καύσιμα εξακολουθούν να αντιπροσωπεύουν περισσότερο από το 80% της παγκόσμιας ενέργειας [3]. Στον Πίνακα 1.1 παρουσιάζεται η τρέχουσα συμβολή των διαφόρων ενεργειακών πηγών στην παγκόσμια παραγωγή ενέργειας. Όπως παρατηρείται, τα ορυκτά καύσιμα (λάδι, κάρβουνο, αέριο) αποτελούν τη βάση για την κάλυψη των ανθρώπινων ενεργειακών αναγκών, συμβάλλοντας στο 85% της παγκόσμιας, πρωτογενούς ενεργειακής παραγωγής. Πέραν της αύξησης στη συγκέντρωση του διοξειδίου του άνθρακα (CO<sub>2</sub>) στην ατμόσφαιρα, τα ορυκτά καύσιμα πρόκειται να υποστούν εξάντληση. Σε αυτό το πλαίσιο, εντοπίζονται τρεις (3) δυνατότητες για την παραγωγή ενέργειας: 1) Οι ανανεώσιμες πηγές ενέργειας (*renewable sources of energy*), 2) Η σχάση (*fission*), που βασίζεται στις τεχνολογίες αναπαραγωγής (*breeding technologies*) και 3) Η σύντηξη (*fusion*) [1].



Πρωτογενής πηγή ενέργειας	Συνεισφορά στην παγκόσμια παραγωγή ενέργειας
Λάδι	35.4 %
Κάρβουνο	28.7 %
Αέριο	22.7 %
Σχάση	6.8 %
Υδροηλεκτρισμός	4.4 %
Ήλιος, άνεμο, ξύλα, απόβλητα, κ.ο.κ	2.0 %

**Πίνακας 1.1:** Συμβολή των διαφόρων ενεργειακών πηγών, στην παγκόσμια, πρωτογενή παραγωγή ενέργειας [2].

Η σύντηξη αντιπροσωπεύει μία θεμελιώδη διαδικασία στην φύση, καθώς η κύρια πηγή ενέργειας του σύμπαντος, ο Ήλιος, βασίζεται σε αυτήν, εδώ και 13.8 δις, μέσω του κύκλου πρωτονίου – πρωτονίου ( $p-p$ ). Στον πλανήτη Γη, η σύντηξη, βρίσκεται μέχρι και τη σήμερον ημέρα υπό εξέλιξη, διατηρώντας όμως την υπόσχεση για μία ασφαλή, πρακτικά ανεξάντλητη και “απόλυτα καθαρή (*ultraclean*)” μέθοδο ενεργειακής παραγωγής στο εγγύς μέλλον [2]. Το διεθνές ερευνητικό πρόγραμμα πολλών δεκαετιών για το σχεδιασμό και την κατασκευή ενός ελεγχόμενου θερμοπυρηνικού αντιδραστήρα, συνιστά απόδειξη της δυσκολίας δημιουργίας των συνθηκών ανάφλεξης σύντηξης στο εσωτερικό μίας εργαστηριακής συσκευής [4].

Στον πυρήνα του Ήλιου, η θερμοκρασία και η πίεση ανέρχονται στα 15 MK ( $\sim 1.5$  keV) και τα  $10^{16}$  Pa, αντίστοιχα. Υπό την επήρεια αυτών των τόσο ακραίων συνθηκών, σχηματίζεται η τέταρτη κατάσταση της ύλης, το πλάσμα (*plasma*) [1]. Ένας γενικός ορισμός του πλάσματος είναι ο ακόλουθος: Το πλάσμα είναι ένα ιονισμένο αέριο, στο οποίο, οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ των φορτισμένων σωματιδίων είναι κυρίως συλλογικές (*collective*). Με τον όρο “ιονισμένο αέριο (*ionized gas*)” νοείται ένας σημαντικός αριθμός ελεύθερων (αδέσμευτων) ηλεκτρονίων και ηλεκτρικά φορτισμένων ιόντων, πέραν των ουδέτερων ατόμων και των μορίων. Στο εσωτερικό ενός ουδέτερου αερίου, οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ δύο (2) επιμέρους σωματιδίων αναφέρονται κυρίως σε διακριτές (δυαδικές) συγκρούσεις. Ωστόσο, στην περίπτωση ενός πλάσματος, τα φορτισμένα σωματίδια αλληλοεπιδρούν ταυτόχρονα και συλλογικά μεταξύ τους, μέσω του ηλεκτρομαγνητικού τους πεδίου, λόγω της μεγάλης εμβέλειας της δύναμης *Coulomb* [5]. Αυτό σημαίνει ότι, στην κατάσταση ισορροπίας, τοπικές διαταραχές μπορούν να έχουν ισχυρή επίδραση ακόμη και σε απομακρυσμένες περιοχές του πλάσματος. Με απλά λόγια, μία ανισορροπία καθαρής φόρτισης:  $\rho = e(Z n_i - n_e)$ , δημιουργεί αμέσως ένα ηλεκτροστατικό πεδίο, σύμφωνα με το νόμο του *Gauss* [6]:

$$\nabla E = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (\text{Εξίσωση 1.2})$$

Με όμοιο τρόπο, το ίδιο σύνολο φορτίων, ιόντων και ηλεκτρονίων, που κινείται με ταχύτητες  $v_i$  και  $v_e$ , αντίστοιχα, δημιουργεί μία πυκνότητα ρεύματος:  $J = e(Z n_i v_i - n_e v_e)$ . Η τελευταία επάγει με τη σειρά της, ένα μαγνητικό πεδίο, σύμφωνα με το νόμο του *Ampere* [6]:

$$\nabla \times B = \mu_0 J \quad (\text{Εξίσωση 1.3})$$

Όπου:  $\mu_0 = 1.257 \times 10^{-6} \text{ N A}^{-2}$ , η μαγνητική διαπερατότητα του κενού (*vacuum magnetic permeability*).

Με εξαίρεση της συλλογικής του συμπεριφοράς (*collective behaviour*), σε ένα πλάσμα, οι αριθμοί φορτίου ιόντων και ηλεκτρονίων είναι σχεδόν ίσοι μεταξύ τους, με αποτέλεσμα να ικανοποιείται η ουδετερότητα φορτίου (*charge neutrality*) σε μακροσκοπική κλίμακα [7]. Θεωρώντας σαν  $n_i$  και  $n_e$  τον αριθμό πυκνότητας ιόντων και ηλεκτρονίων αντίστοιχα, και σαν  $Z$  την κατάσταση φόρτισης, ισχύει ότι [6]:

$$n_e \cong Z n_i \quad (\text{Εξίσωση 1.4})$$

## 1.2. Η βασική θεωρία της σύντηξης

Ένα από τα κύρια ενδιαφέροντα της έρευνας που πραγματοποιείται γύρω από τη σύντηξη, αποτελεί η ποσότητα της ενέργειας, που απελευθερώνεται ανά αντίδραση σύντηξης. Στην περίπτωση των χημικών αντιδράσεων, η εκλυόμενη ενέργεια ανέρχεται στο  $\sim 1 \text{ eV}$ , ανά άτομο. Στην αντίθετη περίπτωση των αντιδράσεων πυρηνικής σύντηξης, η εκλυόμενη ενέργεια έγκειται στο  $\sim 1 \text{ MeV}$  ανά πυρήνα. Από τον καιρό της δημιουργίας του πεδίου της πυρηνικής φυσικής από τον *Lord Rutherford*, λίγο μετά το 1900, ήταν γνωστό ότι, η ενέργεια που απελευθερώνεται μέσω των πυρηνικών αντιδράσεων, είναι  $10^6$  φορές υψηλότερη, σε σχέση με αυτήν των χημικών αντιδράσεων [8, 9].

Σε μία αντίδραση πυρηνικής σύντηξης, δύο (2) ελαφριοί πυρήνες υποβάλλονται σε μία διαδικασία, συνήθως μέσω συγκρούσεων, στο πλαίσιο της οποίας σχηματίζονται βαρύτεροι πυρήνες, υπό ελεγχόμενες συνθήκες. Εάν η διαδικασία της σύντηξης πραγματοποιείται σε στοιχεία με ατομικό αριθμό χαμηλότερο του  $Z = 26$ , θεωρείται εξώθερμη, δηλαδή παρέχει ενέργεια με τη μορφή κινητικής ενέργειας. Σύμφωνα με μία από τις συνέπειες της ειδικής θεωρίας της σχετικότητας του *Albert Einstein*:  $E = m c^2$ , όπου  $c$  η ταχύτητα του φωτός και  $E$  η ενέργεια που περιέχεται στη μάζα  $m$ , η κινητική ενέργεια προκύπτει σαν αποτέλεσμα της διαφοράς μάζας που σημειώνεται, μεταξύ των αντιδρώντων και των σχηματιζόμενων πυρήνων [9]. Ο συγκεκριμένος τύπος ενεργειακής παραγωγής παρήχθη για πρώτη φορά στον πλανήτη Γη με εκρηκτικό τρόπο, την 1η Νοεμβρίου του 1952, από την αντίδραση των δύο (2) ισοτόπων του Υδρογόνου και συγκεκριμένα, του Δευτερίου ( $D$ ), με το Τρίτιο ( $T$ ) (σύντηξη  $D - T$ ) [10]:



Για να πραγματοποιηθεί μία αντίδραση σύντηξης, οι συμμετέχοντες, ελαφριοί πυρήνες πρέπει να ξεπεράσουν την απωστική δύναμη *Coulomb*, που αναπτύσσεται μεταξύ τους. Στο σημείο υπέρβασης της τελευταίας επιτυγχάνεται το ελκυστικό πυρηνικό δυναμικό, όπου πλέον οι δύο (2) πυρήνες μπορούν να συντηχθούν και να σχηματίσουν ένα βαρύτερο πυρήνα [8]. Επειδή οι συγκρουόμενοι πυρήνες έχουν θετικό φορτίο, για την υπέρβαση του φράγματος *Coulomb*, οι συγκρούσεις λαμβάνουν χώρα σε εξαιρετικά υψηλές ταχύτητες. Για το σκοπό αυτό, απαραίτητη καθίσταται η θέρμανση του καυσίμου σύντηξης σε υψηλές θερμοκρασίες, της τάξης των 100 εκατομμυρίων βαθμών Κελσίου ( $\sim 10 \text{ keV}$ ) [1]. Από τον καιρό των πειραμάτων του *Lord Rutherford* και της μαθηματικής διατύπωσης του *Albert Einstein*, έγινε γνωστό το γεγονός ότι, ότι η καύση των πυρηνικών αντιδράσεων απαιτεί 10 εκατομμύρια φορές υψηλότερη ενέργεια, σε σχέση με αυτήν των χημικών αντιδράσεων [11].

### 1.3. Βασικές προσεγγίσεις σύντηξης

#### 1.3.1. Σύντηξη μαγνητικού και αδρανειακού περιορισμού

Για τον περιορισμό ενός πλάσματος σύντηξης υψηλής θερμοκρασίας, της τάξης των 100 εκατομμυρίων βαθμών Κελσίου ( $\sim 10 \text{ keV}$ ), δύο (2) είναι οι προσεγγίσεις που διερευνώνται από τη δεκαετία του 1950: i) Η σύντηξη αδρανειακού περιορισμού (*Inertial Confinement Fusion - ICF*) και ii) Η σύντηξη μαγνητικού περιορισμού (*Magnetic Confinement Fusion - MCF*) [1, 2].

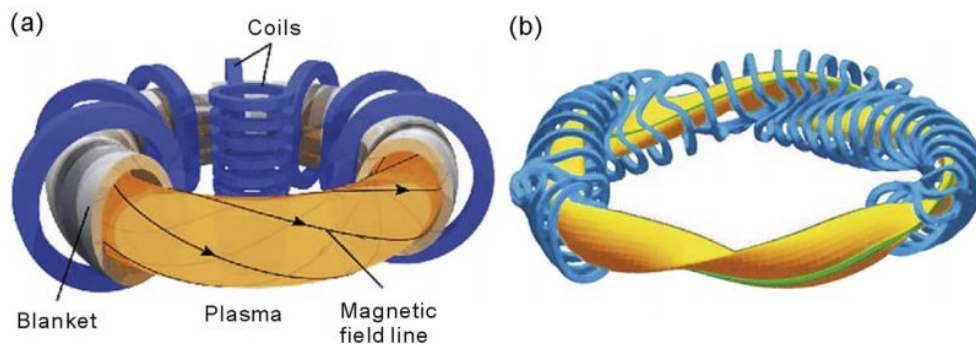
Η σύντηξη μαγνητικού περιορισμού (*MCF*) εκμεταλλεύεται το γεγονός ότι, στις υψηλές απαιτούμενες θερμοκρασίες σύντηξης, το καύσιμο ionίζεται πλήρως. Σε αυτό το πλαίσιο, δυνατή εμφανίζεται η χρήση μαγνητικών πεδίων, καθόσον λόγω της δύναμης *Lorentz*:  $F = qE + q(v \times B)$  (όπου,  $q, E, v, B$  το φορτίο του σωματιδίου, το ηλεκτρικό πεδίο, η ταχύτητα του σωματιδίου και η ένταση του μαγνητικού πεδίου, αντίστοιχα), τα φορτισμένα σωματίδια διαγράφουν ελικοειδείς τροχιές γύρω από τις γραμμές του μαγνητικού πεδίου. Σε μία μηχανή σύντηξης *MCF*, η πυκνότητα πλάσματος ανέρχεται στα  $n = 10^{19} \text{ m}^{-3}$  και ο χρόνος περιορισμού της ενέργειας του στο  $\tau_E = 1 \text{ s}$  [2]. Μία κρίσιμη παράμετρος, που καθορίζει την απόδοση μίας μηχανής μαγνητικής σύντηξης, είναι η κανονικοποιημένη πίεση πλάσματος,  $\beta$  (*beta*) [8]. Η τελευταία αντιστοιχεί στο λόγο της πίεσης πλάσματος, προς τη μαγνητική πίεση [9]:

$$\beta = \frac{P}{\left(\frac{B^2}{2\mu_0}\right)} = \frac{n k_B T}{\left(\frac{B^2}{2\mu_0}\right)} \quad (\text{Εξίσωση 1.6})$$

Στην παραπάνω Εξίσωση 1.5,  $k_B$  η τιμή της σταθεράς *Boltzmann*,  $T$  η θερμοκρασία πλάσματος,  $B$  η ένταση του μαγνητικού πεδίου και  $\mu_0$  η μαγνητική διαπερατότητα του κενού. Για τον επιτυχή μαγνητικό περιορισμό ενός μέσου σύντηξης, η πίεση του μαγνητικού πεδίου πρέπει να υπερβαίνει αυτήν του πλάσματος [9]. Η κανονικοποιημένη πίεση πλάσματος έχει σημαντική επίδραση στην παραγωγή θερμοπυρηνικής ισχύος από μία μηχανή σύντηξης, καθώς [8]:

$$P_{fus} \approx \beta^2 B^4 \quad (\text{Εξίσωση 1.7})$$

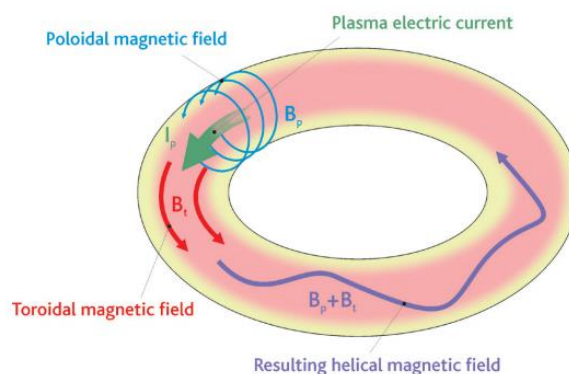
Για το σκοπό του μαγνητικού περιορισμού θερμοπυρηνικών πλάσμάτων, τους περισσότερο εξελιγμένους υποψηφίους αποτελούν τα *Tokamaks* (*Toroidalnya Kamera Magnetaya Katushka*) και οι “αστέρες αστραπής” (*stellarators*). Στις μεγαλύτερες συσκευές μαγνητικού περιορισμού που βρίσκονται τη σήμερον ημέρα υπό κατασκευή, συμπεριλαμβάνονται ο *Διεθνής Θερμοπυρηνικός Αντιδραστήρας Σύντηξης* (*International Experimental Thermonuclear Reactor - ITER*), οι μηχανές *DEMO*, *JET* (*Joint European Torus*) [12] και οι *stellarators LHD* (*Large Helical Device*) και *Wendelstein 7-X* στην Ιαπωνία και την Κίνα, αντίστοιχα [13]. Στο Σχήμα 1.1 παρουσιάζονται οι δύο βασικοί τύποι μαγνητικού περιορισμού (*Tokamak, stellarator*).



**Σχήμα 1. 1:** Σχηματική αναπαράσταση ενός *Tokamak* (a) και ενός *stellarator* (b). Στην τελευταία περίπτωση, η μέση πυκνότητα πλάσματος ανέρχεται στα  $n \sim 2-3 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  και η μέγιστη θερμοκρασία πλάσματος στα  $T_{max} = 20 \text{ keV}$  [14].

Ο Διεθνής Θερμοπυρηνικός Αντιδραστήρας (*ITER*) αποτελεί το μεγαλύτερο αφιερωμένο έργο *Tokamak* στη μελέτη της επιστημονικής και τεχνολογικής σκοπιμότητας των μηχανών σύντηξης. Η προέλευση του χρονολογείται σε μία συνάντηση του 1979, μεταξύ επιστημόνων από την Ευρωπαϊκή Ένωση, τη Σοβιετική Ένωση, την Ιαπωνία και τις Ηνωμένες Πολιτείες της Αμερικής (ΗΠΑ). Το έργο αυτό ωστόσο σταμάτησε μέχρι και τη σύνοδο κορυφής της Γενεύης το 1985, όπου ο *Ronald Regan* και ο *Mikhail Gorbachev* έδωσαν την ευλογία τους, για τη μετατροπή του σχεδίου της μηχανής σύντηξης *INTOR* στο έργο *ITER*. Μετά τη σύνοδο της Γενεύης, τρεις (3) ακόμη εταίροι (Κίνα, Ινδία, Κορέα) προσχώρησαν στην ομάδα και αποφασίστηκε η κατασκευή του *ITER* στη Γαλλία. Το συνολικό κόστος του τελευταίου αυξήθηκε από τα αρχικά υπολογισθέντα \$6 εκατομμύρια δολάρια στο ύψος άνω των \$25 δισεκατομμυρίων δολαρίων. Η κατασκευή του *ITER* ξεκίνησε το 2007, με τις εργασίες πλάσματος να προγραμματίζονται επί του παρόντος, να ξεκινήσουν μετά το 2027. Ο κύκλος σύντηξης του *ITER* βασίζεται στα δύο ισότοπα του Υδρογόνου, το Δευτέριο (*D*) και το Τρίτιο (*T*), με τη συνολική ισχύς σύντηξης του να εκτιμάται στα 500 MW και η ισχύς εισόδου του στα 50 MW [3].

Σε ένα *Tokamak*, ένα σύνολο πηνίων, τοποθετημένων γύρω από τον θάλαμο πλάσματος, σχήματος ντόνατ, παράγει το κύριο, δακτυλιοειδές μαγνητικό πεδίο ( $B_t$ ). Η εισαγωγή ενός παλμού ρεύματος, από έναν *ωμικό μετασχηματιστή (Ohmic Heating Transformer)* ευρισκόμενο στο κέντρο της διάταξης, δημιουργεί ένα μεγάλο, δακτυλιοειδές ρεύμα στο δακτύλιο πλάσματος. Το τελευταίο επάγει με τη σειρά του ένα πολοειδές μαγνητικό πεδίο ( $B_p$ ). Η υπέρθεση δακτυλιοειδούς και πολοειδούς μαγνητικού πεδίου ( $B_t + B_p$ ) συνεπάγεται το σχηματισμό ενός ελικοειδούς μαγνητικού πεδίου [2].



**Σχήμα 1. 2:** Δακτυλιοειδές, πολοειδές και ελικοειδές μαγνητικό πεδίο σε ένα *Tokamak* [15].

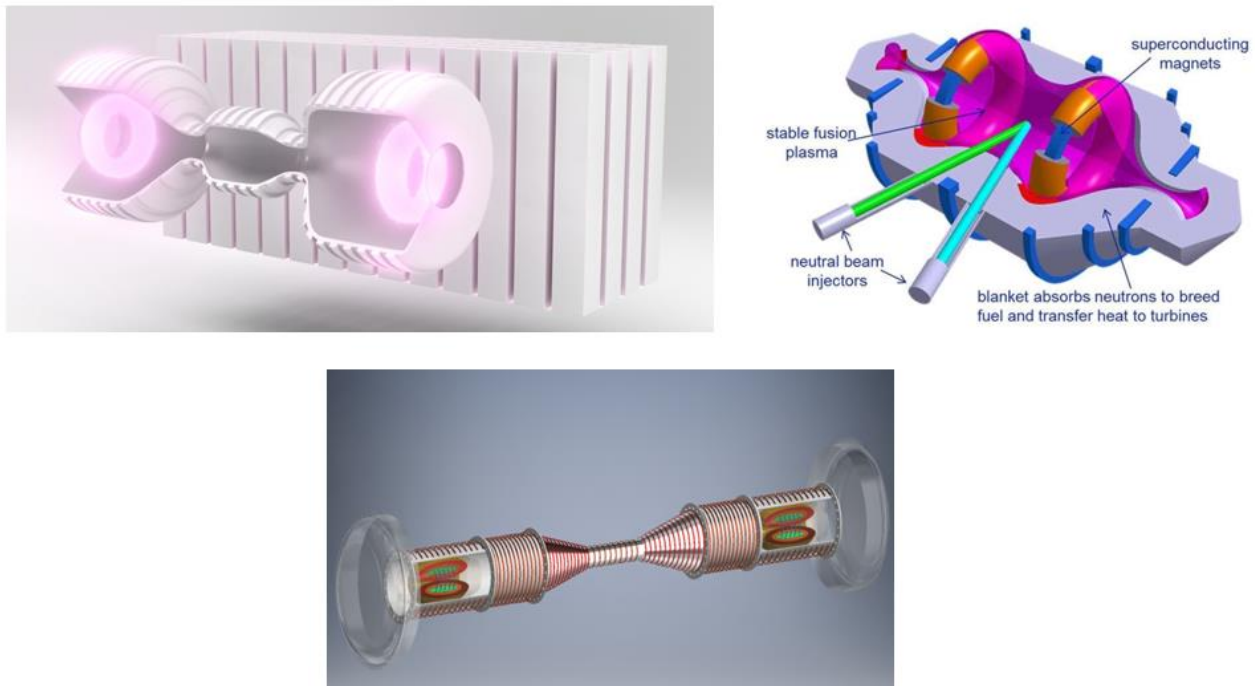
Σε ένα *Tokamak*, ο ωμικός μετασχηματιστής καθιστά τη διάταξη επιρρεπή σε αστάθειες ρεύματος και μη ικανή να λειτουργήσει σε σταθερή κατάσταση. Στις συσκευές *stellarator* από την άλλη πλευρά, λόγω του γεγονότος ότι ο απαιτούμενος περιστροφικός μετασχηματισμός των μαγνητικών γραμμών εξασφαλίζεται από εξωτερικά πηνία, δεν υφίσταται το συγκεκριμένο πρόβλημα [16], [17].

Στη σύντηξη αδρανειακού περιορισμού (*ICF*), μία σφαίρα, διαμέτρου  $\sim 1\text{ mm}$ , γεμίζεται με ίσες ποσότητες πυρηνικού καυσίμου *D-T*. Ισχυρές δέσμες *laser* ακτινοβολούν την επιφάνεια της για ένα εξαιρετικά σύντομο χρονικό διάστημα, της τάξης των  $\sim 10^{-9}\text{ sec}$  ( $1\text{ ns}$ ). Λόγω του γεγονότος ότι το περίβλημα της σφαίρας απορροφά την ισχύ των δεσμών *laser* και εξατμίζεται σχεδόν αμέσως, παράγεται ένα σφαιρικό κύμα κλονισμού (*shock wave*), παρόμοιο με το φαινόμενο της προώθησης πυραύλων, το οποίο διαδίδεται προς το εσωτερικό της σφαίρας. Το επαγόμενο κύμα κλονισμού προκαλεί μία τεράστια συμπίεση των περιεχομένων της σφαίρας. Στο τέλος της σύντομης φάσης συμπίεσης επιτυγχάνεται η προσέγγιση μίας πυκνότητας, που ξεπερνά αυτήν του νερού κατά χίλιες ( $1,000$ ) φορές και μίας θερμοκρασίας μερικών δεκάδων εκατομμυρίων βαθμών Κελσίου. Στη σύντηξη αδρανειακού περιορισμού, η πυκνότητα πλάσματος έγκειται στα  $n \geq 10^{29}\text{ m}^{-3}$  και ο χρόνος περιορισμού της ενέργειας του στο  $\tau_E = 1\text{ ns}$  [2].

### 1.3.2. Συμπαγείς Μηχανές Μαγνητικής Σύντηξης

Με εξαίρεση τις προαναφερθείσες διεθνείς προσπάθειες γύρω από τη σύντηξη μαγνητικού και αδρανειακού περιορισμού (*MCF*, *ICF*), υπάρχουν και ιδιωτικές εταιρείες ή/και πανεπιστήμια, που διεξάγουν εκτεταμένη έρευνα, γύρω από την ανάπτυξη μικρότερων και περισσότερο ευέλικτων, Συμπαγών Συσκευών Μαγνητικού Περιορισμού (*Compact Magnetic Fusion Devices - CMFDs*). Χαρακτηριστικά παραδείγματα αποτελούν οι εταιρείες *General Fusion*, *Helion Energy*, *Tri - Alpha Energy* και *Lockheed Martin* και το *Ενεργειακό Ινστιτούτο Έρευνας ENN* στην Κίνα. Οι διατάξεις *CMFD* λειτουργούν με πυκνότητες πλάσματος στο διάστημα  $n = 10^{17}\text{ m}^{-3} - 10^{22}\text{ m}^{-3}$  και παράγουν καθαρή ενέργεια σε σχετικά χαμηλό κόστος, το οποίο ενδέχεται να είναι και εκατομμύρια φορές χαμηλότερο, σε σχέση με το αντίστοιχο των σχημάτων μαγνητικού (*MCF*) ή αδρανειακού περιορισμού (*ICF*). Εξίσου σημαντικό είναι επίσης το γεγονός ότι, οι Συμπαγείς Συσκευές Μαγνητικής Σύντηξης (*CMFDs*) μπορούν να επιτρέψουν την πειραματική διερεύνηση διαφόρων καυσίμων σύντηξης, όπως επίσης και του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος σύντηξης από σωματίδια άλφα (*alpha plasma heating effect*) [18], που αποτελεί και κύριο αντικείμενο μελέτης της παρούσας διδακτορικής διατριβής.





**Σχήμα 1. 3:** Οι Συμπαγείς Μηχανές Μαγνητικής Σύντηξης των εταιρειών *Helion Energy (Fusion Engine)* [19], *Lockheed Martin (Compact Fusion Reactor)* [20] και του Ενεργειακού Ινστιτούτου Έρευνας ENN (*Helong experiment*), αντίστοιχα [21].

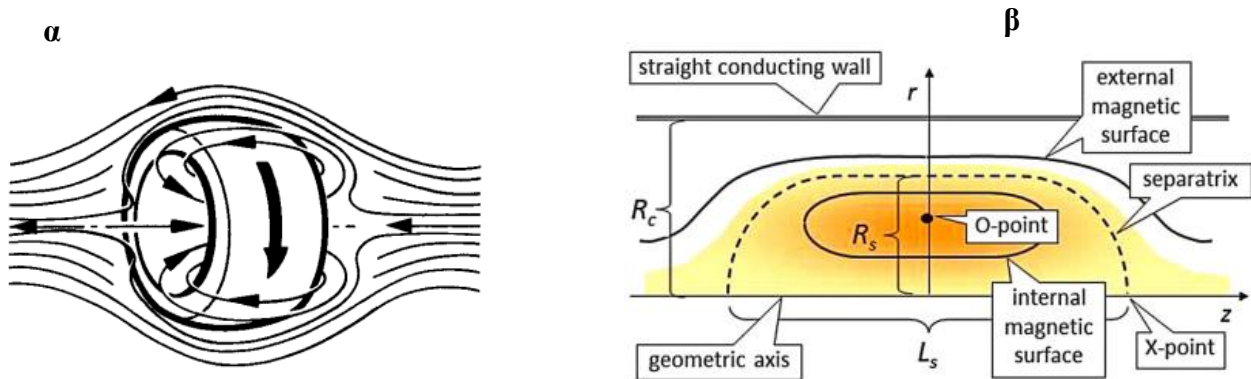
Τη διαμόρφωση μαγνητικού πεδίου που χρησιμοποιείται ως επί το πλείστον στις παραπάνω Συμπαγείς Μηχανές Μαγνητικής Σύντηξης (CMFD), αποτελεί η Διαμόρφωση Αντιστροφής Πεδίου (*Field Reversed Configuration – FRC*). Στη μηχανή *Fusion Engine* της εταιρείας *Helion Energy*, οι δύο συνιστώσες του καυσίμου σύντηξης, Δευτέριο ( $D$ ) και  $^3\text{H}$ λιο ( $^3\text{He}$ ), περιορίζονται ξεχωριστά στο εσωτερικό μίας διαμόρφωσης *FRC*, ευρισκόμενης στα άκρα της συσκευής, συνολικού μήκους  $12.2\text{ m}$ . Μέσω της εφαρμογής ενός εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, οι δύο επιμέρους Διαμορφώσεις Αντιστροφής Πεδίου επιταχύνονται και όταν τελικά συγκρουστούν στο κέντρο της διάταξης, συμπιέζονται για σύντομο χρονικό διάστημα, μέχρι την επίτευξη θερμοκρασιών σύντηξης [22].

#### 1.3.2.1. Διαμόρφωση Αντιστροφής Πεδίου

Η έννοια της αντιστροφής πεδίου (*field reversal*) υφίσταται τα τελευταία 50 χρόνια [23]. Η πρώτη της εμφάνιση χρονολογείται στα 1956, μαζί με την εκτέλεση του έργου *Astron* από τον Χριστόφιλο, στα Ναυτικά Εργαστήρια Έρευνας του *Los Alamos (Naval Research Laboratories)*. Οι Διαμορφώσεις Αντιστροφής Πεδίου (*Field Reversed Configuration – FRC*) [24] είναι αξονοσυμμετρικές, συμπαγείς διαμορφώσεις πλάσματος, που διαθέτουν μόνο πολοειδή μαγνητικά πεδία ( $B_p$ ) και όχι δακτυλοειδή ( $B_t$ ) [25], [26].

Στη διάταξη *FRC* (Σχήμα 1.4), ο δακτύλιος ρεύματος πλάσματος, σημείο –  $O$  ( $O$  - point), εντοπίζεται κεντραρισμένος γύρω από τον άξονα -  $z$ , όπου το μαγνητικό πεδίο είναι μηδενικό (*μηδενική επιφάνεια (null-surface)*). Ο δακτύλιος ρεύματος πλάσματος περιβάλλεται από μία περιοχή κλειστών μαγνητικών γραμμών, με αποτέλεσμα, κάθε επιφάνεια σταθερής μαγνητικής ροής να διαθέτει δακτυλοειδές σχήμα. Οι κλειστές, μαγνητικές γραμμές περιβάλλονται από ανοιχτές μαγνητικές γραμμές, παραγόμενες από

ένα εξωτερικό πηνίο (*straight conducting wall*). Το όριο μεταξύ των κλειστών και των ανοιχτών, μαγνητικών γραμμών ονομάζεται *διαχωριστικό πλέγμα* (*separatrix*). Τις κύριες διαστάσεις του τελευταίου αποτελούν η ακτίνα διαχωρισμού,  $R_s$ :  $0.01 - 4\text{ m}$  και το μήκος διαχωρισμού,  $L_s$ :  $0.2 - 2\text{ m}$  [27], [28].



**Σχήμα 1.4:** Η μαγνητική δομή της Διαμόρφωσης Αντιστροφής Πεδίου (FRC) [28, 29].

Η μαγνητική Διαμόρφωση Αντιστροφής Πεδίου (FRC) εμφανίζεται ευρέως διαδεδομένη στις υπό κατασκευή συμπαγείς μηχανές σύντηξης, των ιδιωτικών εταιρειών *General Fusion* (με καύσιμο  $D - T$ ) [29], *Helion Energy* (με καύσιμο  $D - {}^3\text{He}$ ) [19], *Tri - Alpha Energy* (με καύσιμο  $p - {}^{11}\text{B}$ ) [31] και του Ερευνητικού Ινστιτούτου *ENN* (με καύσιμο  $p - {}^{11}\text{B}$ ) [21], λόγω μίας σειράς φυσικών της πλεονεκτημάτων. Σε αυτά συγκαταλέγονται:

- i) Η φυσική διαμόρφωση *εκτροπέα* (*divertor*) (Σχήμα 1.4), σαν αποτέλεσμα των ανοιχτών μαγνητικών γραμμών γύρω από το πλάσμα σύντηξης: Διευκολύνει την ελαστική σκέδαση των σωματιδίων έξω από την περιοχή του μέσου και τη διέλευση τους στις γεννήτριες άμεσης μετατροπής σε ηλεκτρική ενέργεια [26].
- ii) Η μέση κανονικοποιημένη πίεση πλάσματος, της τάξης του  $\beta = 90\% - 95\%$ , η οποία επιτρέπει την χρήση προηγμένων καυσίμων σύντηξης, όπως το ανετρονικό καύσιμο  $p - {}^{11}\text{B}$  [26, 32, 33].
- iii) Το χαμηλότερο κόστος κατασκευής και συντήρησης, σε σχέση με τις συσκευές τύπου *Tokamak*, σαν συνέπεια της απλής γεωμετρίας της διάταξης FRC [26].
- iv) Η εξαιρετική μαγνητοϋδροδυναμική σταθερότητα σε διάφορες αστάθειες του πλάσματος [34].
- v) Οι *betatron* σωματιδιακές τροχιές των περιοριζόμενων σωματιδίων, με διαμαγνητική κατεύθυνση  $v_\theta < 0$ , που καμπυλώνονται πάντα προς τη μηδενική επιφάνεια (άξονας  $z$  του Σχήματος 1.4 β), όπου το μαγνητικό πεδίο εξαφανίζεται. Η συγκεκριμένη επίδραση ισχύει για σωματίδια διαφορετικού φορτίου, μάζας ή ενέργειας και συνεπάγεται την επικάλυψη των τροχιών τους και είναι πολύ σημαντική για την πραγματοποίηση μίας αντίδρασης σύντηξης [35].
- vi) Η δυνατότητα έγχυσης ουδέτερων δεσμών ιόντων με ενέργεια:  $E_{ion} \leq 1\text{ MeV}$ , για τη διατήρηση του ρεύματος πλάσματος και την αναπλήρωση του καταναλισκόμενου καυσίμου σύντηξης [35].

#### 1.4. Μηχανισμοί θέρμανσης πλάσματος για την επίτευξη των απαιτούμενων θερμοκρασιών ανάφλεξης σύντηξης

Η επίτευξη των υψηλών απαιτούμενων θερμοκρασιών ανάφλεξης καθιστά απαραίτητη την παροχή εξωτερικής θερμαντικής ισχύος στο πλάσμα σύντηξης. Μεταξύ των διαφόρων μηχανισμών θέρμανσης πλάσματος συγκαταλέγονται: i) Η ωμική θέρμανση (*Ohmic heating*), ii) Η έγχυση ουδέτερων δεσμών (*Neutral Beam Injection - NBI*) και iii) Η θέρμανση με ραδιοσυχνότητες (*Radio – frequency heating*) [9, 36].

##### 1.4.1. Ωμική θέρμανση

Στις μαγνητικές συσκευές τύπου *Tokamak*, τον απλούστερο μηχανισμό θέρμανσης πλάσματος αποτελεί η ωμική θέρμανση (*Ohmic heating*) [37]. Το δακτυλιοειδές ρεύμα πλάσματος, που ρέει στο εσωτερικό των περισσότερων μαγνητικών διαμορφώσεων, θερμαίνει ωμικά το πλάσμα, λόγω της αντίστασης ρεύματος που δημιουργείται, από τις συγκρούσεις ιόντων και ηλεκτρονίων. Ωστόσο, στην περίπτωση ενός πλάσματος, η αντίσταση (*resistivity*),  $\eta$ , μειώνεται γρήγορα με αύξηση της θερμοκρασίας ηλεκτρονίων ( $T_e$ ), λόγω της εξάρτησης της από την τιμή της παράστασης [37], [38]:

$$\eta \cong T_e^{-\frac{3}{2}} \quad (Εξ. 1.8)$$

Για αυτό το λόγο, η ωμική θέρμανση επιτρέπει την προσέγγιση μόνο μέτριων θερμοκρασιακών τιμών, της τάξης του  $1 \text{ keV}$ . Για την επίτευξη υψηλότερων θερμοκρασιών πλάσματος, αναγκαία εμφανίζεται η χρήση συμπληρωματικών μεθόδων θέρμανσης πλάσματος, όπως η έγχυση ουδέτερων δεσμών και η θέρμανση με ραδιοσυχνότητες [37], [38].

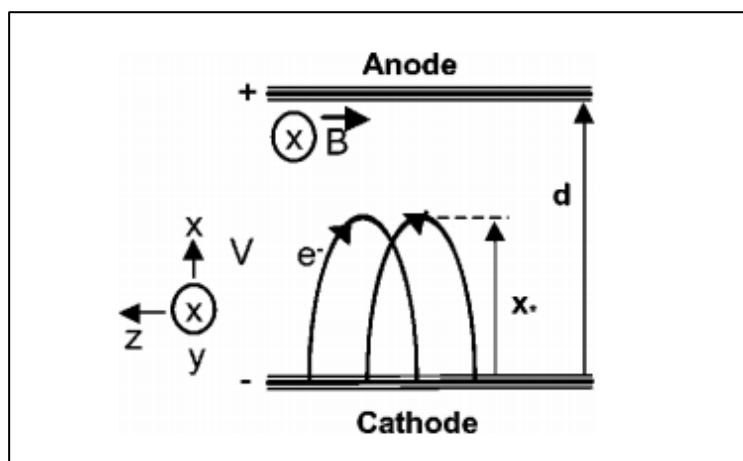
##### 1.4.2. Έγχυση ουδέτερης δέσμης

Εάν τα σωματίδια υψηλής ενέργειας που πρόκειται να εγχυθούν στο πλάσμα, είναι μη-ουδέτερα, εκτρέπονται από το εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο και δεν μπορούν να εισέλθουν σε αυτό. Η έγχυση ουδέτερης δέσμης (*Neutral beam injection - NBI*) αποτελεί μία καθιερωμένη μέθοδο θέρμανσης πλάσματος σε πολλές συσκευές σύντηξης μαγνητικού περιορισμού (*MCF*), όπως ο *Διεθνής Πειραματικός Θερμοπυρηνικός Αντιδραστήρας (ITER)*. Στον τελευταίο εξετάζεται η έγχυση δύο (2) ή τριών (3) ουδέτερων, ενεργητικών δεσμών Δευτερίου ( $D$ ), με ενέργεια στο  $1 \text{ MeV}$ , καθεμία εκ των οποίων θα μπορεί να παρέχει  $16.7 \text{ MW}$  θερμικής ισχύος στο πλάσμα σύντηξης  $D-T$ . Μέχρι και τη σήμερον ημέρα, η πλειοψηφία των υφιστάμενων συστημάτων δημιουργεί ουδέτερο Υδρογόνο ( $H$ ) ή Δευτέριο ( $D$ ), ουδετεροποιώντας θετικές δέσμες ιόντων (*positive ions beams*). Καθόσον η αποδοτικότητα ουδετεροποίησης μίας δέσμης θετικών ιόντων μειώνεται με αύξηση της ενέργειας της δέσμης πάνω από τα  $120 \text{ keV}$ , μία εναλλακτική λύση συνιστά η παραγωγή αρνητικών δεσμών ιόντων [39]. Μία παλμική δέσμη αρνητικών ιόντων (*Intense Pulsed Negative Ion Beam*) υψηλής έντασης μπορεί να παραχθεί από μία *Μαγνητικά Μονωμένη Δίοδο (Magnetically Insulated Diode – MID)* και στη συνέχεια να ουδετεροποιηθεί, χρησιμοποιώντας τεχνικές *φωτο-ουδετεροποίησης (photo-detachment)* [40].

Στη δημοσίευση των *S. D. Moustazis et al.* [41], προτείνεται το σχήμα *FIBER ICAN (FIBER ICAN concept)*, για την παραγωγή μίας ουδέτερης δέσμης υψηλής ισχύος ( $\sim 100 \text{ MW}$ ), μέσω του συνδυασμού ενός αριθμού εξαιρετικά καθιερωμένων τεχνολογιών:



- i) Την παραγωγή μίας αρνητικής δέσμης ιόντων, μέσω της αλληλεπίδρασης εξαιρετικά βραχύχρονων παλμών *laser* με συστάδες (*clusters*): Μία συστάδα είναι μία μικροσκοπική συσσωμάτωση  $10^2 - 10^5$  ατόμων, συνδεδεμένων μεταξύ τους με τις αμοιβαίες φυσικές ή χημικές τους δυνάμεις. Κατά την αλληλεπίδραση ενός εξαιρετικά έντονου και βραχύχρονου (*femtosecond-fs*) παλμού *laser* με ένα *cluster*, τα ηλεκτρόνια του *cluster* απομακρύνονται γρήγορα, με αποτέλεσμα να σχηματίζεται ένα θετικά ή αρνητικά φορτισμένο νέφος ιόντων. Λόγω της απώθησης των εναπομεινάντων θετικών ή αρνητικών ιόντων, το νέφος ιόντων υπόκειται σε έκρηξη *Coulomb* [42]. Πείραμα της εγκατάστασης *laser CELIA* (Πανεπιστήμιο *Bordeaux*, Γαλλία) επιβεβαιώνει την παραγωγή αρνητικών δεσμών ιόντων, έπειτα από την αλληλεπίδραση δέσμης *laser* με *cluster*, με σχετικά χαμηλή ενέργεια των δέσμης *laser*, της τάξης των 200 mJ [41].
- ii) Τη σύζευξη μίας *Μαγνητικά Μονωμένης Δίοδου* (*Magnetically Insulated Diode - MID*) με μία συσκευή παλμικής ισχύος, για την επιτάχυνση και την εξαγωγή της δέσμης αρνητικών ιόντων. Μία *Μαγνητικά Μονωμένη Δίοδος* ιόντων συνίσταται από μία άνοδο *A* και μία κοίλη κάθοδο *K*, οι οποίες διαχωρίζονται μεταξύ τους από ένα διάκενο, μερικών mm – 1.5 cm. Όταν στο τελευταίο εφαρμόζεται ένας παλμός υψηλής τάσης, της τάξης των  $V = 10^5$  V/cm, για μερικές δεκάδες *nanoseconds* (ns), στην κάθοδο παρατηρείται ο σχηματισμός ενός πλάσματος. Πέρα από το ηλεκτρικό πεδίο επιτάχυνσης,  $E_x$ , στη δίοδο εφαρμόζεται επίσης, ένα μαγνητικό πεδίο,  $B_z$ , κάθετα στο ηλεκτρικό. Λόγω του συνδυασμού του μαγνητικού πεδίου,  $B_z$ , με το ηλεκτρικό πεδίο  $E_x$ , τα ηλεκτρόνια του πλάσματος της καθόδου δεσμεύονται σε αυτήν, διαγράφοντας ελικοειδείς τροχιές γύρω από τη γραμμή του μαγνητικού πεδίου (σαν αποτέλεσμα της δύναμης *Lorentz*), ενώ τα ιόντα επιταχύνονται από την επιφάνεια της ανόδου [43, 44, 45]. Οι *Μαγνητικά Μονωμένες Δίοδοι* μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την παραγωγή δεσμών ιόντων υψηλής ενέργειας: 250 keV – 1.5 MeV και πυκνότητας ρεύματος: 20 - 100 A/cm<sup>2</sup> [18].
- iii) Τεχνικές *φωτο-ουδετεροποίησης* (*photo-detachment*) υψηλής απόδοσης (~ 30 %) και υψηλού ρυθμού επαναληψιμότητας της δέσμης αρνητικών ιόντων.



**Σχήμα 1. 5:** Κυκλοειδείς τροχιές ηλεκτρονίων, στο εσωτερικό του διαύλου ανόδου – καθόδου (A-K) μίας *Μαγνητικά Μονωμένης Δίοδου* (*MID*), υπό την επήρεια της δύναμης *Lorentz* [46].

### 1.4.3. Θέρμανση με ραδιοσυχνότητες

Μία τρίτη μέθοδος επίτευξης των υψηλών, απαιτούμενων θερμοκρασιών σύντηξης στα *Tokamaks*, είναι η *θέρμανση με ραδιοσυχνότητες* (*Radio-frequency heating*) [9]. Τα κύματα ραδιοσυχνοτήτων (*RF*) συνδέονται με το πλάσμα, μέσω κεραίων ή κυματοδηγών στην κορυφή του. Η ενέργεια των κυμάτων απορροφάται ευκολότερα, εάν η συχνότητα των κεραίων ή κυματοδηγών είναι ίση με τη *συχνότητα κυκλοτρονίου* (*cyclotron frequency*):  $f = (\omega / 2\pi) = (q B / 2\pi m)$ , όπου  $\omega$  η συχνότητα του πλάσματος,  $q$  το φορτίο των σωματιδίων του και  $B$  η ένταση του μαγνητικού πεδίου. Λόγω του γεγονότος ότι σε ένα πλάσμα υφίστανται ιόντα και ηλεκτρόνια, δυνατή καθίσταται η επιλογή μεταξύ της συχνότητας τους, μιλώντας κατά συνέπεια για *θέρμανση συντονισμού ιόντων κυκλοτρονίων* (*Ion Cyclotron Resonance Heating - ICRH*) ή *θέρμανση συντονισμού ηλεκτρονίων κυκλοτρονίων* (*Electron Cyclotron Resonance Heating - ECRH*), αντίστοιχα [2]. Με εξαίρεση τα δύο παραπάνω συστήματα, υπάρχει και ένα τρίτο, η “*χαμηλότερη υβριδική θέρμανση* (*Lower Hybrid Heating*)”, η οποία χρησιμοποιεί ενδιάμεσες συχνότητες αυτών των ιόντων και των ηλεκτρονίων. Υπό κατάλληλες συνθήκες, η θέρμανση με ραδιοσυχνότητες (*RF*) δύναται να αναπτύξει πληθυσμούς ιόντων υψηλής ενέργειας, στην περιοχή του *MeV* [9].

### 1.4.4. Εσωτερική θέρμανση πλάσματος από τα παραγόμενα σωματίδια άλφα των αντιδράσεων σύντηξης

Μόλις η θερμοκρασία του πλάσματος αυξηθεί, μέσω της χρήσης κάποιας εκ των μεθόδων που αναφέρθηκαν στις παραπάνω *Ενότητες 1.4.1 – 1.4.3* και λάβει χώρα ένας σημαντικός αριθμός αντιδράσεων σύντηξης, τα ενεργητικά σωματίδια άλφα (σωματίδια άλφα ή νετρόνια) μπορούν να αποτελέσουν ένα σημαντικό μηχανισμό *αυτο - θέρμανσης* (*self - heating*) του [47]. Σε πλάσματα σύντηξης μαγνητικού περιορισμού (*MCF*), το 20 % της ισχύος σύντηξης *D-T* εκλύεται υπό τη μορφή φορτισμένων σωματιδίων άλφα και είναι διαθέσιμο για το σκοπό της θέρμανσης τους (ανά αντίδραση σύντηξης *D-T*, εκλύεται ένα σωματίδιο άλφα, αρχικής ενέργειας  $E_0 = 3.51 \text{ MeV}$ ) [48]. Στο πλαίσιο του *Κεφαλαίου 3*, θα μελετηθεί διεξοδικά το φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος, από τα παραγόμενα φορτισμένα σωματίδια των διαδικασιών σύντηξης  $p^{-11}B$ .

## ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ 1

- [1] F. Wagner, “Physics of magnetic confinement fusion,” *EPJ Web of Conferences*, vol. 54, p. 01007, 2013.
- [2] J. Ongena, “Nuclear fusion and its large potential for the future world energy supply,” *Nukleonika*, vol. 61, no. 4, p. 425–432, 2016.
- [3] E. Mazzucato, “A D-3He fusion reactor for the mitigation of global warming,” *Fundamental Plasma Physics*, vol. 6, no. 100022, 2023.
- [4] T. A. Melhorn, L. Labun, B. M. Hegelich, D. Margarone, M. F. Gu, D. Batani, E. M. Campbell, and S. X. Hu, “Path to Increasing p-B11 Reactivity via ps and ns Lasers,” *Laser and Particle Beams*, vol. 2022, Article ID 2355629, 2023.
- [5] J. D. Callen, “Fundamentals of Plasma Physics,” University of Wisconsin, 28th June 2006.
- [6] Gibbon, P, “Introduction to plasma physics,” *ArXiv*, 001, p. 23–29. [https://doi.org/10.2978/jsas.5.2\\_f11](https://doi.org/10.2978/jsas.5.2_f11), November 2014.
- [7] K. Miyamoto, “Fundamentals of Plasma Physics Kenro Miyamoto,” *Distribution*, vol. 88. Retrieved from <http://people.physics.anu.edu.au/~jnh112/AIIM/c17/Miyamoto.pdf>, 2000.
- [8] M.L.E. Oliphant, and Lord Rutherford “Experiments on the transmutation of elements by protons”, *Proceedings of Royal Society London A*, vol. 142, p. 259, 1932.
- [9] D. G. Escolà, “Computational Analysis of Ion Cyclotron Resonance Frequency Heating for JET Experiments”, Dissertation submitted for the degree of Master in Nuclear Engineering, Universitat Politècnica de Catalunya, Spain, 2019.
- [10] H. Hora, S. Eliezer, N. Nissim, and P. Lalouis, “Non-thermal laser driven plasma-blocks for proton boron avalanche fusion as direct drive option”, *Matter and Radiation At Extremes*, vol. 2, p. 177–189, 2017.
- [11] H. Hora, S. Eliezer, G. J. Kirchhoff, N. Nissim, J. X. Wang, Y. X. Xu, G. H. Miley, J. M. Martinez-Val, W. McKenzie, and J. Kirchhoff, “Road map to clean energy using laser beam ignition of boron-proton fusion,” *Laser and Particle Beams*, vol. 35, no. 4, p. 730–740, 2017.
- [12] S. J. Liu, D. Wu, T. X. Hu, T. Y. Liang, X. C. Ning, J. H. Liang, Y. C. Liu, P. Liu, X. Liu, Z. M. Sheng, Y. T. Zhao, D. H. H. Hoffmann, X. T. He, and J. Zhang, “A high-efficiency proton-boron fusion scheme taking into account the effects of quantum degeneracy”, [arXiv:2304.08357](https://arxiv.org/abs/2304.08357), 2023.
- [13] A. H. Boozer, “What is a stellarator?”, *Applied Physics*, vol. 5, no. 3654, p. 1647–11101, 1998.
- [14] Y. Xu, “A general comparison between tokamak and stellarator plasmas”, *Matter and Radiation at Extremes*, vol. 1, no.4, p. 192–200, 2016.
- [15] S. O. Dean, J. D. Callen, H. P. Furth, J. F. Clarke, T. Ohkawa and, Rutherford, P. Magaud, G. Marbach and, I. Cook, “Nuclear Fusion Reactors”, *Encyclopedia of Energy*, p. 365–381, 2004.

- [16] C. G. Theiler and, C. Gabriel, “Basic Investigation of Turbulent Structures and Blobs of Relevance for Magnetic Fusion Plasmas”, *PhD Dissertation*, EPFL, Lausanne, <https://doi.org/10.5075/epfl-thesis-5228>, 2011.
- [17] K. Hoshino, “Electron cyclotron heating of tokamak plasmas”, *Journal of Nuclear Science and Technology*, vol. 27, no. 5, p. 391–405, 1990.
- [18] S. D. Moustazis, P. Lalouis, I. Pologiorgi and, S. Vlastos, “Numerical investigations on fusion ignition process in plasma formed by the interaction of energetic and high current ion beams”, *45th EPS Conference on Plasma Physics, EPS 2018, 2018-July*, p. 1692–1695, 2018.
- [19] [Helion | Building the world's first fusion power plant \(helionenergy.com\)](https://www.helionenergy.com)
- [20] <https://besacenter.org/perspectives-papers/lockheed-martins-compact-fusion-reactor/>
- [21] [ENN's HeLong Experiment \(EHL Experiment\) -enn energy research institute \(ennresearch.com\)](https://www.enresearch.com)
- [22] H. Gota, M. W. Binderbauer, T. Tajima, S. Putvinski, M. Tuszewski, B. H. Deng et. al., “Formation of hot, stable, long-lived field reversed configuration plasmas on the C-2W device”, *Nuclear Fusion*, vol. 59, no. 112009, 2019.
- [23] J. M. Finn and, R. N. Sudan, “Field – reversed configurations with a component of energetic particles”, *Plasma Physics and Fusion Technology*, vol. 22, no.11, p. 1443 – 1518, 1982.
- [24] A. Fefferman, “Formation and stability of Spheromak/Field Reversed Configuration (FRC) Hybrids in SSX-FRC”, Swarthmore College, Department of Physics and Astronomy, <https://api.semanticscholar.org/CorpusID:123643977>, 2003.
- [25] M. Tuszewski, “Field Reversed Configurations”, *Nuclear Fusion*, vol.28, no. 11, p. 2033 – 2092, 1988.
- [26] H. Y. Guo, M. W. Binderbauer, T. Tajima, R. D. Milroy, L.C. Steinhauer, X. Yang, E. G. Garate, H. Gota, S. Koperanov, A. Necas, T. Roche, A. Smirnov and, E. Trask, “Achieving a long-lived high-beta plasma state by energetic beam injection”, *Nature Communications*, vol. 6, no. 6897, 2015.
- [27] S. V. Ryzhkov, “A field-reversed magnetic configuration and applications of high-temperature FRC plasma”, *Plasma Physics Reports*, vol. 37, no. 13, p. 1075–1081, 2011.
- [28] J. L. Schwartzmeier, C. E. Ceyler and, D. C. Barnes, “Ion kinetic effects on the tilt mode in FRCs”, *Presented at the 4th Symposium on the Physics and Technology of Compact Toroids*, Livermore, California, 27-30 October 1981.
- [29] R. D. Milroy, “Numerical studies of a field-reversed theta pinch plasma”, *The Physics of Fluids*, vol. 25, no. 775, 1982.
- [30] M. Laberge, S. Howard, D. Richardson, A. Froese, V. Saponitsky, M. Reynolds and, D. Plant, “Acoustically Driven Magnetized Target Fusion”, [Paper Title \(use style: paper title\) \(generalfusion.com\)](https://www.generalfusion.com).
- [31] [TAE Technologies | Fusion Power Clean Energy Company](https://www.taetechnologies.com)
- [32] L. C. Steinhauer, “Review of field-reversed configurations”, *Physics of Plasmas*, vol. 18, no.7, 2011.

- [33] H. Gota, M. W. Binderbauer, T. Tajima, S. Putvinski, M. Tuszewski, B. H. Deng et. al., "Formation of hot, stable, long-lived field reversed configuration plasmas on the C-2W device", *Nuclear Fusion*, vol. 59, no. 112009, 2019.
- [34] A. G. Ruggiero, "Nuclear fusion of protons with ions of boron. *Il Nuovo Cimento A*", vol. 106, no. 12, p. 1959–1963, 1993.
- [35] N. Rostoker, M. W. Binderbauer and, H. J. Monkhorst, "Colliding beam fusion reactor", *BEAMS 1998 - Proceedings of the 12th International Conference on High-Power Particle Beams*, vol. 1(August), p. 195–202, 1998.
- [36] R. McAdams, "Non-linear Magnetohydrodynamic Instabilities In Advanced Tokamak Plasmas", [29030374.pdf \(core.ac.uk\)](#), 2014.
- [37] M. Goniche, L. Amicucci, Y. Baranov, V. Basiuk, G. Calabro, A. Cardinali, C. Castaldo, R. Cesario, J. Decker, D. Dodt, A. Ekedahl, L. Figini, J. Garcia, G. Giruzzi, J. Hillairet, G. T Hoang, A. Hubbard, E. Joffrin, K. Kirov and, G. Wallace, "Lower hybrid current drive for the steady-state scenario", *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 52, no. 12, 2010.
- [38] M. Q. Khairuzzaman, *Plasma Physics and Fusion Energy*, 2016.
- [39] C. Hopf, G. Starnella, N. den Harder and, U. Fantz, "Neutral beam injection for fusion reactors: technological constraints versus functional requirements", *Nuclear Fusion*, vol. 61, no. 10, 2021.
- [40] K. Perrakis, S. D. Moustazis and, P. Lalousis, "Numerical investigations on high flux neutron production from a high-current pulsed ion device", *Proceedings of the 47th EPS Conference on Plasma Physics*, 2021.
- [41] S.D. Moustazis, P. Lalousis, K. Perrakis, P. Auvray, J. Larour, J.E. Ducret, and P. Balcou, "ICAN: High power neutral beam generation", *The European Physical Journal Special Topics*, vol. 224, p. 263902643, 2015.
- [42] H. Li, J. Liu, C. Wang, G. Ni, R. Li, and Z. Xu, "Coulomb explosion of hydrogen clusters irradiated by an ultrashort intense laser pulse", *Physical Review A*, vol. 74, p. 023201, 2016.
- [43] A. A. Kolomensky, A. N. Lebedev, V. A. Papadichev and, S. Pikuz, "Generation and acceleration of multi charge and negative ions in high-current diodes and by means of collective effects generation and acceleration of multi charge and negative", *Proceedings of the 5th International Conference on High-Power Particle Beams*, San Fransisco, 1983.
- [44] A. I. Pushkarev and, Y. I. Isakova, "Closed electron drift in a self-magnetically insulated ion diode", *Physics of Plasmas*, vol. 20, no. 5, 2013.
- [45] A. V. Stepanov, V. I. Shamanin and, G. E. Remnev, "The study of operation modes of the self-magnetically insulated ion diode", *The Review of scientific instruments*, vol. 90, no.3, 2019.
- [46] M. Lopez, Y. Y. Lau, J. W. Luginsland, D. W. Jordan and R. M. Gilgenbach, "Limiting current in a relativistic diode under the condition of magnetic insulation", *Physics of Plasmas*, vol. 10, no. 11, p. 4489–4493, 2003.

[47] T. J. Dolan, "Plasma Confinement", Chapter 8 in *Fusion Research*, Pergamon, p. 168-216, ISBN 9780080255668,  
<https://doi.org/10.1016/B978-0-08-025566-8.50016-4>, 1982.

[48] P. R. Thomas, P. Andrew, B. Balet, D. Bartlett, J. Bull, B. de Esch, A. Gibson, C. Gowers, H. Guo, G. Huysmans, T. Jones, M. Keilhacker, R. Koenig, M. Lennholm, P. Lomas, A. Maas, F. Marcus, F. Nave, V. Parail, F. Rimini, J. Strachan, K-D. Zastrow, and N. Zornig, "Observation of Alpha Heating in JET DT plasmas", *Physical Review Letters*, vol. 80, p. 5548, 1998.

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2. Η ΑΝΕΤΡΟΝΙΚΗ ΑΝΤΙΔΡΑΣΗ ΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΣΥΝΤΗΞΗΣ ΠΡΩΤΟΝΙΟΥ - $^{11}\text{B}$ ΟΡΕΙΟΥ

### 2.1. Εισαγωγή στη σύντηξη πρωτονίου $^{11}\text{B}$ ορείου ( $p\text{-}^{11}\text{B}$ )

Η σύντηξη Δευτερίου – Τριτίου ( $D\text{-}T$ ) έχει διερευνηθεί εκτενώς, τόσο σε συσκευές τύπου *Tokamak*, όπως το *JET* (*Joint European Torus*), όσο και σε μεγάλες εγκαταστάσεις *laser*, όπως η *Εθνική Μονάδα Ανάφλεξης* (*National Ignition Facility – NIF*). Παρόλα αυτά, μόλις το Δεκέμβριο του 2022, πραγματοποιήθηκε το πρώτο επιτυχημένο πείραμα ανάφλεξης σύντηξης στην *Εθνική Μονάδα Ανάφλεξης* (*NIF*), το οποίο οδήγησε στην παραγωγή  $3.15\text{ MJ}$  ενέργειας σύντηξης, έπειτα από την ακτινοβολήση μίας κάψουλας  $D\text{-}T$  με παλμό *laser*, ενέργειας  $2.05\text{ MJ}$ . Για τις δύο προαναφερθείσες τιμές ενέργειας, παραγωγής και κατανάλωσης, ο συντελεστής ενίσχυσης κέρδους σύντηξης (τιμή κριτηρίου ανάφλεξης) έγκειτο στο  $Q = (3.15\text{ MJ} / 2.05\text{ MJ}) \sim 1.54$  [1].

Παρά τη συγκεκριμένη πρόοδο, ο δρόμος που πρέπει ακόμη να διανυθεί, προκειμένου η ενέργεια σύντηξης να καταστεί τελικά η λύση στο παγκόσμιο ενεργειακό πρόβλημα, είναι μεγάλος. Επί του παρόντος, τόσο η σύντηξη μαγνητικού περιορισμού (*MCF*), όσο και η σύντηξη αδρανειακού περιορισμού (*ICF*), παρουσιάζουν διαφορετικά προβλήματα και δεν είναι σαφές το ποια μέθοδος από τις δύο, συνεπάγεται τα υψηλότερα ποσοστά επιτυχίας. Επίσης, στην περίπτωση της αντίδρασης σύντηξης  $D - T$ , ένα σημαντικό πρόβλημα συνιστά και η παροχή του καυσίμου σύντηξης, ιδιαίτερα του Τριτίου ( $T$ ), το οποίο δε βρίσκεται άμεσα διαθέσιμο στην φύση, αλλά παράγεται μέσω *τεχνολογιών διασταύρωσης* (*breeding technologies*) των παραγόμενων νετρονίων σύντηξης με το Λίθιο ( $Li$ ) στα τοιχώματα της μηχανής σύντηξης. Τα τρέχοντα αποθέματα του Τριτίου, με χρόνο ημιζωής (*half life*) στα 12.3 χρόνια, ανέρχονται σε  $30\text{ kg} - 40\text{ kg}$ . Μία μηχανή σύντηξης  $D\text{-}T$ , ισχύος  $3,000\text{ MWth}$  θα κατανάλωνε περίπου  $170\text{ kg}$  Τριτίου, ανά έτος πλήρους ισχύος. [2].

Με εξαίρεση την αντίδραση πυρηνικής σύντηξης Δευτέριο – Τρίτιο ( $D - T$ ), άλλοι προηγμένοι κύκλοι καυσίμου περιλαμβάνουν το Δευτέριο – Δευτέριο ( $D - D$ ), το Δευτέριο –  $^3\text{He}$  ( $D - ^3\text{He}$ ) και το Δευτέριο - Λίθιο ( $D - ^6\text{Li}$ ). Σε γενικές γραμμές, οι πυρηνικές αυτές αντιδράσεις απαιτούν την επίτευξη θερμοκρασιών πλάσματος γύρω από τα  $100\text{ keV}$  και απελευθερώνουν το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας τους, υπό τη μορφή ακτινοβολίας νετρονίων, με ενέργεια στο διάστημα:  $2.5\text{ MeV} \sim 14.1\text{ MeV}$  {1 νετρόνιο, ενέργειας  $2.45\text{ MeV}$ , ανά αντίδραση  $D\text{-}D$ , 1 νετρόνιο, ενέργειας  $3\text{ MeV}$ , ανά αντίδραση  $D - ^6\text{Li}$  και 1 νετρόνιο, ενέργειας  $14.1\text{ MeV}$ , ανά αντίδραση  $D - T$ }. Ως εκ τούτου: i) Απαραίτητη καθίσταται η ύπαρξη ενός *χιτώνα* (*blanket*) γύρω από το πλάσμα σύντηξης. Ο χιτώνας αυξάνει σημαντικά το μέγεθος της μηχανής σύντηξης και συνεπάγεται δυσμενείς οικονομικές επιπτώσεις πάνω στην παραγωγή ενέργειας σύντηξης. ii) Η βλάβη από την ακτινοβολία και η επαγόμενη ραδιενέργεια μειώνουν το πλεονέκτημα της ισχύος σύντηξης, έναντι της ισχύος σχάσης [2].

Για τους λόγους που αναφέρθηκαν στην παραπάνω παράγραφο, το ενδιαφέρον της επιστημονικής κοινότητας στρέφεται γύρω από αντιδράσεις πυρηνικής σύντηξης φορτισμένων σωματιδίων χωρίς νετρόνια (*charged particle neutron - free fusion reactions*), με σημαντική ενεργή διατομή σύντηξης και απελευθέρωση ενέργειας. Οι αντιδράσεις σύντηξης φορτισμένων σωματιδίων παρουσιάζουν ενδιαφέρον για τους εξής λόγους: i) Η εκλυόμενη τους ενέργεια διαχέεται στο πλάσμα, συμβάλλοντας έτσι δυνητικά στην *αυτό-συντήρηση* (*self - sustainment*) της καύσης σύντηξης, δίχως την απαίτηση εξωτερικών συστημάτων θέρμανσης. ii) Δυνατή εμφανίζεται η άμεση μετατροπή της ενέργειας των φορτισμένων σωματιδίων σε ηλεκτρική ενέργεια, χωρίς την εφαρμογή ενός θερμοδυναμικού κύκλου, με απόδοση  $\sim 60 - 70\%$ , εν αντιθέσει με τη μεταφερόμενη ενέργεια των νετρονίων, που μπορεί να ανακτηθεί μέσω ενός κύκλου *Carnot* με απόδοση το πολύ  $40\%$  [1, 2].



Σε αυτό το πλαίσιο, η αντίδραση που λαμβάνει χώρα μεταξύ ενός πρωτονίου και ενός πυρήνα  $^{11}\text{B}$  (Εξίσωση 2.1) αποτελεί τον ιδανικό υποψήφιο, καθώς: i) Το Βόρειο βρίσκεται άμεσα διαθέσιμο στην φύση, με αποτέλεσμα τη μη - απαίτηση τεχνολογιών αναπαραγωγής του. ii) Η ενέργεια που απελευθερώνει υπό τη μορφή νετρονίων, είναι χαμηλότερη (<) του 1 %, για ενέργειες κέντρου μάζας των αντιδρώντων σωματιδίων χαμηλότερες των 2.8 MeV [3, 4].

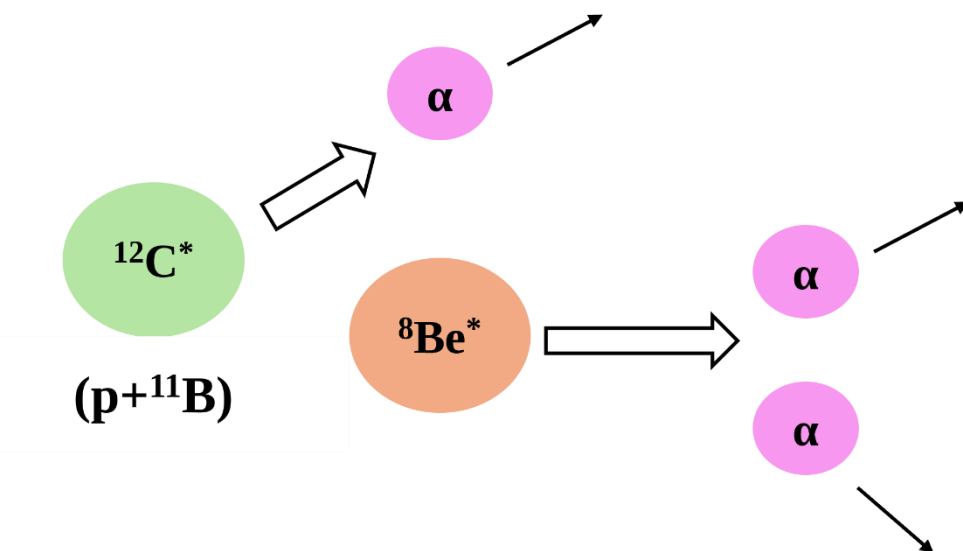


Πέραν της παραγωγής ανανεώσιμης ενέργειας, τα τρία (3) φορτισμένα σωματίδια άλφα της πυρηνικής διαδικασίας  $p\text{-}^{11}\text{B}$  μπορούν επίσης να χρησιμοποιηθούν σε: i) Πολυάριθμες βιοϊατρικές εφαρμογές, συμπεριλαμβανομένης της καρκινικής θεραπείας (Θεραπεία Δέσμευσης Πρωτονίων Βορείου - Proton Boron Capture Therapy – PBCT) [5, 6], ii) Τη διαστημική πρόωση (space propulsion), με βάση τις ανετρονικές αντιδράσεις πυρηνικής σύντηξης [7], iii) Την ανάλυση μη καταστροφικών υλικών (non-destructive material analysis) [8] και iv) Την παραγωγή ραδιοϊσοτόπων, με σκοπό την απεικόνιση ή την θεραπεία [9, 10].

Τυπικά, ο μετασχηματισμός της Εξίσωσης 2.1 προχωράει σε δύο (2) στάδια:



Παρόλα αυτά, δεδομένου του γεγονότος ότι η διάσπαση του διεγερμένου πυρήνα  ${}^8\text{Be}^*$  διαρκεί μόνο  $10^{-16}$  s, τα βήματα των Εξισώσεων 2.2, 2.3 δεν μπορούν να θεωρηθούν σαν ανεξάρτητα μεταξύ τους.

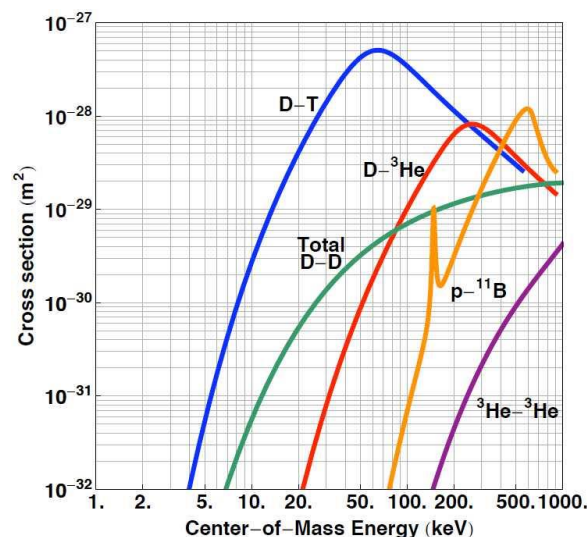


**Σχήμα 2. 1:** Σχηματικό διάγραμμα της αντίδρασης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , όπου  ${}^{12}\text{C}^*$  ο σύνθετος πυρήνας ( $p + {}^{11}\text{B}$ ) και  $\alpha$  το σωματίδιο  ${}^4\text{He}$  [11].



Τα πλεονεκτήματα της αντίδρασης  $p-^{11}\text{B}$  που αναφέρθηκαν σε παραπάνω παράγραφο, συνοδεύονται από ένα σημαντικό μειονέκτημα: Η θερμοκρασία που απαιτείται για την πιθανή επίτευξη ανάφλεξης σύντηξης, είναι τριάντα (30) φορές υψηλότερη, σε σχέση με αυτήν του καυσίμου  $\text{D} - \text{T}$  (5 keV – 10 keV), με αποτέλεσμα να συνεπάγεται σημαντική ακτινοβολούμενη ισχύ υπό τη μορφή ακτινοβολίας *Bremsstrahlung*. Ως εκ τούτου, δύσκολη καθίσταται η εύρεση ενός σημείου λειτουργίας της μηχανής σύντηξης  $p-^{11}\text{B}$ , στο οποίο η παραγόμενη ισχύς σύντηξης υπερβαίνει τις απώλειες ακτινοβολίας *Bremsstrahlung* ( $P_{\text{fus}} > P_{\text{Brems}}$ ) [12, 13]. Σημειώνεται το γεγονός ότι, η ακτινοβολία *Bremsstrahlung* εκπέμπεται από ένα φορτισμένο σωματίδιο, στη συνηθέστερη περίπτωση από ένα ηλεκτρόνιο, σαν συνέπεια της επιτάχυνσης του από το ηλεκτρικό πεδίο ενός άλλου φορτισμένου σωματιδίου (ένα πρωτόνιο ή έναν ατομικό πυρήνα). Ο συγκεκριμένος τύπος ακτινοβολίας δεν απορροφάται από το θερμοπυρηνικό πλάσμα και αποτελεί ένα αναπόφευκτο κανάλι απώλειας ενέργειας από αυτό [11]. Ωστόσο, σύμφωνα με τον D. C. Moreau (1973) [2], η ακτινοβολία *Bremsstrahlung* ( $P_{\text{Brems}}$ ) θα μπορούσε να ανακτηθεί και να ανατροφοδοτηθεί στα ηλεκτρόνια του πλάσματος σύντηξης, ούτως ώστε η συνολική της απώλεια, να εμφανίζεται μειωμένη. Ωστόσο, η συγκεκριμένη πρόταση δεν έχει δοκιμαστεί μέχρι και τη σήμερον ημέρα, σε πειραματικό επίπεδο.

Επίσης, από το ακόλουθο Σχήμα 2.2 είναι φανερό ότι, η πυρηνική αντίδραση  $\text{D} - \text{T}$  διαθέτει την υψηλότερη ενεργή διατομή (cross section) στην χαμηλότερη τιμή ενέργειας κέντρου μάζας. Πιο συγκεκριμένα, το μέγιστο της ενεργής της διατομής εμφανίζεται στην ενέργεια κέντρου μάζας των  $E = 65 \text{ keV}$  και έγκειται στα  $5.07 \text{ barns}$  ( $1 \text{ barn} = 1.0 \times 10^{-28} \text{ m}^2$ ) [14]. Στην περίπτωση της αντίδρασης πυρηνικής σύντηξης  $p - ^{11}\text{B}$ , το μέγιστο της ενεργής διατομής εντοπίζεται στον ευρύ συντονισμό των  $E = 675 \text{ keV}$  ( $\sigma_{\text{max}} = 1.2 \text{ barn}$ ). Ο δευτερεύον, στενός συντονισμός της αντίδρασης ( $T = 148 \text{ keV}$ ) διερευνήθηκε για πρώτη φορά στο πρόσφατο πείραμα των V. Istokskaja et al. (2023) [15], με την χρήση ενός εύλικτου (tabletop) συστήματος laser, με ρυθμό επαναληψιμότητας στα 10 Hz ή το 1 kHz. Στον Πίνακα 2.1 παρουσιάζονται οι κύριες αντιδράσεις σύντηξης, η μέγιστη ενεργή τους διατομή ( $\sigma_{\text{max}}$ ) και η ενέργεια κέντρου μάζας που αυτή αντιστοιχεί ( $E_{\text{cm,max}}$ ).



**Σχήμα 2. 2:** Ενεργές διατομές (cross sections) των κυριότερων αντιδράσεων σύντηξης [16].

Αντίδραση	$\sigma_{\max}$ (barn)	$E_{\max}$ (keV)
$D + T \rightarrow \alpha + n$	5.07	65
$D + D \rightarrow T + p$	0.096	1,250
$D + D \rightarrow {}^3\text{He} + n$	0.11	1,750
$D + {}^3\text{He} \rightarrow \alpha + p$	0.9	250
$p + {}^{11}\text{B} \rightarrow 3\alpha$	1.2	675

**Πίνακας 2. 1:** Ενέργεια κέντρου μάζας, στις οποίες παρατηρείται η μεγιστοποίηση της πυρηνικής ενεργής διατομής των κυριότερων αντιδράσεων σύντηξης [17].

## 2.2. Ενεργή διατομή σύντηξης

Για την υπέρβαση του φράγματος *Coulomb* και τη σύντηξη δύο (2) ατομικών πυρήνων, η *ενέργεια κέντρου μάζας* (*center-of-mass*) του συστήματος των αντιδρώντων σωματιδίων πρέπει να είναι ισοδύναμη του ύψους του φράγματος *Coulomb*,  $U$ . Παρόλα αυτά, η επίτευξη μίας αντίδρασης σύντηξης είναι εφικτή και σε ενέργειες χαμηλότερες του ύψους του φράγματος *Coulomb*, λόγω του φαινομένου διάνοιξης σήραγγας (*tunnelling*). Ο *G. Gamow* (1928) ήταν ο πρώτος που απέδειξε το γεγονός ότι, σε ενέργειες κατώτερες του ύψους του φράγματος *Coulomb*,  $U$ , η ενεργή διατομή μίας αντίδρασης πυρηνικής σύντηξης,  $\sigma$ , εμφανίζεται ανάλογη της πιθανότητας διάνοιξης σήραγγας [10]:

$$\sigma = \exp\left(\frac{-2\pi Z_1 Z_2 e^2}{hc}\right) \quad (\text{Εξίσωση 2.4})$$

Όπου:  $Z_1, Z_2$  οι αριθμοί φόρτισης των συντηκόμενων σωματιδίων,  $e = 1.602 \times 10^{-19} \text{ C}$  η στοιχειώδης ηλεκτρονική φόρτιση και  $hc = 1.986445 \times 10^{-25} \text{ J/m}$  το γινόμενο της σταθεράς του *Planck* ( $h = 6.626 \times 10^{-34} \text{ m}^2 \text{ kg} / \text{s}$ ) με την ταχύτητα του φωτός ( $c = 3 \times 10^8 \text{ m/s}$ ).

Η Εξίσωση 2.4 μπορεί να γραφεί στην εναλλακτική μορφή της ακόλουθης Εξίσωσης 2.5 [10]:

$$\sigma = \exp\left(-\sqrt{\frac{E_G}{E}}\right) \quad (\text{Εξίσωση 2.5})$$

Στην παραπάνω Εξίσωση 2.5,  $E_{cm}$  η ενέργεια κέντρου μάζας των συντηκόμενων σωματιδίων και  $E_G$  ο παράγοντας *Gamow* (*Gamow factor*) σε *MeV* [10]:

$$E_G = \pi \alpha Z_1 Z_2 \sqrt{2 \mu c^2} \quad (\text{Εξίσωση 2.6})$$

Όπου:  $\alpha$ ,  $\mu$  η σταθερά πεπερασμένης δομής (*fine structure constant*) ( $\alpha = 0.0073$ ) και η μειωμένη μάζα (*reduced mass*) του συστήματος των αντιδρώντων – συντηκόμενων σωματιδίων, αντίστοιχα [21]:

$$\mu = \frac{m_a m_\beta}{m_a + m_\beta} \quad (\text{Εξίσωση 2.7})$$

Τελικά, η κβαντική μηχανική απέδειξε την ισχυρή ενεργειακή εξάρτηση της διαπερατότητας του φράγματος *Coulomb* από το γεωμετρικό παράγοντα  $\pi \lambda^2 \sim (1 / E_{cm})$ , όπου  $\lambda$  το μήκος κύματος *De Broglie* και  $E_{cm}$  η ενέργεια κέντρου μάζας των συντηκόμενων σωματιδίων. Το συγκεκριμένο γεγονός οδήγησε στην εισαγωγή της έννοιας του *αστροφυσικού παράγοντα* (*astrophysical factor*),  $S(E)$ , και την αναδιατύπωση της Εξίσωσης 2.5 με τη μορφή ενός γινομένου τριών παραγόντων [10]:

$$\sigma = S(E) \frac{1}{E} \exp\left(-\sqrt{\frac{E_G}{E}}\right) \quad (\text{Εξίσωση 2.8})$$

### 2.2.1. Ενεργή διατομή σύντηξης της αντίδρασης $p\text{-}^{11}\text{B}$

Οι συντελεστές θερμοπυρηνικού ρυθμού σύντηξης της πυρηνικής αντίδρασης  $p\text{-}^{11}\text{B}$  δημοσιεύτηκαν για πρώτη φορά το 1974, από τους *G. Miley*, *H. Towner* και *N. Ivich* [16]. Επακολούθησαν σχετικές δημοσιεύσεις από τους *Davidson et al.* (1979), *Becker et al.* (1987), *W. M. Nevins*, *R. Swain* (2000) [14], *M. H. Sikora* και *R. Weller* (2016) [18] και *A. Tentori* και *F. Belloni* (2023) [19].

Στην περίπτωση της αντίδρασης πυρηνικής σύντηξης  $p - ^{11}\text{B}$ , ο αστροφυσικός παράγοντας,  $S(E)$ , περιγράφει τις διεγερμένες (*excited*) καταστάσεις του πυρήνα  $^{12}\text{C}^*$  (Σχήμα 2.1), οι οποίες σχηματίζονται παροδικά, μετά το συνδυασμό ενός πυρήνα πρωτονίου με έναν πυρήνα  $^{11}\text{B}$  *Βορείου* [10]:

$$S(E) = \begin{cases} S_1(E; C_0, C_1, C_2, A_L, E_L, \delta E_L), & E \leq 0.400 \text{ MeV} \\ S_2(E; D_0, D_1, D_2, D_5), & 0.400 \text{ MeV} < E \leq 0.668 \text{ MeV} \\ S_3(E; B, A_0, \dots, A_3, E_0, \dots, E_3, \delta E_0, \dots, \delta E_3), & 0.668 \text{ MeV} < E \leq 9.760 \text{ MeV} \end{cases} \quad (\text{Εξίσωση 2.9})$$

Όπου []:

$$S_1(E) \approx C_0 + C_1 \left(\frac{E}{1\text{keV}}\right) + C_2 \left(\frac{E}{1\text{keV}}\right)^2 + \frac{A_L}{\left(\frac{E - E_L}{1\text{keV}}\right)^2 + \left(\frac{\delta E_L}{1\text{keV}}\right)} \quad (\text{Εξίσωση 2.10})$$

$$S_2(E) \approx D_0 + D_1 \left(\frac{E - 400\text{keV}}{100\text{keV}}\right) + D_2 \left(\frac{E - 400\text{keV}}{100\text{keV}}\right)^2 + D_5 \left(\frac{E - 400\text{keV}}{100\text{keV}}\right)^5 \quad (\text{Εξίσωση 2.11})$$

$$S_3(E) = B + \sum_{i=0}^3 \frac{A_i}{\left(\frac{E - E_i}{1\text{keV}}\right)^2 + \left(\frac{\delta E_i}{1\text{keV}}\right)^2} \quad (\text{Εξίσωση 2.12})$$

Στον ακόλουθο Πίνακα 2.2 δίδονται οι συντελεστές των Εξισώσεων 2.10 – 2.12, για ενέργειες κέντρου μάζας των συντηκόμενων πυρήνων  $p, ^{11}\text{B}$  εντός του διαστήματος:  $0 \leq E \leq 3.5 \text{ MeV}$ , όπως αυτοί δίδονται στην εργασία των *W. M. M. H. Sikora* και *R. Weller* (2016).

$E_G = 22.589 \text{ MeV}$	
	<i>M. H. Sikora – R. Weller [18]</i>
	$E \leq 0.400 \text{ MeV}$
$C_0 (\text{MeV } b)$	197
$C_1 (\text{MeV } b)$	0.240
$C_2 (\text{MeV } b)$	$2.31 \times 10^{-4}$
$A_L (\text{MeV } b)$	$1.82 \times 10^4$
$E_L (\text{keV})$	148
$\delta E_L (\text{keV})$	2.35
	$0.400 \text{ MeV} < E \leq 0.642 \text{ MeV}$
$D_0 (\text{MeV } b)$	330
$D_1 (\text{MeV } b)$	66.1
$D_2 (\text{MeV } b)$	-20.3
$D_5 (\text{MeV } b)$	-1.58
	$0.642 \text{ MeV} < E \leq 3.50 \text{ MeV}$
$A_0 (\text{MeV } b)$	$2.57 \times 10^6$
$A_1 (\text{MeV } b)$	$5.67 \times 10^5$
$A_2 (\text{MeV } b)$	$1.34 \times 10^5$
$A_3 (\text{MeV } b)$	$5.68 \times 10^5$
$E_0 (\text{keV})$	581.3
$E_1 (\text{keV})$	1083
$E_2 (\text{keV})$	2405
$E_3 (\text{keV})$	3344

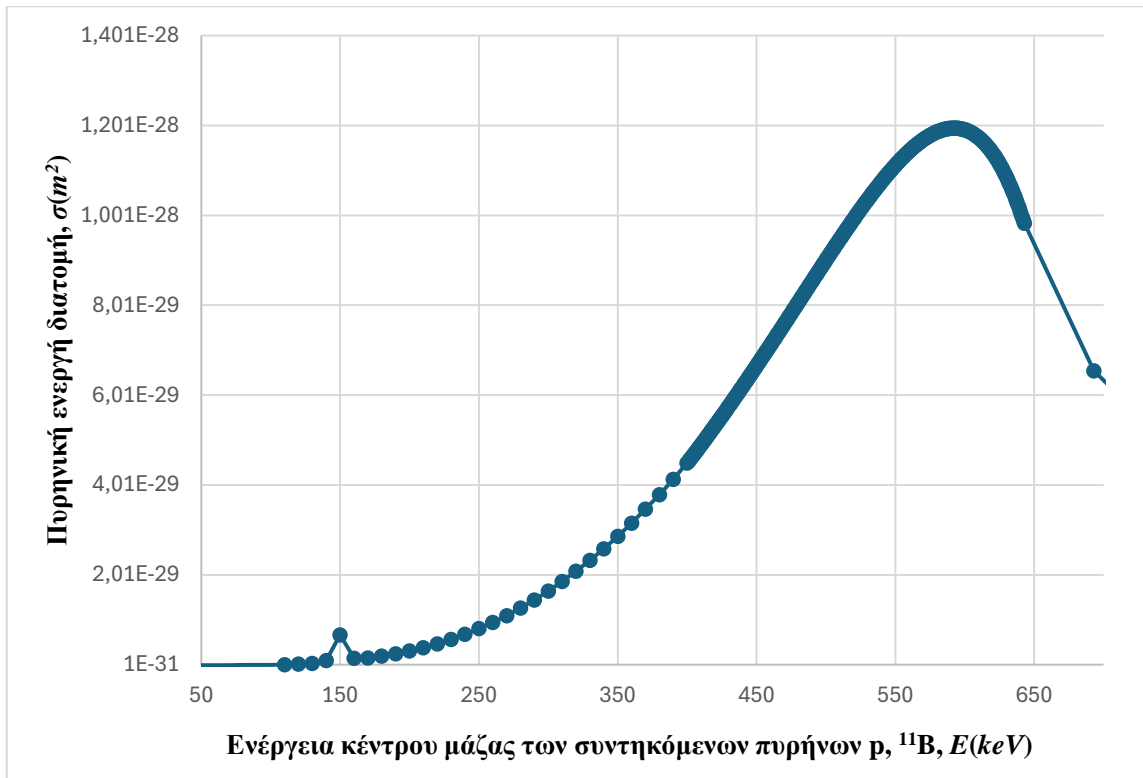
$\delta E_0$ (keV)	85.7
$\delta E_1$ (keV)	234
$\delta E_2$ (keV)	138
$\delta E_3$ (keV)	309
$B$ (MeV b)	4.38

**Πίνακας 2. 2:** Τιμές συντελεστών στη διατύπωση του αστροφυσικού παράγοντα,  $S(E)$  [18].

Στα ακόλουθα Σχήματα 2.3, 2.4 παρουσιάζεται η εξέλιξη του αστροφυσικού παράγοντα,  $S(E)$  και της ενεργής διατομής σύντηξης,  $\sigma$ , για ενέργειες κέντρου μάζας των συντηκόμενων πυρήνων  $p$ ,  $^{11}\text{B}$ :  $50 \text{ keV} \leq E \leq 700 \text{ keV}$ . Οι υπολογισμοί των συγκεκριμένων σχημάτων πραγματοποιήθηκαν στο πλαίσιο της παρούσας διδακτορικής διατριβής και έρχονται σε συμφωνία με τους αυθεντικούς υπολογισμούς, της εργασίας [18] των *M. H. Sikora* και *R. Weller* (2016).



**Σχήμα 2. 3:** Εξέλιξη του αστροφυσικού παράγοντα,  $S(E)$ , των *M. H. Sikora - R. Weller* [18], σαν συνάρτηση της ενέργειας κέντρου μάζας ( $50 \text{ keV} \leq E \leq 700 \text{ keV}$ ) των συντηκόμενων πυρήνων  $p$ ,  $^{11}\text{B}$ .



**Σχήμα 2. 4:** Σκιαγράφιση της πυρηνικής ενεργής διατομής σύντηξης της αντίδρασης  $p\text{-}^{11}\text{B}$  των *M. H. Sikora - R. Weller* [18], για ενέργειες κέντρου μάζας των συντηκόμενων πυρήνων  $p, ^{11}\text{B}$  στο διάστημα:  $50 \text{ keV} \leq E \leq 700 \text{ keV}$ .

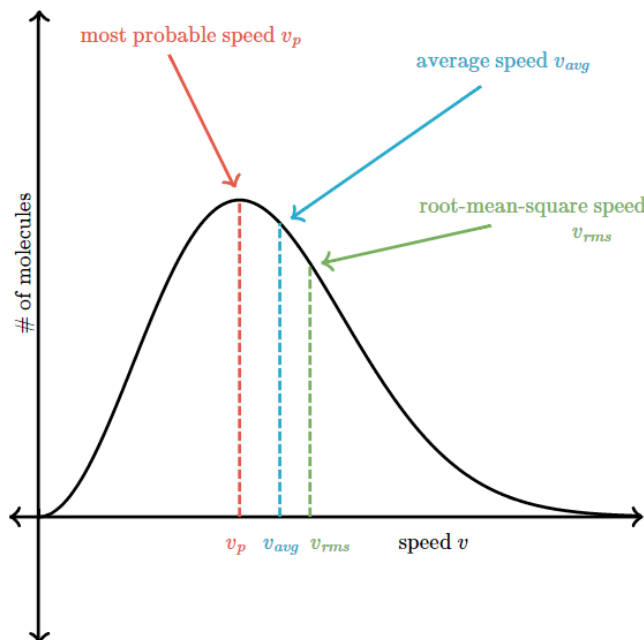
## 2.3. Εξίσωση Maxwell-Boltzmann και αντιδραστικότητα σύντηξης του καυσίμου $p\text{-}^{11}\text{B}$

### 2.3.1. Εξίσωση Maxwell-Boltzmann

Στην ελεγχόμενη σύντηξη ασχολούμαστε συνήθως με αέρια μίγματα (πλάσματα) πυρήνων διαφορετικών ειδών. Τα μόρια στο εσωτερικό ενός αερίου δε διαθέτουν την ίδια ταχύτητα: κάποια μπορεί να κινούνται εξαιρετικά γρήγορα, κάποια με μέτριες ταχύτητες και κάποια ακόμη και με μηδαμινές. Δεδομένου του γεγονότος ότι, ένα μόριο στο εσωτερικό ενός αερίου θα μπορούσε να έχει την οποιαδήποτε ταχύτητα, από έναν τεράστιο αριθμό ταχυτήτων, δεν είναι σωστή η ερώτηση: “Ποια είναι η ταχύτητα ενός μορίου σε ένα αέριο;”. Μία σωστότερη ερώτηση είναι η: “Ποια είναι η διανομή των ταχυτήτων σε ένα αέριο, ευρισκόμενο σε ορισμένη θερμοκρασία;”. Στα τέλη του 1800, οι *James Clerk Maxwell* και *Ludwig Boltzmann* βρήκαν την απάντηση στο προαναφερθέν ερώτημα, επινοώντας την κατανομή *Maxwell-Boltzmann*. Η τελευταία παρουσιάζει τον τρόπο διανομής των ταχυτήτων των μορίων στο εσωτερικό ενός ιδανικού αερίου, ευρισκόμενου σε θερμική ισορροπία, σε μία ορισμένη θερμοκρασία [17]:

$$f(u_j) = \left( \frac{m_j}{2\pi k_B T_j} \right)^{3/2} \exp \left( \frac{-m_j u_j^2}{2 k_B T_j} \right) \quad (\text{Εξίσωση 2.13})$$

Στην παραπάνω Εξίσωση 2.13, ο δείκτης  $j$  δηλώνει το είδος του σωματιδίου, ενώ οι όροι  $m_j$ ,  $T_j$  και  $k_B$  αναπαριστούν τη μάζα και την θερμοκρασία του σωματιδίου και τη σταθερά του Boltzmann, αντίστοιχα. Στο Σχήμα 2.5 παρουσιάζεται η διανομή ταχυτήτων της κατανομής Maxwell-Boltzmann.



**Σχήμα 2. 5:** Η διανομή ταχυτήτων των μορίων στο εσωτερικό ενός αερίου, σύμφωνα με την κατανομή Maxwell-Boltzmann [20].

Όπως παρουσιάζεται στο παραπάνω Σχήμα 2.5, τρεις (3) είναι οι εκφράσεις ταχύτητας, που προκύπτουν από την κατανομή Maxwell - Boltzmann: i) Η πιο πιθανή ταχύτητα (*most probable speed*),  $v_p$ , (Εξίσωση 2.14), ii) Η μέση ταχύτητα (*average speed*),  $v_{avg}$ , που αντιστοιχεί στο άθροισμα των ταχυτήτων όλων των μορίων, διαιρούμενο με τον αριθμό των μορίων (Εξίσωση 2.15) και iii) Η ταχύτητα ρίζας μέσου τετραγώνου (*root-mean-square speed*),  $v_{rms}$ , που συνιστά την τετραγωνική ρίζα της μέσης ταχύτητας στο τετράγωνο (Εξίσωση 2.16) [27]:

$$v_p = \sqrt{\frac{2 k_B T}{m}} \quad (\text{Εξίσωση 2.14})$$

$$v_{avg} = \sqrt{\frac{8 k_B T}{\pi m}} \quad (\text{Εξίσωση 2.15})$$

$$v_{rms} = \sqrt{\frac{3 k_B T}{m}} \quad (\text{Εξίσωση 2.16})$$

Όπου:  $m$ , μάζα του αερίου.

### 2.3.2. Μέση Maxwellian αντιδραστικότητα σύντηξης του καυσίμου p-<sup>11</sup>B

Η αποτελεσματικότητα ενός καυσίμου σύντηξης εξαρτάται από την αντιδραστικότητα (*reactivity*) του,  $\langle \sigma v \rangle$ . Οι γωνιακές αγκύλες στο συμβολισμό της αντιδραστικότητας δηλώνουν ένα μέσο όρο πάνω από τη Maxwellian κατανομή ταχυτήτων. Σύμφωνα με τις εργασίες των Bosch Hale (1982) [21] και W. M. Nevins και R. Swain (2000) [14], στο διάστημα θερμοκρασιών:  $50 \text{ keV} \leq T \leq 500 \text{ keV}$ , η αντιδραστικότητα της αντίδρασης  $p\text{-}^{11}\text{B}$  μπορεί να υπολογιστεί με σφάλμα μικρότερο ( $<$ ) του 1.5 %, μέσω της εξίσωσης:

$$\langle \sigma v \rangle = C_1 \zeta^{-5/6} \xi^2 \exp(-3 \zeta^{1/3} \xi) + 5.41 \times 10^{-15} T^{-3/2} \times \exp\left(-\frac{148}{T}\right) \quad (\text{Εξίσωση 2.17})$$

Όπου:

$$\zeta = 1 - \frac{C_2 T + C_4 T^2 + C_6 T^3}{1 + C_3 T + C_5 T^2 + C_7 T^3} \quad (\text{Εξίσωση 2.18})$$

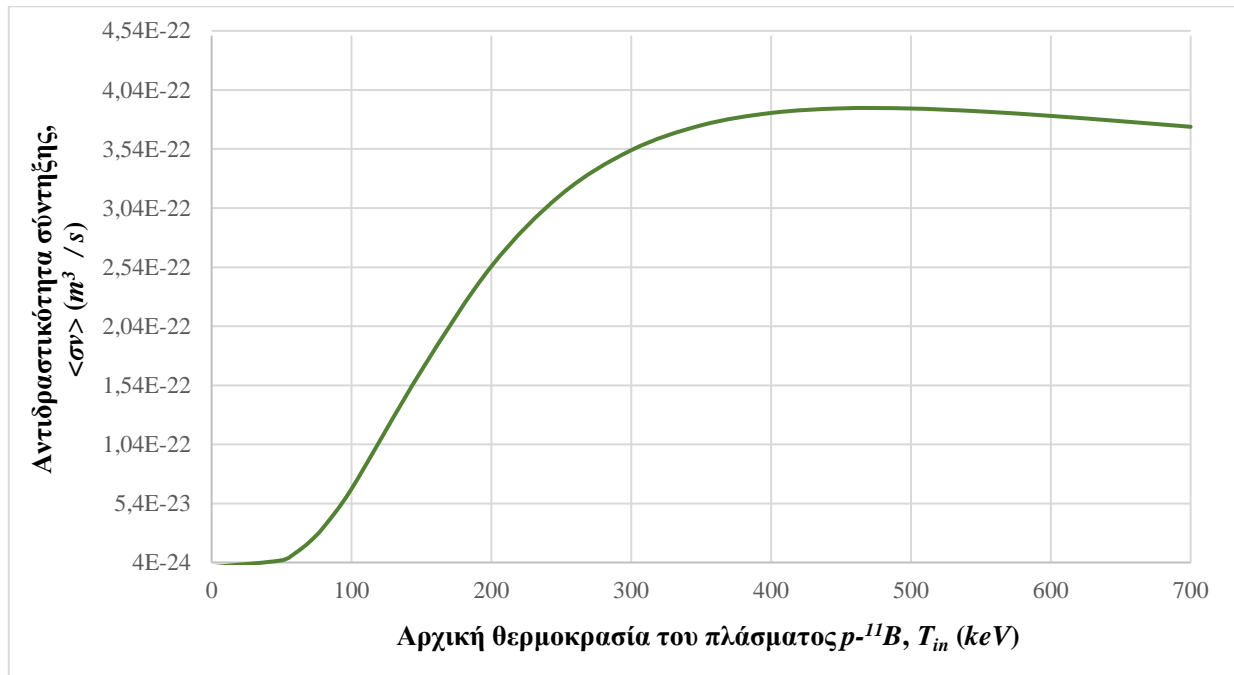
$$\xi = \frac{C_0}{T^{1/3}} \quad (\text{Εξίσωση 2.19})$$

Συντελεστής	Τιμή
$C_0 \text{ (keV}^{1/3}\text{)}$	17.708
$C_1 \times 10^{16} \text{ (cm}^3\text{/s)}$	6382
$C_2 \times 10^3 \text{ (keV}^{-1}\text{)}$	-59.357
$C_3 \times 10^3 \text{ (keV}^{-1}\text{)}$	201.65
$C_4 \times 10^3 \text{ (keV}^{-1}\text{)}$	1.0404
$C_5 \times 10^3 \text{ (keV}^{-1}\text{)}$	2.7621
$C_6 \times 10^3 \text{ (keV}^{-1}\text{)}$	-0.0091653
$C_7 \times 10^3 \text{ (keV}^{-1}\text{)}$	0.00098305

**Πίνακας 2. 3:** Συντελεστές στην εξίσωση αντιδραστικότητας,  $\langle \sigma v \rangle$ , της αντίδρασης πυρηνικής σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$  [14, 21].

Στο ακόλουθο Σχήμα 2.6 δίδεται η γραφική εξέλιξη της αντιδραστικότητας σύντηξης ( $\langle \sigma v \rangle$ ) της αντίδρασης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , όπως προέκυψε ορθώς από την αναπαράγωγή των τύπων των Εξισώσεων 2.17 – 2.19 της εργασίας [21] των Bosch – Hale.





**Σχήμα 2. 6:** Γραφική εξέλιξη της αντιδραστικότητας σύντηξης  $p-^{11}B$ , των Bosch – Hale [21], σαν συνάρτηση της αρχικής θερμοκρασίας πλάσματος.

#### 2.4. Συνθήκες αντιδράσεων σύντηξης – Κριτήριο Lawson

Στην ταξινομημένη δημοσίευση του 1955, ο *J. D. Lawson* αναφέρει τις συνθήκες που απαιτούνται, για τη διατήρηση και την ανάφλεξη μίας διαδικασίας πυρηνικής σύντηξης  $D - D$  ή  $D - T$  (κριτήριο του Lawson) [14, 22]. Το κριτήριο του Lawson συγκρίνει το ρυθμό παραγωγής ενέργειας, από πυρηνικές αντιδράσεις εντός του πλάσματος σύντηξης, με το ρυθμό απώλειας ενέργειας, από το πλάσμα σύντηξης προς το περιβάλλον. Όταν ο ρυθμός παραγωγής ενέργειας είναι υψηλότερος από το ρυθμό ενεργειακών απωλειών, το σύστημα παράγει καθαρή ενέργεια. Υπό την προϋπόθεση ότι ένα επαρκές τμήμα της τελευταίας συλλαμβάνεται από το καύσιμο, το σύστημα καθίσταται αυτοσυντηρούμενο (*self-sustaining*) και θεωρείται ότι υπόκειται σε ανάφλεξη σύντηξης (*fusion ignition*) [23].

Στην έρευνα σύντηξης, καίρια είναι η σημασία του χρόνου περιορισμού της ενέργειας του πλάσματος,  $\tau_E$ , (*plasma energy confinement time*). Ο χρόνος περιορισμού αποτελεί ένα μέτρο του ρυθμού, με τον οποίο το σύστημα χάνει ενέργεια προς το περιβάλλον. Ορίζεται σαν το ενεργειακό περιεχόμενο του πλάσματος,  $W$ , προς την απώλεια ισχύος του,  $P_{loss}$  [23]:

$$\tau_E = \frac{W}{P_{loss}} \quad (\text{Εξίσωση 2.20})$$

Στην περίπτωση του καυσίμου  $p-^{11}B$ , η θερμική ενέργεια του πλάσματος ορίζεται σαν [23]:

$$W = \int \frac{3}{2} k_B [n_e T_e + (n_p + n_B) T_{ions}] dV \quad (\text{Εξίσωση 2.21})$$

Όπου:  $k_B$  η σταθερά του Boltzmann,  $n_e$ ,  $T_e$  η πυκνότητα και η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων του πλάσματος, αντίστοιχα, ενώ,  $n_p$ ,  $n_B$ ,  $T_{ions}$  η πυκνότητα των πρωτονίων και των ιόντων Βορείου και η θερμοκρασία τους, αντίστοιχα. Εάν θεωρηθεί ότι οι θερμοκρασίες  $T_e$ ,  $T_{ions}$  είναι ίσες μεταξύ τους και ότι

το άθροισμα των πυκνοτήτων  $n_p, n_B$  ισούται με την ηλεκτρονιακή πυκνότητα του πλάσματος ( $n_p + n_B = n_e$ ), η Εξίσωση 2.21 μπορεί να γραφεί ως [23]:

$$\frac{W}{V} = 3 n_e k_B T \quad (\text{Εξίσωση 2.22})$$

Ο αριθμός των αντιδράσεων σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$  που λαμβάνει χώρα ανά μονάδα όγκου και ανά μονάδα χρόνου, είναι [23]:

$$f = n_p n_B \langle \sigma v \rangle \xrightarrow{n_e = (n_p + 5n_B), \quad n_p = n_B} \frac{5 n_e}{6} \frac{n_e}{6} \langle \sigma v \rangle = \frac{5 n_e^2}{36} \langle \sigma v \rangle \quad (\text{Εξίσωση 2.23})$$

Όπου,  $\langle \sigma v \rangle$  η αντιδραστικότητα της διαδικασίας σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , σύμφωνα με την Εξίσωση 2.17 της Ενότητας 2.3.2. Υπό την προϋπόθεση ότι  $n_p = n_B = (1/2) n_e$ , για την επίτευξη ανάφλεξης σύντηξης, θα πρέπει η ενέργεια που παράγεται και μένει εντός του πλάσματος  $p\text{-}^{11}\text{B}$  να είναι ίση με την ενέργεια που εξέρχεται από τον όγκο του [23]:

$$f E_{ch} \geq P_{loss} \rightarrow \frac{5}{36} n_e^2 \langle \sigma v \rangle E_{ch} \geq \frac{3 n_e k_B T}{\tau_E} \quad (\text{Εξίσωση 2.24})$$

Στην παραπάνω Εξίσωση 2.24,  $E_{ch} = 8.7 \text{ MeV}$  η συνολική ενέργεια των τριών (3) φορτισμένων σωματιδίων άλφα της αντίδρασης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ .

Η αναδιάταξη των όρων της Εξίσωσης 2.24 οδηγεί στον τυπικό ορισμό του κριτηρίου του *Lawson* για ένα πλάσμα  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , με ίσες πυκνότητες πρωτονίων και  $^{11}\text{B}$  (οριζίου) ( $n_p = n_B$ ):

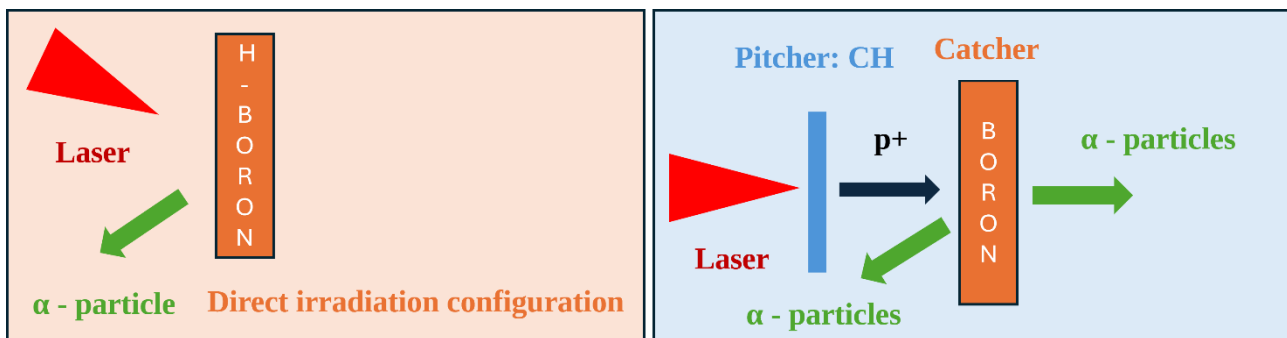
$$n_e \tau_E \geq \frac{108 k_B T}{5 E_{ch} \langle \sigma v \rangle} \quad (\text{Εξίσωση 2.25})$$

## 2.5. State of the art - Αποδόσεις σωματιδίων άλφα από πειράματα μη-θερμικής σύντηξης $p\text{-}^{11}\text{B}$

Τη δεκαετία του 1990, οι εξελίξεις στην τεχνολογία *Chirped Pulse Amplification (CPA)* οδήγησαν πολλά εργαστήρια ανά τον κόσμο στη συνέχιση των πειραματικών τους προσπαθειών, όσο να αφορά τη διερεύνηση των διαφόρων μηχανισμών επιτάχυνσης ιόντων, από την αλληλεπίδραση δεσμών *laser* με στερεούς στόχους (*Target Normal Sheath Acceleration - TNSA* [24, 25], *Hole Boring - HB* [26], *Radiation Pressure Acceleration - RPA* [27], *Light Sail - LS* [28]). Μεταξύ των διαφόρων μηχανισμών επιτάχυνσης ιόντων με δέσμες *laser*, ο μηχανισμός *Target Normal Sheath Acceleration (TNSA)* αποτελεί το περισσότερο σταθερό και καλύτερα μελετημένο σχήμα επιτάχυνσης ιόντων [29]. Στην τυπική περίπτωση του μηχανισμού *TNSA*, ένας παλμός *laser* με ένταση στο διάστημα: των  $10^{18} \text{ W/cm}^2 < I < 10^{21} \text{ W/cm}^2$ , ακτινοβολεί ένα λεπτό φύλλο στόχου, πάχους  $d = 5 \mu\text{m} - 50 \mu\text{m}$  και δημιουργεί ένα υπέρπυκνο πλάσμα ( $n_e \gg 100 n_c$ ). Η επαγόμενη θέρμανση πλάσματος από τον παλμό *laser*, δημιουργεί έναν πληθυσμό θερμών ηλεκτρονίων, ο οποίος επεκτείνεται στο εσωτερικό του στόχου. Καθόσον τα θερμά ηλεκτρόνια διασχίζουν την οπίσθια πλευρά του στόχου, λόγω του υφιστάμενου διαχωρισμού φορτίου, δημιουργείται ένα ισχυρό ηλεκτροστατικό πεδίο ( $\sim TV / m$ ). Το σχηματιζόμενο ηλεκτροστατικό πεδίο επιταχύνει τα ιόντα της οπίσθιας πλευράς του στόχου, σε ενέργειες που

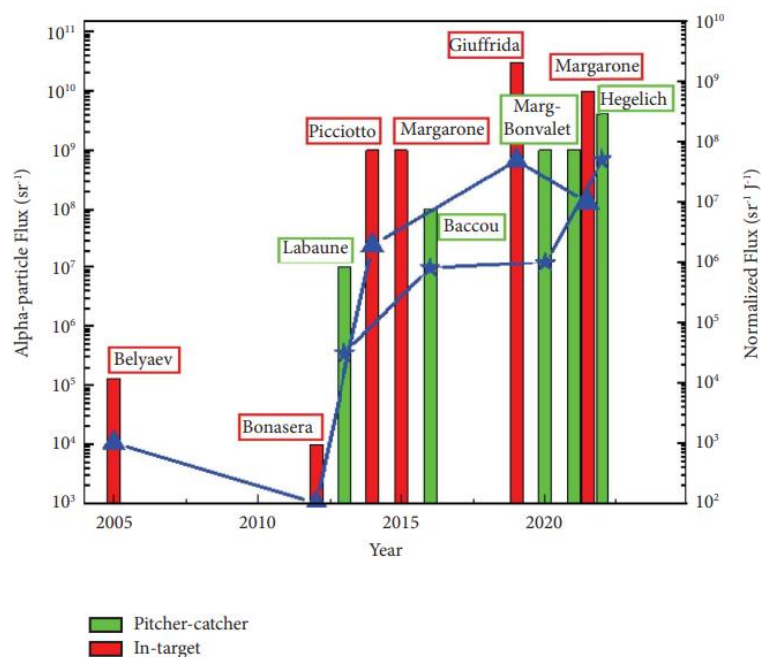
ξεπερνούν τα μερικές δεκάδες  $MeV$ . Τα ιόντα  $TNSA$  προέρχονται κυρίως από προσμίξεις υδρογονανθράκων της οπίσθιας πλευράς του στόχου, αλλά μπορούν επίσης να προέρχονται και από το εσωτερικό του στόχου ή από ένα ειδικά προετοιμασμένο στρώμα επικάλυψης του [30]. Η επιτάχυνση σωματιδίων, συμπεριλαμβανομένων των πρωτονίων, σε ενέργειες ανώτερες των  $10\text{ MeV}$ , μέσω του μηχανισμού  $TNSA$ , οδήγησε στις πρώτες πειραματικές προσπάθειες της μη – θερμικής (*non-thermal*) σύντηξης  $p-^{11}B$  [31]. Η μη-θερμική σύντηξη  $p-^{11}B$ , που έχει κερδίσει σημαντικό ενδιαφέρον τα τελευταία 20 χρόνια, έγκειται στην ακτινοβόληση στερεών στόχων, πλούσιων σε Υδρογόνο και Βόρειο, με παλμούς *laser* υψηλής ενέργειας [32].

Εξέχουσας σημασίας αποτελέσματα, όσο να αφορά την παραγωγή σωματιδίων άλφα από μη-θερμικά πειράματα σύντηξης  $p-^{11}B$ , έχουν ληφθεί μέσω δύο (2) κύριων σχημάτων: την ακτινοβόληση *in target* και τη διάταξη *pitcher-catcher*. Το σχήμα ακτινοβόλησης *in-target* βασίζεται στην άμεση αλληλεπίδραση μίας δέσμης *laser* με ένα στερεό στόχο Βορείου, ο οποίος περιέχει προσμίξεις Υδρογόνου. Στην προκειμένη περίπτωση, οι πυρήνες των πρωτονίων και του  $^{11}\text{B}$  επιταχύνονται με διάφορους μηχανισμούς, συμπεριλαμβανομένης της διάτρησης οπών (*hole boring*), προκειμένου τελικά να αντιδράσουν πυρηνικά και να παράγουν τρία (3) ενεργητικά σωματίδια άλφα, αρχικής ενέργειας  $E_k = 2.9\text{ MeV}$ , έκαστο. Στη διαμόρφωση *pitcher-catcher* από την άλλη πλευρά, πρωτόνια επιταχύνονται με χρήση δεσμών *laser*, από λεπτούς στόχους (φύλλου) Αλουμινίου ( $Al$ ) (“*pitchers*”), μέσω του μηχανισμού  $TNSA$ . Τα προκύπτοντα πρωτόνια προσκρούουν στη συνέχεια, σε ένα δεύτερο στόχο (“*catcher*”), για την παραγωγή ενεργητικών σωματιδίων άλφα, μέσω των επαγόμενων πυρηνικών αντιδράσεων  $p-^{11}B$  [1, 31].



**Σχήμα 2. 7:** Τα δύο (2) κύρια σχήματα μη-θερμικής σύντηξης  $p - ^{11}B$ : α) Η ακτινοβόληση *in-target* και β) Η Διαμόρφωση *pitcher - catcher*.

Στο ακόλουθο Σχήμα 2.8 παρουσιάζεται η ιστορική εξέλιξη των πειραμάτων μη-θερμικής σύντηξης  $p - ^{11}B$ .



**Σχήμα 2.8:** Αποδόσεις σωματιδίων άλφα, από πειράματα μη-θερμικής σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , της διεθνούς βιβλιογραφίας, βασιζόμενα στις διατάξεις *in-target* και *pitcher-catcher* [33].

Όπως παρουσιάζεται στον ακόλουθο Πίνακα 2.4, παρά το γεγονός ότι ο αριθμός των πειραμάτων μη-θερμικής σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$  είναι σχετικά μικρός (11 στο σύνολο), αυτά αντιπροσωπεύουν μία μεγάλη ποικιλία παραμέτρων *laser*, γεωμετριών και συνθέσεων στόχου [33].

	Έτος	Laser	Μέρος	$\lambda$ ( $\mu\text{m}$ )	Ενέργεια (J)	$I$ ( $\text{W}/\text{cm}^2$ )	$t$ (ps)	Τύπος	Άλφα / sr / παλμό
<i>Belayev et al. [34]</i>	2005	Neodim TW	Ρωσία	1.055	15	2E+18	1.5	In-target	1.3E+5
<i>Labaune et al. [35]</i>	2013	Pico2000	Γαλλία	0.53	20	6E+18	1	Pitcher-Catcher	1.0E+7
<i>Picciotto et al. [36]</i>	2014	PALS	Πράγα	1.315	600	3E+16	300	In-target	1.0E+9
<i>Margarone et al. [37]</i>	2014	PALS	Πράγα	1.315	500	3E+16	300	In-target	1.0E+9
<i>Baccou et al. [38]</i>	2015	ELFIE	LULI	1.056	2.5	1E+19	0.35	Pitcher-Catcher	1.0E+8
<i>Giuffrida et al. [39]</i>	2020	PALS	Πράγα	1.315	600	3E+16	300	In-target	3.0E+10
<i>Bonvalet et al. [40]</i>	2020	LFEX	ILE	1.05	1400	3E+19	2.7	Pitcher-Catcher	1.0E+9
<i>Margarone et al. [41]</i>	2022	LFEX	ILE	1.05	1400	3E+19	2	In-target	1.2E+10

**Πίνακας 2.4:** Παράμετροι *laser* στα πειράματα σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , που έχουν πραγματοποιηθεί μέχρι και τη σήμερον ημέρα, σε διάφορες εγκαταστάσεις ανά τον κόσμο.

### 2.5.1. Πείραμα μη-θερμικής σύντηξης $p$ - $^{11}\text{B}$ των V. S. Belyaev, A. P. Matafonov et al. (2005)

Από ιστορική άποψη, το πρώτο πείραμα μη-θερμικής σύντηξης  $p - ^{11}\text{B}$  (πείραμα *in-target*) πραγματοποιήθηκε το 2005, από την ομάδα των V. S. Belyaev, A. P. Matafonov V.I. Vinogradov et al., στην εγκατάσταση *laser "Neodymium"*, ισχύος 10 TW, στην πόλη Korolev (Μόσχα, Ρωσία) [7, 34].

Στο συγκεκριμένο πείραμα, η δέσμη *laser* διέθετε ενέργεια παλμού μέχρι και τα 15 J, μήκος κύματος στα 1.055  $\mu\text{m}$  και διάρκεια παλμού στο 1.5 *picosecond* (ps). Το σύστημα εστίασης (*focusing system*) παρείχε μία εστίαση της ενέργειας του *laser* της τάξης του 40 %, στο σημείο της εστίασης, διαμέτρου 15  $\mu\text{m}$ ; Η ένταση κορυφής του *laser* ανερχόταν στα  $2 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$  στην επιφάνεια των χρησιμοποιούμενων, σύνθετων στόχων πολυαιθυλενίου:  $^{11}\text{B} + (\text{CH}_2)_n$ , πάχους 300  $\mu\text{m}$  και 500  $\mu\text{m}$ . Για την καταγραφή των παραγόμενων σωματιδίων άλφα μέσω των αντιδράσεων  $p$ - $^{11}\text{B}$  χρησιμοποιήθηκαν ανιχνευτές πυρηνικής τροχιάς CR-39, επικαλυμμένοι με φύλλα Αλουμινίου (Al), πάχους 6  $\mu\text{m}$ , 11  $\mu\text{m}$  και 22  $\mu\text{m}$ . Οι ανιχνευτές τοποθετήθηκαν στο εσωτερικό ενός θαλάμου κενού, σε διάφορες γωνίες, ως προς τον κανονικά άξονα των στόχων  $^{11}\text{B} + (\text{CH}_2)_n$ :  $0^\circ$  και  $45^\circ$ ,  $85^\circ$ , όπως επίσης και σε διάφορες αποστάσεις από αυτούς: 1.8 cm και 2.4 cm. Σύμφωνα με τα δεδομένα βαθμονόμησης (*calibration*) των ανιχνευτών, σωματίδια άλφα ενέργειας 2 MeV – 8 MeV, διαθέτουν κρατήρα με διάμετρο στο διάστημα 7.8 – 12  $\mu\text{m}$ . Για το προαναφερθέν εύρος διαμέτρων κρατήρα, η μέση απόδοση σωματιδίων άλφα εκτιμήθηκε στα  $N = 10^3$  παλμοί *laser* [34]. Ωστόσο, οι S.Kimura et al. [42], έπειτα από επανεξέταση των τεχνικών ανάλυσης του πειράματος των Belyaev, A. P. Matafonov, V.I. Vinogradov et al. [34], ανέφεραν μία υποτίμηση της συνολικής απόδοσης των σωματιδίων άλφα, κατά τουλάχιστον έναν παράγοντα  $10^2$ , καθιστώντας την πραγματική τους απόδοση σε  $10^5$  άλφα, ανά παλμό του *laser* και ανά sr. Από το 2005, διάφορα πειράματα μη-θερμικής σύντηξης  $p$ - $^{11}\text{B}$  έχουν πραγματοποιηθεί σε διάφορες εγκαταστάσεις ανά τον κόσμο, αποδεικνύοντας σημαντική αύξηση στη μετρηθείσα απόδοση σωματιδίων άλφα.

### 2.5.2. Πείραμα μη-θερμικής σύντηξης $p$ - $^{11}\text{B}$ των C. Labaune, C. Baccou, S. Depierreux et al. (2013)

Το δεύτερο πείραμα μη-θερμικής σύντηξης  $p$ - $^{11}\text{B}$  πραγματοποιήθηκε το 2013, από την ομάδα των C. Labaune, C. Baccou, V. Yahia et al., στην εγκατάσταση *laser Pico2000* του εργαστηρίου LULI (Γαλλία) [35]. Η εγκατάσταση *laser Pico2000* συγχρονίζει δύο (2) δέσμες *laser*. Η πρώτη εξ αυτών, με ενέργεια στα 400 J, διάρκεια παλμού στο διάστημα 1.5 *nanoseconds* – 4 *nanoseconds* (ns) και ένταση στα  $6 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ , χρησιμοποιήθηκε για την παραγωγή ενός πλάσματος, από ένα στερεό στόχο φυσικού Βορείου (20%  $^{10}\text{B}$  και 80%  $^{11}\text{B}$ ), τοποθετημένο σε γωνία  $45^\circ$ , ως προς τον άξονα διάδοσης της. Η δεύτερη δέσμη *laser*, ενέργειας 20 J, χρονικής διάρκειας παλμού 1 *picosecond* (ps) και έντασης στα  $6 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ , εστιάστηκε σε ένα λεπτό φύλλο Αλουμινίου (Al), ή πλαστικού ή πλαστικού επικαλυμμένου από ένα λεπτό στρώμα χρυσού, για την παραγωγή μίας δέσμης πρωτονίων, μέσω του μηχανισμού *Target Normal Sheath Acceleration* (TNSA). Η χρονική καθυστέρηση μεταξύ των δύο δεσμών *laser* προσαρμόστηκε μεταξύ των 0.25 ns και των 1.2 ns, ούτως ώστε η δέσμη των πρωτονίων να μπορεί να αλληλοεπιδράσει με μία κατάσταση πλάσματος, σε διάφορες συνθήκες ιονισμού και θερμοκρασίας.

Ανιχνευτές πυρηνικής τροχιάς CR - 39, επικαλυμμένοι με φύλλα Αλουμινίου (Al) διαφορετικών παχών, μεταξύ των 6 mm και των 80 mm, χρησιμοποιήθηκαν για τη συλλογή ιχνών από τα πρωτόνια και τα σωματίδια άλφα. Σε κάθε *laser shot* χρησιμοποιήθηκαν συνολικά έξι (6) ανιχνευτές CR - 39, τοποθετημένοι σε γωνίες  $0^\circ$ ,  $15^\circ$ ,  $35^\circ$ ,  $70^\circ$ ,  $100^\circ$  και  $170^\circ$ , σε σχέση με τον άξονα της *picosecond* δέσμης *laser*. Ένα μαγνητικό φασματόμετρο, με ένταση μαγνητικού πεδίου στα 0.5 T, τοποθετήθηκε κατά μήκος του κανονικού άξονα του στόχου φυσικού Βορείου, για την ανάλυση του φάσματος των

σωματιδίων άλφα. Αναλυτικές λεπτομέρειες της πειραματικής διάταξης παρουσιάζονται στο *Figure 1* της εργασίας [35] των C. Labaune, C. Baccou, V. Yahia et al.

Η επέκταση του πλάσματος ορίστηκε στα  $200\ \mu\text{m}$  μετά το πέρας  $1\ \text{ns}$ , με χρήση εικόνων οπών ακτίνων- $X$  (*X-ray pinhole images*). Μία χονδρική εκτίμηση του ρυθμού σύντηξης ελήφθη με βάση τον αριθμό των ιχνών στο μαγνητικό φασματόμετρο. Ο υψηλότερος ρυθμός σύντηξης:  $1 \times 10^7$  σωματίδια άλφα / sr, ήταν δύο (2) τάξεις μεγέθους υψηλότερος από την προηγούμενη παρατήρηση των V. S. Belyaev et al. [34]. Ο μέγιστος αριθμός πρωτονίων που παρήχθη από την αλληλεπίδραση της *picosecond* δέσμης *laser* με το λεπτό φύλλο *Al*, ανερχόταν στα  $\sim 5 \times 10^9$  και διέθετε ενέργεια στο  $\sim 1\ \text{MeV}$  [35].

### 2.5.3. Πείραμα μη-θερμικής σύντηξης $p\text{-}^{11}\text{B}$ των A. Picciotto, D. Margarone, A. Velyhan et al. (2014)

Σχεδόν ταυτόχρονα με τους C. Labaune et al., το 2014, οι A. Picciotto et al. [36], πραγματοποίησαν ένα τρίτο πείραμα μη-θερμικής σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$  (πείραμα *in-target*) στην εγκατάσταση *ELI - Beamlines* (Τσεχία), χρησιμοποιώντας μία απλούστερη διάταξη (*Figure 1a* στην [36]) και το σύστημα *laser Prague Asterix Laser System (PALS)*. Το τελευταίο διαθέτει τα ακόλουθα χαρακτηριστικά: i) Μέτρια ισχύ ( $2\ \text{TW}$ ), ii) Ενέργεια παλμού στα  $600\ \text{J}$ , iii) Διάρκεια παλμού υποδεέστερη του *nanosecond* ( $0.3\ \text{ns}$ ) και iv) Μέτρια ένταση ( $3 \times 10^{16}\ \text{W/cm}^2$ ). Η μέτρια ισχύ των  $2\ \text{TW}$  επέτρεψε την εφαρμογή μακρόχρονων (*nanosecond*) παλμών *laser*, δίχως την απαίτηση ειδικών τεχνικών για τη συμπίεση τους (π.χ. *CPA*). Στο πείραμα χρησιμοποιήθηκαν υδρογονωμένοι στόχοι πυριτίου (*Si*), μικρού ή μεγάλου πάχους ( $2\ \mu\text{m}$  και  $0.5\ \text{mm}$ , αντίστοιχα), εμπλουτισμένοι με άτομα Υδρογόνου και Βορείου, μέσω διαδικασιών θερμικής ανόπτησης (*thermal annealing*) και εμφύτευσης ιόντων (*ion implantation*), οι οποίοι κατασκευάστηκαν στο Εργαστήριο Μικροτεχνολογιών (*Microtechnologies Laboratory – MTLab*) του *Fondazione Bruno Kessler* (Τρέντο).

Ανιχνευτές ιόντων, όπως το φασματόμετρο *Thomson – Parabola (TP)*, οι ανιχνευτές *time - of - flight (TOF)* καρβιδίου του πυριτίου (*silicon carbide*) και οι ανιχνευτές πυρηνικής τροχιάς στερεής κατάστασης *PM – 355*, χρησιμοποιήθηκαν για την ανίχνευση και τον καθορισμό των παραγόμενων δεσμών πρωτονίων και σωματιδίων άλφα και τη μέτρηση της ενεργειακής τους κατανομής σε διάφορες κατευθύνσεις, ως προς τον άξονα του στόχου [36].

Προκειμένου να δοθούν σαφή στοιχεία για την παραγωγή σωματιδίων άλφα, οι ανιχνευτές πυρηνικής τροχιάς *PM-355*, που είχαν προηγουμένως βαθμονομηθεί μέσω της χρήσης μονο-ενεργητικών ιόντων (παραγόμενων μέσω κλασσικών μηχανισμών επιτάχυνσης), τοποθετήθηκαν σε απόσταση περίπου  $50\ \text{cm}$  από την επιφάνεια του στόχου και σε διαφορετικές γωνίες (μεταξύ των  $0^\circ$  και των  $50^\circ$ ) από αυτόν. Η επιφάνεια των ανιχνευτών *PM-355* ήταν επικαλυμμένη με φύλλα *Αλουμινίου (Al)* διαφορετικού πάχους ( $6 - 30\ \mu\text{m}$ ), προκειμένου να φιλτράρονται προς τα έξω ιόντα πλάσματος χαμηλής ενέργειας και να αποφεύγεται η επικάλυψη μεταξύ γειτονικών τροχιών ιόντων. Η παρουσία ιόντων Βορείου δεν υφίσταται στους πυρηνικούς ανιχνευτές, καθώς προκειμένου αυτά να διαπεράσουν τα χρησιμοποιούμενα φίλτρα *Al* πάχους  $20\ \mu\text{m}$ , η ενέργεια τους θα πρέπει να έγκειται γύρω στα  $20\ \text{MeV}$  [36].

Η τοποθέτηση ανιχνευτών *PM-355* σε διαφορετικές γωνίες από τους χρησιμοποιημένους στόχους *Si-H-B* επέτρεψε τον χαρακτηρισμό της γωνιακής διανομής των σωματιδίων άλφα. Η τελευταία απέδειξε μία μέγιστη απόδοση, της τάξης των  $10^9$  σωματιδίων άλφα ανά παλμό του *laser* και ανά sr. Ο συνεπακόλουθος, συνολικός αριθμός σωματιδίων άλφα, ανά παλμό του *laser*, προέκυψε στα  $\sim 4 \times 10^8$ .



Σε σχέση με τα πειραματικά αποτελέσματα των *C. Labaune et al.* [35], ο συνολικά παραγόμενος αριθμός σωματιδίων άλφα των *A. Picciotto, D. Margarone et al.* [36], ήταν κατά ένα παράγοντα  $10^2$  υψηλότερος.

Τα πρωτόνια που επιταχύνθηκαν προς την πίσω πλευρά των στόχων  $Si - H - B$  και οδήγησαν στην επαγωγή πυρηνικών αντιδράσεων  $p^{-11}B$ , ήταν περίπου  $\sim 10^{11}$ . Η κατανομή της ενέργειας των πρωτονίων και των σωματιδίων άλφα προέκυψε μέσω δύο επιπρόσθετων διαγνωστικών: τον ανιχνευτή καρβιδίου του πυριτίου ( $SiC$ ) και το φασματόμετρο *Thomson – Parabola (TP)*. Το τελευταίο απέδειξε μία μέγιστη ενέργεια πρωτονίων, της τάξης του  $1\text{ MeV}$  και ένα σχετικά μεγάλο *plateau* ανάμεσα στα  $200\text{ keV}$  και τα  $700\text{ keV}$ , καλύπτοντας έτσι την περιοχή, όπου η ενεργή διατομή της πυρηνικής αντίδρασης ( $\sigma_{max}$ ) μεγιστοποιείται ( $\sim 675\text{ keV}$ ) [36].

## 2.6. Προτεινόμενα μονοπάτια για την αύξηση των ενεργειακών κερδών της αντίδρασης σύντηξης $p^{-11}B$

Μετά τα δύο (2) διαδοχικά πειράματα των *A. Picciotto, D. Margarone, A. Velyhan* στην εγκατάσταση *laser PALS* (2014, 2015), μία νέα σειρά πειραμάτων μη-θερμικής σύντηξης  $p^{-11}B$  οδήγησε σε ακόμη υψηλότερες αποδόσεις σωματιδίων άλφα. Παρόλα αυτά, ακόμη και το τρέχον ρεκόρ παραγωγής σωματιδίων άλφα από βραχείς παλμούς *laser* ( $\approx 10^{11}$  σωματίδια άλφα ανά παλμό *laser*) [39] είναι εξαιρετικά χαμηλό, για την επίτευξη ανάφλεξης σύντηξης. Αυτό σημαίνει ότι υπάρχουν ακόμη πολλά περιθώρια αύξησης του ρυθμού αντίδρασης σύντηξης  $p^{-11}B$  [43]. Στις επόμενες Ενότητες 2.6.1 – 2.6.4 δίδεται μία βιβλιογραφική σύνοψη των μηχανισμών, που είναι σε θέση να αυξήσουν το ρυθμό αντίδρασης σύντηξης  $p^{-11}B$  και άρα, τα καθαρά ενεργειακά κέρδη της συγκεκριμένης αντίδρασης.

### 2.6.1. Φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος $p^{-11}B$ , από τα παραγόμενα σωματίδια άλφα των σχετικών αντιδράσεων πυρηνικής σύντηξης

Μετά την παρουσίαση των πειραματικών αποτελεσμάτων των *A. Picciotto, D. Margarone et al.* [36, 37], επακολούθησε αξιολόγηση του μηχανισμού επίτευξης της ενισχυμένης απόδοσης των  $10^9$  σωματιδίων άλφα / *steradian* / παλμό *laser*, στα δύο (2) διαδοχικά πειράματα της εγκατάστασης *PALS*. Σύμφωνα με την αρχική διατύπωση των *H. Hora, S. Eliezer et al.* [44], η παραπάνω τιμή απόδοσης δε δύναται να αποδίδεται σε δυαδικές, πυρηνικές συγκρούσεις (*binary collisions*), αλλά είναι το αποτέλεσμα “δευτερογενών αλυσιδωτών αντιδράσεων σύντηξης (*secondary fusion chain reactions*)”, που αυξάνουν την παραγόμενη πυκνότητα των σωματιδίων άλφα (*avalanche increase*) και θερμαίνουν το πλάσμα σύντηξης [3]. Το φαινόμενο των αλυσιδωτών αντιδράσεων και το σχετικό φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα (*chain reactions effect and the related avalanche alpha heating effect*) αποτελούν κύριο αντικείμενο μελέτης της παρούσας διδακτορικής διατριβής και πρόκειται να διερευνηθούν εκτενώς στο πλαίσιο του Κεφαλαίου 3. Ωστόσο, για λόγους διαφάνειας, αναφέρεται από τώρα το γεγονός ότι, το φαινόμενο των αλυσιδωτών αντιδράσεων αναφέρεται σε μία σειρά ελαστικών, δυαδικών συγκρούσεων *Coulomb* των τριών (3) παραγόμενων σωματιδίων άλφα της διαδικασίας σύντηξης  $p^{-11}B$ , αρχικής ενέργειας  $\varepsilon_k = 2.9\text{ MeV}$  έκαστο, με τα πρωτόνια του πλάσματος (μέσου). Λόγω αυτής της σειράς των ελαστικών συγκρούσεων, μεταφέρεται ενέργεια στα πρωτόνια και τα ιόντα Βορείου του πλάσματος, με αποτέλεσμα αυτά να επιταχύνονται, εντός του ευρέος, πυρηνικού συντονισμού των  $T = 675\text{ keV}$  (όπου:  $\sigma_{max} = 1.2\text{ barn}$ ) και να προάγεται η πραγματοποίηση επιπρόσθετων πυρηνικών αντιδράσεων  $p^{-11}B$ . Παρόλο που ο μηχανισμός των αλυσιδωτών αντιδράσεων και το σχετικό φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα αποτελούν αντικείμενο συζήτησης την τελευταία σχεδόν δεκαετία, θεωρούνται σαν μία από τις πλέον

υποσχόμενες προσεγγίσεις, για τη σημαντική αύξηση των ενεργειακών κερδών σύντηξης της αντίδρασης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , όπως θα δειχθεί αναλυτικά στο πλαίσιο του Κεφαλαίου 3.

### 2.6.2. Θεώρηση αναλογίας πυκνοτήτων πρωτονίων - $^{11}\text{B}$ ορείου: $(n_p / n_B) > 1$ , στο καύσιμο $p\text{-}^{11}\text{B}$

Η μείωση των απωλειών της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung* αποτελεί βασική πρόκληση για την αύξηση του ρυθμού αντίδρασης σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ . Λόγω της υψηλής κατάστασης φόρτισης του Βορείου ( $Z = 5$ ) και κατ' επέκταση της υψηλής ηλεκτρονιακής πυκνότητας του καυσίμου:  $(n_e = n_p + 5n_B)$ , οι απώλειες *Bremsstrahlung* είναι μεγαλύτερες στην περίπτωση της αντίδρασης  $p\text{-}^{11}\text{B}$  από ό,τι στην περίπτωση της αντίδρασης  $D - T$ . Σύμφωνα με τον F. Belloni [45], ένας απλός τρόπος μείωσης των απωλειών *Bremsstrahlung* του καυσίμου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  έγκειται στην χρήση υλικών, με μεγαλύτερη περιεκτικότητα σε Υδρογόνο, παρά σε Βόρειο:  $\varepsilon = (n_p / n_B) > 1$ . Μια τέτοια σύνθεση υλικού είναι επίσης ευνοϊκή, για την ενεργοποίηση μίας αλυσιδωτής αντίδρασης (*chain reaction*) και του σχετικού φαινομένου θέρμανσης πλάσματος, από τα παραγόμενα σωματίδια άλφα των αντιδράσεων πυρηνικής σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , όπως θα δειχθεί αναλυτικά στο πλαίσιο του Κεφαλαίου 3 της παρούσας διδακτορικής διατριβής.

### 2.6.3. Υβριδική καύση

Η υβριδική καύση (*hybrid burn*), που διερευνάται τη σήμερον ημέρα από την ιδιωτική εταιρεία παραγωγής ενέργειας σύντηξης *HB11 Energy* (Σίδνεϊ, Αυστραλία), με σκοπό την αύξηση του ρυθμού αντίδρασης της διαδικασίας  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , συνδυάζει την παραδοσιακή θερμοπυρηνική καύση σύντηξης με την ταχεία ανάφλεξη που οδηγείται από πρωτόνια (*proton-driven fast ignition*). Στην υβριδική καύση, τη βασική ιδέα αποτελεί η έκρηξη ενός στόχου Υδρογόνου Βορείου και η έγχυση μίας ή και περισσότερων δεσμών ενεργητικών πρωτονίων, παραγόμενων μέσω βραχέων παλμών *laser* υψηλής έντασης, κατά την φάση της μέγιστης του συμπίεσης (*stagnation time*). Με αυτόν τον τρόπο, τα εγχεόμενα πρωτόνια, όχι μόνο παράγουν τοπική θέρμανση του καυσίμου, αλλά και συνεισφέρουν στην άμεση επαγωγή αντιδράσεων σύντηξης [29].

### 2.6.4. Πλάσμα μη-ισορροπίας

Ένα πλάσμα μη-ισορροπίας (*non-equilibrium plasma*), στο οποίο η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων ( $T_e$ ) είναι χαμηλότερη από την θερμοκρασία των ιόντων ( $T_e < T_i$ ) του, θα μπορούσε να συνεισφέρει στην αύξηση των ενεργειακών κερδών σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , καθώς ελαχιστοποιεί τις απώλειες ισχύος της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung*, μειώνοντας το ρυθμό σύγκρουσης των συντηκόμενων σωματιδίων  $p, ^{11}\text{B}$  και των παραγόμενων σωματιδίων άλφα με τα ηλεκτρόνια ( $e$ ) του πλάσματος [2]. Στην θεωρητική εργασία των S. E. Wurzel & S. C. Hsu [46], επισημαίνεται το γεγονός ότι η πυκνότητα ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ) δύναται να υπερβεί τις απώλειες ισχύος της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung* ( $P_{Brems}$ ), όταν:  $T_e \leq T_i/3$ . Ωστόσο, όπως θα δειχθεί στο πλαίσιο του Κεφαλαίου 3, η ύπαρξη θερμοκρασιακής διαφοράς ανάμεσα στα ιόντα και τα ηλεκτρόνια ( $T_e < T_i$ ) δεν αποτελεί απαραίτητη αρχική συνθήκη του πλάσματος, για την επίτευξη ανάφλεξης σύντηξης ( $P_{fus}/P_{Brems} \geq 1$ ). Τα συγκεκριμένα αποτελέσματα έχουν δημοσιευτεί στις εργασίες [47, 48, 49], που προέκυψαν στο πλαίσιο της παρούσας διδακτορικής διατριβής.



## 2.7. Ερευνητικές προσκλήσεις στη σύντηξη $p\text{-}^{11}\text{B}$

Σε σχέση με τη σύντηξη  $D\text{-}T$ , το πεδίο της σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , με χρήση δεσμών *laser* είναι ακόμη νέο. Αυτό σημαίνει ότι υπάρχουν ακόμη αρκετές ερευνητικές προκλήσεις, που πρέπει να αντιμετωπιστούν, ούτως ώστε να σημειωθεί σημαντική επιτάχυνση στην πρόοδο του συγκεκριμένου πεδίου. Στην Ευρώπη, η λειτουργία νέων εγκαταστάσεων, όπως το *ELI – Beamlines* στην Τσεχία, επιτρέπει την πραγματοποίηση νέων πειραμάτων, συνδυάζοντας τον υψηλό ρυθμό επαναληψιμότητας (*repetition rate*) με την υψηλή ενέργεια των παλμών *laser*. Ενδεικτικά αναφέρεται ότι, το σύστημα *laser L4 Anton* στην εγκατάσταση *ELI – Beamlines* προσφέρει τη δυνατότητα λήψης παλμών, με ενέργεια στο επίπεδο του  $\text{kJ}$  ( $\sim 1.3 \text{ kJ}$ ) και υψηλό ρυθμό επαναληψιμότητας ( $\sim 1 \text{ laser shot/min}$ ). Στη Ρουμανία, ένα σύστημα *laser*, ισχύος  $2 \text{ PW}$ , με ρυθμό επαναληψιμότητας στα  $10 \text{ Hz}$  διατίθεται ήδη στην εγκατάσταση *ELI – NP* [1].

Όπως είναι φανερό με βάση τα πειράματα σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$  που αναφέρθηκαν στο πλαίσιο των Ενοτήτων 2.5.1-2.5.3, η συγκεκριμένη πυρηνική αντίδραση έχει μελετηθεί θεωρητικά και πειραματικά σε πλάσματα παραγόμενα μέσω δεσμών *laser* και επιταχυντών σωματιδίων, αλλά όχι στο εσωτερικό ενός μαγνητικά περιορισμένων πλάσματος. Στα σχήματα σύντηξης δέσμης-στόχου, *in-target* και *pitcher-catcher*, των πειραμάτων [34, 35, 36, 37, 38, 39, 40, 41, 42], οι αλληλεπιδράσεις μεταξύ της επιταχυνόμενης δέσμης των πρωτονίων και των διαφόρων σωματιδίων των χρησιμοποιούμενων στερεών στόχων είναι *δυαδικές* (*binary*) και *μικρού εύρους* (*short range*). Εν αντιθέσει, το μαγνητικά περιορισμένο πλάσμα σύντηξης συνιστά ένα πολύ πιο πλούσιο περιβάλλον, το οποίο επιτρέπει τη μελέτη της επίδρασης των *συλλογικών φαινομένων* (*collective effects*), στο ρυθμό αντίδρασης σύντηξης [13].

Επίσης, ένα βασικό στοιχείο, το οποίο δεν είναι πλήρως γνωστό μέχρι και τη σήμερον ημέρα, συνιστά η συμπεριφορά της *ενεργής διατομής* (*cross section*) σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ . Τα κλασσικά δεδομένα ενεργών διατομών των *W. M. Nevins & R. Swain* [14], που επανεξετάστηκαν από τους *M. H. Sikora & H. R. Weller* [18], ισχύουν για ενέργειες κέντρου μάζας κατώτερες ( $<$ ) των  $3.5 \text{ MeV}$ . Ωστόσο, η πρόσφατη εργασία των *A. Tentori & F. Belloni* (2023) [50] καλύπτει το προαναφερθέν κενό των εργασιών των [14, 18], εξετάζοντας ενέργειες κέντρου μάζας μέχρι και τα  $9.76 \text{ MeV}$ .

Τέλος, για την επίτευξη μίας περισσότερο αποτελεσματικής και αποδοτικής συλλογής δεδομένων από πειράματα, απαιτούνται βελτιώσεις στα υπάρχοντα *διαγνωστικά* (*diagnostics*). Τα τρέχοντα πειράματα βασίζονται κυρίως σε ανιχνευτές πυρηνικής τροχιάς *CR-39*, που καθιστούν εξαιρετικά χρονοβόρα και δύσκολη την ερμηνεία των πειραματικών αποτελεσμάτων. Τα φασματοφωτόμετρα *Thomson-Parabola* από την άλλη πλευρά, που χρησιμοποιούνται για τη μέτρηση των πρωτονίων και των ιόντων, καθιστούν δύσκολη την ανίχνευση των σωματιδίων άλφα. Τέλος, στις *μετρήσεις χρόνου πτήσης* (*Time of Flight – TOF*) με διάφορους ανιχνευτές, δεν υποστηρίζεται ο διαχωρισμός των σωματιδίων, αλλά μόνο της ταχύτητας τους [43].

## ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ 2

- [1] K. Batani, "Perspectives on research on laser driven proton-boron fusion and applications", *Journal of Instrumentation*, vol. 18, no. C09012, 2023.
- [2] D. C Moreau, "Potentiality of the proton-boron fuel for controlled thermonuclear fusion", *Nuclear Fusion*, vol. 17, no. 13, pp. 13-20, 1977.
- [3] H. Hora, G. Korn, L. Giuffrida, D. Margarone, A. Picciotto, J. Krasa, K. Jungwirth, J. Ullschmied, P. Lalousis, S. Eliezer, G.H. Miley, S. Moustazis, and G. Mourou, "Fusion energy using avalanche increased boron reactions for bock-ignition by ultrahigh power picoseconds laser pulses", *Laser and Particle Beams*, vol. 33, p. 607, 2015.
- [4] S. Eliezer, H. Hora, G. Korn, N. Nissim, and Jose` Maria Martinez-Val, "Avalanche proton-boron fusion based on elastic nuclear collisions", *Physics of Plasmas*, vol. 23, p. 050704, 2016.
- [5] J. Y. Jung, D. K. Yoon, B. Barraclough, H. C. Lee, T. S. Suh, and B. Lu, "Comparison between proton boron fusion therapy (PBFT) and boron neutron capture therapy (BNCT): A monte carlo study", *Oncotarget*, vol. 8, no. 24, p. 39774–39781, 2017.
- [6] G. A. Cirrone, L. Manti, D. Margarone, G. Petringa, L. Giuffrida, A. Minopoli, and G. Korn, "First experimental proof of Proton Boron Capture Therapy (PBCT) to enhance protontherapy effectiveness", *Scientific Reports*, vol. 8, no.1, p. 1–15, 2018.
- [7] C. Ohlandt, "A design study of a p-<sup>11</sup>B gas dynamic mirror fusion propulsion system", *Space Technology and Applications International Forum, American Institute of Physics*, p. 490–6, 2003.
- [8] L. Pappalardo, F.P Romano, S. Garraffo, J. De Sanoit, C. Marchetta and, G. Pappalardo, "The improved Lens pixel-alpha portable system: Archaeometric applications", *Archaeometry*, vol. 45, no.2, p. 333–9, 2003.
- [9] S. M Qaim, I. Spahn, B. Scholten and, B. Neumaier, "Uses of alpha particles, especially in nuclear reaction studies and medical radionuclide production", *Radiochim Acta*, vol. 104, no.9, p. 601–24, 2016.
- [10] K. Szkliniarz, M. Sitarz, R. Walczak, J. Jastrzębski, A. Bilewicz and, J. Choiński, "Production of medical Sc radioisotopes with an alpha particle beam", *Applications of Radiation Isotopes*, vol. 118, p. 182–9, 2016.
- [11] A. Y. Chirkov and, K. D. Kazakov, "Radiation Limit for the Energy Gain of the p-<sup>11</sup>B Reaction", *Plasma*, vol. 6, no. 3, p. 379-392, 2023.
- [12] S. J. Liu, D. Wu, T. X. Hu, T. Y. Liang, X. C. Ning, J. H. Liang, Y. C. Liu, P. Liu, X. Liu, Z. M. Sheng, Y. T. Zhao, D. H. H. Hoffmann, X. T. He, and J. Zhang, "A high-efficiency proton-boron fusion scheme taking into account the effects of the quantum degeneracy", [arXiv:2304.08357](https://arxiv.org/abs/2304.08357), 2023.
- [13] R. M. Magee, K. Ogawa, T. Tajima, I. Allfrey, H. Gota, P. McCarroll, S. Ohdachi, M. Isobe, S. Kamio, V. Klumper, H. Nuga, M. Shoji, S. Ziaei, M. W. Binderbauer and, M. Osakabe, "First measurements of p<sup>11</sup>B fusion in a magnetically confined plasma", *Nature Communications*, vol. 14, no. 955, 2023.

- [14] W. M. Nevins, “A review of confinement requirements for advanced fuels”, *Journal of Fusion Energy*, vol. 17, no.1, p. 25-32, 1998.
- [15] V. Istokskaia, M. Tosca, L. Giuffrida, J. Psikal, F. Grepl, V. Kantarelou, S. Stancek, S. D. Siena, A. Hadjikyriacou, A. McIlvenny, Y. Levy, J. Huynh, M. Cimirman, P. Pleskunov, D. Nikitin, A. Choukourov, F. Belloni, A. Picciotto, S. Kar, M. Borghesi, A. Lucianetti, T. Mocek and, Daniele Margarone, “A multi-MeV alpha particle source via proton boron fusion driven by a 10-GW tabletop laser”, *Communications Physics*, 2023.
- [16] <https://physics.stackexchange.com/questions/318390/why-do-fusion-cross-sections-drop-after-a-certain-temperature>
- [17] S. Atzeni, and J. Meyer-ter-Vehn, “The Physics of Inertial Fusion”, *Oxford University Press, Oxford, NA*, 2004.
- [18] M. H. Sikora, and H. R. Weller, “A new evaluation of the  $11\text{B}(\text{p}, \alpha)\alpha$  Reaction Rates”, *Journal of Fusion Energy*, vol. 35, p. 538-543, 2016.
- [19] A. Tentori and, F. Belloni, “Revisiting  $\text{p-}^{11}\text{B}$  fusion cross section and reactivity, and their analytic approximations”, *Nuclear Fusion*, vol. 63, no.8, DOI 10.1088/1741-4326/acda4b, 2023.
- [20] [3.1.2: Maxwell-Boltzmann Distributions - Chemistry LibreTexts](https://www.libretexts.org/Bookshelves/Chemistry/Book%3A_Chemistry_LibreTexts/3%3A_Thermodynamics/3.1%3A_Thermodynamic_Fundamentals/3.1.2%3A_Maxwell-Boltzmann_Distributions) <https://c>
- [21] S. Atzeni and J. Meyer-ter-Vehn, “The Physics of Inertial Fusion”, *Oxford University Press*, 2004.
- [22] J. D. Lawson, “Some Criteria for a Power Producing Thermonuclear Reactor”, *Proceedings of the Physical Society, Section B*, vol.70, no.1, 1957.
- [23] [LawsonCriterion.pdf \(visionofearth.org\)](https://www.visionofearth.org/LawsonCriterion.pdf)
- [24] J. Badziak, “Laser-driven ion acceleration: Methods, challenges and prospects”, *Journal of Physics: Conference Series*, vol. 959, no. 1, 2018.
- [25] M. Borghesi, “Laser-driven ion acceleration: State of the art and emerging mechanisms”, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, vol. 740, p. 6–9, 2014.
- [26] N. Iwata, S.Kojima, Y. Sentoku, M. Hata and, K. Mima, “Plasma density limits for hole boring by intense laser pulses”, *Nature Communications*, vol. 9, no.1, p. 2–6, 2018.
- [27] [https://www.photonics.com/Articles/Lasers\\_Understanding\\_the\\_Basics/a25161](https://www.photonics.com/Articles/Lasers_Understanding_the_Basics/a25161)
- [28] A. MacChi, “Theory of light sail acceleration by intense lasers: An overview”, *High Power Laser Science and Engineering*, vol. 2, p. 1–18, 2014.
- [29] W. McKenzie, D. Batani, T. A. Mehlhorn, D. Margarone, F. Belloni, E. M. Campbell, S. Woodruff, J. Kirchhoff, A. Paterson, S. Pikuz and, H. Hora, “HB11—Understanding Hydrogen-Boron Fusion as a New Clean Energy Source”, *Journal of Fusion Energy*, vol. 42, no. 17, 2023.

- [30] M. Tosca, D. Molloy, A. McNamee, P. Pleskunov, M. Protsak, K. Biliak, D. Nikitin, J. Kousal, Z. Krtouš, L. Hanyková, J. Hanuš, H. Biederman, T. Foster, G. Nersisyan, P. Martin, C. Ho, A. Macková, R. Mikšová, M. Borghesi, S. Kar, V. Istoksaia, Y. Levy, A. Picciotto, L. Giuffrida, D. Margarone and, A. Choukourov, “Plasma polymers as targets for laser-driven proton-boron fusion”, *Frontiers in Physics*, vol. 2023, 2023.
- [31] J. Park, J. H. Bin, S. Steinke, Q. Ji, S. S. Bulanov, M. Thevenet, J. L. Vay, T. Schenkel, C. G. R. Geddes, C. B. Schroeder and, E. Esaray, “Target normal sheath acceleration with a large laser focal diameter”, *Physics of Plasmas*, vol. 27, p. 123104, 2020.
- [32] L. Cialfi, “Advances in Target Normal Sheath Acceleration with traditional and nanostructured targets”, Doctoral Dissertation, Politecnico Di Milano, Dipartimento di Energia, Doctoral Program in Energy and Nuclear Science and Technology, 2017.
- [33] T. A. Melhorn, L. Labun, B. M. Hegelich, D. Margarone, M. F. Gu, D. Batani, E. M. Campbell, and S. X. Hu, “Path to Increasing p-B11 Reactivity via ps and ns Lasers”, *Laser and Particle Beams*, vol. 2022, Article ID 2355629, 2023.
- [34] V. S. Belayev, A. P. Matafonov, V. I. Vinogradov, V. P. Krainov, V. S. Lisitsa, A. S. Roussetski, G. N. Ignatyev, and V. P. Andrianov, “Observation of neutronless fusion reactions in picosecond laser plasmas”, *Physical Review E*, vol. 72, no. 026406, 2005.
- [35] C. Labaune, S. Depierreux, S. Goyon, C. Loisel, G. Yahia, and J. Rafelski, “Fusion reactions initiated by laser-accelerated particle beams in a laser-produced plasma”, *Nature Communications*, vol. 4, Article ID 2506, <https://doi.org/10.1038/ncomms3506>, 2013.
- [36] A. Picciotto, D. Margarone, A. Velyhan, P. Bellini, J. Krasa, A. Szydlowski, G. Bertuccio, Y. Shi, A. Margarone, J. Prokupek, A. Malinowska, E. Krousni, J. Ullschmied, L. Laska, M. Kucharik, and G. Korn, “Boron-Proton Nuclear-Fusion Enhancement Induced in Boron-Doped Silicon Targets by Low-Contrast Pulsed Laser”, *Phys. Review*, vol. X 4, p. 031030, 2014.
- [37] D. Margarone, A. Picciotto, A. Velyhan, J. Krasa, M. Kucharik, A. Mangione, A. Szydlowsky, A. Malinowska, G. Bertuccio, Y. Shi, M. Crivellari, J. Ullschmied, P. Bellutti, and G. Korn, “Advanced scheme for high-yield laser driven nuclear reactions”, *Plasma Physics Controlled Fusion*, vol. 57, p. 014030, 2015.
- [38] C. Baccou, S. Depierreux, V. Yahia et al., “New scheme to produce aneutronic fusion reactions by laser-accelerated ions”, *Laser and Particle Beams*, vol. 33, no. 1, pp. 117–122, 2015.
- [39] L. Giuffrida, F. Belloni, D. Margarone, G. Petringa, G. Milluzo, V. Scuderi, A. Velyhan, M. Rosinski, A. Picciotto, M. Kucharik, J. Dostal, R. Dudzak, J. Krasa, R. Catalano, S. Tudisco, C. Verona, V. Istoksaia, K. Jungwirth, P. Bellutti, and G. A. P. Cirrone, “High-current stream of energetic alpha particles from laser-driven proton boron fusion”, *Physical Review E*, vol. 101, no. 1, Article ID 013204, 2020.
- [40] J. Bonvalet, P. Nicolai, D. Raffestin, E. D’Humieres, D. Batani, V. Tichonchuk, V. Kantarelou, L. Giuffrida, M. Tosca, G. Korn, A. Picciotto, A. Morace, Y. Abe, Y. Arikawa, S. Fujoka, Y. Fukuda, Y. Kuramitsu, H. Habara and, D. Margarone, “Energetic  $\alpha$ -particle sources produced through proton-boron reactions by high energy high-intensity laser beams”, *Physical Review E*, vol. 103, no. 5, Article ID 053202, 2021.
- [41] D. Margarone, J. Bonvalet, L. Giuffrida, A. Morace, V. Kantarelou, M. Tosca, D. Raffestin, P. Nicolai, A. Picciotto, Y. Abe, Y. Arikawa, S. Fujioka, Y. Fukuda, Y. Kuramitsu, H. Habara, and D. Batani, “In-Target Proton-Boron Nuclear Fusion Using a PW-Class Laser”, *Applied Sciences*, vol. 12, p. 1444, 2022.

- [42] S. Kimura, A. Anzalone, and A. Bonasera, “Comment on “Observation of neutronless fusion reactions in picosecond laser plasmas”, *Physical Review A*, vol. 79, no. 3, Article ID 038401, 2009.
- [43] W. McKenzie, D. Batani, T. A. Mehlhorn, D. Margarone, F. Belloni, E. M. Campbell, S. Woodruff, J. Kirchhoff, A. Paterson, S. Pikuz, H. Hora, “HB11—Understanding Hydrogen-Boron Fusion as a New Clean Energy Source”, *Journal of Fusion Energy*, vol. 42, no. 17, 2023.
- [44] S. Eliezer, H. Hora, N. Nissim and, J.M. Martinez Val, “Avalanche proton-boron fusion based on elastic nuclear collisions”, *Physics of Plasmas*, vol. 23, 2016.
- [45] F. Belloni, “On a fusion chain reaction via suprathermal ions in high density H-<sup>11</sup>B plasma”, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 63, no. 055020, 2021.
- [46] S. E. Wurzel and, S. C. Hsu, “Progress toward fusion energy breakeven and gain as measured against the Lawson criterion”, *Physics of Plasmas*, vol. 29, no. 062103, 2022.
- [47] S. Moustazis, C. Daponta, S. Eliezer, Z. Henis, P. Lalouis, N. Nissim, and Y. Schweitzer, “Alpha heating and avalanche effect simulations for low density proton-boron fusion plasma”, *Journal of Instrumentation*, 2024.
- [48] C. Daponta, S. Moustazis, S. Eliezer, Z. Henis, P. Lalouis, N. Nissim, and Y. Schweitzer, “Simulations on the contribution of avalanche effect to gain generation from p-<sup>11</sup>B fusion”, *Proceedings of the 49th European Conference on Plasma Physics (EPS2023)*, Bordeaux-France, 3-7 July 2023.
- [49] C. Daponta, S. Moustazis, S. Eliezer, Z. Henis, P. Lalouis, N. Nissim, and Y. Schweitzer, “Towards p-<sup>11</sup>B configurations with high ( $P_{\text{fus}} / P_{\text{Brems}}$ ) ratio”, *Frontiers in Physics*, vol. 12, 2024.
- [50] A. Tentori A, F. Belloni, “Revisiting p-<sup>11</sup>B fusion cross section and reactivity, and their analytic approximations”, *Nuclear Fusion*, vol. 63, no. 086001, 2023.

### ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3. ΔΙΕΡΕΥΝΗΣΗ ΤΟΥ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟΥ ΘΕΡΜΑΝΣΗΣ ΠΛΑΣΜΑΤΟΣ $p\text{-}^{11}\text{B}$ ΑΠΟ ΤΑ ΠΑΡΑΓΟΜΕΝΑ ΣΩΜΑΤΙΔΙΑ ΑΛΦΑ ΤΩΝ ΟΜΩΝΥΜΩΝ ΠΥΡΗΝΙΚΩΝ ΑΝΤΙΔΡΑΣΕΩΝ

#### 3.1. Ισοζύγιο ισχύος σε μηχανές σύντηξης

Το κύριο πρόβλημα των διατάξεων μαγνητικού περιορισμού (*Tokamak*) αποτελεί το γεγονός ότι, η εκλυόμενη ενέργεια των αντιδράσεων σύντηξης είναι αρκετά χαμηλότερη, σε σχέση με αυτήν που χάνεται από το πλάσμα. Ως εκ τούτου, για τη διατήρηση της διαδικασίας ανάφλεξης σύντηξης, η θερμική ενέργεια πρέπει να παρέχεται κατά συνεχόμενο τρόπο στο πλάσμα, από μία εξωτερική πηγή (π.χ. συστήματα *NBI*, κύματα *RF*). Παρόλα αυτά, τα σωματίδια άλφα που παράγονται εντός του πλάσματος, μέσω πυρηνικών αντιδράσεων σύντηξης, μπορούν να αποτελέσουν τον κύριο μηχανισμό εσωτερικής του θέρμανσης, εξαλείφοντας την απαίτηση των εξωτερικών συστημάτων θέρμανσης του [1].

Υπάρχουν τέσσερις (4) βασικές διαδικασίες, που οδηγούν στην απώλεια ενέργειας από ένα πλάσμα σύντηξης. Η πρώτη εξ αυτών αντιστοιχεί στην ακτινοβολία νετρονίων (*neutron radiation*). Στην περίπτωση της σύντηξης  $D - T$ , το 80 % της παραγόμενης ενέργειας και συγκεκριμένα, 14.1 MeV εκ των 17.6 MeV, απελευθερώνονται υπό τη μορφή ενεργητικών νετρονίων. Τη δεύτερη μορφή απώλειας ενέργειας συνιστούν οι απώλειες της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung* (*Bremsstrahlung radiation*), οι οποίες, όπως έχει ήδη διατυπωθεί στο πλαίσιο του Κεφαλαίου 2, προκύπτουν σαν αποτέλεσμα των συγκρούσεων των ηλεκτρονίων του πλάσματος με τα φορτισμένα σωματίδια του (κυρίως τα ιόντα) [2]. Η τρίτη μορφή ενεργειακής απώλειας, η ακτινοβολία *synchrotron* (*synchrotron radiation*), επάγεται από την κίνηση φορτισμένων σωματιδίων, στο εσωτερικό ενός μαγνητικού πεδίου. Η ακτινοβολία *synchrotron* εξαρτάται από τον τύπο της συσκευής μαγνητικού περιορισμού (*device specific*) και καθίσταται σημαντική, για θερμοκρασίες ηλεκτρονίων ( $T_e$ ) πλάσματος ανώτερες των 100 keV [3, 4, 5]. Την τέταρτη και τελευταία μορφή απώλειας ενέργειας, αποτελεί η αγωγή (*conduction*) ή η μεταφορά (*transport*) [1]. Συνοψίζοντας τους τέσσερις (4) παραπάνω τύπους ενεργειακών απωλειών, καθώς και τους διάφορους τρόπους παροχής θερμικής ενέργειας σε ένα πλάσμα σύντηξης, η ισορροπία ισχύος μίας μηχανής σύντηξης, διαμορφώνεται ως [6]:

$$P_{in} = P_{loss} \rightarrow P_{\alpha,heat} + P_{ext} = P_{rad} + P_{cond} \quad (\text{Εξίσωση 3.1})$$

Στην παραπάνω Εξίσωση 3.1:

$P_{\alpha,heat}$ : Η ισχύς θέρμανσης του πλάσματος από τα παραγόμενα σωματίδια άλφα των πυρηνικών αντιδράσεων. Θεωρώντας ότι αυτή ισούται με την εκλυόμενη πυκνότητα ισχύος σύντηξης, έχουμε ότι:  $P_{\alpha,heat} = P_{fus}$ .

$P_{ext}$ : Η παρεχόμενη ισχύς στο πλάσμα από εξωτερικές πηγές, όπως τα συστήματα *NBI* και τα κύματα *RF*. Αποτελείται από την ισχύ που χρησιμοποιείται, τόσο για την θέρμανση πλάσματος ( $P_{He}$ ), όσο και για τον περιορισμό του ( $P_{Ce}$ ).

$P_{rad}$ : Η απολεσμένη ισχύς από το πλάσμα σύντηξης, λόγω ακτινοβολίας *Bremsstrahlung* και *synchrotron*.

$P_{cond}$ : Η ισχύς που χάνεται από το πλάσμα σύντηξης, λόγω διαδικασιών αγωγής ή μεταφοράς [7]:

$$P_{cond} = \frac{\frac{3}{2} n_i k_B T_i + \frac{3}{2} n_e k_B T_e}{\tau_E} \quad (\text{Εξίσωση 3.2})$$



Για την αξιολόγηση ενός πλάσματος σύντηξης, το κριτήριο ανάφλεξης (*ignition criterion*) ή αλλιώς επιστημονικό κέρδος σύντηξης (*scientific fusion gain*),  $Q$ , αποτελεί το καλύτερο μέτρο, καθόσον λαμβάνει υπόψη του όλες τις απώλειες ενέργειας, μεταξύ του θαλάμου περιορισμού και του καυσίμου σύντηξης [8]:

$$Q = \frac{P_{fus}}{P_{ext}} = \frac{P_{fus}}{P_{rad} + P_{cond} - P_{fus}} \quad (\text{Εξίσωση 3.3})$$

Για την τιμή του επιστημονικού κέρδους σύντηξης, δύο (2) είναι τα σημαντικά ορόσημα. Το πρώτο εξ αυτών, το “νεκρό σημείο (*break even*) ή ιδανική ανάφλεξη (*ideal ignition*)”:  $Q = 1$ , επιτυγχάνεται, όταν η θερμαντική ισχύς του πλάσματος από εξωτερικές πηγές ισούται με την παραγόμενη ισχύ σύντηξης:  $P_{ext} = P_{fus}$ . Το δεύτερο ορόσημο, η “αυτοσυντηρούμενη ανάφλεξη (*self-sustained ignition*)”:  $Q > 1$ , διασφαλίζεται, όταν τα επιπρόσθετα συστήματα θέρμανσης πλάσματος μπορούν να απενεργοποιηθούν, καθόσον η εκλυόμενη θερμότητα των αντιδράσεων σύντηξης εμφανίζεται από μόνη της επαρκής, για τη διατήρηση των υψηλών απαιτούμενων θερμοκρασιών ανάφλεξης [9].

Στην περίπτωση ενός κλειστού συστήματος περιορισμού, με αμελητέες απώλειες αγωγιμότητας ( $P_{cond}$ ) και πλήρη αυτο-θέρμανση του πλάσματος σύντηξης από τα παραγόμενα φορτισμένα σωματίδια των πυρηνικών διαδικασιών, η Εξίσωση 3.3 μπορεί να γραφεί στη μορφή [8]:

$$Q = \frac{P_{fus}}{P_{rad}} = \frac{P_{fus}}{P_{Brems}} \quad (\text{Εξίσωση 3.4})$$

Στον τύπο της Εξίσωσης 3.4 δε λαμβάνονται υπόψη οι απώλειες της ακτινοβολίας *synchrotron* ( $P_s$ ), λόγω της ισχυρής τους εξάρτησης από τον τύπο της συσκευής μαγνητικού περιορισμού [5]. Επίσης, σύμφωνα με τον D. C. Moreau [3], η απώλεια ισχύος της ακτινοβολίας *synchrotron* μπορεί να ανακτηθεί και να ανατροφοδοτηθεί στα ηλεκτρόνια του πλάσματος σύντηξης, με θέρμανση μικροκυμάτων (*microwave heating*), για παράδειγμα.

Τα τοιχώματα των μηχανών σύντηξης μαγνητικού περιορισμού (MCF) είναι οπτικά λεπτά (*optically thin*), σε σχέση με τις ακτίνες –  $X$  πολλαπλών keV της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung*. Το γεγονός αυτό συνεπάγεται την απώλεια (μη απορρόφηση) της τελευταίας από το σύστημα της μηχανής σύντηξης και άρα, τη μείωση της διαθέσιμης ισχύος θέρμανσης του πλάσματος. Στην περίπτωση του καυσίμου  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , τη σημαντικότερη απώλεια ενέργειας συνιστά η ακτινοβολία *Bremsstrahlung*, λόγω αφενός της υψηλής ηλεκτρονιακής πυκνότητας του καυσίμου:  $n_e = (n_p + 5n_B)$  [10] και αφετέρου, των υψηλών απαιτούμενων θερμοκρασιών:  $200 \text{ keV} \leq T < 700 \text{ keV}$ , για τη διασφάλιση αποδοτικών τιμών ενεργής διατομής ( $\sigma$ ) και αντιδραστικότητας σύντηξης ( $\langle \sigma v \rangle$ ). Λόγω των έντονων εκπομπών ακτινοβολίας *Bremsstrahlung*, δύσκολη εμφανίζεται η εύρεση ενός κατάλληλου σημείου λειτουργίας των μηχανών σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , με υπέρβαση των απωλειών ισχύος της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung* από τα παραγόμενα ποσά θερμοπυρηνικής ισχύος σύντηξης ( $P_{Brems} < P_{fus}$ ) [7]. Εν τούτοις, όπως και στην περίπτωση των απωλειών ισχύος της ακτινοβολίας *synchrotron*, έτσι και στην προκειμένη περίπτωση, οι απώλειες της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung* θα μπορούσαν να ανακτηθούν (με αποδοτικότητα  $< 100 \%$ ) και να χρησιμοποιηθούν, σαν αρχική ενέργεια εισόδου (*input energy*) στη μηχανή σύντηξης.

Στο πλαίσιο του παρόντος κεφαλαίου, μέσω της χρήσης κώδικα ολικού ενεργειακού ισοζυγίου πολλαπλών ρευστών (*multi-fluid global particle and energy balance code*), πραγματοποιείται αναλυτική,

αριθμητική εξέταση μίας φυσικής διαδικασίας, που στο πλαίσιο της διεθνούς βιβλιογραφίας, αναφέρεται σαν “φαινόμενο αλυσιδωτών αντιδράσεων (*chain reactions effect* ή *chain reactions alpha heating effect*)”. Το εν λόγω φαινόμενο αρχικοποιείται από τα τρία (3) παραγόμενα σωματίδια άλφα της αντίδρασης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , αρχικής ενέργειας  $\varepsilon_k = 2.9 \text{ MeV}$  έκαστο και αφορά μία σειρά ελαστικών, δυαδικών τους συγκρούσεων με τα πρωτόνια ( $p$ ) του πλάσματος. Λόγω αυτής της σειράς συγκρούσεων, τα πρωτόνια επιταχύνονται εντός του ευρέος συντονισμού των  $T = 675 \text{ keV}$ , όπου η πυρηνική, ενεργή διατομή ( $\sigma$ ) και η αντιδραστικότητα σύντηξης ( $\langle\sigma v\rangle$ ) βελτιστοποιούνται. Λόγω βελτιστοποίησης της ενεργής διατομής, επάγονται νέες πυρηνικές αντιδράσεις  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , οι οποίες μαζί με τις επιπρόσθετες αλυσιδωτές αντιδράσεις, οδηγούν στην αύξηση της πυκνότητας των σωματιδίων άλφα και στο σχετικό φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος από αυτά (*alpha avalanche effect* ή *avalanche alpha heating effect*). Όπως θα δειχθεί για πρώτη φορά εντός της παρούσας διδακτορικής διατριβής, το φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα, κρίνεται καθοριστικής σημασίας στη σύντηξη  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , καθόσον, ακόμη και από αρχικές θερμοκρασίες πλάσματος:  $T \ll 675 \text{ keV}$ , μπορούν να προσεγγιστούν συνθήκες ανάφλεξης σύντηξης  $\{Q = (P_{fus} / P_{Brems}) \geq 1\}$ , σε χρονικά διαστήματα, όπου ο περιορισμός της επέκτασης πλάσματος, δύναται να διασφαλιστεί πειραματικά, από τις υπάρχουσες τεχνολογίες παραγωγής μαγνητικών πεδίων ή με δέσμες *laser*.

### 3.2. Απαιτήσεις για την παραγωγή θερμοπυρηνικής ισχύος από ένα πλάσμα σύντηξης

Σε ένα θερμοπυρηνικό σύστημα σύντηξης υπό σταθερή πίεση, η παραγωγή ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ), καθορίζεται από το συντελεστή ρυθμού σύντηξης,  $\langle\sigma v\rangle$ , μέσω της ειδικής αντιδραστικότητας σύντηξης (*specific fusion reactivity*),  $\{E_{ch} \langle\sigma v\rangle\}$  [10].

Η παραγωγή ισχύος σύντηξης από ένα θερμοπυρηνικό σύστημα ανάφλεξης υπολογίζεται ως [10]:

$$P_{fus} = f_1 f_2 n_e^2 E_{ch} \langle\sigma v\rangle \quad (Εξίσωση 3.5)$$

Όπου:

$n_e \text{ (m}^{-3}\text{)}$ : Η ηλεκτρονιακή πυκνότητα του μέσου σύντηξης.

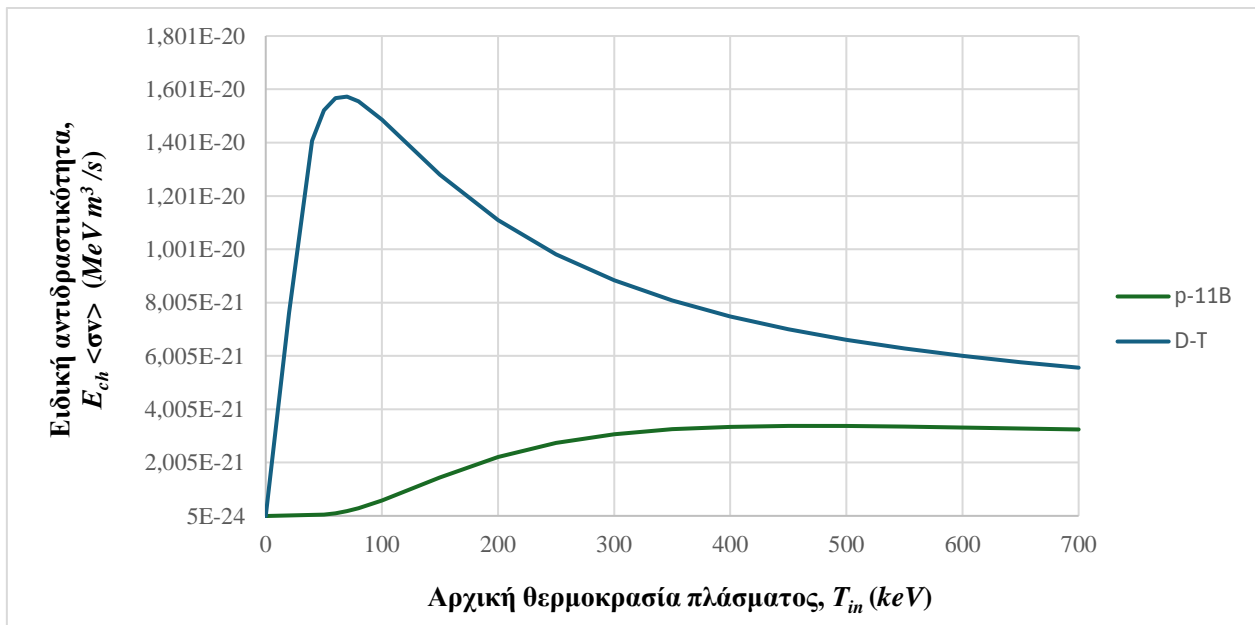
$f_1 = (n_1 / n_e), f_2 = (n_2 / n_e)$ : Η σχετική πυκνότητα των αντιδρώντων ιόντων του μέσου σύντηξης.

$E_{ch}$ : Η συνολική ενέργεια σύντηξης, που απελευθερώνεται υπό τη μορφή φορτισμένων σωματιδίων και διατίθεται για το σκοπό της θέρμανσης πλάσματος, ανά συμβάν σύντηξης. Στην περίπτωση της αντίδρασης πυρηνικής σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ :  $E_{ch} = 8.7 \text{ MeV}$ .

Για την επίτευξη θερμοπυρηνικής ανάφλεξης και την παραγωγή μίας σημαντικής πυκνότητας ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ), που θα αποσκοπεί στην παραγωγή ηλεκτρικής ισχύος μεγάλης κλίμακας, απαραίτητη καθίσταται η επιλογή ενός κατάλληλου σημείου λειτουργίας της μηχανής σύντηξης, συνεπαγόμενου μίας υψηλής ειδικής αντιδραστικότητας,  $\{E_{ch} \langle\sigma v\rangle\}$ . Στο ακόλουθο Σχήμα 3.1 σκιαγραφείται η ειδική αντιδραστικότητα σύντηξης  $\{E_{ch} \langle\sigma v\rangle\}$  των καυσίμων  $D\text{-}T$  και  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , σαν συνάρτηση της αρχικής θερμοκρασίας πλάσματος τους ( $T_{in}$ ). Οι υπολογισμοί του συγκεκριμένου σχήματος πραγματοποιήθηκαν στο πλαίσιο της παρούσας διδακτορικής διατριβής, αναπαράγοντας επακριβώς τα αντίστοιχα αποτελέσματα των [10, 11]. Μέσω του Σχήματος 3.1 είναι προφανές ότι, η αντίδραση σύντηξης  $D\text{-}T$  παρουσιάζει ένα ουσιαστικό πλεονέκτημα, όσο να αφορά την ειδική αντιδραστικότητα, έναντι του καυσίμου  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , στην περιοχή χαμηλών θερμοκρασιών πλάσματος ( $T < 100 \text{ keV}$ ). Παρόλα



αυτά, για ενέργειες ιόντων  $p$ ,  $^{11}\text{B}$ :  $T_i \geq 100 \text{ keV}$ , η ειδική αντιδραστικότητα είναι περίπου μία (1) τάξη μεγέθους χαμηλότερη από αυτήν του καυσίμου  $D - T$  [10].



**Σχήμα 3. 1:** Ειδική αντιδραστικότητα σύντηξης  $\{E_{ch} <\sigma\nu>\}$ , σαν συνάρτηση της αρχικής θερμοκρασίας ενός πλάσματος σύντηξης  $D-T$  και  $p-^{11}\text{B}$ .

### 3.3. Ακτινοβολία Bremsstrahlung και θερμοπυρηνική ανάφλεξη του καυσίμου $p-^{11}\text{B}$

#### 3.3.1. Θεωρία γύρω από την ακτινοβολία Bremsstrahlung

Η ακτινοβολία *Bremsstrahlung* (*Bremsstrahlung radiation*) ή αλλιώς, ακτινοβολία πέδησης (*braking radiation*), είναι ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία, που προσομοιάζει την ακτινοβολία ακτίνων -  $X$ . Εκπέμπεται από ένα φορτισμένο σωματίδιο, τυπικά ένα ηλεκτρόνιο, όταν αυτό υπόκειται σε σκέδαση από το ηλεκτρικό πεδίο *Coulomb* άλλων ατομικών πυρήνων στο εσωτερικό ενός μέσου σύντηξης. Η προκαλούμενη σκέδαση συνεπάγεται επιβράδυνση του φορτισμένου σωματιδίου και συνοδεύεται από την εκπομπή ενός φωτονίου ακτινοβολίας *Bremsstrahlung*. Στις τυπικές συσκευές μαγνητικού περιορισμού (*Tokamak*), την κυρίαρχη εκπομπή ακτινοβολίας μαλακών ακτίνων- $X$  (*soft X-ray*) (2.34 nm – 4.4 nm) αποτελούν οι δυαδικές συγκρούσεις *Coulomb*, που λαμβάνουν χώρα μεταξύ των ηλεκτρονίων και των ιόντων του μέσου σύντηξης. Η διαδικασία της εκπομπής ακτινοβολίας *Bremsstrahlung* περιγράφεται ως [12]:



Η ακτινοβολία *Bremsstrahlung* που εκπέμπεται από ένα πλάσμα, αναφέρεται συχνά και σαν ακτινοβολία ελεύθερου - ελεύθερου (*free – free radiation*). Η συγκεκριμένη ονομασία οφείλεται στη δημιουργία της από ηλεκτρόνια του πλάσματος, τα οποία είναι ελεύθερα (όχι σε ατομική ή μοριακή δεσμευμένη κατάσταση), τόσο πριν τη σκέδαση, όσο και μετά την εκπομπή ενός φωτονίου ( $h\nu^{f-f}$ ) [12].

Στο πλαίσιο της παρούσας διδακτορικής διατριβής, ο υπολογισμός των απωλειών ισχύος της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung* λαμβάνει υπόψη του μόνο τις αλληλεπιδράσεις ηλεκτρονίων – ιόντων, του τύπου ελεύθερου – ελεύθερου (*free – free electron – ion interactions*), στο εσωτερικό μη-υδρογονικών πλάσμάτων με  $Z = \frac{\sum_i n_i Z_i^2}{n_e} > 1$ , όπου:  $i$  τα επιμέρους είδη ιόντων [4, 8, 13].

Για θερμοκρασίες ηλεκτρονίων:  $T_e \leq 200 \text{ keV}$ , η γενικευμένη εξίσωση των απωλειών ισχύος της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung* διατυπώνεται ως [4, 8, 13]:

$$P_{Brems}(W) = C_B n_e T_e^{1/2} \sum_i Z_i^2 n_i \quad (\text{Εξίσωση 3.7})$$

Στην παραπάνω Εξίσωση 3.7  $n_e$ ,  $T_e$  η πυκνότητα και η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων του πλάσματος, αντίστοιχα και  $Z_i$ ,  $n_i$  η κατάσταση φόρτισης και η πυκνότητα των επιμέρους ιόντων του πλάσματος και  $C_B = 5.34 \times 10^{-37} \text{ W m}^3 \text{ keV}^{-1/2}$ .

Σύμφωνα με τον *F. Belloni* [14], στην περίπτωση του καυσίμου  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , έναν αποτελεσματικό τρόπο ελαχιστοποίησης των απωλειών ισχύος της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung* αποτελεί η χρήση υλικών, με μεγαλύτερη περιεκτικότητα σε Υδρογόνο, παρότι σε Βόρειο. Στις αριθμητικές εργασίες της διεθνούς βιβλιογραφίας [3, 4, 15, 16], αναλογίες πυκνοτήτων:  $10 \leq (n_p / n_B) \leq 20$  (όπου  $n_p$ ,  $n_B$  η πυκνότητα του πλάσματος σε πρωτόνια και ιόντα Βορείου, αντίστοιχα) εμφανίζονται εξαιρετικά υποσχόμενες για το σκοπό αυτό.

### 3.3.2. Αριθμητικές μελέτες, γύρω από την εφικτότητα θερμοπυρηνικής ανάφλεξης του καυσίμου $p\text{-}^{11}\text{B}$ , υπό την επήρεια της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung*

Η πρώτη ολοκληρωμένη αξιολόγηση, αναφορικά με τη βιωσιμότητα του καυσίμου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  για θερμοπυρηνική ανάφλεξη  $\{Q = (P_{fus} / P_{Brems}) \geq 1\}$ , πραγματοποιήθηκε στα μέσα της δεκαετίας του 1970, από τον *D. C. Moreau* [3]. Για τον υπολογισμό του ισοζυγίου ισχύος της Εξίσωσης 3.1, ο *D. C. Moreau* εξέτασε ένα πλάσμα  $p\text{-}^{11}\text{B}$  δύο (2) διακριτών θερμοκρασιών: ηλεκτρονίων ( $T_e$ ) και ιόντων ( $T_i$ ), με  $T_i > T_e$ . Η συγκεκριμένη του θεώρηση οφειλόταν στην πρότερη αριθμητική του απόδειξη ότι, στην περίπτωση ίσων θερμοκρασιών ηλεκτρονίων και ιόντων ( $T_e = T_i$ ), η ανάφλεξη σύντηξης δεν είναι δυνατή, λόγω υπερίσχυσης της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung* ( $P_{Brems} > P_{fus}$ ) [3]. Το συγκεκριμένο γεγονός ήταν και ο λόγος που η πειραματική διερεύνηση της αντίδρασης σύντηξης  $p - ^{11}\text{B}$  τέθηκε σε αναμονή μέχρι το 2005, οπότε πραγματοποιήθηκε το πρώτο πείραμα των *V. S. Belayev et al.* [17] (Κεφάλαιο 2, Ενότητα 2.5.1).

Στην αριθμητική εργασία των *S. V. Putvinski et al.* (2019) [4], για πλάσμα  $p - ^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας ( $n = 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , με αναλογία πυκνοτήτων:  $(n_B / n_p) = 0.15$ , το προκύπτων παράθυρο θερμοπυρηνικής ανάφλεξης ( $Q \geq 1$ ), προϋποθέτει αρχικές θερμοκρασίες πλάσματος στο διάστημα:  $250 \text{ keV} \leq T \leq 350 \text{ keV}$  και χρόνους περιορισμού μέχρι και τα  $\tau_E \leq 500 \text{ s}$ .

Σε αντίστοιχη αριθμητική εργασία των *T. A. Melhorn et al.* (2022) [18], αλλά για πλάσμα  $p\text{-}^{11}\text{B}$  αδρανειακής σύντηξης (*ICF*), για τη βελτιστοποίηση των απωλειών ισχύος της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung* ( $P_{Brems}$ ), θεωρείται συμπίεση της στερεής κατάστασης κατά μία (1) τάξη μεγέθους:  $n = 10^{30} \text{ m}^{-3}$  και αναλογία πυκνοτήτων:  $(n_B / n_p) = 5$ . Υπό την θεώρηση άνισων, αρχικών θερμοκρασιών ηλεκτρονίων και ιόντων πλάσματος:  $T_e = (T_i / 4)$ , οι αριθμητικοί υπολογισμοί υποδεικνύουν

αυτοσυντηρούμενη ανάφλεξη ( $Q > 1$ ), στην περίπτωση αρχικών θερμοκρασιών ιόντων πλάσματος εντός του διαστήματος:  $200 \text{ keV} \leq T_i \leq 300 \text{ keV}$ .

Με βάση λοιπόν τα ανωτέρω, γίνεται κατανοητό ότι η ανάφλεξη σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$   $\{Q = (P_{\text{fus}} / P_{\text{Brems}}) \geq 1\}$  απαιτεί εξαιρετικά υψηλές, αρχικές θερμοκρασίες πλάσματος, σε συνδυασμό με μεγάλους χρόνους ενεργειακού περιορισμού ( $\tau_E$ ). Τα δύο συγκεκριμένα γεγονότα αποτελούν ένα τεράστιο τεχνολογικό εμπόδιο τη σήμερον ημέρα και καθιστούν απαραίτητη την εξέταση εναλλακτικών διαδικασιών [7]. Στο πλαίσιο της ακόλουθης Ενότητας 3.4 δίδεται μία σύνοψη των μη-θερμικών (*non-thermal*) μηχανισμών (μηχανισμοί πολλαπλασιασμού ή αλυσιδωτών αντιδράσεων), που εμφανίζονται εξαιρετικά υποσχόμενοι για τη βελτίωση των παραπάνω αναφερόμενων προβλημάτων.

### 3.4. Μη-θερμικά φαινόμενα που συμπληρώνουν την θερμοπυρηνική καύση σύντηξης του καυσίμου $p\text{-}^{11}\text{B}$

Στο πλαίσιο των επομένων Ενοτήτων 3.4.1 και 3.4.2, δίδεται μία σύνοψη των μη-θερμικών φαινομένων (*non-thermal effects*), που είναι σε θέση να συμπληρώσουν και να προάγουν την θερμοπυρηνική καύση του καυσίμου  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , μέσω μηχανισμών αλυσιδωτών αντιδράσεων (*chain reactions mechanisms*). Οι διαδικασίες που πρόκειται να εξεταστούν, περιλαμβάνουν: i) Την αλυσίδα σύντηξης που εξελίσσεται μέσω ενδιάμεσων πυρηνικών αντιδράσεων (*fusion chain progressing via intermediate nuclear reactions*) και ii) Το φαινόμενο των αλυσιδωτών αντιδράσεων (*chain reactions effect*), που αφορά την ελαστική σκέδαση (*elastic scattering*) των ιόντων σύντηξης  $p$ ,  $^{11}\text{B}$ , από τα τρία (3) παραγόμενα σωματίδια άλφα της διαδικασίας, αρχικής ενέργειας  $\epsilon_k = 2.9 \text{ MeV}$ , έκαστο [19].

#### 3.4.1. Αλυσίδα σύντηξης μέσω ενδιάμεσων πυρηνικών αντιδράσεων

Η πιθανότητα εξέλιξης μίας αλυσιδωτής αντίδρασης σύντηξης μέσω ενδιάμεσων πυρηνικών αντιδράσεων, παρουσιάζεται στην εργασία των *V. S. Belayev, V. P. Krainov, A.P. Matafonov* και *B. V. Zagreev* [20]. Μέσω των ενδιάμεσων πυρηνικών αντιδράσεων σχηματίζονται πρωτόνια υψηλής ενέργειας, τα οποία μπορούν να υποστηρίξουν την πραγματοποίηση μίας αλυσιδωτής αντίδρασης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ . Στην περίπτωση της αντίδρασης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , η αλυσίδα σύντηξης μέσω ενδιάμεσων, πυρηνικών αντιδράσεων περιλαμβάνει κατά κύριο λόγο, τις δύο (2) ακόλουθες αντιδράσεις [20]:



Με εξαίρεση τις πυρηνικές αντιδράσεις των Εξισώσεων 3.8, 3.9, υπάρχει και η κάτωθι ανταγωνιστική αντίδραση, η οποία διαθέτει συγκρίσιμη ενεργή διατομή με την αντίδραση παραγωγής πρωτονίων της Εξίσωσης 3.9 [20]:



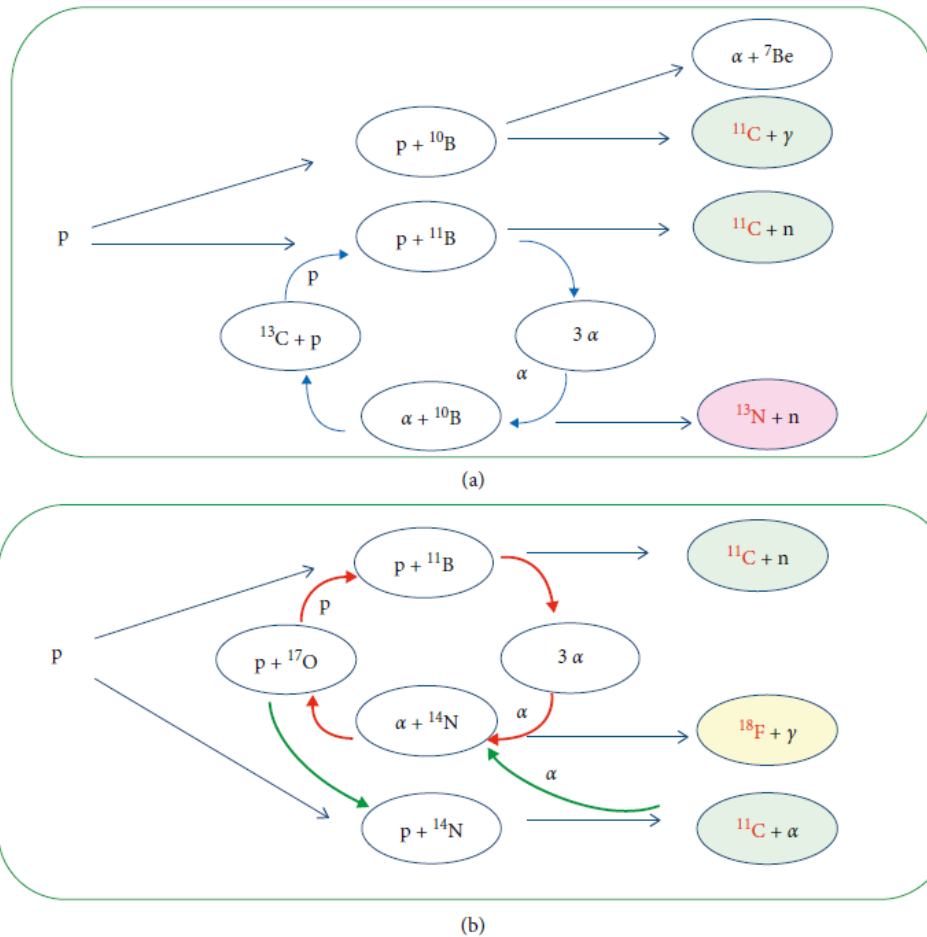
Ωστόσο, η Εξίσωση 3.10, όχι μόνο αφαιρεί σωματίδια άλφα από την αλυσίδα σύντηξης, αλλά παράγει και νετρόνια [20]. Για την αντιστάθμιση της απώλειας των σωματιδίων άλφα, θα πρέπει να λαμβάνεται υπόψη η ακόλουθη αντίδραση των νετρονίων με το  $^{10}\text{B}$  (20 % περιεκτικότητα στο φυσικό Βόρειο) [20]:

$$n + {}^{10}\text{B} \rightarrow \alpha + {}^7\text{Li}$$

(Εξίσωση 3.11)

Όπως έχει ήδη διατυπωθεί από το πλαίσιο της Ενότητας 2.1, η αντίδραση πυρηνικής σύντηξης  $p - {}^{11}\text{B}$  παρουσιάζει τη μέγιστη ενεργή της διατομή:  $\sigma_{\max} = 1.2 \text{ barn}$ , στην θερμοκρασία πλάσματος των  $T = 675 \text{ keV}$ . Η αντίστοιχη ενεργή διατομή της αντίδρασης  $\alpha + {}^{11}\text{B} \rightarrow p + {}^{14}\text{C}$ , για ενέργεια σωματιδίων άλφα στα  $\varepsilon_k = 2.9 \text{ MeV}$ , έγκειται στα  $\sigma_p(\alpha + {}^{11}\text{B}) = 0.6 \text{ barn}$ . Όσο να αφορά την αντίδραση  $\alpha + {}^{11}\text{B} \rightarrow n + {}^{14}\text{N}$ , αυτή παράγει νετρόνια με κινητική ενέργεια στα  $E_0 = 150 \text{ keV}$ , με αποτέλεσμα, η ενεργή διατομή της επακόλουθης αντίδρασης:  $n + {}^{10}\text{B} \rightarrow \alpha + {}^7\text{Li}$ , να ανέρχεται στα  $\sigma(n + {}^{10}\text{B}) = 0.163 \text{ barn}$ . Σύμφωνα με τον *M. Shmatov* (2016) [21], πέραν του γεγονότος ότι οι πυρηνικές αντιδράσεις Εξισώσεων 3.9 – 3.11 διαθέτουν χαμηλότερη ενεργή διατομή, σε σχέση με την κύρια αντίδραση  $p - {}^{11}\text{B}$ , η ενέργεια των παραγόμενων σωματιδίων άλφα τους είναι κατώτερη των  $\varepsilon_k = 2.9 \text{ MeV}$ , λόγω των υφιστάμενων αλληλεπιδράσεων τους με τα ηλεκτρόνια του μέσου. Ωστόσο, όπως θα δειχθεί στο πλαίσιο των αριθμητικών προσομοιώσεων των Ενοτήτων 3.10.4 – 3.11, η ενέργεια των σωματιδίων άλφα μειώνεται στην κλίμακα του χρόνου, σαν αποτέλεσμα της μεταφοράς της, κυρίως στα συντηκόμενα σωματίδια  $p$ ,  ${}^{11}\text{B}$  του μέσου, παρότι στα ηλεκτρόνια. Λόγω της μειωμένης ενέργειας των σωματιδίων άλφα, η ενεργή διατομή των αντιδράσεων των Εξισώσεων 3.9 – 3.11 υφίσταται περαιτέρω μείωση και συμβάλλει στον αποκλεισμό του σχήματος των διαδοχικών, πυρηνικών αντιδράσεων.

Με εξαίρεση την θεωρητική εργασία των *V. S. Belayev, V. P. Krainov, A. P. Matafonov* και *B. V. Zagreev* [20], το 2016, η πειραματική εργασία των *C. Labaune, S. Deprieraux, S. Goyon, C. Loisel, G. Yahia*, και *J. Rafelski* [22], διερεύνησε την πιθανότητα επαγωγής μίας αλυσιδωτής αντίδρασης μέσω ενδιάμεσων πυρηνικών αντιδράσεων, σε στόχους (στερεού ή πλάσματος) φυσικού Βορείου (B) ή Νιτρίδιου του Βορείου (BN), ακτινοβολούμενων με επιταχυνόμενα πρωτόνια. Οι συγκεκριμένοι ερευνητές προσπάθησαν να αξιοποιήσουν τα διάφορα πυρηνικά μονοπάτια του ακόλουθου Σχήματος 3.2, καθώς ήλπιζαν ότι, η ενεργειακή απόδοση της αντίδρασης  $p - {}^{11}\text{B}$  θα μπορούσε να αυξηθεί σημαντικά από δευτερογενείς πυρηνικές αντιδράσεις. Ωστόσο, σύμφωνα με τα αποτελέσματα της έρευνας τους, ο ρυθμός επαγωγής δευτερογενών πυρηνικών αντιδράσεων είναι πολύ χαμηλός, της τάξης του  $10^{-2}$  και δε δύναται να προκαλέσει οποιαδήποτε αύξηση στην ενεργειακή απόδοση της αντίδρασης  $p - {}^{11}\text{B}$ .



**Σχήμα 3. 2:** Σχηματικό διάγραμμα των βασικότερων κύριων και δευτερογενών πυρηνικών αντιδράσεων, που δύναται να επαχθούν από την αλληλεπίδραση μίας επιταχυνόμενης δέσμης πρωτονίων, με ένα στερεό στόχο φυσικού Βορείου (a) ή ένα στερεό στόχο Νιτρίδιου του Βορείου (b) [22].

### 3.4.2. Φαινόμενο αλυσιδωτών αντιδράσεων και σχετικό φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος $p\text{-}^{11}\text{B}$ , από τα παραγόμενα σωματίδια άλφα των ομώνυμων αντιδράσεων πυρηνικής σύντηξης

Σημαντική πρόοδος στη σύντηξη  $p\text{-}^{11}\text{B}$  σημειώθηκε το 2005, με την πραγματοποίηση των πρώτων πειραματικών μετρήσεων της αντίδρασης από τους *V. S. Belyayev et al.* [17]. Οι τελευταίοι απέδειξαν τη δυνατότητα πυροδότησης της αντίδρασης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , μέσα από την αλληλεπίδραση μίας *picosecond* (ps) δέσμης *laser*, έντασης  $2 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ , με έναν στόχο πολυμερούς, πλούσιο σε Βόρειο (σχήμα *in-target*). Στο σχετικό πείραμα, η μετρηθείσα απόδοση σωματιδίων άλφα υπολογίστηκε στα  $10^3 / \text{sr} / \text{παλμό laser}$ , η οποία διορθώθηκε αργότερα από τους *S. Kimura et al.* [23], στα  $10^5 / \text{sr} / \text{παλμό laser}$ .

Μετά τις πρώτες πειραματικές μετρήσεις των *V. S. Belyayev et al.* [17], το 2013, οι *C. Labaune et al.* [24], δημοσίευσαν αντίστοιχα πειραματικά τους αποτελέσματα, με χρήση του σχήματος *pitcher* και του συστήματος *laser LULI*. Στο πείραμα τους εφαρμόστηκαν δύο (2) δέσμες *laser*: Μία πρώτη, με *nanosecond* (ns) διάρκεια παλμού, για τον ιονισμό ενός στερεού στόχου φυσικού Βορείου (20%  $^{10}\text{B}$  και

80%  $^{11}\text{B}$ ) και μία δεύτερη, με *picosecond* (ps) διάρκεια παλμού και πολύ υψηλή ένταση ( $6 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ), για την επιτάχυνση μίας δέσμης πρωτονίων από λεπτά φύλλα Αλουμινίου (Al). Η μέγιστη κανονικοποιημένη απόδοση σωματιδίων άλφα υπολογίστηκε στα  $9 \times 10^6 / \text{sr} / \text{παλμό laser}$ .

Σχεδόν ταυτόχρονα με τους C. Labaune et al. [24], το 2014, οι A. Picciotto et al. [25], στις εγκαταστάσεις του συστήματος *laser Prague Asterix Laser System (PALS)*, χρησιμοποιώντας μία παρόμοια πειραματική διάταξη με αυτή των V. S. Belyayev et al. [17], αλλά έναν παλμό *laser* με διάρκεια υπο-διαίστερη του *nanosecond* (0.3 ns), ενέργεια στα 200 J και ένταση στα  $3 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$ , μέτρησαν μία απόδοση σωματιδίων άλφα, της τάξης των  $10^9 \alpha / \text{sr} / \text{παλμό laser}$ . Η τελευταία τιμή απόδοσης ήταν  $10^3$  φορές υψηλότερη, σε σχέση με αυτήν των C. Labaune et al. [24], με το πλεονέκτημα όμως ότι προέκυψε από πείραμα *in-target*, χωρίς ειδικές συνθήκες προετοιμασίας της παλμικής αντίθεσης, την καταστολή των προ – παλμών κ.ο.κ [26]. Το 2015, μία δεύτερη πειραματική προσπάθεια των D. Margarone et al. [27], επιβεβαίωσε τα αρχικά αποτελέσματα των A. Picciotto et al. [25], όσο να αφορά τη μετρηθείσα απόδοση σωματιδίων άλφα, με χρήση διαφορετικών τύπων στόχων Υδρογόνου (H) – Βορείου (B) – Πυριτίου (Si) και πάχους αυτών.

Μετά την παρουσίαση των πειραματικών αποτελεσμάτων των A. Picciotto – D. Margarone et al. [25, 27], επακολούθησε αξιολόγηση του μηχανισμού επίτευξης τους [25]. Ως εκ τούτου, τα έτη 2015 και 2016, οι θεωρητικές εργασίες των H. Hora et al. [26] και S. Eliezer et al. [28], πρότειναν τη δυνατότητα ενίσχυσης της απόδοσης σωματιδίων άλφα της πυρηνικής αντίδρασης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , από “δευτερογενείς αλυσιδωτές αντιδράσεις σύντηξης (*secondary fusion chain reactions*)”.

### 3.5. Πρώτη εμφάνιση του όρου των δευτερογενών αλυσιδωτών αντιδράσεων σύντηξης, στη διεθνή βιβλιογραφία

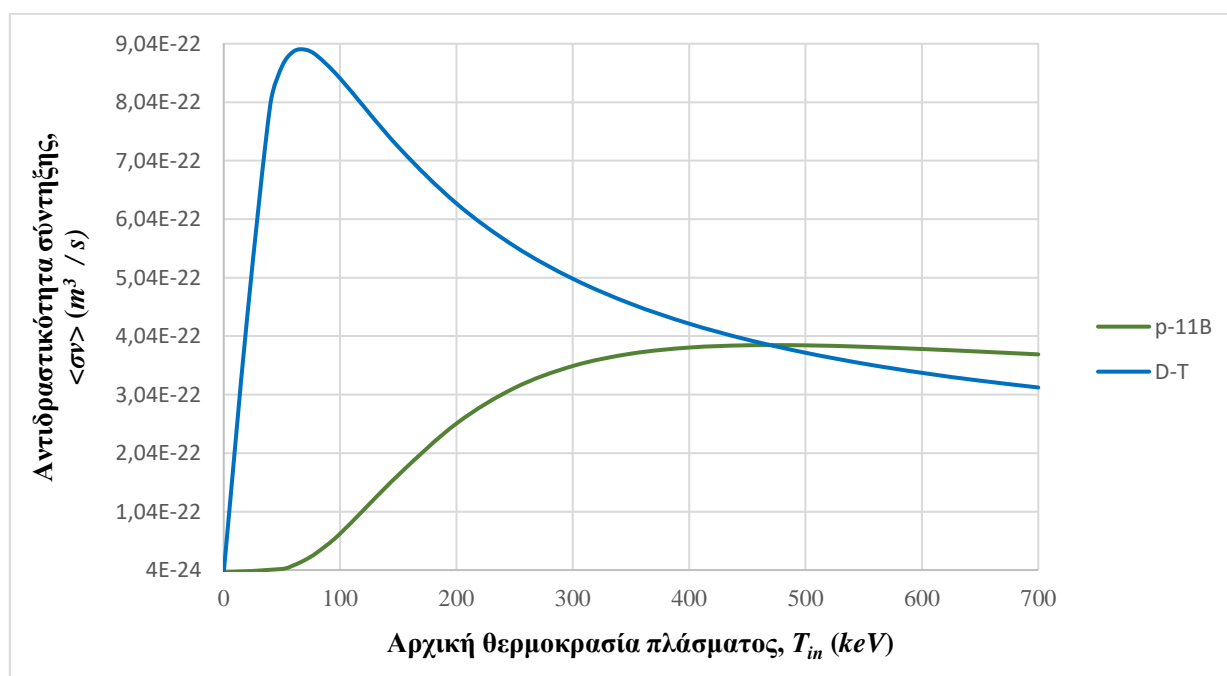
Στην εργασία του M. Gryziński (1958) [29] παρουσιάστηκε για πρώτη φορά και αποκλειστικά για ένα πλάσμα  $D\text{-}T$  στερεής πυκνότητας, η έννοια μίας δευτερογενούς αλυσιδωτής αντίδρασης σύντηξης. Σύμφωνα με το συγγραφέα, ο μηχανισμός μίας αλυσιδωτής αντίδρασης σύντηξης, λόγω αντιδράσεων *in statu nascendi* (*in a state of being born*), εξελίσσεται ως ακολούθως: Κατά την πραγματοποίηση μίας εξωεργικής αντίδρασης  $A+B$ , όπου ασθενώς συνδεδεμένες ομάδες νουκλεονίων των πυρήνων  $A$  και  $B$  σχηματίζουν ισχυρώς συνδεδεμένες ομάδες προϊόντων, λαμβάνονται φορτισμένα σωματίδια υψηλής κινητικής ενέργειας. Το μεγαλύτερο μέρος της κινητικής ενέργειας των τελευταίων μεταφέρεται μέσω *ελαστικών συγκρούσεων* (*elastic collisions*), στα σωματίδια  $A$  και  $B$ , παρότι στα ηλεκτρόνια του πλάσματος. Με αυτόν τον τρόπο, τα σωματίδια  $A$  και  $B$  επιταχύνονται και μπορούν να αναπαράγουν την πυρηνική αντίδραση  $A+B$ , μέχρις ότου η ενέργεια τους να υποστεί *θερμοποίηση* (*thermalization*). Η επαγωγή των νέων πυρηνικών αντιδράσεων  $A+B$  με τις επιπρόσθετες αλυσιδωτές αντιδράσεις, οδηγεί σε ένα πολλαπλασιασμό “χιονοστιβάδας (*avalanche*)”, όσο να αφορά την παραγωγή ενεργητικών σωματιδίων (σωματιδίων άλφα ή νετρονίων).

Μετά τον M. Gryziński [29], οι A. Peres και D. Shvarts [30] επανεξέτασαν μέσω αριθμητικών υπολογισμών, τις συνθήκες διατήρησης μίας αλυσιδωτής αντίδρασης σύντηξης στο εσωτερικό ενός πυκνού πλάσματος  $D\text{-}T$  στερεής πυκνότητας. Σύμφωνα με τα αποτελέσματά τους, μία αλυσιδωτή αντίδραση δύναται να προχωρήσει στο εσωτερικό ενός άπειρου, ψυχρού πλάσματος  $D\text{-}T$ , σε πυκνότητες ιόντων υψηλότερες των  $10^{33} \text{ m}^{-3}$ , με 42% περιεκτικότητα σε  $D$  και 58% περιεκτικότητα σε  $T$ . Στην προκειμένη περίπτωση, τον κύριο συντελεστή της αλυσιδωτής αντίδρασης αποτελεί το παραγόμενο, ενεργητικό νετρόνιο (ενέργειας 14.1 MeV), με τη συνεισφορά των παραγόμενων σωματιδίων άλφα να έγκειται σε μόλις μερικά %.



### 3.6. Ορισμός του φαινομένου των δευτερογενών αλυσιδωτών αντιδράσεων σύντηξης και του σχετικού φαινομένου θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα, στην περίπτωση της πυρηνικής αντίδρασης $p\text{-}^{11}\text{B}$

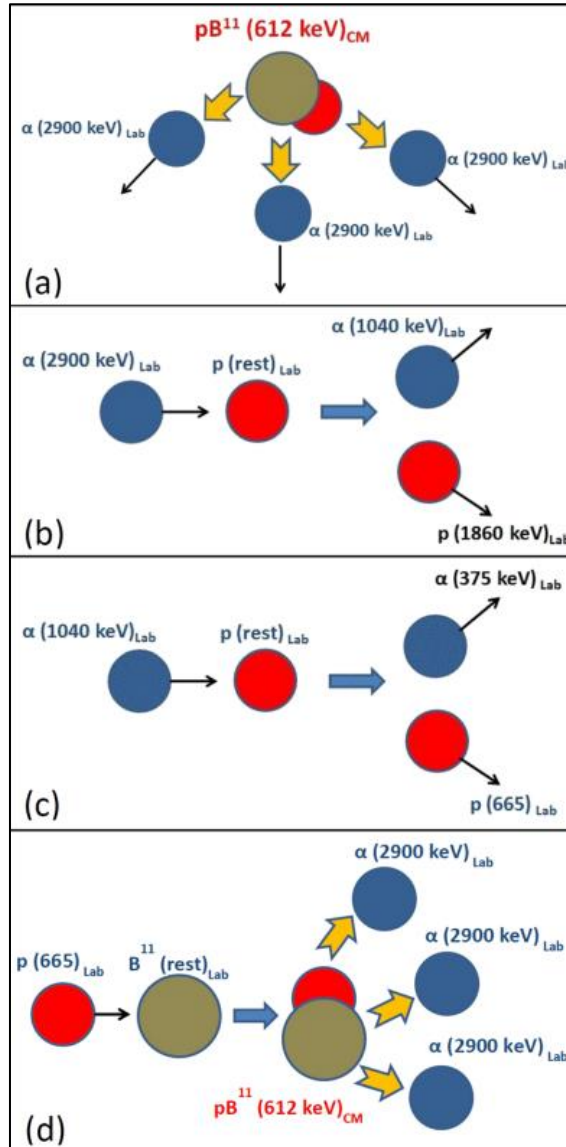
Το βασικό μειονέκτημα του καυσίμου  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , εν συγκρίσει με το συμβατικό καύσιμο σύντηξης  $D\text{-}T$ , αποτελεί η χαμηλότερη αντιδραστικότητα του,  $\langle\sigma v\rangle$ , σε θερμοκρασίες πλάσματος χαμηλότερες των  $T = 100\text{ keV}$  (Σχήμα 3.3). Το συγκεκριμένο ζήτημα θέτει τεράστιες προκλήσεις στην αξιοποίηση της αντίδρασης  $p\text{-}^{11}\text{B}$  για το σκοπό της ηλεκτρικής παραγωγής μεγάλης κλίμακας, από σχήματα μαγνητικού (MCF) ή αδρανειακού (ICF) περιορισμού. Ωστόσο, το γεγονός ότι μέσω της εν λόγω αντίδρασης παράγονται τρία (3) ενεργητικά σωματίδια άλφα, αρχικής ενέργειας  $\epsilon_k = 2.9\text{ MeV}$  έκαστο, υποδηλώνει ότι η απόδοση σύντηξης θα μπορούσε να αυξηθεί σημαντικά, από ένα μη-θερμικό αποτέλεσμα (*non thermal effect*), επαγόμενο από αυτά. Το φαινόμενο αυτό αναφέρεται σε ελαστική σκέδαση των ιόντων  $p$ ,  $^{11}\text{B}$  από τα παραγόμενα σωματίδια άλφα, σε ενέργειες αντιστοιχούσες εντός της κορυφής του ευρέος συντονισμού των  $T = 675\text{ keV}$ , όπου η ενεργή διατομή σύντηξης μεγιστοποιείται ( $\sigma_{max} = 1.2\text{ barn}$ ) [15, 26, 28]. Η ελαστική σκέδαση ισχύει ιδιαίτερα για τα πρωτόνια, λόγω της υψηλότερης αναλογίας του φορτίου προς τη μάζα τους (*charge-to-mass ratio*), σε σχέση με τα ιόντα  $^{11}\text{B}$  [19, 28].



**Σχήμα 3.3:** Η αντιδραστικότητα σύντηξης των πυρηνικών καυσίμων  $p\text{-}^{11}\text{B}$  και  $D - T$ , στο διάστημα θερμοκρασιών πλάσματος  $1\text{ keV} \leq T \leq 700\text{ keV}$ . Οι υπολογισμοί πραγματοποιήθηκαν στο πλαίσιο της παρούσας εργασίας και τα αποτελέσματά τους έρχονται σε συμφωνία με υπάρχοντα της διεθνούς βιβλιογραφίας {π.χ. των [10, 11]}.

Μία απλοποιημένη αναπαράσταση του μηχανισμού των αλυσιδωτών αντιδράσεων δόθηκε για πρώτη φορά στις εργασίες των *H. Hora* και *S. Eliezer* [26, 28, 31] και παρουσιάζεται στο ακόλουθο Σχήμα 3.4. Όπως γίνεται φανερό μέσω του τελευταίου, το φαινόμενο των αλυσιδωτών αντιδράσεων λαμβάνει χώρα σε τρία (3) στάδια. Στο στάδιο (b), ένα σωματίδιο άλφα δημιουργούμενο μέσω της διαδικασίας σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$  με αρχική ενέργεια στα  $\epsilon_k = 2.9\text{ MeV}$  (Στάδιο a), συγκρούεται ελαστικά με ένα πρωτόνιο, ευρισκόμενο σε κατάσταση ηρεμίας στο εργαστηριακό σύστημα αναφοράς (*lab frame*). Στο Στάδιο (c), το προκύπτων σωματίδιο άλφα από την κεντρική, ελαστική σύγκρουση του Σταδίου (b), συγκρούεται ελαστικά με ένα άλλο ακίνητο πρωτόνιο του μέσου στο εργαστηριακό σύστημα αναφοράς. Δεδομένου

του γεγονότος ότι, το προκύπτων ενεργητικό πρωτόνιο του Σταδίου (c), διαθέτει ενέργεια  $E_{p, lab} = 665 \text{ keV}$ , πολύ κοντινή σε αυτήν του βέλτιστου, ευρέος συντονισμού των  $675 \text{ keV}$ , όπου η ενεργή διατομή της αντίδρασης μεγιστοποιείται, αλληλοεπιδρά με έναν ακίνητο πυρήνα  $^{11}\text{B}$  του μέσου στο εργαστηριακό σύστημα αναφοράς, παράγοντας έτσι, τρία (3) νέα σωματίδια άλφα [27, 29, 32].



**Σχήμα 3. 4:** Απλοποιημένη σχηματική αναπαράσταση του μηχανισμού των αλυσιδωτών αντιδράσεων στη σύντηξη  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , όπως παρουσιάστηκε για πρώτη φορά στις εργασίες [26, 28, 31].

Στα Στάδια (b) και (c) του παραπάνω Σχήματος 3.4, οι τελικές ενέργειες των πρωτονίων και των σωματιδίων άλφα στο εργαστηριακό σύστημα αναφοράς λαμβάνονται με επίλυση της δευτεροβάθμιας εξίσωσης:  $\alpha x^2 + \beta x + \gamma$ , που προκύπτει, από το κάτωθι σύστημα εξισώσεων της Αρχής Διατήρησης Ορμής (ΑΔΟ) και της Αρχής Διατήρησης της Ενέργειας (ΑΔΕ):

$$ΑΔΟ: m_a v_a = m_a v_a' + m_p v_p' \quad (Εξίσωση 3.12)$$



$$ADE: \frac{1}{2} m_a v_a^2 = \frac{1}{2} m_a v_a'^2 + \frac{1}{2} m_p v_p'^2 \quad (Εξίσωση 3.13)$$

Στις παραπάνω Εξισώσεις 3.16 - 3.17:

$m_p = 1.673 \times 10^{-27} \text{ kg}$ : Η μάζα του πρωτονίου.

$m_a = 4m_p = 6.692 \times 10^{-27} \text{ kg}$ : Η μάζα του σωματιδίου άλφα, θεωρώντας κατά προσέγγιση, ίσες μάζες πρωτονίων και νετρονίων στον πυρήνα του.

$v_a \text{ (m/s)}$ : Η ταχύτητα που αντιστοιχεί στην αρχική κινητική ενέργεια του σωματιδίου άλφα στο εργαστηριακό σύστημα αναφοράς, στα Στάδια (b):  $E_{\alpha,lab} = 2900 \text{ keV}$  και (c):  $E_{\alpha,lab} = 1040 \text{ keV}$  του Σχήματος 3.4. Για το συγκεκριμένο υπολογισμό έχουν ληφθεί υπόψη οι απαιτούμενες μετατροπές από  $\text{keV}$  σε  $\text{Joules}$  και αντίστροφα ( $1 \text{ keV} = 1.602 \times 10^{-16} \text{ Joules}$ ).

Στο Στάδιο (d) του Σχήματος 3.4, η ενέργεια κέντρου μάζας (center-of-mass energy) του συστήματος των αντιδρώντων σωματιδίων  $p, {}^{11}\text{B}$ :  $E_{cm} = 612 \text{ keV}$ , λαμβάνεται μέσω της εξίσωσης:

$$E_{cm} \text{ (Joules)} = \frac{1}{2} m_p v_p^2 + \frac{1}{2} m_B v_B^2 - \frac{1}{2} M v_{cm}^2 \quad (Εξίσωση 3.14)$$

Όπου:

$v_p \text{ (m/s)}$ : Η ταχύτητα που αντιστοιχεί στην αρχική κινητική ενέργεια του πρωτονίου του Σταδίου (d):  $E_{p,lab} = 665 \text{ keV}$ , στο εργαστηριακό σύστημα αναφοράς.

$m_B = 11m_p = 1.840 \times 10^{-26} \text{ kg}$ : Η μάζα ενός πυρήνα  ${}^{11}\text{B}$  βορείου, θεωρώντας κατά προσέγγιση, ίσες μάζες πρωτονίων και νετρονίων στον πυρήνα του.

$M = (m_p + m_B) = 2.0073 \times 10^{-26} \text{ kg}$ : Η συνολική μάζα του συστήματος  $p-{}^{11}\text{B}$ .

$v_{cm}$ : Η ταχύτητα κέντρου μάζας του συστήματος των συγκρουόμενων σωματιδίων  $p, {}^{11}\text{B}$  [28]:

$$v_{cm} \left( \frac{\text{m}}{\text{s}} \right) = \frac{m_p v_p + m_B v_B}{M} \quad (Εξίσωση 3.15)$$

Το φαινόμενο των αλυσιδωτών αντιδράσεων αυξάνει σημαντικά την παραγωγή σωματιδίων άλφα. Όπως θα δειχθεί για πρώτη φορά εντός των Ενοτήτων 3.10 - 3.11 της παρούσας διδακτορικής διατριβής, όταν θεωρούνται κατάλληλες, αρχικές συνθήκες του μέσου  $p-{}^{11}\text{B}$  και παράλληλα, βελτιστοποιείται ο κύριος μηχανισμός απώλειας ενέργειας του, η ακτινοβολία *Bremsstrahlung*, με αποτέλεσμα να υφίσταται η παραγωγή μίας ελάχιστης πυκνότητας σωματιδίων άλφα [15, 16]:

i) Εναποτίθεται ενέργεια στα συντηκόμενα σωματίδια  $p, {}^{11}\text{B}$ , από τα σωματίδια άλφα, με αποτέλεσμα το πλάσμα να θερμαίνεται, εντός του κύριου, ευρέος συντονισμού των  $T = 675 \text{ keV}$ , όπου η πυρηνική, ενεργή διατομή (Σχήμα 2.4) και η αντιδραστικότητα σύντηξης (Σχήμα 3.3) βελτιστοποιούνται.

ii) Αυξάνεται ο ρυθμός αντίδρασης σύντηξης (*Reaction Rate*):  $S_r = n_p n_B \langle \sigma v \rangle$ , σαν συνέπεια των υψηλότερων, αντιστοιχόντων τιμών ενεργής διατομής και άρα, ειδικής αντιδραστικότητας ( $\langle \sigma v \rangle$ ), στις υψηλότερες θερμοκρασίες πλάσματος.

iii) Ενισχύεται η παραγόμενη πυκνότητα ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ), λόγω των υψηλότερων ρυθμών αντίδρασης σύντηξης ( $S_r$ ).

iv) Εμφανίζεται θερμοκρασιακή διαφορά ανάμεσα στα ιόντα  $p$ ,  $^{11}B$  και τα ηλεκτρόνια ( $e$ ) του πλάσματος. Το συγκεκριμένο γεγονός οφείλεται στο ότι, κατά το μηχανισμό των αλυσιδωτών αντιδράσεων, το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας των παραγόμενων σωματιδίων άλφα μεταφέρεται στα συντηκόμενα σωματίδια  $p$ ,  $^{11}B$ , παρότι στα ηλεκτρόνια. Η δημιουργία θερμοκρασιακής διαφοράς ανάμεσα στα ιόντα και τα ηλεκτρόνια οδηγεί σε περαιτέρω βελτιστοποίηση των απωλειών ισχύος της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung*, πέραν της προκύπτουσας από την θεώρηση αναλογίας πυκνοτήτων πρωτονίων – Βορείου:  $(n_p / n_B) > 1$ .

v) Οδηγούν το μέσο  $p$ - $^{11}B$  σε συνθήκες ιδανικής ή/και αυτοσυντηρούμενης ανάφλεξης σύντηξης ( $Q = (P_{fus} > P_{Brems}) \geq 1$ ), από αρχικές θερμοκρασίες πλάσματος:  $T < 675 \text{ keV}$ .

### 3.7. Διερεύνηση του φαινομένου των αλυσιδωτών αντιδράσεων $p$ - $^{11}B$ και του σχετικού φαινομένου θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα στη διεθνή βιβλιογραφία

#### 3.7.1. Πρωταρχική αριθμητική διερεύνηση του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα. στα πειράματα PALS, από τους S. Eliezer, H. Hora, G. Korn, N. Nissim και J. M. Martinez Val (2016)

Το σύστημα *Prague Asterix Laser System (PALS)* στην Πράγα μπορεί να επιταχύνει μέχρι και  $10^{14}$  πρωτόνια ανά παλμό *laser*, σε κινητικές ενέργειες που είναι συμβατές με τη σύντηξη πυρήνων. Οι ερευνητές *A. Picciotto – D. Margarone et al.* [25, 27], χρησιμοποίησαν διάφορες εκδοχές στόχων πυριτίου ( $Si$ ), εμπλουτισμένων με Υδρογόνο ( $H$ ) και ντοπαρισμένων με Βόρειο ( $B$ ). Στην επιφάνεια των στόχων  $Si$ - $H$ - $B$ , το προκύπτων πλάσμα αποτελείτο από: i)  $10^{29} \text{ m}^{-3}$  πρωτόνια, με ενέργεια τελικού σημείου στο  $1 \text{ MeV}$ , ii)  $10^{28} \text{ m}^{-3}$  ιόντα Βορείου (πλήρως ιονισμένα), iii)  $10^{28} \text{ m}^{-3}$  ιόντα  $Si$  (πλήρως ιονισμένα) και iv) Πυκνότητα ηλεκτρονίων συμπληρωματική της ουδετερότητας πλάσματος, στην θερμοκρασία των  $T \approx 40 \text{ keV}$  [32].

Σύμφωνα με τους *S. Eliezer et al.* [28], στο πλαίσιο του φαινομένου των αλυσιδωτών αντιδράσεων σύντηξης και του σχετικού φαινομένου θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα, εμπλέκονται δύο (2) κατηγορίες πυκνοτήτων πρωτονίων: i) Η  $np_1$ , που αντιστοιχεί σε πρωτόνια που δε συγκρούστηκαν με σωματίδια άλφα και ii) Η  $np_2$ , η οποία αναπαριστά πρωτόνια, που συγκρούστηκαν με κάποιο σωματίδιο άλφα, αρχικής ενέργειας  $\epsilon_k = 2.9 \text{ MeV}$  και απέκτησαν τη σωστή ενέργεια, προκειμένου να επάγουν μία νέα πυρηνική αντίδραση  $p$ - $^{11}B$  με έναν ακίνητο πυρήνα  $^{11}B$  στο εργαστηριακό σύστημα αναφοράς, κοντά στο μέγιστο της ενεργής διατομής σύντηξης των  $675 \text{ keV}$  (Σχήμα 3.4, Ενότητα 3.6) [26].

Στα δύο πειράματα της εγκατάστασης *PALS* [25, 27], ο συνολικά παραγόμενος αριθμός σωματιδίων άλφα ανά παλμό *laser*:  $N_\alpha = 4 \times 10^8$ , προέκυψε από έναν αριθμό πρωτονίων μετρημένο πειραματικά ως:  $N_H = n_p \Delta V = 10^{11}$ , όπου  $\Delta V$  ο όγκος αλληλεπίδρασης της δέσμης *laser* με τους στερεούς στόχους  $Si$ - $H$ - $B$ .

Σύμφωνα με τους *H. Hora et al.* [26], στο καθεστώς εντάσεων *laser*:  $3 \times 10^{16} \text{ W/cm}^2$  και διάρκειας παλμών:  $0.3 \text{ ns} = 300 \text{ ps}$ , η επιτάχυνση ιόντων οφείλεται στη μη - γραμμική ηλεκτροκινητική (*ponderomotive*) δύναμη, η οποία προκαλεί μέχρι και 1,000 φορές μεγαλύτερη επιτάχυνση ιόντων. Στα πειράματα της εγκατάστασης PALS [25, 27], η κατανομή ενεργειών των πρωτονίων είχε ως:  $(dN_p/dE) = N_0 [\text{MeV}^{-1}]$ , για  $0 < E < 1 \text{ MeV}$  και ως:  $(dN_p/dE) = 0$  για  $E > 1 \text{ MeV}$ , όπου:  $N_p$  το ολοκλήρωμα του αριθμού πυκνότητας των πρωτονίων και  $N_0 = 10^{11}$  ο αριθμός πρωτονίων, που μετρήθηκε πειραματικά.

Χρησιμοποιώντας τις παραπάνω παραδοχές, σε συνδυασμό με τις ακόλουθες αντικαταστάσεις, στη λύση της διαφορικής τους εξίσωσης, για την παραγωγή σωματιδίων άλφα (Εξίσωση 13a στην [28]): i)  $n_B = 10^{28} \text{ m}^{-3}$ , ii)  $\sigma_{max} = 1.2 \text{ barn}$ , iii)  $u = 10^7 \text{ m/s}$ : η ταχύτητα κέντρου μάζας του συστήματος  $p^{11}\text{B}$ , που αντιστοιχεί στην ενέργεια κέντρου μάζας των  $E_{cm} = 612 \text{ keV}$  {Στάδιο (*d*), Σχήμα 3.4, Ενότητα 3.6} και iv)  $\tau = 1 \text{ ns}$ : ο χρόνος αλληλεπίδρασης της δέσμης *laser* PALS με το πλάσμα, οι *S. Eliezer et al.* [28] υπολόγισαν τη συνολική παραγωγή σωματιδίων άλφα στα  $N_\alpha = 4 \times 10^8$ , ανά παλμό *laser*. Το συγκεκριμένο αποτέλεσμα ερχόταν σε πλήρη συμφωνία με τα πειραματικά αποτελέσματα PALS των *A. Picciotto et al.* - *D. Margarone et al.* [25, 27] και αποτέλεσε την έμπνευση της παρούσας διδακτορικής διατριβής, για την αρχή της διερεύνησης των φαινομένων, που σχετίζονται με το φαινόμενο της θέρμανσης πλάσματος  $p^{11}\text{B}$ , από τα παραγόμενα σωματίδια άλφα των ομώνυμων πυρηνικών αντιδράσεων, σε έναν αριθμό διατάξεων (Ενότητες 3.10.4 – 3.11).

### 3.7.2. Περαιτέρω αριθμητική διερεύνηση του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα, στα πειράματα PALS, από τους M. Shmatov (2016) και F. Belloni - D. Margarone et al. (2018)

Μετά τη δημοσίευση της εργασίας των *S. Eliezer et al.* (2016) [28], σχετικά με την ανάπτυξη του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος από τα παραγόμενα σωματίδια άλφα των αντιδράσεων πυρηνικής σύντηξης  $p^{11}\text{B}$ , στα δύο (2) διαδοχικά πειράματα αυξημένης απόδοσης σωματιδίων άλφα της εγκατάστασης PALS [25, 27], οι αριθμητικές εργασίες των *M. Shmatov* (2016) [33] και *F. Belloni et al.* (2018) [34] αμφισβήτησαν το συγκεκριμένο ενδεχόμενο, βασιζόμενες στα επιχειρήματα της ισχύος διακοπής (*Stopping Power – SP*) των σωματιδίων άλφα στο εσωτερικό ενός στερεού στόχου Βορείου και του ρυθμού σύγκρουσης των σωματιδίων άλφα με τα πρωτόνια του στερεού στόχου Βορείου [14].

Αναλυτικότερα, στην εργασία του, ο *M. Shmatov* [33], εξετάζει τον αριθμό πρωτονίων των στερεών στόχων *Si-H-B*, που επιταχύνθηκε στα πειράματα PALS, από σωματίδια άλφα της αντίδρασης  $p^{11}\text{B}$ , σε ενέργειες:  $\varepsilon_{p0} \geq 280 \text{ keV}$ , όπου η πυρηνική, ενεργή διατομή ( $\sigma$ ) καθίσταται αποτελεσματική (Σχήμα 2.4, Ενότητα 2.2.1). Σύμφωνα με τον παραπάνω συγγραφέα, το εύρος (βάθος διείσδυσης) ενός σωματιδίου άλφα στο εσωτερικό μη - αφαιρούμενου υλικού στόχου (στερεού στόχου), ανέρχεται σε:  $l_\alpha \sim 10 \mu\text{m}$ , με αποτέλεσμα η πιθανότητα σύγκρουσης του με ένα πρωτόνιο να έγκειται σε  $p_{ap}^{eff} \ll 1$ . Για την επίλυση των ενστάσεων του *M. Shmatov* [35], η θεωρητική - αριθμητική εργασία των *S. Eliezer* και *J. M. Martinez Val* [35] πρότεινε την κατασκευή μίας “καθαρής” μηχανής σύντηξης  $p^{11}\text{B}$ , στον οποίο, η αλυσιδωτή αντίδραση του Σχήματος 3.4 της Ενότητας 3.6 θα μπορεί να διατηρείται για ένα επαρκές χρονικό διάστημα (μερικά *ms*), μέσω της εφαρμογής ενός συνδυασμού εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, με ένα επιταχυνόμενο, ηλεκτρικό πεδίο. Ο συνδυασμός των δύο πεδίων θα δρα σαν κυκλοτρόνιο για τα περιοριζόμενα πρωτόνια και τα σωματίδια άλφα, με συνέπεια, αυτά να ξεπερνούν τις απώλειες ενέργειας τους, λόγω ισχύος διακοπής (*S.P*) και να επιμηκύνουν τη διάρκεια ζωής της διαδικασίας θέρμανσης πλάσματος.

Μετά τον M. Shmatov [33], οι F. Belloni, D. Margarone et al. [34], με την χρήση ενός απλού αριθμητικού μοντέλου δύο (2) πληθυσμών, για τα πρωτόνια των στερεών στόχων Si-H-B των πειραμάτων PALS ( $np_1$ ,  $np_2$ , όπως στην εργασία των S. Eliezer et al. [28]), υπολόγισαν έναν χαρακτηριστικό χρόνο θέρμανσης πλάσματος σωματιδίων άλφα, της τάξης των:  $\tau_A = 0.9 \mu s$ . Σύμφωνα με τους ίδιους, το φάσμα ενεργειών των πρωτονίων στα πειράματα PALS, υπό ιδανικές συνθήκες περιορισμού πλάσματος και συνεχούς θέρμανσης του ( $T \approx 40 keV$ , μετά την επίτευξη θερμοδυναμικής ισορροπίας), ενδεχομένως να ταιριάζει καλύτερα με το δευτερεύων, στενό συντονισμό της πυρηνικής, ενεργής διατομής των  $\sim 160 keV$ , όσο να αφορά την ανάπτυξη του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος σωματιδίων άλφα. Ως εκ τούτου, χαρακτηρίζουν το ζήτημα αμφιλεγόμενο και προτείνουν τη διενέργεια περαιτέρω έρευνας [34].

### 3.8. Διερεύνηση του φαινομένου των αλυσιδωτών αντιδράσεων και του σχετικού φαινομένου θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα, μέσω της χρήσης κώδικα ολικού ενεργειακού ισοζυγίου πολλαπλών ρευστών

Στο πλαίσιο της παρούσας διδακτορικής διατριβής εξετάζονται για πρώτη φορά, οι απαιτούμενες συνθήκες θέρμανσης και ανάφλεξης σύντηξης ενός πλάσματος (μέσου)  $p\text{-}^{11}B$  χαμηλής πυκνότητας:  $n \sim 10^{20} m^{-3}$ , από τα σχηματιζόμενα σωματίδια άλφα των πυρηνικών αντιδράσεων  $p\text{-}^{11}B$ . Λόγω του γεγονότος ότι, το φαινόμενο των αλυσιδωτών αντιδράσεων, που δύναται να επάγει το φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα, συνίσταται στη μεταφορά ενέργειας, από τα σωματίδια άλφα των διαδικασιών σύντηξης  $p\text{-}^{11}B$  στα ιόντα  $p$ ,  $^{11}B$ , μέσω ελαστικών, δυαδικών συγκρούσεων *Coulomb*, για την πραγματοποιούμενη αριθμητική διερεύνηση, πραγματοποιήθηκε προσαρμογή σε προγραμματιστικό περιβάλλον Fortran, του κώδικα ολικού ενεργειακού ισοζυγίου πολλαπλών ρευστών (*multi-fluid global particle and energy balance code*), που μου παραχωρήθηκε στο πλαίσιο της συνεργασίας μας, από τον Δρ. Παρασκευά Λαλούση (Ινστιτούτο Ηλεκτρονικής Δομής και Λέιζερ, Ίδρυμα Τεχνολογίας και Έρευνας). Το μοντέλο του κώδικα περιλαμβάνει όλες τις απαιτούμενες, δυαδικές συγκρούσεις *Coulomb*, ανάμεσα στα επιμέρους (ρευστά) σωματίδια του μέσου  $p\text{-}^{11}B$  ( $p$ ,  $^{11}B$ ,  $e$ ,  $\alpha$ ) και βασίζεται στην χρονικά εξαρτημένη μορφή του νόμου διατήρησης της ενέργειας, από τη δυναμική των ρευστών [9]:

$$\frac{3}{2} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{3}{2} \nabla \cdot p \mathbf{v} + p \nabla \cdot \mathbf{v} + \nabla \cdot \mathbf{q} = S \quad (\text{Εξίσωση 3.16})$$

Για ένα μικρό και σταθερό όγκο πλάσματος στο εργαστηριακό σύστημα αναφοράς, οι όροι στο αριστερό μέλος της Εξίσωσης 3.16 αναπαριστούν, με τη σειρά που παρουσιάζονται [9]:

- i) Το ρυθμό χρονικής μεταβολής της πυκνότητας εσωτερικής ενέργειας.
- ii) Την καθαρή ροή ενεργειακής πυκνότητας, που εγκαταλείπει τον όγκο πλάσματος, λόγω *συναγωγής (convection)*.
- iii) Την απώλεια ενεργειακής πυκνότητας από τον όγκο πλάσματος, λόγω *επέκτασης πλάσματος (plasma expansion)* (προσομοιάζει τον όρο " $p dV$ " από την θερμοδυναμική).
- iv) Την απώλεια ενεργειακής πυκνότητας από τον όγκο πλάσματος, λόγω διαδικασιών *διάχυσης (diffusion)*. Οι δυαδικές συγκρούσεις μεταξύ των επιμέρους σωματιδίων ενός μέσου σύντηξης αποτελούν μία αναπόφευκτη πηγή διάχυσης. Σε θεωρητική βάση, η διαδικασία διάχυσης δεν είναι

ισχυρή στο εσωτερικό ενός θερμού πλάσματος σύντηξης, ενώ δυνατή εμφανίζεται η αντιστάθμιση της από την εκλυόμενη θερμότητα των φορτισμένων σωματιδίων άλφα των πυρηνικών αντιδράσεων.

Όσο να αφορά τον όρο  $S$  στο δεξί μέλος της Εξίσωσης 3.16, αυτός συνιστά τις διάφορες πηγές και καταβόθρες πυκνότητας ισχύος, που συνεισφέρουν στο ενεργειακό ισοζύγιο μίας μηχανής σύντηξης (Εξίσωση 3.1):

$$S = P_{fus} - P_{Brems} + P_{ext} \quad (Εξίσωση 3.17)$$

Όπου:

$P_{fus}$ : Η παραγόμενη πυκνότητα θερμικής ισχύος σύντηξης, ανά μονάδα όγκου του πλάσματος.

$P_{Brems}$ : Η απώλεια ισχύος ανά μονάδα όγκου του πλάσματος, υπό τη μορφή ακτινοβολίας *Bremsstrahlung*.

$P_{ext}$ : Η εξωτερικά παρεχόμενη πυκνότητα θερμαντικής ισχύος στο πλάσμα σύντηξης, ανά μονάδα όγκου του (π.χ. μέσω συστημάτων *NBI* ή κυμάτων *RF*).

Στο πλαίσιο της παρούσας διδακτορικής διατριβής, η Εξίσωση 3.16 χρησιμοποιείται με βάση τις ακόλουθες προσεγγίσεις:

i) Το πλάσμα  $p\text{-}^{11}B$  αποτελείται από τέσσερα (4) φορτισμένα, ρευστά είδη σωματιδίων ( $p$ ,  $^{11}B$ ,  $e$ ,  $\alpha$ ), με *Maxwellian* διανομή θερμοκρασιών.

ii) Η παραγωγή σωματιδίων άλφα και το σχετικό φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος εξετάζονται μόνο για αποδεκτές, κλειστές διαμορφώσεις περιορισμού πλάσματος και χρόνους ενεργειακού περιορισμού μέχρι και τα  $\tau_E = 10\text{ s} - 30\text{ s}$ . Ως εκ τούτου, οι απώλειες ενεργειακής πυκνότητας, λόγω συναγωγής ( $\frac{3}{2} \nabla \cdot p v$ ), επέκτασης ( $p \nabla \cdot v$ ) και διάχυσης ( $\nabla \cdot q$ ), μπορούν να θεωρηθούν αμελητέες.

Ο ρυθμός χρονικής μεταβολής της πυκνότητας εσωτερικής ενέργειας, ανά μονάδα όγκου,  $\Delta V$ , ενός μικρού, ρευστού πλάσματος, υπολογίζεται ως [9, 36, 37]:

$$\frac{3}{2} \frac{\partial p}{\partial t} = \frac{d}{dt} \left( \frac{3}{2} k_B n_s T_s \right) = \left( \frac{3}{2} k_B n_s \frac{dT_s}{dt} \right) + \left( \frac{3}{2} k_B T_s \frac{dn_s}{dt} \right) \quad (Εξίσωση 3.18)$$

Όπου:

$\left( \frac{3}{2} k_B n_s \frac{dT_s}{dt} \right)$ : Ο ρυθμός ανταλλαγής ενέργειας μεταξύ ενός συνδυασμού ρευστών σωματιδίων,  $s$  και  $s'$  του πλάσματος, λόγω ελαστικών συγκρούσεων *Coulomb*. Στην περίπτωση ενός πλάσματος χαμηλής πυκνότητας ( $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ) και υψηλής θερμοκρασίας, οι αλληλεπιδράσεις *Coulomb* θεωρούνται σαν δυαδικές συγκρούσεις μικρής γωνίας [9, 36]:

$$\frac{3}{2} n_s \frac{dT_s}{dt} = -\bar{v}^{s/s'} k_B n_s (T_s - T_{s'}) \quad (Εξίσωση 3.19)$$

$(\frac{3}{2}k_B T_s \frac{dn_s}{dt})$ : Οι απώλειες εσωτερικής ενέργειας κάθε μεμονωμένου, ρευστού σωματιδίου  $s$  του πλάσματος, λόγω πυρηνικών αντιδράσεων [9, 36, 37]:

$$\frac{3}{2}k_B T_s \frac{dn_s}{dt} = \frac{3}{2}k_B T_s S_r = \frac{3}{2}k_B T_s \{n_p n_B \langle \sigma v \rangle\} \quad (\text{Εξίσωση 3.20})$$

Στην περίπτωση ενός πλάσματος  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , τα επηρεαζόμενα σωματίδια  $s$  από τις πραγματοποιούμενες πυρηνικές αντιδράσεις, είναι τα πρωτόνια ( $p$ ), τα ιόντα Βορείου ( $^{11}\text{B}$ ) και τα σωματίδια άλφα. Όσο να αφορά τον όρο της αντιδραστικότητας,  $\langle \sigma v \rangle$ , που εμφανίζεται στην παραπάνω Εξίσωση 3.20, αυτός προσδιορίζεται σύμφωνα με την Εξίσωση 2.17 της Ενότητας 2.3.2.

### 3.8.1. Αναλυτικές εξισώσεις του κώδικα ολικού ενεργειακού ισοζυγίου πολλαπλών ρευστών

Ο κώδικας ολικού ενεργειακού ισοζυγίου πολλαπλών ρευστών παρέχει αριθμητικά αποτελέσματα, όσο να αφορά την χρονική εξέλιξη:

- i) Της αντιδραστικότητας σύντηξης,  $\langle \sigma v \rangle$ .
- ii) Του ρυθμού αντίδρασης σύντηξης,  $S_r$ .
- iii) Των πυκνοτήτων,  $n_s$ , και των θερμοκρασιών,  $T_s$ , των επιμέρους ρευστών σωματιδίων του μέσου σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$  ( $s = p, ^{11}\text{B}, e, \alpha$ ).
- iv) Της παραγόμενης πυκνότητας ισχύος σύντηξης,  $P_{fus}$ , σύμφωνα με την Εξίσωση 3.5 της Ενότητας 3.2.
- v) Των απωλειών ισχύος της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung*,  $P_{Brems}$ .
- vi) Του κριτηρίου ανάφλεξης,  $Q = (P_{fus} / P_{Brems})$ .

Σε ένα χρονικό διάστημα  $t_{max}$ , οι εξισώσεις χρονικής εξέλιξης των πυκνοτήτων μάζας και απωλειών ισχύος των επιμέρους ρευστών σωματιδίων του μέσου σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$  ( $p, ^{11}\text{B}, e, \alpha$ ), διαμορφώνονται ως [36, 37]:

**Χρονική εξέλιξη των πυκνοτήτων μάζας  $\rho_s$  των ρευστών σωματιδίων  $s = p, ^{11}\text{B}, e, \alpha$  του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$**

$$\frac{d\rho_e}{dt} = 0 \quad (\text{Εξίσωση 3.21})$$

$$\frac{d\rho_p}{dt} = -m_p S_r \quad (\text{Εξίσωση 3.22})$$

$$\frac{d\rho_B}{dt} = -m_B S_r = -11 m_p S_r \quad (\text{Εξίσωση 3.23})$$

$$\frac{d\rho_a}{dt} = +3 m_a S_r = 12 m_p S_r \quad (\text{Εξίσωση 3.24})$$

Όπου:

$m_s$ : Η μάζα του ρευστού σωματιδίου  $s = p, {}^{11}\text{B}, e, a$ . Για λόγους απλούστευσης, θεωρούνται ίσες μάζες πρωτονίων και νετρονίων στο εσωτερικό των πυρήνων Βορείου και σωματιδίων άλφα. Ως εκ τούτου:  $m_B = 11 m_p$  και  $m_a = 4m_p$ .

$\rho_s = m_s n_s$ : Η πυκνότητα μάζας του ρευστού σωματιδίου  $s = p, {}^{11}\text{B}, e, a$ , όπου  $n_s$  ο αριθμός πυκνότητας του σε  $m^{-3}$ .

$S_r = n_p n_B \langle \sigma v \rangle$ : Ο ρυθμός αντίδρασης σύντηξης σε  $m^{-3} s^{-1}$ .

Στην Εξίσωση 3.24, ο αριθμητικός συντελεστής 3 δηλώνει την παραγωγή τριών (3) σωματιδίων άλφα, ανά διαδικασία σύντηξης  $p-{}^{11}\text{B}$ . Στο σύνολο των Εξισώσεων 3.21 – 3.24, αμελούνται οι όροι ανατροφοδότησης (*fueling*) του καυσίμου με ψυχρά σωματίδια.

### **Χρονική εξέλιξη των πυκνοτήτων απωλειών ισχύος των ρευστών σωματιδίων $s = p, {}^{11}\text{B}, e, a$ του μέσου $p-{}^{11}\text{B}$**

$$\frac{d\varepsilon_e}{dt} = Q_{ep} - P_{Brems} \quad (\text{Εξίσωση 3.25})$$

$$\frac{d\varepsilon_p}{dt} = -Q_{rp} + Q_{pp} \quad (\text{Εξίσωση 3.26})$$

$$\frac{d\varepsilon_B}{dt} = -Q_{rB} + Q_{Bp} \quad (\text{Εξίσωση 3.27})$$

$$\frac{d\varepsilon_a}{dt} = +Q_{ra} - Q_{ap} = 8.7 \text{ MeV } S_r - Q_{ap} \quad (\text{Εξίσωση 3.28})$$

Στην παραπάνω σειρά εξισώσεων:

$\varepsilon_s$ : Η πυκνότητα εσωτερικής ενέργειας των ρευστών σωματιδίων  $s: p, {}^{11}\text{B}, e, a$ , του μέσου σύντηξης.

$P_{Brems} \left( \frac{W}{m^3} \right)$ : Η πυκνότητα ισχύος της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung*. Ο συγκεκριμένος υπολογισμός πραγματοποιείται με βάση την Εξίσωση 3.7 της Ενότητας 3.3.1.

$Q_{rp}, Q_{rB}, Q_{ra} \left( \frac{W}{m^3} \right)$ : Η μεταβολή στην πυκνότητα εσωτερικής ενέργειας των ρευστών σωματιδίων  $s: p, {}^{11}\text{B}, a$ , λόγω των πραγματοποιούμενων πυρηνικών αντιδράσεων  $p-{}^{11}\text{B}$  [9, 37]:



$$Q_{rp} = \frac{k_B T_p S_r}{\gamma - 1} \quad (\text{Εξίσωση 3.29})$$

$$Q_{rB} = \frac{k_B T_B S_r}{\gamma - 1} \quad (\text{Εξίσωση 3.30})$$

$$Q_{r\alpha} = 3 S_r \varepsilon_K \quad (\text{Εξίσωση 3.31})$$

Στην Εξίσωση 3.31:

$\varepsilon_K = 2.9 \text{ MeV}$ : Η ενέργεια γέννησης καθενός εκ των τριών (3) παραγόμενων σωματιδίων άλφα της αντίδρασης  $p^{-11}\text{B}$ .

$Q_{ep}, Q_{pp}, Q_{Bp}, Q_{ap} \left( \frac{W}{m^3} \right)$ : Οι όροι εξισορρόπησης θερμοκρασίας (*temperature equilibration terms*), που οφείλονται στις ελαστικές, δυαδικές συγκρούσεις *Coulomb* του σωματιδίου  $s$ , με τα λοιπά σωματίδια υποβάθρου  $s'$  του πλάσματος  $p^{-11}\text{B}$  ( $s, s' = p, {}^{11}\text{B}, e, \alpha$ ).

Όρος εξισορρόπησης θερμοκρασίας ηλεκτρονίων ( $e$ )

$$Q_{ep} = n_e v^{e/\alpha} k_B (T_\alpha - T_e) + n_e v^{e/p} k_B (T_p - T_e) + n_e v^{e/B} k_B (T_B - T_e) \quad (\text{Εξίσωση 3.32})$$

Όρος εξισορρόπησης θερμοκρασίας πρωτονίων ( $p$ )

$$Q_{pp} = n_p v^{p/\alpha} k_B (T_\alpha - T_p) + n_p v^{p/e} k_B (T_e - T_p) \quad (\text{Εξίσωση 3.33})$$

Όρος εξισορρόπησης θερμοκρασίας ιόντων Βορείου ( ${}^{11}\text{B}$ )

$$Q_{Bp} = n_B v^{B/\alpha} k_B (T_\alpha - T_B) + n_B v^{B/e} k_B (T_e - T_B) \quad (\text{Εξίσωση 3.34})$$

Όρος εξισορρόπησης θερμοκρασίας σωματιδίων άλφα ( $\alpha$ )

$$Q_{\alpha p} = n_\alpha v^{\alpha/e} k_B (T_e - T_\alpha) + n_\alpha v^{\alpha/p} k_B (T_p - T_\alpha) + n_\alpha v^{\alpha/B} k_B (T_B - T_\alpha) \quad (\text{Εξίσωση 3.35})$$

Στις Εξισώσεις 3.22 – 3.35:

$T_p, T_B, T_\alpha, T_e (\text{Kelvin})$ : Η θερμοκρασία των πρωτονίων, των ιόντων Βορείου, των σωματιδίων άλφα και των ηλεκτρονίων του μέσου, αντίστοιχα. Στο πεδίο της φυσικής πλάσματος, κοινή πρακτική αποτελεί η απορρόφηση της σταθεράς *Boltzmann* ( $k_B$ ), στην θερμοκρασία ( $T$ ), με αποτέλεσμα ο συνδυασμός  $k_B T$  να εμφανίζεται σαν  $k_B T \rightarrow T$ , σε μονάδες ενέργειας (*Joule*).



$n_e v^{ea}, n_e v^{ep}, n_e v^{eB} \dots$  : Η συχνότητα σύγκρουσης αναφοράς (*reference collision frequencies*) του σωματιδίου  $s$  με τα υπόλοιπα σωματίδια υποβάθρου  $s'$  του μέσου ( $s, s' = p, {}^{11}B, \alpha$ ) [9, 37]. Τα σωματίδια  $s$  και  $s'$  θεωρείται ότι βρίσκονται σε τοπική θερμοδυναμική ισορροπία (*Local Thermodynamic Equilibrium-LTE*):

$$n_s v^{s/s'} \left( \frac{1}{m^3 s} \right) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \frac{4 \pi n_s n_{s'} q_s^2 q_{s'}^2 \ln \Lambda}{\{4 \pi \epsilon_0\}^2 m_s m_{s'} u_{Tss'}^3} \quad (\text{Εξίσωση 3.36})$$

Όπου:

$\ln \Lambda$ : Η τιμή του λογαρίθμου *Coulomb* (*Coulomb logarithm*). Ο λογάριθμος *Coulomb* αποτελεί ένα από τα πιο θεμελιώδη μεγέθη της βασικής φυσικής πλάσματος, διότι εμφανίζεται σε οποιαδήποτε διαδικασία εμπειριέχει συγκρούσεις [38]. Για ένα πλάσμα χαμηλής πυκνότητας ( $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ) και θερμοκρασίας  $T \leq 200 \text{ keV}$ , η τιμή του λογαρίθμου *Coulomb* έγκειται στο  $\ln \Lambda \approx 10$ .

$u_{Tss'} \left( \frac{m}{s} \right)$ : Η μέση θερμική ταχύτητα του συστήματος των συγκρουόμενων σωματιδίων  $s$  και  $s'$ , με *Maxwellian* κατανομές θερμοκρασιών [37]:

$$u_{Tss'} = \left[ 2 k_B \left( \frac{T_s}{m_s} + \frac{T_{s'}}{m_{s'}} \right) \right]^{1/2} = \sqrt{u_{Ts}^2 + u_{Ts'}^2} \quad (\text{Εξίσωση 3.37})$$

### 3.8.2. Επίλυση των διαφορικών εξισώσεων χρονικής εξέλιξης του κώδικα ολικού ενεργειακού ισοζυγίου πολλαπλών ρευστών

Το σύστημα των χρονικών, διαφορικών εξισώσεων της Ενότητας 3.8.1, συνιστά ένα πρόβλημα αρχικών τιμών (*Initial Value Problem - IVP*). Για την επίλυση προβλημάτων αρχικών τιμών, την πιο ισχυρή μέθοδο από το σύνολο των μεθόδων *Runge-Kutta*, αποτελεί η μέθοδος *Runge-Kutta 4ης τάξης* (*4<sup>th</sup> order Runge-Kutta method*). Η συγκεκριμένη μέθοδος παρουσιάζει μία σειρά πλεονεκτημάτων, μεταξύ των οποίων συγκαταλέγονται [39]:

- i) Η αυξημένη ακρίβεια (*accuracy*), λόγω της θεώρησης ενδιάμεσων βημάτων και του υπολογισμού σταθμισμένων μέσων όρων. Το σφάλμα της της μεθόδου είναι της τάξης του  $h^4$ , όπου  $h$  το μέγεθος βήματος.
- ii) Η ευελιξία (*versatility*): Η μέθοδος *Runge-Kutta* μπορεί να εφαρμοστεί σε ένα ευρύ φάσμα συνήθων διαφορικών εξισώσεων και να χειριστεί διάφορες αρχικές συνθήκες.
- iii) Η σταθερότητα (*stability*): Η μέθοδος *Runge - Kutta* διασφαλίζει τον περιορισμό των αριθμητικών λύσεων και τη μη - σημαντική τους απόκλιση. Η σταθερότητα καθίσταται ζωτικής σημασίας, για τη λήψη αξιόπιστων αποτελεσμάτων σε ένα ευρύ φάσμα βημάτων ολοκλήρωσης.

Η μέθοδος *Runge-Kutta 4ης τάξης* συνεπάγεται σχετικά υψηλό υπολογιστικό κόστος, το οποίο ωστόσο εξισορροπείται από την απλότητα των μεθόδων *Runge - Kutta*.

Λαμβάνοντας υπόψη τόσο τα πλεονεκτήματα, όσο και τα μειονεκτήματα της μεθόδου *Runge-Kutta 4<sup>ης</sup> τάξης*, για την επίλυση των διαφορικών Εξισώσεων 3.21 – 3.28 του κώδικα ολικού ενεργειακού ισοζυγίου πολλαπλών ρευστών, εφαρμόζεται η συγκεκριμένη μέθοδος. Οι αναλυτικές εξισώσεις της μεθόδου *Runge-Kutta 4<sup>ης</sup> τάξης* αναφέρονται στην [39].

Για την υλοποίηση της μεθόδου *Runge-Kutta 4<sup>ης</sup> τάξης*, τις σχετικές, αρχικές συνθήκες αποτέλεσαν οι πυκνότητες ( $n_s$ ) και οι θερμοκρασίες ( $T_s$ ) των διαφόρων ρευστών σωματιδίων του μέσου  $p^{-11}B$  ( $s = p, {}^{11}B, \alpha$ ), την χρονική στιγμή  $t = 0$ . Όσο να αφορά το χρονικό βήμα  $\Delta t$ , που χρησιμοποιήθηκε στο πλαίσιο των διενεργούμενων υπολογισμών, αυτό εντοπίζεται στο διάστημα: ( $10^{-7} - 10^{-5}$ ).

### 3.9. Μελέτες περίπτωσης, για τη διερεύνηση του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος $p^{-11}B$ , από τα παραγόμενα σωματίδια άλφα των αντιδράσεων πυρηνικής σύντηξης, με χρήση του κώδικα ολικού ενεργειακού ισοζυγίου πολλαπλών ρευστών

Για την εξαγωγή ασφαλών συμπερασμάτων, γύρω από τις συνθήκες θέρμανσης και ανάφλεξης σύντηξης  $\{Q = (P_{fus} / P_{Brems}) \geq 1\}$  ενός πλάσματος (μέσου)  $p^{-11}B$ , από τα παραγόμενα σωματίδια άλφα των αντιδράσεων πυρηνικής σύντηξης  $p^{-11}B$ , μελετήθηκε ένας αριθμός σεναρίων. Σε αυτά συγκαταλέγονται:

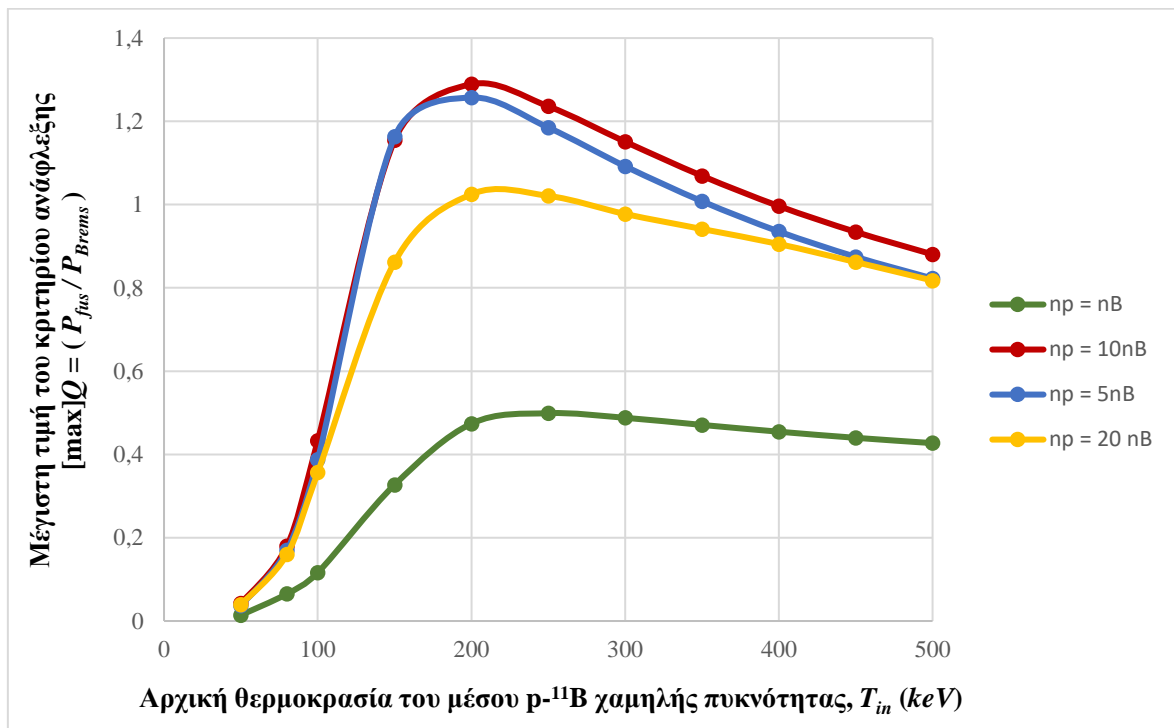
- i) Το ουδέτερο πλάσμα χαμηλής πυκνότητας:  $n = n_e \sim 10^{20} m^{-3}$ , όπου:  $n = (n_p + n_B)$ , η συνολική, αρχική πυκνότητα των συντηκόμενων, ρευστών σωματιδίων του ( $p, {}^{11}B$ ) και  $n_e$  η πυκνότητα ηλεκτρονίων του. Το συγκεκριμένο διάστημα πυκνοτήτων πλάσματος είναι τυπικό για τις υπό κατασκευή *Συμπαγείς Διατάξεις Μαγνητικής Σύντηξης (CMFDs)*, από πλήθος ιδιωτικών εταιρειών παραγωγής ενέργειας σύντηξης (πχ. *Tri – Alpha Energy – TAE, Helion Energy*). Παρόλο που η πλειοψηφία των αναπτυσσόμενων *CMFDs* βασίζεται σε μεγαλύτερο βαθμό στη σύντηξη  $D-T$  ή  $D-{}^3He$ , χρήσιμες πληροφορίες αναφορικά με το καθεστώς λειτουργίας τους και τον χρόνο ενεργειακού περιορισμού πλάσματος ( $\tau_E$ ), μπορούν να εξαχθούν και να χρησιμοποιηθούν στην παρούσα αριθμητική μελέτη.
- ii) Η θεώρηση ενεργητικών πρωτονίων σε ένα ουδέτερο μέσο Βορείου ( ${}^{11}B$ ) ή πρωτονίων - Βορείου ( $p^{-11}B$ ) χαμηλής πυκνότητας:  $n = n_e \sim 10^{19} m^{-3} - 10^{20} m^{-3}$ , αντίστοιχα. Το συγκεκριμένο σενάριο προσομοιάζει την “υβριδική καύση (*hybrid burn*)”, που έχει προταθεί για τη σύντηξη αδρανειακού περιορισμού (*Inertial Confinement Fusion - ICF*) (Ενότητα 2.6.3) και διερευνά τη συνεισφορά των ενεργητικών πρωτονίων, όσο να αφορά την ενίσχυση του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος σωματιδίων άλφα και την ανάφλεξη σύντηξης ( $Q \geq 1$ ), κάτω από τα  $T_{in} < 100 keV$ . Οι αρχικές ενέργειες των πρωτονίων θεωρήθηκαν εντός του διαστήματος:  $200 keV < E_{p,0} \leq 700 keV$ , λόγω των υψηλότερων, αντιστοιχόντων τιμών ενεργής διατομής ( $\sigma$ ) και αντιδραστικότητας ( $\langle \sigma v \rangle$ ) (Σχήματα 2.2, 3.3).

Για την ελαχιστοποίηση των απωλειών ισχύος της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung* ( $P_{Brems}$ ) στα εξεταζόμενα μέσα των σεναρίων (i, ii), θεωρήθηκαν αναλογίες πυκνοτήτων, μεταξύ των πρωτονίων και των ιόντων  ${}^{11}B$  βορείου:  $(n_p / n_B) > 1$  (Κεφάλαιο 2, Ενότητα 2.6.2).

### 3.10. Περίπτωση (i): Μέσο $p\text{-}^{11}\text{B}$ χαμηλής αρχικής πυκνότητας: $n = (n_p + n_B) \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$

#### 3.10.1. Βελτιστοποίηση των απωλειών ισχύος της ακτινοβολίας Bremsstrahlung

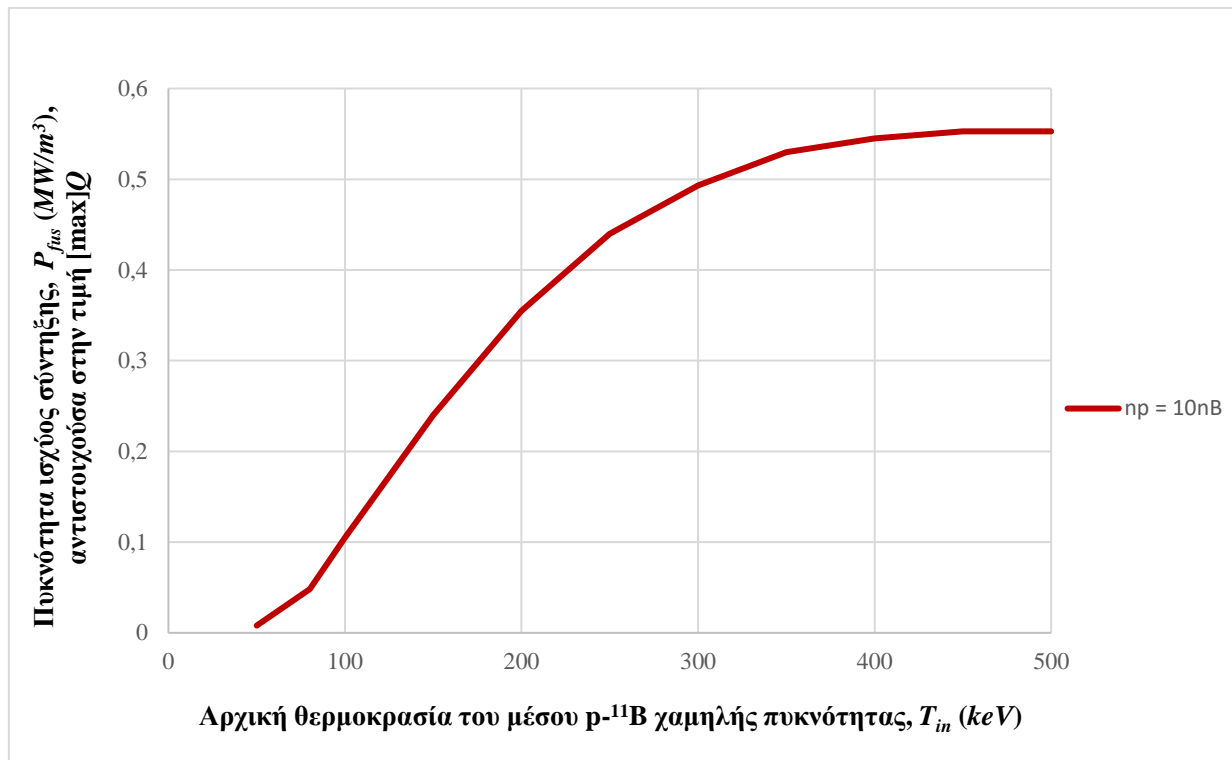
Στο ακόλουθο Σχήμα 3.5 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα, που εξήχθησαν με χρήση του κώδικα ολικού ενεργειακού ισοζυγίου πολλαπλών ρευστών, όσο να αφορά την εξέλιξη της μέγιστης τιμής του κριτηρίου ανάφλεξης:  $[\text{max}]Q = (P_{\text{fus}} / P_{\text{Brems}})$ , σαν συνάρτηση της αρχικής θερμοκρασίας του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας ( $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ), για αρχικές αναλογίες πυκνοτήτων πρωτονίων – Βορείου:  $5 \leq (n_p / n_B) \leq 20$ . Όπως καθίσταται σαφές, η θεώρηση αναλογιών πυκνοτήτων εμφανίζεται ζωτικής σημασίας για την παρατήρηση συνθηκών ανάφλεξης σύντηξης ( $Q \geq 1$ ), καθώς στην περίπτωση ισόποσων πυκνοτήτων πρωτονίων – Βορείου ( $n_p = n_B$ ), η βέλτιστη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης είναι εξαιρετικά χαμηλή:  $[\text{max}]Q \leq 0.5$ .



**Σχήμα 3. 5:** Βελτιστοποίηση των απωλειών ισχύος της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung* και του κριτηρίου ανάφλεξης, σε ένα πλάσμα (μέσο)  $p\text{-}^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας:  $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , με ή χωρίς αναλογία πυκνοτήτων:  $(n_p / n_B) > 1$ , μεταξύ των πρωτονίων ( $p$ ) και των ιόντων  $^{11}\text{B}$  του.

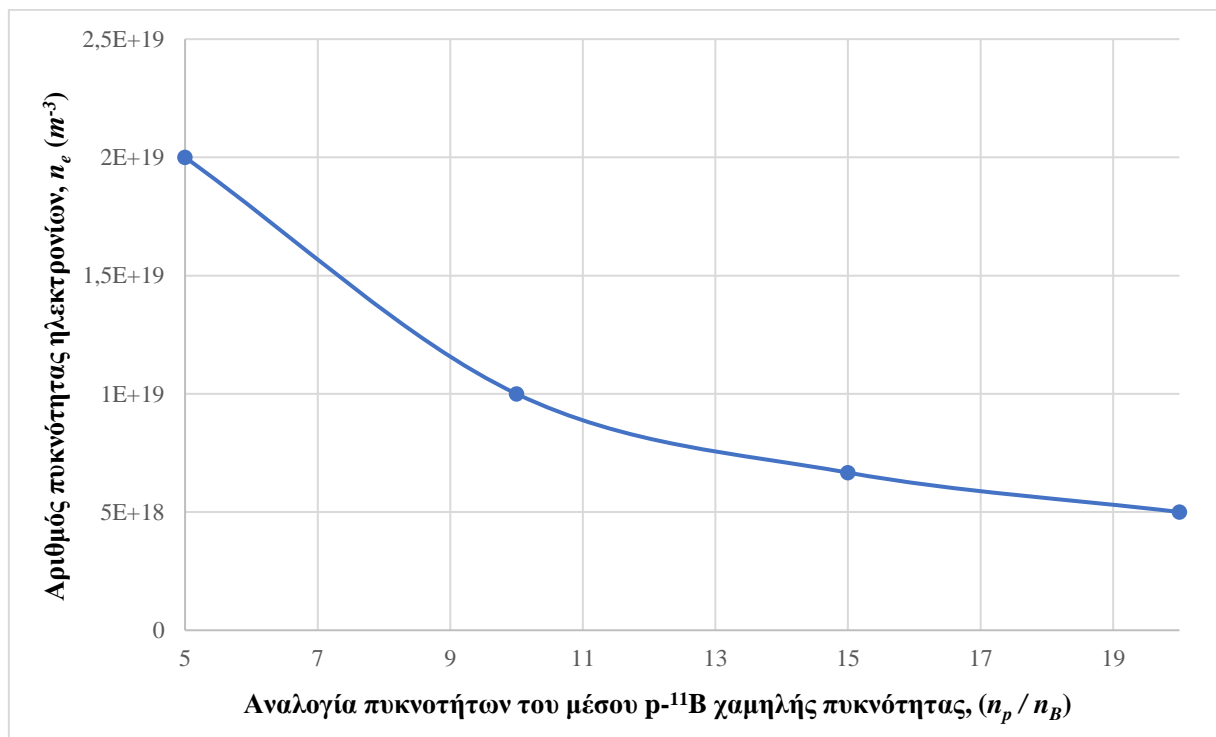
Σύμφωνα με το παραπάνω Σχήμα 3.5, η αναλογία πυκνοτήτων πρωτονίων - Βορείου, που οδηγεί στη βέλτιστη συνθήκη ανάφλεξης του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$ :  $[\text{max}]Q = (P_{\text{fus}} / P_{\text{Brems}}) \sim 1.29$ , είναι η:  $(n_p / n_B) = 10$ . Το προκύπτων παράθυρο θερμοκρασιακής ανάφλεξης προϋποθέτει μία αρχική θερμοκρασία του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας ( $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ), στο διάστημα:  $130 \text{ keV} \leq T_{in} \leq 400 \text{ keV}$ .

Στο ακόλουθο Σχήμα 3.6 παρουσιάζεται για τη βέλτιστη αναλογία πυκνοτήτων και τη μέγιστη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης:  $[\text{max}]Q \sim 1.29$  του Σχήματος 3.5, η αντιστοιχούσα παραγωγή πυκνότητας ισχύος σύντηξης ( $P_{\text{fus}}$ ). Όπως διαπιστώνεται, στο διάστημα αρχικών θερμοκρασιών:  $130 \text{ keV} \leq T_{in} \leq 400 \text{ keV}$ , η παραγωγή ισχύος σύντηξης κυμαίνεται μεταξύ των  $P_{\text{fus}} = 0.17 \text{ (MW/m}^3\text{)}$  και των  $P_{\text{fus}} = 0.55 \text{ (MW/m}^3\text{)}$ . Στην αρχική θερμοκρασία των  $T_{in} = 200 \text{ keV}$ , όπου:  $[\text{max}]Q \sim 1.29$ , η παραγωγή πυκνότητας ισχύος σύντηξης ισούται με:  $P_{\text{fus}} = 0.36 \text{ (MW/m}^3\text{)}$ .



**Σχήμα 3.6:** Παραγωγή πυκνότητας ισχύος σύντηξης στις μέγιστες τιμές του κριτηρίου ανάφλεξης,  $[max]Q = (P_{fus} / P_{Brems})$  της καμπύλης  $(n_p / n_B) = 10$  του Σχήματος 3.5.

Εν συνεχεία, στο ακόλουθο Σχήμα 3.7 παρουσιάζονται οι ενδεικτικοί αριθμοί πυκνότητας ηλεκτρονίων:  $n_e = (n_p + 5 n_B)$  ενός μέσου p-<sup>11</sup>B, με αρχική πυκνότητα στα  $n = 2.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , σαν συνάρτηση της υφιστάμενης αναλογίας πυκνοτήτων πρωτονίων - Βορείου:  $5 \leq (n_p / n_B) \leq 20$  ( $n_p = 1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ).



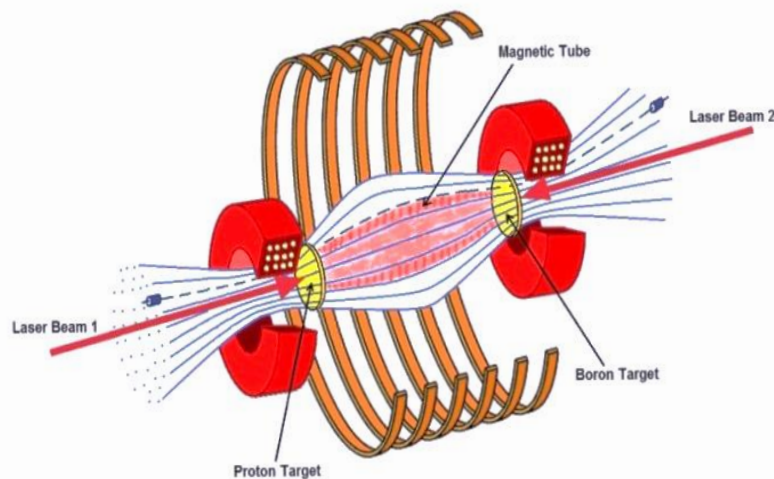
**Σχήμα 3. 7:** Αριθμός πυκνότητας ηλεκτρονίων ενός μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας:  $n = 2.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , με αρχική αναλογία πυκνοτήτων:  $5 \leq (n_p / n_B) \leq 20$  ( $n_p = 1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ), μεταξύ των συνιστωσών του.

### 3.10.2. Προτεινόμενο σχήμα μαγνητικού περιορισμού

Παρόλο που τα αριθμητικά αποτελέσματα της παρούσας διδακτορικής διατριβής δεν αποσκοπούν στην περιγραφή ή την ανάπτυξη μίας συγκεκριμένης μαγνητικής διαμόρφωσης περιορισμού (MCF) πλάσματος, δυνατή εμφανίζεται η σύνδεση τους με ήδη υφιστάμενες διατάξεις της διεθνούς βιβλιογραφίας, όπου το φαινόμενο των αλυσιδωτών αντιδράσεων και το σχετικό φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα μπορούν να λάβουν χώρα, οδηγώντας το πλάσμα  $p\text{-}^{11}\text{B}$  σε συνθήκες ανάφλεξης σύντηξης  $\{Q = (P_{fus} / P_{Brems}) \geq 1\}$ . Ως εκ τούτου, για τη μαγνητική παγίδευση ενός μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας ( $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ), πιθανή είναι η χρήση μίας *Συμπαγούς Μηχανής Σύντηξης Συγκρουόμενων Δεσμών* (Compact Colliding Beams Fusion Reactor - CBFR). Οι μηχανές CBFR προτάθηκαν από τους N. Rostoker [40] και A. Ruggiero [41] στη δεκαετία του 1970 και λαμβάνουν ολοένα και αυξανόμενη προσοχή τα τελευταία χρόνια, από ιδιωτικές εταιρείες παραγωγής ενέργειας σύντηξης, όπως οι Helion Energy [42] και Tri - Alpha Energy [43]. Σύμφωνα με τον A. Ruggiero [41], οι μηχανές σύντηξης συγκρουόμενων, ουδέτερων φορτισμένων δεσμών πλάσματος εμφανίζονται περισσότερο υποσχόμενες για την πραγματοποίηση πυρηνικών αντιδράσεων  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , εν συγκρίσει με τις διατάξεις *in target* και *pitcher - catcher*, λόγω της δυνατότητας άμεσης σύγκρουσης ενός ουδέτερου πλάσματος πρωτονίων με ένα ουδέτερο πλάσμα Βορείου.

Στο ακόλουθο Σχήμα 3.8 παρουσιάζεται μία ενδεικτική αναπαράσταση της προτεινόμενης συμπαγούς μηχανής συγκρουόμενων, ουδέτερων δεσμών πλάσματος, για τη μαγνητική παγίδευση ενός μέσου (πλάσματος)  $p\text{-}^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας ( $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ). Σε αυτήν, το πλάσμα  $p\text{-}^{11}\text{B}$  σχηματίζεται μέσω της έγχυσης ουδέτερων δεσμών πρωτονίων ( $p$ ) και ιόντων Βορείου ( $^{11}\text{B}$ ), από τα άκρα (ενός πλάσματος πρωτονίων από το αριστερό άκρο και ενός πλάσματος Βορείου από το δεξί άκρο) και περιορίζεται, μέσω του συνδυασμού ενός εξωτερικά εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου του τύπου *καθρέφτη* (mirror-like magnetic configuration) με μία Διαμόρφωση Αντιστροφής Πεδίου (Field Reversed Configuration - FRC) (Κεφάλαιο 1, Ενότητα 1.3.2.1). Έναν πιθανό τρόπο παραγωγής των ουδέτερων, ενεργητικών δεσμών  $p$ ,  $^{11}\text{B}$  συνιστά η ακτινοβολή κατάλληλα διαμορφωμένων στόχων, με *picosecond* (ps) παλμούς *laser* υψηλής έντασης ( $\geq 10^{18} \text{ W/cm}^2$ ). Η ιδιωτική εταιρεία παραγωγής ενέργειας σύντηξης HB11 Energy (Σίδνεϊ, Αυστραλία) διερευνά νέα υλικά στόχων, με χρήση νανοδομών και μικροδομών, για την παραγωγή δεσμών πρωτονίων και ιόντων Βορείου [44]. Σύμφωνα με [44], τους ιδανικότερους υποψηφίους για την παραγωγή δεσμών πρωτονίων και Βορείου, αποτελούν τα δισδιάστατα υλικά του “άσπρου γραφενίου” και του βοροφαινίου, αντίστοιχα. Ωστόσο, το κύριο μειονέκτημα της επιτάχυνσης σωματιδίων με δέσμες *laser*, από στερεούς στόχους, έγκειται στο σχηματισμό έως και  $10^{15}$  σωματιδίων, ανά παλμό *laser*. Θεωρώντας έναν όγκο αλληλεπίδρασης δέσμης *laser* και στερεού στόχου, της τάξης των  $\Delta V = 10^{-3} \text{ m}^3$ , ο σχηματισμός ενός μέσου χαμηλής πυκνότητας ( $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3} - 10^{21} \text{ m}^{-3}$ ) αποτελεί πειραματική πρόκληση τη σήμερον ημέρα. Σε αυτό το πλαίσιο, ένας δεύτερος, δυνητικός τρόπος παραγωγής των ουδέτερων, ενεργητικών δεσμών  $p$ ,  $^{11}\text{B}$  περιλαμβάνει την χρήση Μαγνητικά Μονωμένων Διόδων (MIDs). Τα αποτελέσματα της αριθμητικής εργασίας των K. Perrakis et al. [45], με χρήση μονοδιάστατου (1-D) κώδικα πολλαπλών ρευστών, αποδεικνύουν την εξαγωγή μίας δέσμης  $10^{17}$  Δευτερονίων, ρεύματος 14 kA, από το διάκενο ανόδου - καθόδου (A-K) μίας διάταξης MID, με ακτίνα στα 10 cm, μήκος στα 17 cm και αρχική πυκνότητα πλάσματος καθόδου στα  $10^{18} \text{ m}^{-3}$ . Στους συγκεκριμένους υπολογισμούς, ο εφαρμοζόμενος παλμός υψηλής τάσης στο διάκενο ανόδου - καθόδου έγκειται στο 1 MV και το εφαρμοζόμενο, κάθετο μαγνητικό πεδίο στο 1.5 T - 4T.

Μία εναλλακτική μέθοδος παραγωγής του πλάσματος - στόχου Βορείου παρουσιάζεται στο πρώτο πείραμα μαγνητικού περιορισμού (MCF) πλάσματος  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , από την ιδιωτική εταιρεία παραγωγής ενέργειας σύντηξης, *Tri – Alpha Energy (TAE)*, στο συμπαγή *stellarator Large Helical Device (LHD)* στην Ιαπωνία (2022) [46]. Στο συγκεκριμένο πείραμα, το πλάσμα Βορείου παρήχθη, με χρήση του συστήματος *βορονισμού (boronization)* των τοιχωμάτων της μηχανής, που έρχονται σε επαφή με το πλάσμα. Στο πλαίσιο της τεχνικής βορονισμού, το Βόρειο εγχέεται στο πλάσμα, υπό τη μορφή κόκκων Βορείου (B), Νιτριδίου του Βορείου (BN) ή βορονισμένου άνθρακα (BC) [47, 48, 49]. Σύμφωνα με [47, 48, 49, 50], ο βορονισμός δύναται να βελτιώσει τον χρόνο περιορισμού της ενέργειας ενός πλάσματος ( $\tau_E$ ) MCF, μέσω της μείωσης της περιεκτικότητας των ενδογενών ακαθαρσιών (π.χ. C, O, Fe) στα τοιχώματα του θαλάμου της μηχανής σύντηξης LHD. Μία κατανόηση της σχέσης μεταξύ αυτών των βελτιώσεων πλάσματος και της χημείας των τοιχωμάτων δόθηκε για πρώτη φορά στις πειραματικές και υπολογιστικές μελέτες των [51], στο σφαιρικό Tokamak *National Spherical Torus Experiment Upgrade (NSTX-U)*, του Εργαστηρίου Φυσικής Πλάσματος του *Princeton*.



**Σχήμα 3. 8:** Η προτεινόμενη Συμπαγής Μηχανή Συγκρουόμενων, Ουδέτερων Δεσμών Πλάσματος, για την παγίδευση ενός μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας ( $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3} - 10^{21} \text{ m}^{-3}$ ).

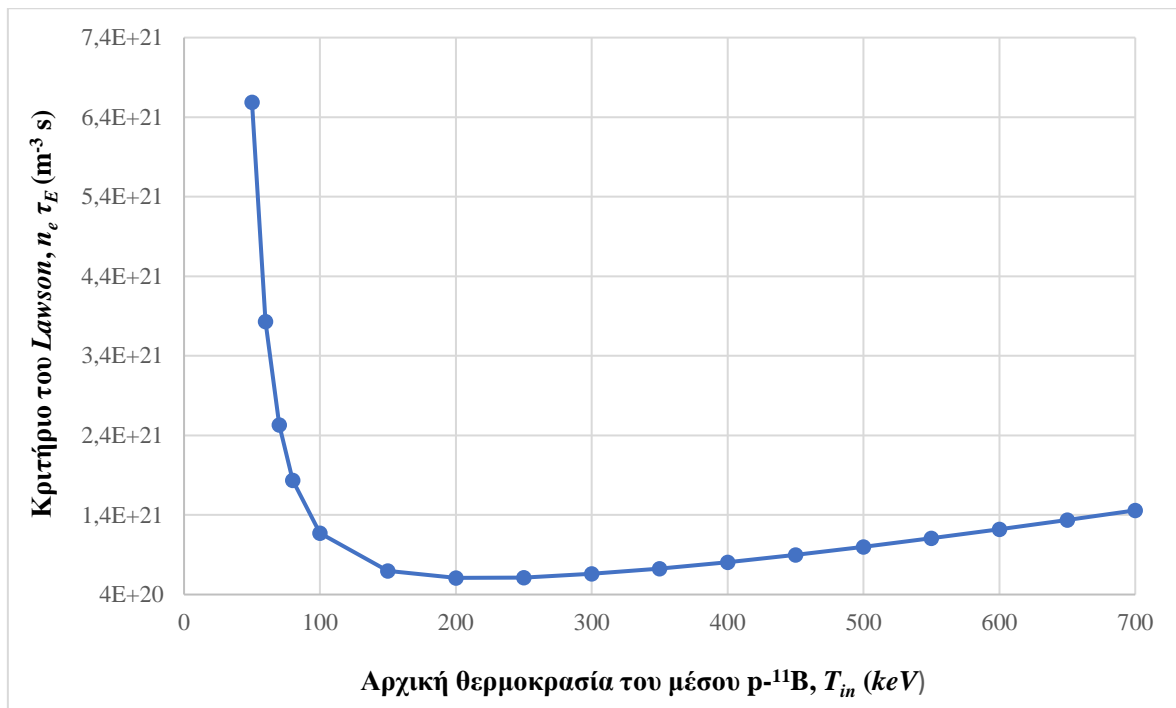
### 3.10.3. Απαιτούμενος χρόνος ενεργειακού περιορισμού ενός μέσου $p\text{-}^{11}\text{B}$ χαμηλής πυκνότητας με αναλογία πυκνοτήτων: $(n_p / n_B) = 10$ , σύμφωνα με το κριτήριο του Lawson

Προσαρμόζοντας την εξίσωση του κριτηρίου του *Lawson* (Εξίσωση 2.25, Ενότητα 2.4.) στην περίπτωση ενός μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  με τη βέλτιστη αναλογία πυκνοτήτων:  $(n_p / n_B) = 10$  του Σχήματος 3.5, προκύπτει ότι:

$$n_e \tau_e \geq \frac{675}{10} \frac{k_B T}{E_{ch} \langle \sigma v \rangle} \quad (\text{Εξίσωση 3.38})$$

Η σκιαγράφιση της Εξίσωσης 3.38, οδηγεί στα αποτελέσματα του ακόλουθου Σχήματος 3.8.





**Σχήμα 3. 9:** Σκιαγράφιση του κριτηρίου του *Lawson* ( $n_e \tau_E$ ), στην περίπτωση ενός μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , με αναλογία πυκνοτήτων ( $n_p / n_B$ ) = 10 μεταξύ των συνιστωσών του και αρχική θερμοκρασία στο διάστημα:  $50 \text{ keV} \leq T_{in} \leq 700 \text{ keV}$ .

Αξιοποιώντας τα αποτελέσματα του παραπάνω Σχήματος 3.9, όσο να αφορά την τιμή του γινομένου του κριτηρίου του *Lawson* ( $n_e \tau_E$ ), εξάγονται στη συνέχεια, οι απαραίτητοι χρόνοι ενεργειακού περιορισμού ενός μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  χαμηλής, αρχικής πυκνότητας ( $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3} - 10^{21} \text{ m}^{-3}$ ), με θερμοκρασία στο διάστημα:  $10 \text{ keV} \leq T_{in} \leq 400 \text{ keV}$ .

Αρχική πυκνότητα μέσου: $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$		
Αρχική θερμοκρασία μέσου $T_{in} \text{ (keV)}$	Αντιδραστικότητα σύντηξης $\langle \sigma v \rangle \text{ (m}^3 / \text{s)}$	Προκύπτων χρόνος ενεργειακού περιορισμού από το κριτήριο του <i>Lawson</i> $\tau_E \text{ (sec)}$
10	$3.5 \times 10^{-28}$	$1.0 \times 10^6$
50	$5.89 \times 10^{-24}$	$3.29 \times 10^3$
100	$6.625 \times 10^{-23}$	$5.86 \times 10^1$
200	$2.546 \times 10^{-22}$	$3.0 \times 10^1$
300	$3.53 \times 10^{-22}$	$3.3 \times 10^1$
400	$3.845 \times 10^{-22}$	$4.03 \times 10^1$
Αρχική πυκνότητα μέσου: $n \sim 10^{21} \text{ m}^{-3}$		
10	$3.5 \times 10^{-28}$	$1.0 \times 10^5$
50	$5.89 \times 10^{-24}$	$3.29 \times 10^2$
100	$6.625 \times 10^{-23}$	$5.86 \times 10^0$
200	$2.546 \times 10^{-22}$	$3.0 \times 10^0$
300	$3.53 \times 10^{-22}$	$3.3 \times 10^0$
400	$3.845 \times 10^{-22}$	$4.03 \times 10^0$

**Πίνακας 3. 1:** Απαιτούμενοι χρόνοι ενεργειακού περιορισμού ενός μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας ( $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3} - 10^{21} \text{ m}^{-3}$ ), σύμφωνα με το κριτήριο του *Lawson*.

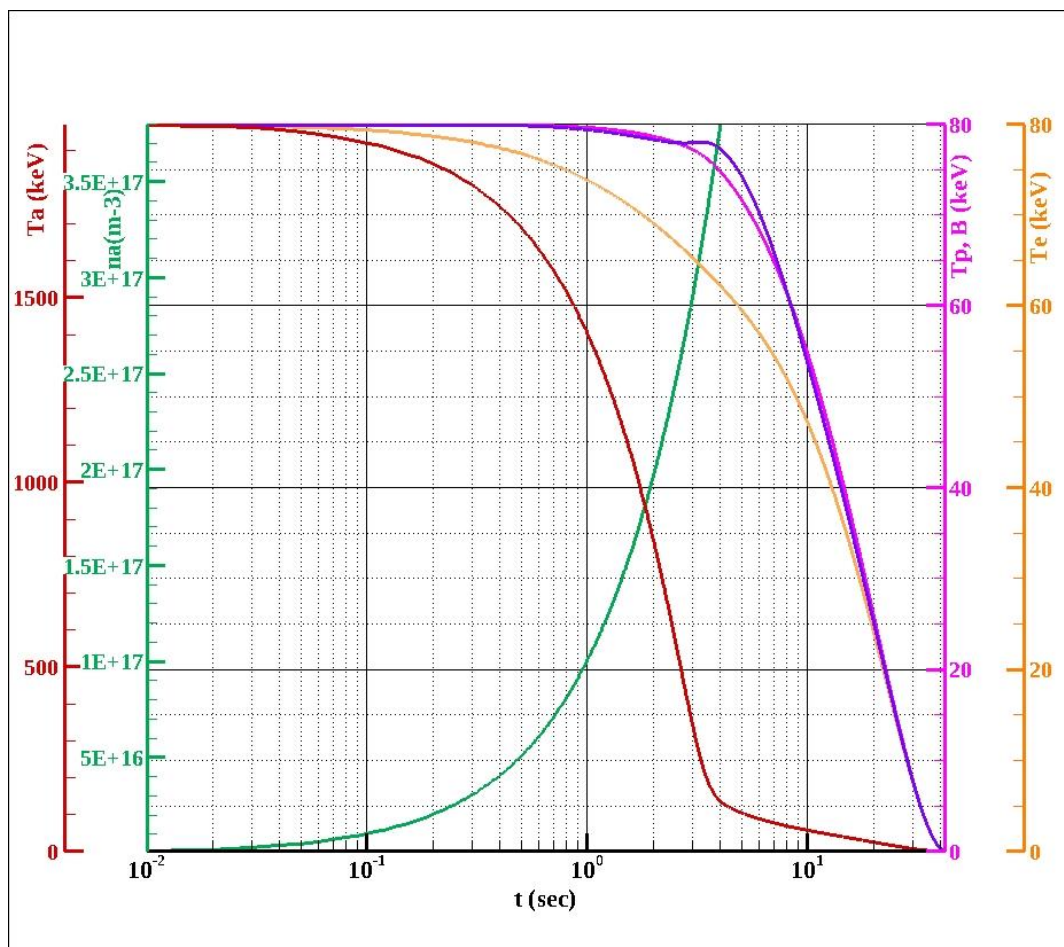


Ωστόσο, λόγω του γεγονότος ότι, οι υφιστάμενες διατάξεις μαγνητικού περιορισμού πλάσματος ( $4 \text{ Tesla} \leq B \leq 7 \text{ Tesla}$ ) είναι σε θέση να περιορίσουν τις σωματιδιακές απώλειες και άρα, την επέκταση πλάσματος, μέχρι τα  $\tau_E \sim 10 \text{ s}$  [46], στο πλαίσιο των επόμενων Ενοτήτων 3.10.4 – 3.11, η ανάπτυξη του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , από τα παραγόμενα σωματίδια άλφα των σχετικών πυρηνικών αντιδράσεων, θα εξεταστεί μόνο μέχρι και τη συγκεκριμένη χρονική στιγμή.

### 3.10.4. Αποτελέσματα που εξήχθησαν με χρήση του κώδικα ολικού ενεργειακού ισοζυγίου πολλαπλών ρευστών, αναφορικά με το φαινόμενο θέρμανσης ενός πλάσματος $p\text{-}^{11}\text{B}$ χαμηλής πυκνότητας, από σωματίδια άλφα

**3.10.4.1. Αρχικές συνθήκες μέσου:**  $n = (n_p + n_B) = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $(n_p / n_B) = 10$ ,  $T_{in} = T_p = T_B = T_e = 80 \text{ keV}$

Αν και τα αποτελέσματα του Σχήματος 3.5 της Ενότητας 3.10, αποδεικνύουν τη μη – ανάφλεξη σύντηξης του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας ( $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ), στην αρχική θερμοκρασία των  $T_{in} = 80 \text{ keV}$ , με τη μέγιστη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης να έγκειται μόλις στο:  $Q = (P_{fus} / P_{Brems}) = 0.3$ , απαραίτητη καθίσταται η εκκίνηση της διερεύνησης των συνθηκών ανάπτυξης του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , από τα παραγόμενα σωματίδια άλφα των σχετικών αντιδράσεων πυρηνικής σύντηξης, από τη συγκεκριμένη αρχική θερμοκρασία. Ως εκ τούτου, στο ακόλουθο Σχήμα 3.10 παρουσιάζεται η χρονική εξέλιξη της πυκνότητας των σωματιδίων άλφα ( $n_\alpha$ ) και των θερμοκρασιών των επιμέρους, ρευστών σωματιδίων του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$ : ( $p$ ,  $^{11}\text{B}$ ,  $e$ ,  $\alpha$ ), για αρχικές συνθήκες πυκνότητας και θερμοκρασίας του μέσου στα:  $n = (n_p + n_B) = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $(n_p / n_B) = 10$  και  $T_{in} = T_p = T_B = T_e = 80 \text{ keV}$ , αντίστοιχα.

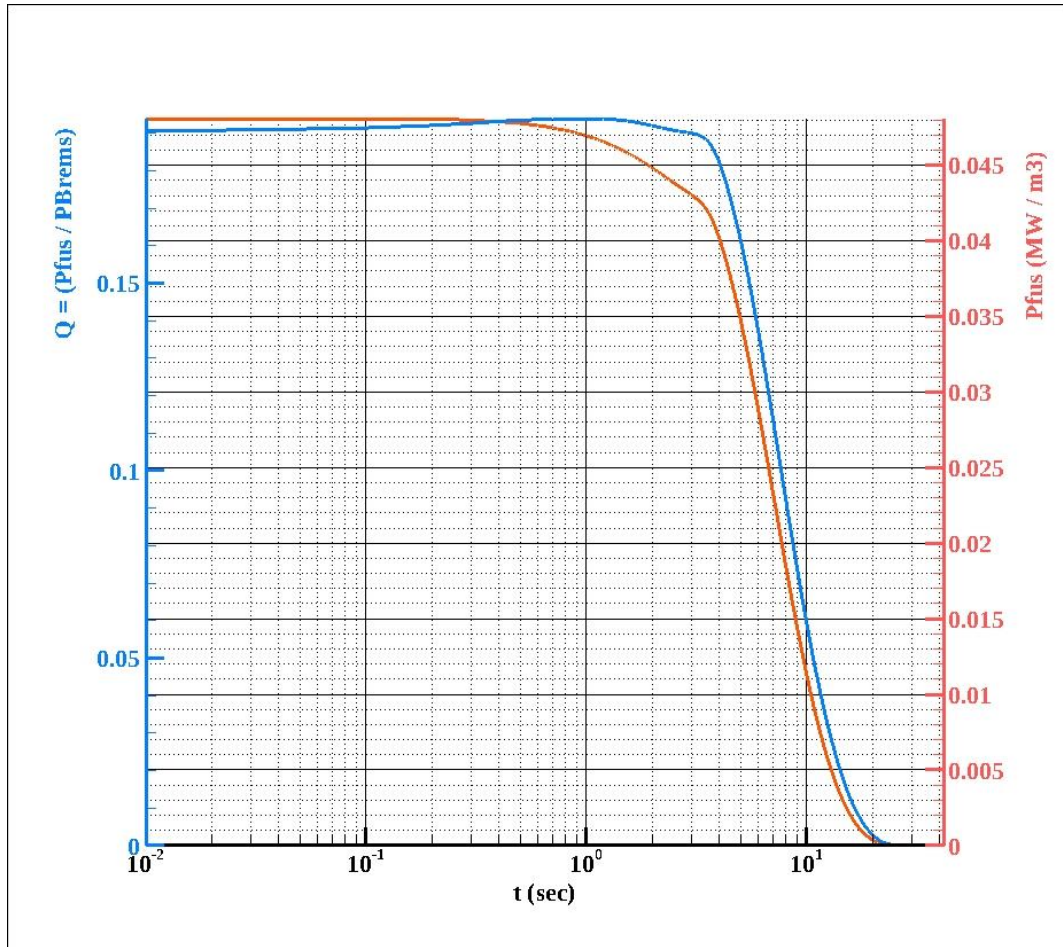


**Σχήμα 3. 10:** Χρονική εξέλιξη της θερμοκρασίας των πρωτονίων ( $T_p$ ), των ιόντων  $^{11}\text{B}$  ( $T_B$ ), των ηλεκτρονίων ( $T_e$ ) και των σωματιδίων άλφα ( $T_\alpha$ ), όπως επίσης και της πυκνότητας των σωματιδίων άλφα ( $n_\alpha$ ), στην περίπτωση ενός μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  με αρχικές συνθήκες πυκνότητας και θερμοκρασίας:  $n = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $(n_p / n_B) = 10$  και  $T_{in} = 80 \text{ keV}$ .

Παρόλο που την χρονική στιγμή των  $t = 10^{-1} \text{ s} = 0.1 \text{ s}$  παρατηρείται απότομη, αυξητική κλίση στην καμπύλη της παραγόμενης πυκνότητας των σωματιδίων άλφα ( $n_\alpha$ ), η οποία συνοδεύεται από ραγδαία μείωση στην θερμοκρασία τους ( $T_\alpha$ ), οι θερμοκρασίες των πρωτονίων ( $T_p$ ) και των ιόντων Βορείου ( $T_B$ ) παραμένουν σχεδόν σταθερές γύρω από τα  $80 \text{ keV}$ , μέχρι την χρονική στιγμή των  $t \sim 4 \text{ s}$ . Μετά τα  $t \sim 4 \text{ s}$ , οπότε η θερμοκρασία των σωματιδίων άλφα έχει πέσει κάτω από τα  $T_\alpha = 150 \text{ keV}$ , οι θερμοκρασίες των συντηκόμενων σωματιδίων  $p$ ,  $^{11}\text{B}$  εμφανίζουν καθοδική πορεία, ώσπου τελικά μηδενίζονται. Η απότομη αυξητική κλίση στην καμπύλη της παραγωγής σωματιδίων άλφα ( $n_\alpha$ ), σε συνδυασμό με τη μειούμενη εξέλιξη θερμοκρασία τους ( $T_\alpha$ ), μεταξύ των:  $t = 10^{-1} \text{ s}$  και των  $t \sim 4 \text{ s}$ , υποδεικνύει εκδήλωση του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος, από τα παραγόμενα σωματίδια άλφα των αντιδράσεων πυρηνικής σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ . Ωστόσο, λόγω του γεγονότος ότι, η παραχθείσα πυκνότητα σωματιδίων άλφα μέχρι την χρονική στιγμή των:  $t = 10^{-1} \text{ s}$  είναι σχετικά χαμηλή:  $n_\alpha = 10^{16} \text{ m}^{-3}$ , συγκριτικά με την αρχική πυκνότητα του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$ :  $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , δεν δύναται να προκληθεί μία σημαντική μεταφορά ενέργειας και άρα, θέρμανση πλάσματος, που θα οδηγούσε σε ανάφλεξη του  $\{Q = (P_{fus} / P_{Brems} \geq 1)\}$ . Η μη – επαρκής παραγωγής σωματιδίων άλφα ανάγεται στην χαμηλή αντιδραστικότητα σύντηξης στην θερμοκρασία των  $T = 80 \text{ keV}$ . Σύμφωνα με το Σχήμα 3.3 της Ενότητας 3.5, στην θερμοκρασία των  $T = 80 \text{ keV}$ , η αντιδραστικότητα σύντηξης έγκειται στα:  $\langle \sigma v \rangle = 3.38 \times 10^{-23} (\text{m}^3 / \text{s})$ .

Σε αυτό το σημείο είναι σημαντικό να αναφερθεί το γεγονός ότι, η ενέργεια γέννησης καθενός εκ των τριών (3) σωματιδίων άλφα της αντίδρασης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , είναι  $\varepsilon_k = 2.9 \text{ MeV}$ . Ωστόσο, στον άξονα –  $X$  του Σχήματος 3.10 οι χρόνοι απεικόνισης δεν αναπαριστούν τον χρόνο αρχικοποίησης των υπολογισμών ( $t = 0$ ), αλλά μεταγενέστερους χρόνους ( $t \geq 10^{-2} \text{ s}$ ), σαν συνέπεια του χρησιμοποιούμενου χρονικού βήματος ( $\Delta t = 10^{-6} \text{ s}$ ), στην υλοποιούμενη μέθοδο *Runge-Kutta 4ης τάξης* του κώδικα ολικού ενεργειακού ισοζυγίου πολλαπλών ρευστών. Η υφιστάμενη διαφορά στη μέγιστη, εμφανιζόμενη θερμοκρασία των σωματιδίων άλφα ( $T_\alpha$ ) στον άξονα –  $Y$ , αποδίδεται στην ήδη πραγματοποιηθείσα μεταφορά ενέργειας, από τα σωματίδια άλφα στα επιμέρους σωματίδια του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  ( $p$ ,  $^{11}\text{B}$ ,  $e$ ), μέχρι την χρονική στιγμή των  $t = 10^{-2} \text{ sec}$ .

Στο ακόλουθο Σχήμα 3.11, παρατίθενται για λόγους διαφάνειας, οι καμπύλες της παραγόμενης πυκνότητας ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ) και του κριτηρίου ανάφλεξης  $Q = (P_{fus} / P_{Brems})$ , που αντιστοιχούν στην χρονική εξέλιξη των θερμοκρασιών  $T_p$ ,  $T_B$ ,  $T_e$  του Σχήματος 3.10. Όπως παρουσιάζεται, εντός του εξεταζόμενου χρονικού διαστήματος των  $\Delta t = 10 \text{ s}$ , όπου δύναται να μη ληφθούν υπόψη οι σωματιδιακές απώλειες και άρα, η επέκταση πλάσματος, οι απώλειες ισχύος της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung* ξεπερνούν κατά περίπου πέντε (5) φορές την παραγόμενη πυκνότητα ισχύος σύντηξης:  $P_{Brems} \sim 5 P_{fus}$ . Η υπερνίκηση της πυκνότητας ισχύος σύντηξης από τις απώλειες ισχύος *Bremsstrahlung* οφείλεται στις χαμηλές τιμές αντιδραστικότητας ( $\langle \sigma v \rangle$ ), στο διάστημα θερμοκρασιών μέσου:  $T_{in} < 100 \text{ keV}$  (Σχήμα 3.3, Ενότητα 3.5).

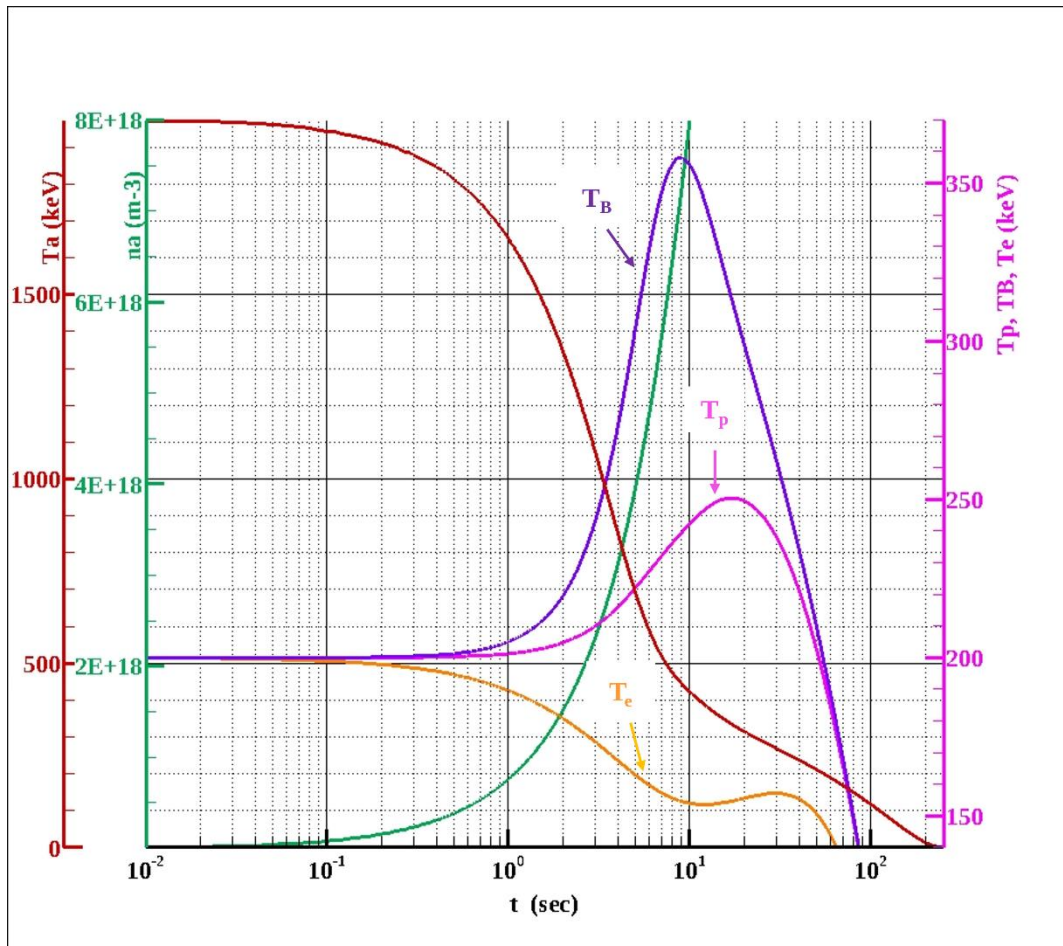


**Σχήμα 3. 11:** Χρονική εξέλιξη της παραγόμενης πυκνότητας ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ) και του κριτηρίου ανάφλεξης  $\{Q = (P_{fus} / P_{Brems})\}$ , στην περίπτωση ενός μέσου  $p\text{-}^{11}B$  με αρχικές συνθήκες πυκνότητας και θερμοκρασίας:  $n = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $(n_p / n_B) = 10$  και  $T_{in} = 80 \text{ keV}$ .

#### 3.10.4.2. Αρχικές συνθήκες μέσου: $n = (n_p + n_B) = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , $(n_p / n_B) = 10$ , $T_{in} = T_p = T_B = T_e = 200 \text{ keV}$

Σύμφωνα με το Σχήμα 3.5 της Ενότητας 3.10.1, στο εύρος αρχικών θερμοκρασιών:  $130 \text{ keV} \leq T_{in} \leq 400 \text{ keV}$ , του μέσου  $p\text{-}^{11}B$  χαμηλής πυκνότητας ( $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ), υφίσταται ανάφλεξη του. Στο συγκεκριμένο διάστημα αρχικών θερμοκρασιών, οι μέγιστες τιμές του κριτηρίου ανάφλεξης είναι:  $1 \leq [\text{max}]Q \leq 1.29$ .

Μετά την εξέταση της αρχικής θερμοκρασίας των  $T_{in} = 80 \text{ keV}$ , η διερεύνηση των συνθηκών ανάπτυξης του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος, από τα παραγόμενα σωματίδια άλφα των αντιδράσεων πυρηνικής σύντηξης  $p\text{-}^{11}B$ , συνεχίζεται με την αρχική θερμοκρασία των  $T_{in} = T_p = T_B = T_e = 200 \text{ keV}$ , καθώς σύμφωνα με το Σχήμα 3.5, της Ενότητας 3.10.1, σε αυτήν αντιστοιχεί η βέλτιστη, μέγιστη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης:  $[\text{max}]Q \sim 1.29$ . Ως εκ τούτου, στο ακόλουθο Σχήμα 3.12 παρουσιάζεται, για τις συγκεκριμένες αρχικές συνθήκες μέσου:  $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $\{(n_p / n_B) = 10\}$ ,  $T_{in} 200 \text{ keV}$ , η χρονική εξέλιξη της παραγόμενης πυκνότητας σωματιδίων άλφα ( $n_\alpha$ ) και των θερμοκρασιών των τεσσάρων (4) ρευστών σωματιδίων του μέσου  $p\text{-}^{11}B$  ( $p$ ,  $^{11}B$ ,  $e$ ,  $\alpha$ ).



**Σχήμα 3. 12:** Χρονική εξέλιξη της θερμοκρασίας των πρωτονίων ( $T_p$ ), των ιόντων  $^{11}\text{B}$  (Βορείου) ( $T_B$ ), των ηλεκτρονίων ( $T_e$ ) και των σωματιδίων άλφα ( $T_\alpha$ ), όπως επίσης και της πυκνότητας των σωματιδίων άλφα ( $n_\alpha$ ), στην περίπτωση ενός μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  με αρχικές συνθήκες πυκνότητας και θερμοκρασίας:  $n = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $(np / n_B) = 10$  και  $T_{in} = 200 \text{ keV}$ .

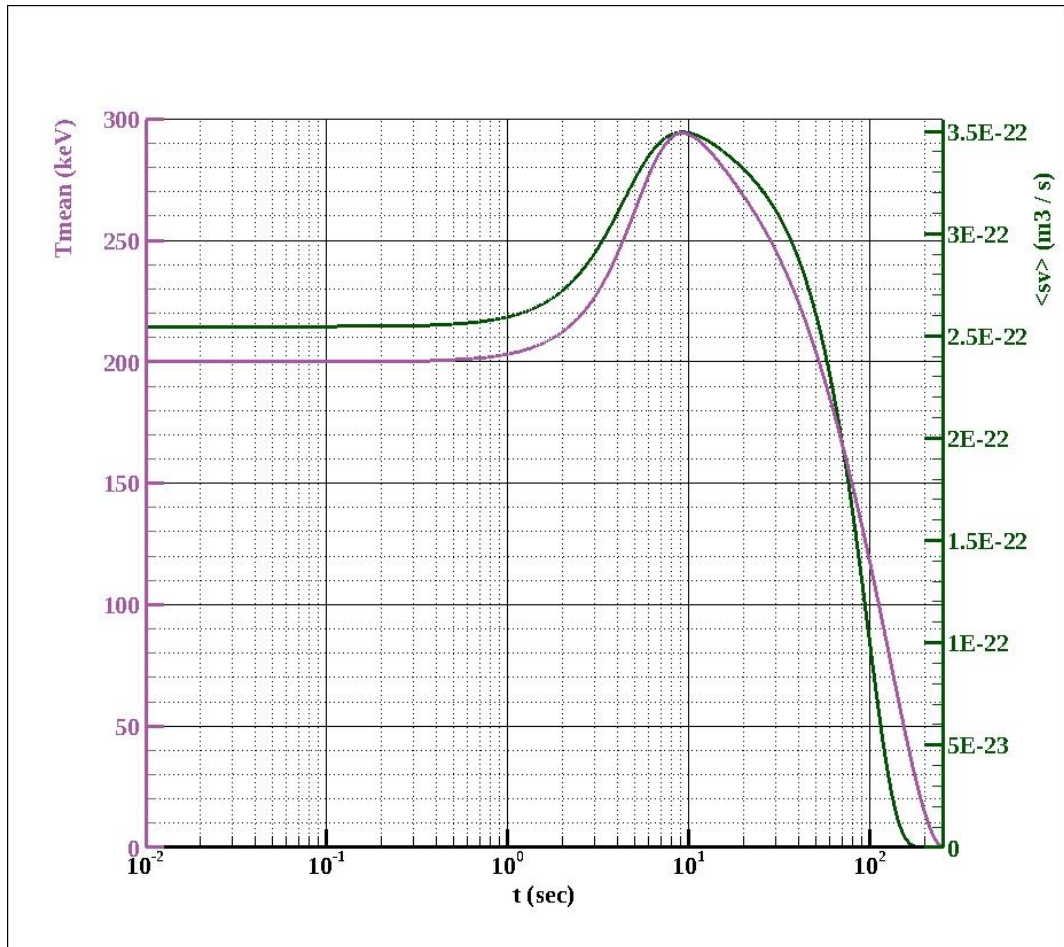
Όπως παρουσιάζεται στο παραπάνω Σχήμα 3.12, την χρονική στιγμή  $t = 10^{-1} \text{ s}$ , που η παραχθείσα πυκνότητα σωματιδίων άλφα ανέρχεται στα:  $n_\alpha = 1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ , παρουσιάζονται τα εξής φαινόμενα:

i) Η θερμοκρασία των σωματιδίων άλφα ( $T_\alpha$ ) αρχίζει να μειώνεται με γρήγορο ρυθμό από τα  $T_\alpha \sim 2 \text{ MeV}$ , σε αντίθεση με αυτές των συντηκόμενων σωματιδίων  $p$ ,  $^{11}\text{B}$ , που ξεκινούν να αυξάνονται. Μεταξύ των  $t = 10^{-1} \text{ s}$  και των  $t_E = 10^1 \text{ s} = 10 \text{ s}$ , η θερμοκρασία των πρωτονίων αυξάνεται από τα  $T_p = 200 \text{ keV}$  στα  $T_p = 240 \text{ keV}$  και των ιόντων  $^{11}\text{B}$  από τα  $T_B = 200 \text{ keV}$  στα  $T_B = 350 \text{ keV}$ . Λόγω του γεγονότος ότι οι μέγιστες θερμοκρασίες των πρωτονίων και των ιόντων Βορείου σημειώνονται την χρονική στιγμή των  $t = 10 \text{ s}$ , ο απαιτούμενος χρόνος περιορισμού της ενέργειας του πλάσματος  $p\text{-}^{11}\text{B}$  με αρχικές συνθήκες πυκνότητας και θερμοκρασίας:  $n = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $(np / n_B) = 10$  και  $T_{in} = 200 \text{ keV}$ , έγκειται στα  $t_E = 10 \text{ s}$ . Το χρονικό διάστημα των  $\Delta t = t_E = 10 \text{ s}$  επιτρέπει τη μη θεώρηση των σωματιδιακών απωλειών επέκτασης πλάσματος και είναι τρεις (3) φορές μικρότερο, σε σχέση με την προκύπτουσα τιμή του κριτηρίου του Lawson (Πίνακας 3.1, Ενότητα 3.10.3). Στο Σχήμα 3.13 παρουσιάζεται η χρονική εξέλιξη της μέσης θερμοκρασίας πλάσματος ( $T_{mean}$ ), όπως αυτή διαμορφώνεται από την χρονική εξέλιξη της θερμοκρασίας των πρωτονίων και των ιόντων Βορείου του Σχήματος 3.12



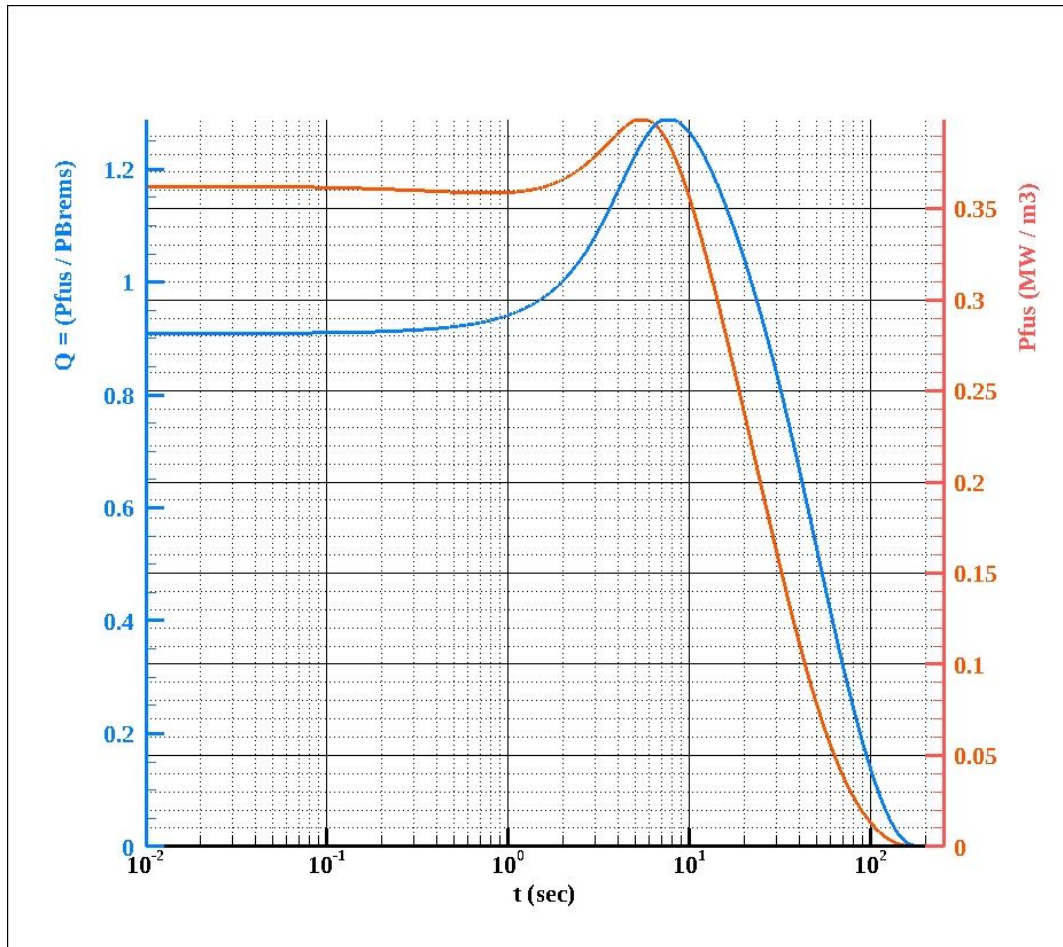
$$T_{mean} = \frac{(n_p m_p T_p + n_B m_B T_B)}{(n_p m_p + n_B m_B)} \quad (Εξίσωση 3.39)$$

ii) Η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων εμφανίζει αποσύνδεση (*decoupling*) από τις θερμοκρασίες των πρωτονίων και των ιόντων  $^{11}\text{B}$ ορείου, με αποτέλεσμα, σε αντίθεση με αυτά, να οδηγείται σε μείωση μέχρι και τα  $t = 10^1 \text{ s}$ . Η παρατηρούμενη θερμοκρασιακή διαφορά μεταξύ των ηλεκτρονίων και των ιόντων  $^{11}\text{B}$ ορείου εμφανίζεται κυμαινόμενη στο εξεταζόμενο διάστημα των  $\Delta t = \tau_E = 10 \text{ s}$ , με τη μέγιστη τιμή του λόγου  $(T_B / T_e) \sim 2.33$  να εντοπίζεται στα  $t = 10 \text{ s}$ , όπου παρατηρείται προσεγγιστικά και η μέγιστη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης:  $[max]Q = 1.29$  (Σχήμα 3.14). Στις αριθμητικές εργασίες των [3, 52], για την ελαχιστοποίηση των απωλειών ισχύος της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung* ( $P_{Brems}$ ) και την απόδειξη συνθηκών ιδανικής ή αυτοσυντηρούμενης ανάφλεξης ( $Q \geq 1$ ), θεωρούνται άνισες θερμοκρασίες ηλεκτρονίων και ιόντων:  $T_B \geq 3 T_e$ . Ωστόσο, η συγκεκριμένη σχέση δίδεται σαν *αρχική συνθήκη* (*initial condition*) των υπολογισμών και δεν προκύπτει από *αυτοσυντηρούμενους* (*self-consistent*) υπολογισμούς. Εν αντιθέσει, στο πλαίσιο των αριθμητικών προσομοιώσεων της παρούσας διδακτορικής διατριβής, η θερμοκρασιακή διαφορά ανάμεσα στα ιόντα  $^{11}\text{B}$ ορείου και τα ηλεκτρόνια προκύπτει μέσω των αριθμητικών υπολογισμών, με χρήση του κώδικα ολικού ενεργειακού ισοζυγίου πολλαπλών ρευστών. Η συγκεκριμένη παρατήρηση δεν παύει όμως να είναι εξαιρετικά σημαντική, καθώς επιβεβαιώνει το γεγονός ότι, για την επίτευξη ανάφλεξης σύντηξης του καυσίμου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  ( $Q \geq 1$ ) απαιτείται η πλήρωση της σχέσης:  $T_B \geq 2T_e$ .



**Σχήμα 3. 13:** Χρονική εξέλιξη της μέσης θερμοκρασίας πλάσματος ( $T_{mean}$ ) και της αντιδραστικότητας σύντηξης  $\langle sv \rangle$ , στο εξεταζόμενο χρονικό διάστημα περιορισμού των  $\tau_E = 10 \text{ sec}$ ,

στην περίπτωση ενός μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  με αρχικές συνθήκες πυκνότητας και θερμοκρασίας:  $n = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $(np / n_B) = 10$  και  $T_{in} = 200 \text{ keV}$ .



**Σχήμα 3. 14:** Χρονική εξέλιξη της παραγόμενης πυκνότητας ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ) και του κριτηρίου ανάφλεξης ( $Q = P_{fus} / P_{Brems}$ ), στο εξεταζόμενο χρονικό διάστημα περιορισμού των  $\tau_E = 10 \text{ sec}$ , στην περίπτωση ενός μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  με αρχικές συνθήκες πυκνότητας και θερμοκρασίας:  $n = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $(np / n_B) = 10$  και  $T_{in} = 200 \text{ keV}$ .

Οι παρατηρήσεις (i) και (ii) αποτελούν σημαντικές ενδείξεις του φαινομένου των αλυσιδωτών αντιδράσεων και του σχετικού φαινομένου θέρμανσης πλάσματος, από σωματίδια άλφα και έρχονται σε συμφωνία με τους αρχικούς ορισμούς των *M. Gryzinski* [29] και *H. Hora - S. Eliezer et al.* [26, 28]. Πιο συγκεκριμένα, σύμφωνα με τον αρχικό ορισμό του *M. Gryzinski* [29], τα προκύπτοντα ενεργητικά σωματίδια των πυρηνικών αντιδράσεων  $D\text{-}T$  (νετρόνια ή σωματίδια άλφα), μεταφέρουν το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας τους κυρίως στα ιόντα  $D$ ,  $T$ , από ό,τι στα ηλεκτρόνια ( $e$ ). Ως εκ τούτου, τα ιόντα  $D$ ,  $T$  επιταχύνονται και μπορούν να επάγουν περαιτέρω αντιδράσεις σύντηξης, δίχως την επίτευξη θερμοπυρηνικών θερμοκρασιών πλάσματος, από εξωτερικά συστήματα θέρμανσης. Μία βασική διαφοροποίηση ανάμεσα στον ορισμό των *M. Gryzinski* και *Peres - Shwartz* [29, 30] και των αποτελεσμάτων της παρούσας διατριβής, αποτελεί η πυκνότητα του πλάσματος, στην οποία υποστηρίζεται η εμφάνιση του φαινομένου των αλυσιδωτών αντιδράσεων και του σχετικού φαινομένου θέρμανσης πλάσματος, από τα παραγόμενα σωματίδια άλφα των αντιδράσεων πυρηνικής σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ . Σύμφωνα με τους *M. Gryzinski* και *Peres* και *Shwartz* [29, 30], μία αλυσιδωτή αντίδραση δύναται να προχωρήσει στο εσωτερικό ενός άπειρου, ψυχρού πλάσματος  $D\text{-}T$ , σε πυκνότητες ιόντων

υψηλότερες των  $10^{34} \text{ m}^{-3}$ , με 42% περιεκτικότητα σε  $D$  και 58% περιεκτικότητα σε  $T$ . Ωστόσο, όπως αποδεικνύεται από τα αποτελέσματα της παρούσας διδακτορικής διατριβής, στην περίπτωση ενός θερμού πλάσματος  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , για το οποίο και υφίσταται ο αρχικός ορισμός των  $H. Hora - S. Eliezer et al.$  [26, 28], το φαινόμενο των αλυσιδωτών αντιδράσεων, εμφανίζεται ανεξάρτητα από την αρχική του πυκνότητα. Το συγκεκριμένο γεγονός οφείλεται στο ότι, τα παραγόμενα σωματίδια άλφα των δύο (2) πυρηνικών αντιδράσεων,  $D\text{-}T$  και  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , παρουσιάζουν διαφορετική συνεισφορά, καθόσον: Το πυρηνικό καύσιμο  $p\text{-}^{11}\text{B}$  παράγει τρία (3) σωματίδια άλφα, συνολικής ενέργειας  $8.7 \text{ MeV}$  ανά αντίδραση σύντηξης, ενώ το καύσιμο  $D\text{-}T$ , ένα (1) σωματίδιο άλφα, ενέργειας  $3.5 \text{ MeV}$ , ανά αντίδραση σύντηξης.

Έπειτα, σύμφωνα με τον ορισμό των  $H. Hora$  και  $S. Eliezer et al.$  [26, 28], ο μηχανισμός των αλυσιδωτών αντιδράσεων οδηγεί τις θερμοκρασίες των ιόντων σύντηξης ( $p, ^{11}\text{B}$ ) εντός της κορυφής του ευρέος, κύριου συντονισμού των  $T = 675 \text{ keV}$ , όπου η ενεργή διατομή σύντηξης βελτιστοποιείται. Λόγω βελτιστοποίησης της ενεργής διατομής, επάγονται νέες πυρηνικές αντιδράσεις  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , οι οποίες με τη σειρά τους παράγουν νέα σωματίδια άλφα (3 σωματίδια άλφα, ανά συμβάν σύντηξης). Τα νέα σωματίδια άλφα με τις επιπρόσθετες αλυσιδωτές αντιδράσεις οδηγούν σε σημαντική αύξηση της πυκνότητας των σωματιδίων άλφα και δυνητική θέρμανση πλάσματος. Σύμφωνα με τα ευρήματα των Σχημάτων 3.12 – 3.14 και τον ορισμό που δόθηκε στο πλαίσιο της Ενότητας 3.6, το φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος σωματιδίων άλφα εκδηλώνεται την χρονική στιγμή των  $t = 10^{-1} \text{ s}$ , όπου η παραχθείσα πυκνότητα σωματιδίων άλφα:  $n_\alpha = 1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ , είναι δύο (2) τάξεις μεγέθους χαμηλότερη, εν συγκρίσει με την συνολική αρχική πυκνότητα ιόντων του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$   $\{n = (n_p + n_B) = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}\}$ . Θα μπορούσε λοιπόν να θεωρηθεί ότι, για την πρόκληση μίας σημαντικής θέρμανσης πλάσματος, από τα παραγόμενα σωματίδια άλφα των αντιδράσεων πυρηνικής σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , η κατώτερη παραχθείσα πυκνότητα σωματιδίων άλφα πρέπει να είναι δύο (2) τάξεις μεγέθους χαμηλότερη, από τη συνολική αρχική, πυκνότητα ιόντων του (*critical density*). Παρόλα αυτά, η συγκεκριμένη παρατήρηση θα τεκμηριωθεί πλήρως στο πλαίσιο των επόμενων ενοτήτων, με παράθεση περαιτέρω αποτελεσμάτων.

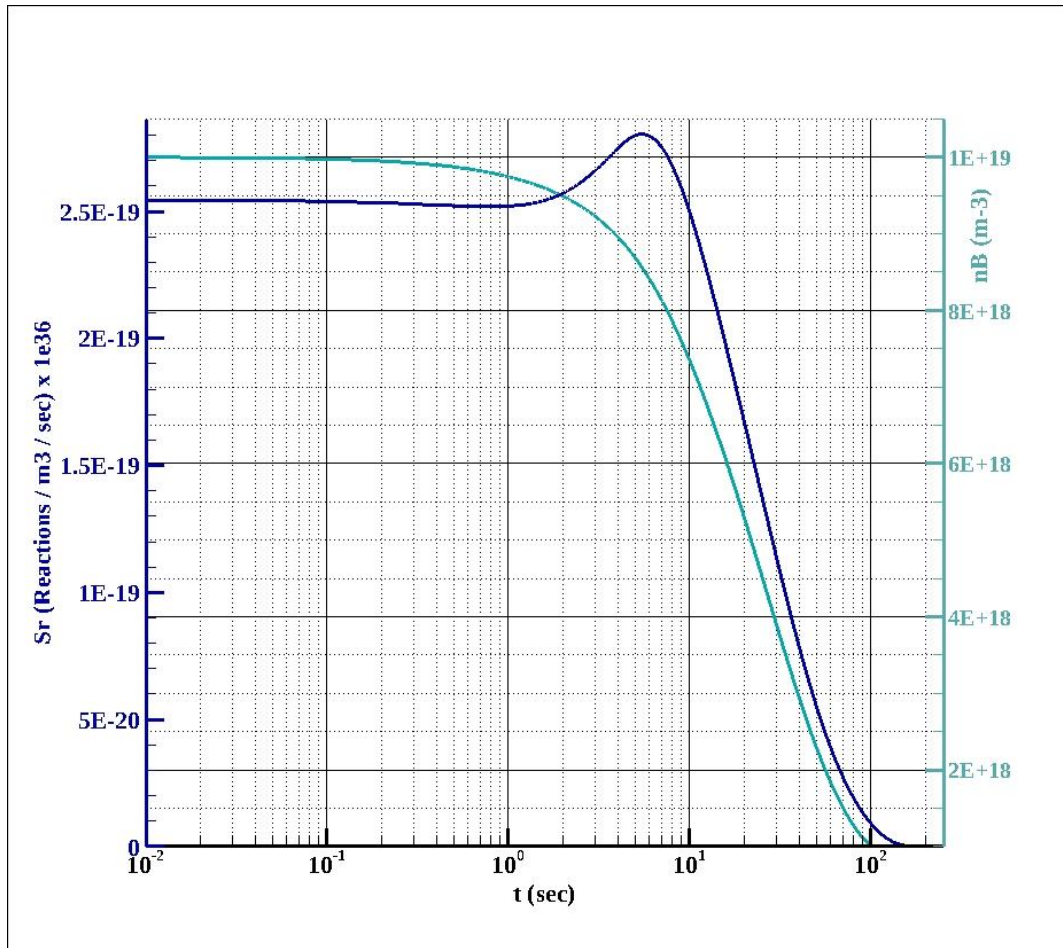
Συνοψίζοντας τα ευρήματα των παραπάνω Σχημάτων 3.12 - 3.14, η εμφάνιση του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος, την χρονική στιγμή  $t = 10^{-1} \text{ s}$ , συνοδεύεται από:

- i) Αύξηση των θερμοκρασιών των συντηκόμενων σωματιδίων  $p, ^{11}\text{B}$ . Η θερμοκρασία των ιόντων  $^{11}\text{B}$  αυξάνεται κατά  $\sim 2$  φορές (από τα  $T_B = 200 \text{ keV}$  στα  $T_B = 350 \text{ keV}$ ) και των πρωτονίων κατά  $\sim 1.29$  φορές (από τα  $T_p = 200 \text{ keV}$  στα  $T_p = 250 \text{ keV}$ ).
- ii) Απότομη αύξηση στο ρυθμό αντίδρασης σύντηξης ( $S_r$ ) (Σχήμα 3.15), ιδιαίτερα μετά τα  $t = 10^0 \text{ s}$ , λόγω της υψηλότερης αντιδραστικότητας σύντηξης ( $\langle \sigma v \rangle$ ) (Σχήμα 3.13). Την χρονική στιγμή των  $t = 10 \text{ s}$ , η θερμοκρασία των συντηκόμενων σωματιδίων  $p, ^{11}\text{B}$  διαμορφώνει τη μέση θερμοκρασία πλάσματος στα  $T \sim 300 \text{ keV}$  (Σχήμα 3.13), όπως υποδεικνύεται και μέσω της τιμής αντιδραστικότητας σύντηξης:  $\langle \sigma v \rangle = 3.5 \times 10^{-22} \text{ (m}^3/\text{s)}$  του Σχήματος 3.3 (Ενότητα 3.6).
- iii) Αύξηση στην παραγόμενη πυκνότητα σωματιδίων άλφα από τα  $n_\alpha = 1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  ( $t = 10^{-1} \text{ s}$ ) στα  $n_\alpha \sim 7 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  ( $t = t_E = 10 \text{ s}$ ) (Σχήμα 3.12), λόγω της παρατηρούμενης ενίσχυσης στο ρυθμό αντίδρασης σύντηξης ( $S_r$ ) (Σχήμα 3.13).
- iv) Ενίσχυση στη παραγόμενη πυκνότητα ισχύος σύντηξης, από τα  $P_{fus} = 0.36 \text{ (MW/m}^3)$  στα  $P_{fus} = 0.40 \text{ (MW/m}^3)$  και άρα, την τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης  $\{Q = (P_{fus} / P_{Brems})\}$ , από το  $Q = 0.9$  στο  $Q = 1.29$  (Σχήμα 3.14).

Μετά την χρονική στιγμή των  $t = t_E = 10 \text{ s}$ , όπου η πυκνότητα του Βορείου υφίσταται ταχεία εξάντληση, λόγω των πραγματοποιούμενων πυρηνικών αντιδράσεων  $p\text{-}^{11}\text{B}$  (Σχήμα 3.15), τα πρωτόνια του



πλάσματος συγκρούονται κυρίως δυαδικά με τα ηλεκτρόνια και τα σωματίδια άλφα. Για το λόγο αυτό, μεταξύ των  $t = \tau_E = 10 \text{ s}$  και των  $t \sim 30 \text{ s}$ , η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων ( $T_e$ ) του Σχήματος 3.12 παρουσιάζει μία μικρή αύξηση. Παρόλα αυτά, το συγκεκριμένο χρονικό διάστημα δεν εξετάζεται, λόγω της μη – θεώρησης των απωλειών επέκτασης πλάσματος.

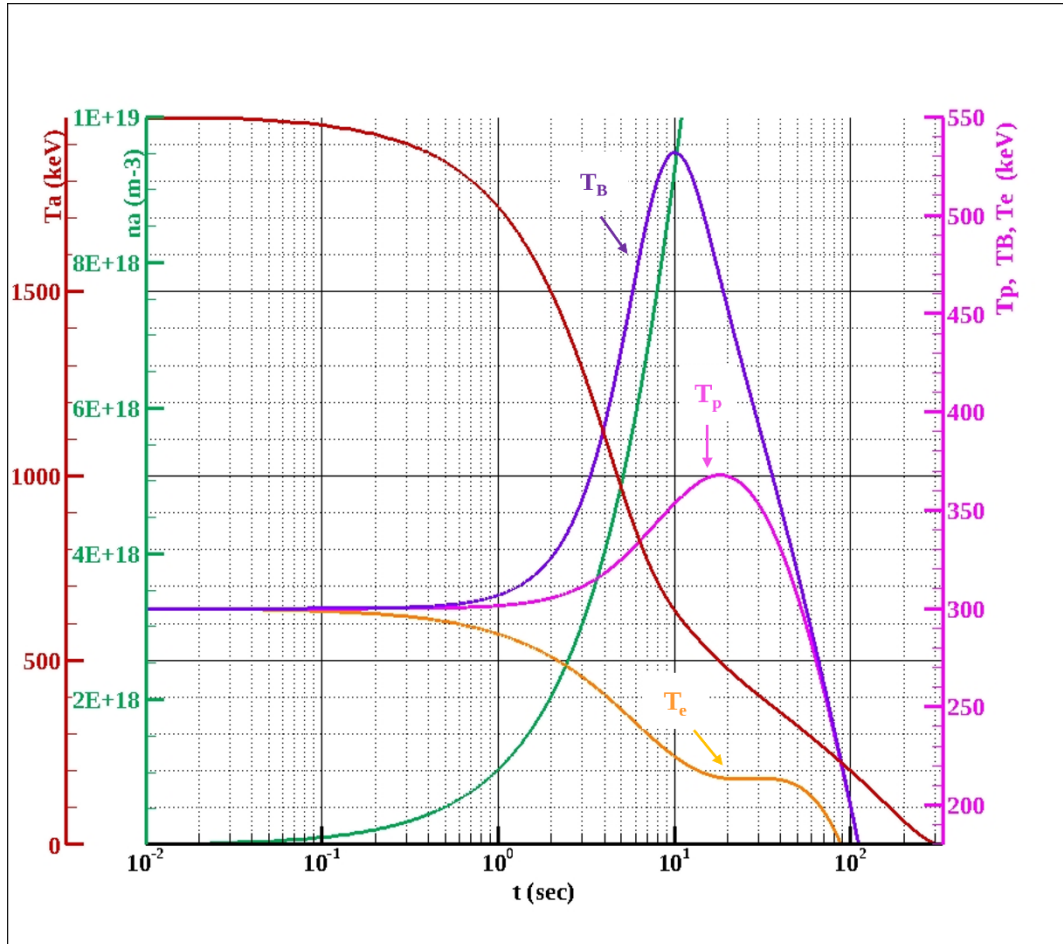


**Σχήμα 3.15:** Χρονική εξέλιξη του ρυθμού αντίδρασης σύντηξης ( $S_r$ ) και της πυκνότητας των ιόντων  $^{11}\text{B}$  ( $n_B$ ), στο εξεταζόμενο χρονικό διάστημα περιορισμού των  $\tau_E = 10 \text{ sec}$ , στην περίπτωση ενός μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  με αρχικές συνθήκες πυκνότητας και θερμοκρασίας:  $n = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $(n_p / n_B) = 10$  και  $T_{in} = 200 \text{ keV}$ .

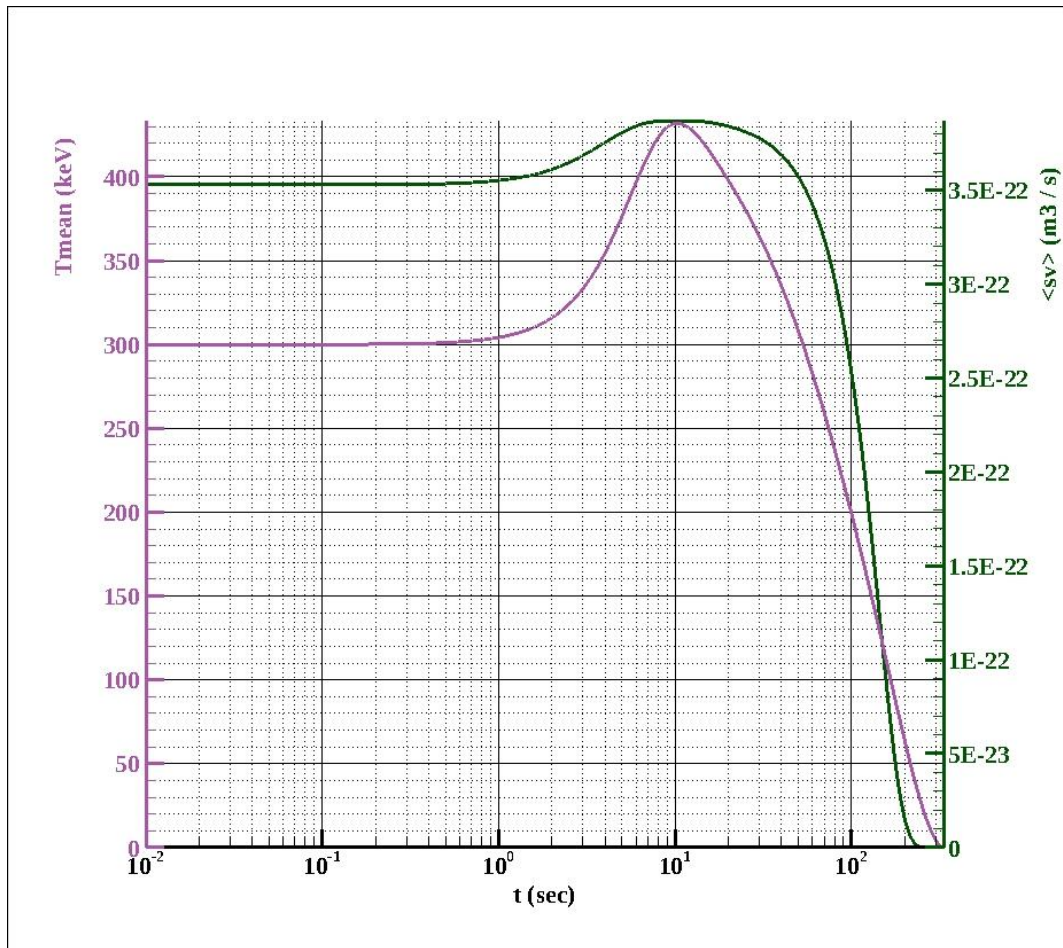
#### 3.10.4.3. Αρχικές συνθήκες μέσου: $n = (n_p + n_B) = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , $(n_p / n_B) = 10$ , $T_{in} = T_p = T_B = T_e = 300 \text{ keV}$

Λόγω εξάρτησης της παραγόμενης πυκνότητας ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ) και άρα, του κριτηρίου ανάφλεξης  $\{Q = (P_{fus} / P_{Brems})\}$ , από την αντιδραστικότητα σύντηξης ( $\langle \sigma v \rangle$ ) (Εξίσωση 3.5, Ενότητα 3.2), έναν πιθανό τρόπο ενίσχυσης τους μέσω του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος από τα παραγόμενα σωματίδια άλφα των αντιδράσεων πυρηνικής σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , αποτελεί η αύξηση της αρχικής θερμοκρασίας του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  από τα  $T_{in} = 200 \text{ keV}$  στα  $T_{in} = 300 \text{ keV}$ . Η συγκεκριμένη θεώρηση λαμβάνεται υπόψη, καθόσον, με βάση το Σχήμα 3.3 της Ενότητας 3.5, η αύξηση της αρχικής θερμοκρασίας του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  από τα  $T_{in} = 200 \text{ keV}$  στα  $T_{in} = 300 \text{ keV}$ , συνεπάγεται βελτίωση της αντιδραστικότητας σύντηξης, από τα  $\langle \sigma v \rangle = 2.5 \times 10^{-22} \text{ (m}^3 / \text{s)}$  στα  $\langle \sigma v \rangle = 3.5 \times 10^{-22} \text{ (m}^3 / \text{s)}$ .

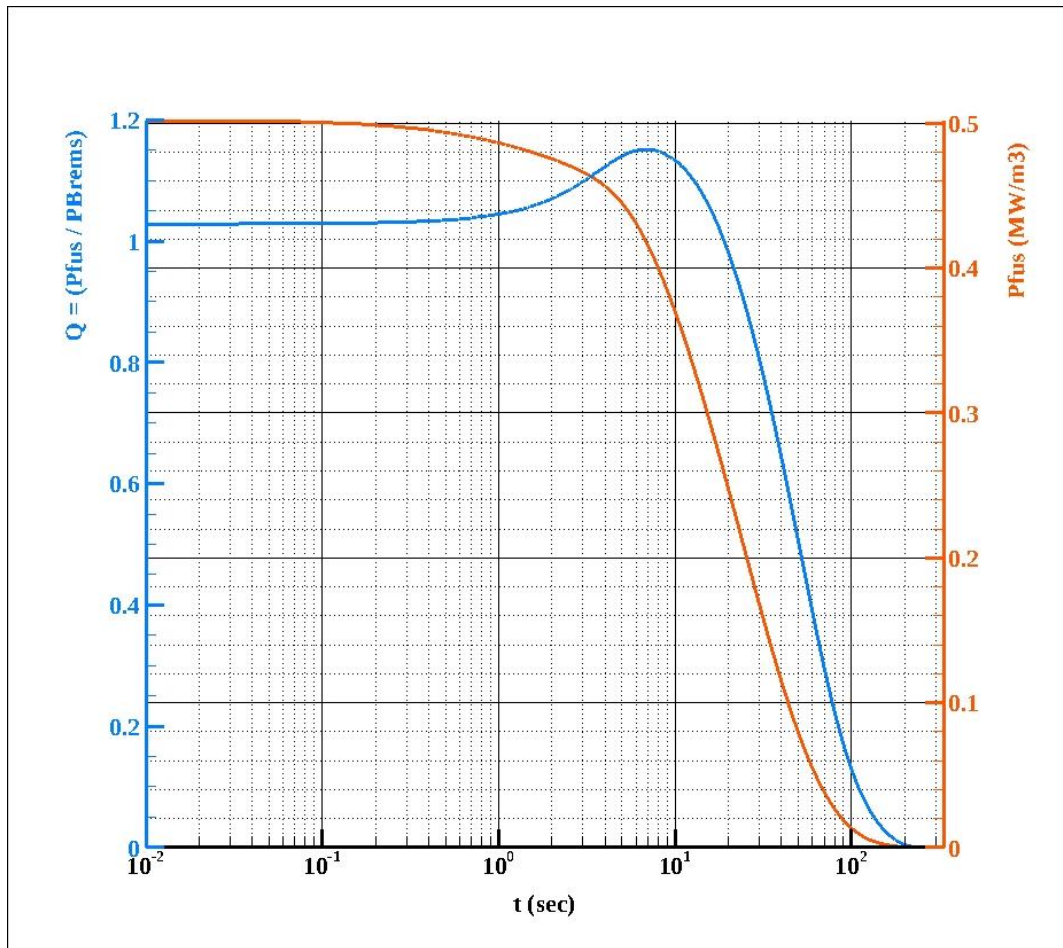
Όπως παρατηρείται μέσω των ακόλουθων σχημάτων χρονικής εξέλιξης (Σχήματα 3.16 – 3.19), στην περίπτωση της αρχικής θερμοκρασίας μέσου των  $T_{in} = 300 \text{ keV}$ , η περιγραφή των διαφόρων συνεπειών του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος  $p\text{-}^{11}\text{B}$  από σωματίδια άλφα, εμφανίζεται σχεδόν αναλλοίωτη με αυτήν της περίπτωσης  $T_{in} = 200 \text{ keV}$ . Είναι επίσης χαρακτηριστικό το γεγονός ότι μεταξύ των δύο περιπτώσεων, το φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα, εκδηλώνεται στα  $t = 10^{-1} \text{ s}$ . Σύμφωνα με το Σχήμα 3.16, η μεγιστοποίηση των θερμοκρασιών των πρωτονίων και των ιόντων Βορείου σημειώνεται στα  $t = 10 \text{ s}$ . Τη συγκεκριμένη χρονική στιγμή, η μέση, μέγιστη θερμοκρασία πλάσματος ανέρχεται στα  $T_{mean} \sim 430 \text{ keV}$  (Σχήμα 3.17).



**Σχήμα 3. 16:** Χρονική εξέλιξη της θερμοκρασίας των πρωτονίων ( $T_p$ ), των ιόντων  $^{11}\text{B}$  ( $T_B$ ), των ηλεκτρονίων ( $T_e$ ) και των σωματιδίων άλφα ( $T_a$ ), όπως επίσης και της πυκνότητας των σωματιδίων άλφα ( $n_a$ ), στο εξεταζόμενο χρονικό διάστημα περιορισμού των  $\tau_E = 10 \text{ sec}$ , στην περίπτωση ενός μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  με αρχικές συνθήκες πυκνότητας και θερμοκρασίας:  $n = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $(np / n_B) = 10$  και  $T_{in} = 300 \text{ keV}$ .

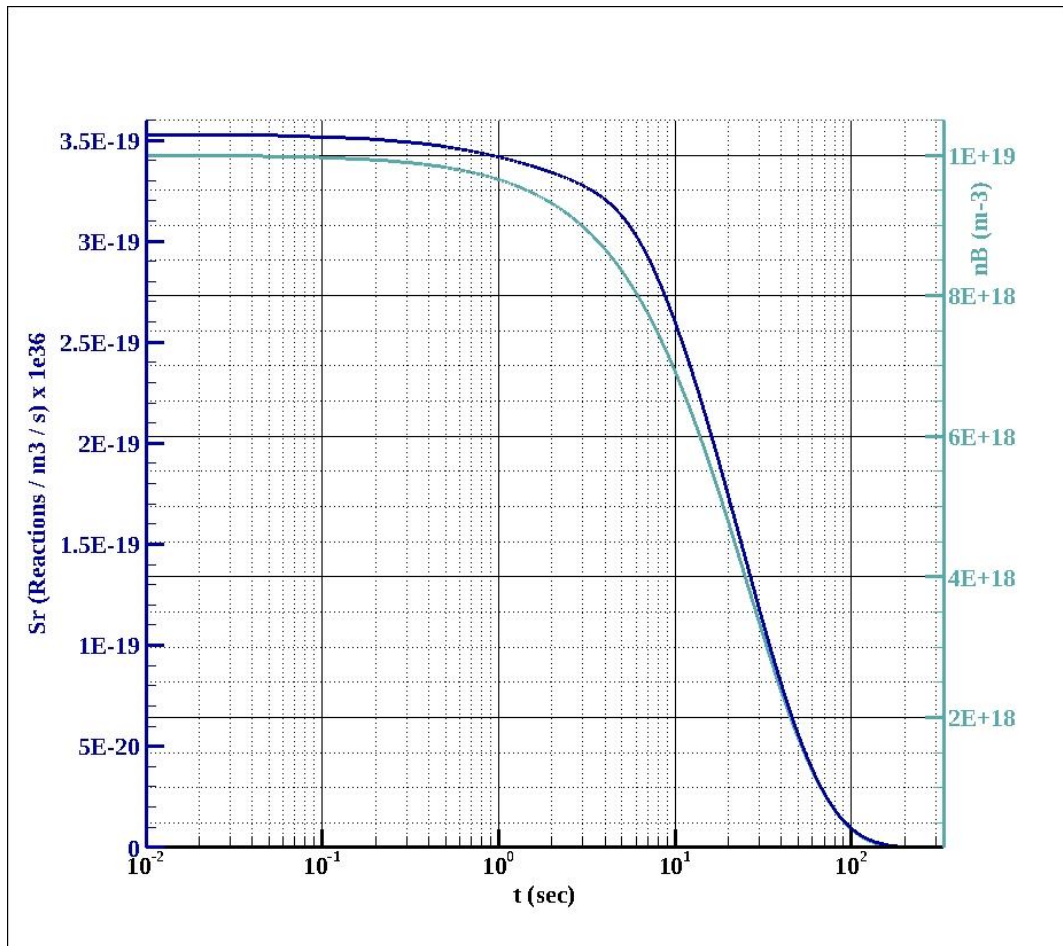


**Σχήμα 3. 17:** Χρονική εξέλιξη της μέσης θερμοκρασίας πλάσματος ( $T_{mean}$ ) και της αντιδραστικότητας σύντηξης ( $\langle sv \rangle$ ), στο εξεταζόμενο χρονικό διάστημα περιορισμού των  $\tau_E = 10$  sec, στην περίπτωση ενός μέσου  $p\text{-}^{11}B$  με αρχικές συνθήκες πυκνότητας και θερμοκρασίας:  $n = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $(np / n_B) = 10$  και  $T_{in} = 300 \text{ keV}$ .



**Σχήμα 3. 18:** Χρονική εξέλιξη της παραγόμενης πυκνότητας ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ) και του κριτηρίου ανάφλεξης ( $Q = P_{fus} / P_{Brems}$ ), στο εξεταζόμενο χρονικό διάστημα περιορισμού των  $\tau_E = 10$  sec, στην περίπτωση ενός μέσου  $p\text{-}^{11}B$  με αρχικές συνθήκες πυκνότητας και θερμοκρασίας:  $n = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $(np / n_B) = 10$  και  $T_{in} = 300 \text{ keV}$ .





**Σχήμα 3. 19:** Χρονική εξέλιξη του ρυθμού αντίδρασης σύντηξης ( $S_r$ ) και της πυκνότητας των ιόντων  $^{11}\text{B}$  ( $n_B$ ), στο εξεταζόμενο χρονικό διάστημα περιορισμού των  $\tau_E = 10 \text{ sec}$ , στην περίπτωση ενός μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  με αρχικές συνθήκες πυκνότητας και θερμοκρασίας:  $n = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $(np / n_B) = 10$  και  $T_{in} = 300 \text{ keV}$ .

Μεταξύ των  $t = 10^{-1} \text{ s}$ , όπου εκδηλώνεται το φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα, και των  $\tau_E = 10 \text{ s}$ , όπου εξετάζεται ο σταθερός περιορισμός του πλάσματος  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , δίχως σωματιδιακές απώλειες και άρα, επέκταση:

- i) Η θερμοκρασία των σωματιδίων άλφα ( $T_\alpha$ ) μειώνεται κατά  $\sim 3$  φορές και συγκεκριμένα, από τα  $T_\alpha = 2 \text{ MeV}$  στα  $T_\alpha = 640 \text{ keV}$  (Σχήμα 3.16), σαν αποτέλεσμα των ελαστικών τους συγκρούσεων *Coulomb* με τα σωματίδια υποβάθρου του πλάσματος ( $p, ^{11}\text{B}, e$ ).
- ii) Η θερμοκρασία των πρωτονίων αυξάνεται από τα  $T_p = 300 \text{ keV}$  στα  $T_p \sim 370 \text{ keV}$  (αύξηση κατά  $\sim 1.2$  φορές) και των ιόντων  $^{11}\text{B}$  ορείου, από τα  $T_B = 300 \text{ keV}$  στα  $T_B \sim 540 \text{ keV}$  (αύξηση κατά  $\sim 2$  φορές) (Σχήμα 3.16).
- iii) Όπως και στην περίπτωση της αρχικής θερμοκρασίας μέσου των  $T_{in} = 200 \text{ keV}$ , η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων εμφανίζει μείωση, σε αντίθεση με τις θερμοκρασίες των πρωτονίων και των ιόντων  $^{11}\text{B}$  ορείου, (Σχήμα 3.16). Την χρονική στιγμή των  $\tau_E = 10 \text{ s}$  ( $T_B \sim 540 \text{ keV}$ ), η μέγιστη τιμή του λόγου ( $T_B / T_e$ ) έγκειται στο  $\sim 2.4$ .

iv) Η παραγόμενη πυκνότητα σωματιδίων άλφα αυξάνεται από τα  $n_\alpha = 1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  (critical density) στα  $n_\alpha = 9.5 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$  (Σχήμα 3.16), με αποτέλεσμα να προσομοιάζει αυτήν της περίπτωσης των  $T_{in} = 200 \text{ keV}$ :  $n_\alpha = 8 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ , την χρονική στιγμή των  $t_E = 10 \text{ s}$ . Το συγκεκριμένο γεγονός οφείλεται στην ελάχιστη αύξηση της αντιδραστικότητας στο χρονικό διάστημα των  $t_E = 10 \text{ s}$ : αύξηση από τα  $\langle \sigma v \rangle = 3.5 \times 10^{-22} (\text{m}^3 / \text{s})$  στα  $\langle \sigma v \rangle = 4.0 \times 10^{-22} (\text{m}^3 / \text{s})$ .

v) Λόγω της υψηλότερης αντιδραστικότητας σύντηξης την χρονική στιγμή των  $t = 10^{-1} \text{ s}$ :  $\langle \sigma v \rangle = 3.5 \times 10^{-22} (\text{m}^3 \text{ s})$  (Σχήμα 3.17), σε σχέση με την περίπτωση των  $T_{in} = 200 \text{ keV}$  (Σχήμα 3.13), η παραγόμενη πυκνότητα ισχύος σύντηξης:  $P_{fus} = 0.5 (\text{MW} / \text{m}^3)$  αντισταθμίζει τις απώλειες της ακτινοβολίας Bremsstrahlung ( $Q = 1$ :  $P_{fus} = P_{Brems}$ ) από τον αρχικό χρόνο αναπαράστασης των  $t = 10^{-2} \text{ s}$  (Σχήμα 3.18).

vi) Μία σημαντική διαφοροποίηση μεταξύ των περιπτώσεων αρχικής θερμοκρασίας μέσου:  $T_{in} = 200 \text{ keV}$ , και  $T_{in} = 300 \text{ keV}$ , αποτελεί η πτωτική πορεία των καμπυλών του ρυθμού αντίδρασης σύντηξης ( $S_r$ ) (Σχήμα 3.19) και της παραγόμενης πυκνότητας ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ) (Σχήμα 3.18), στη δεύτερη περίπτωση. Λόγω της εμφάνισης του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα, την χρονική στιγμή των  $t = 10^{-1} \text{ s}$ , θα ήταν αναμενόμενη η αυξητική πορεία των δύο αυτών καμπυλών, όπως στην περίπτωση των  $T_{in} = 200 \text{ keV}$ . Το συγκεκριμένο φαινόμενο οφείλεται αφενός, στην πρακτικά σταθερή πορεία της αντιδραστικότητας σύντηξης ( $\langle \sigma v \rangle$ ), στο διάστημα μέσων θερμοκρασιών πλάσματος:  $300 \text{ keV} \leq T_{mean} \leq 400 \text{ keV}$ , στο εξεταζόμενο χρονικό διάστημα των  $t_E = 10 \text{ s}$  (Σχήματα 3.17) και αφετέρου, στην κατανάλωση του καυσίμου Βορείου (Σχήμα 3.19).

vii) Η παραγωγή ισχύος σύντηξης πέφτει από τα  $P_{fus} = 0.5 (\text{MW}/\text{m}^3)$  στα  $P_{fus} \sim 0.38 (\text{MW}/\text{m}^3)$  (Σχήμα 3.18), σαν αποτέλεσμα της πτωτικής πορείας του ρυθμού αντίδρασης σύντηξης ( $S_r$ ). Παρόλα αυτά, λόγω της υφιστάμενης θερμοκρασιακής διαφοράς ανάμεσα στα ηλεκτρόνια και τα ιόντα Βορείου του πλάσματος ( $T_B - T_e \sim 300 \text{ keV}$ ), οι απώλειες ισχύος της ακτινοβολίας Bremsstrahlung μειώνονται και η καμπύλη του κριτηρίου ανάφλεξης αυξάνεται από το  $Q = 1.0$  στο  $Q = 1.15$ .

Στηριζόμενοι στα αποτελέσματα των παρατηρήσεων (vi, vii), μπορούμε να καταλήξουμε στο συμπέρασμα ότι, δεν τίθεται λόγος αύξησης της αρχικής θερμοκρασίας του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  από τα  $T_{in} = 200 \text{ keV}$  στα  $T_{in} = 300 \text{ keV}$ . Η χαμηλότερη, βέλτιστη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης:  $[\text{max}]Q = 1.15$  ( $[\text{max}]Q \sim 1.29$  στα  $T_{in} = 200 \text{ keV}$ ) συνεπάγεται χαμηλότερα ποσά ωφέλιμης ισχύος, για την παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας από φορτισμένα σωματίδια και δεν αντισταθμίζει τη μεγαλύτερη, απαιτούμενη κατανάλωση ισχύος, για την επίτευξη της αρχικής θερμοκρασίας πλάσματος.

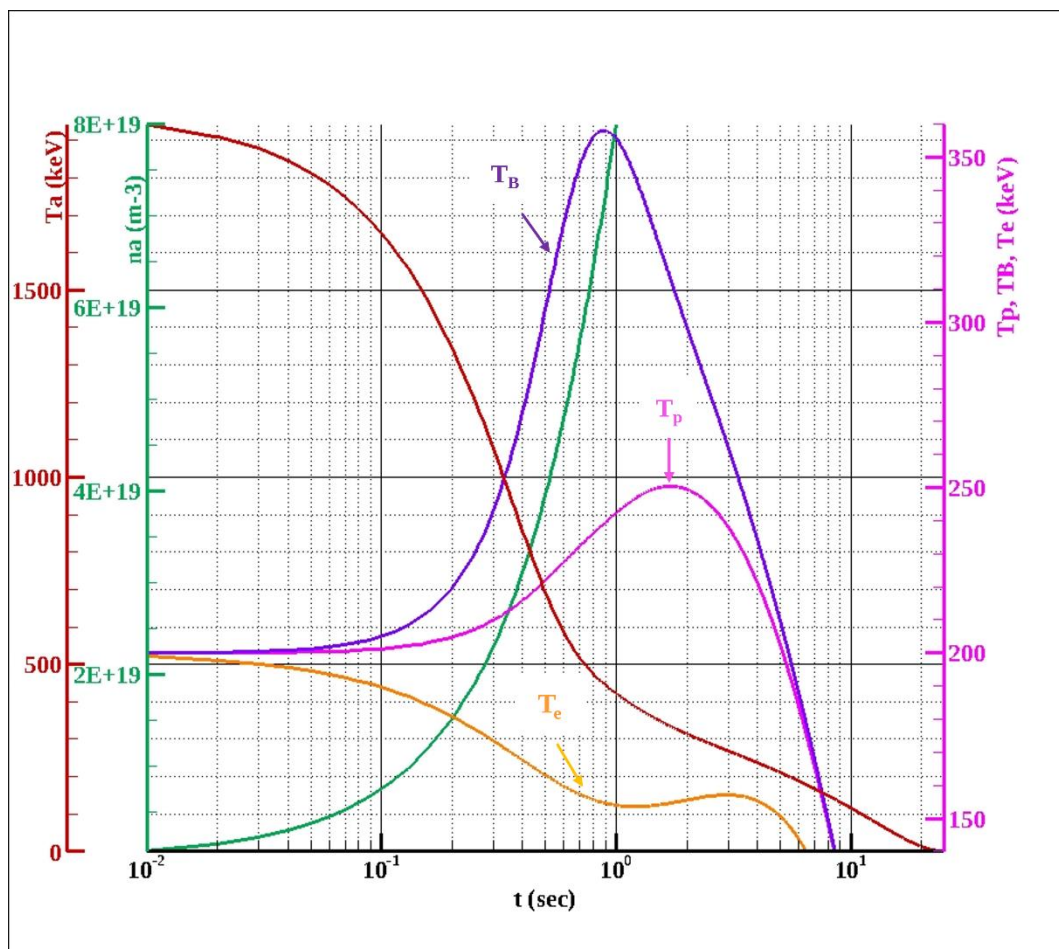
### 3.10.5. Δυνητικοί τρόποι βελτίωσης της βέλτιστης συνθήκης ανάφλεξης της Ενότητας 3.10.4.2

#### 3.10.5.1. Αύξηση της αρχικής πυκνότητας μέσου, από τα $n = (n_p + n_B) = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ στα $n = (n_p + n_B) = 2 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ , με διατήρηση της βέλτιστης αναλογίας πυκνοτήτων: $(n_p / n_B) = 10$

Καθόσον η ανάπτυξη του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα δεν οδηγεί σε βελτιωμένη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης, στην περίπτωση της αύξησης της αρχικής θερμοκρασίας του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας ( $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ), από τα  $T_{in} = 200 \text{ keV}$  στα  $T_{in} = 300 \text{ keV}$ , στο πλαίσιο της παρούσας ενότητας, διερευνάται το ενδεχόμενο της αύξησης της συνολικής, αρχικής πυκνότητας ιόντων του, από τα  $n = (n_p + n_B) = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  στα  $n = (n_p + n_B) = 2 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ . Η συγκεκριμένη θεώρηση γίνεται καθόσον, η παραγωγή πυκνότητας ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ) εξαρτάται κατά κύριο λόγο, από τις μεταβλητές ποσότητες της αντιδραστικότητας σύντηξης και των πυκνοτήτων των συντηκόμενων

σωματιδίων  $p$ ,  $^{11}\text{B}$ :  $P_{\text{fus}} = n_p n_B \langle \sigma v \rangle E_{ch}$ , όπου  $E_{ch} = 8.7 \text{ MeV}$ . Η βέλτιστη αναλογία πυκνοτήτων:  $(n_p / n_B) = 10$  του Σχήματος 3.5 (Ενότητα 3.10.4.1), παραμένει η ίδια και στην περίπτωση του μέσου αρχικής πυκνότητας:  $n = 2 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ , λόγω πλήρωσης του κριτηρίου του Lawson ( $n \tau_E$ ).

Ως εκ τούτου, στα επόμενα Σχήματα 3.20 – 3.24 παρουσιάζεται η χρονική εξέλιξη των διαφόρων παραμέτρων του μέσου σύντηξης  $p$ - $^{11}\text{B}$ , με συνολική, αρχική πυκνότητα ιόντων:  $n = (n_p + n_B) = 2 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$   $\{(n_p / n_B) = 10\}$  και αρχική θερμοκρασία στα  $T_{in} = 200 \text{ keV}$ .



**Σχήμα 3. 20:** Χρονική εξέλιξη της θερμοκρασίας των πρωτονίων ( $T_p$ ), των ιόντων  $^{11}\text{B}$  ( $T_B$ ), των ηλεκτρονίων ( $T_e$ ) και των σωματιδίων άλφα ( $T_\alpha$ ), όπως επίσης και της παραγόμενης πυκνότητας των σωματιδίων άλφα ( $n_\alpha$ ), στην περίπτωση ενός μέσου  $p$ - $^{11}\text{B}$  με αρχικές συνθήκες πυκνότητας και θερμοκρασίας:  $n = 2 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ ,  $(n_p / n_B) = 10$  και  $T_{in} = 200 \text{ keV}$ .

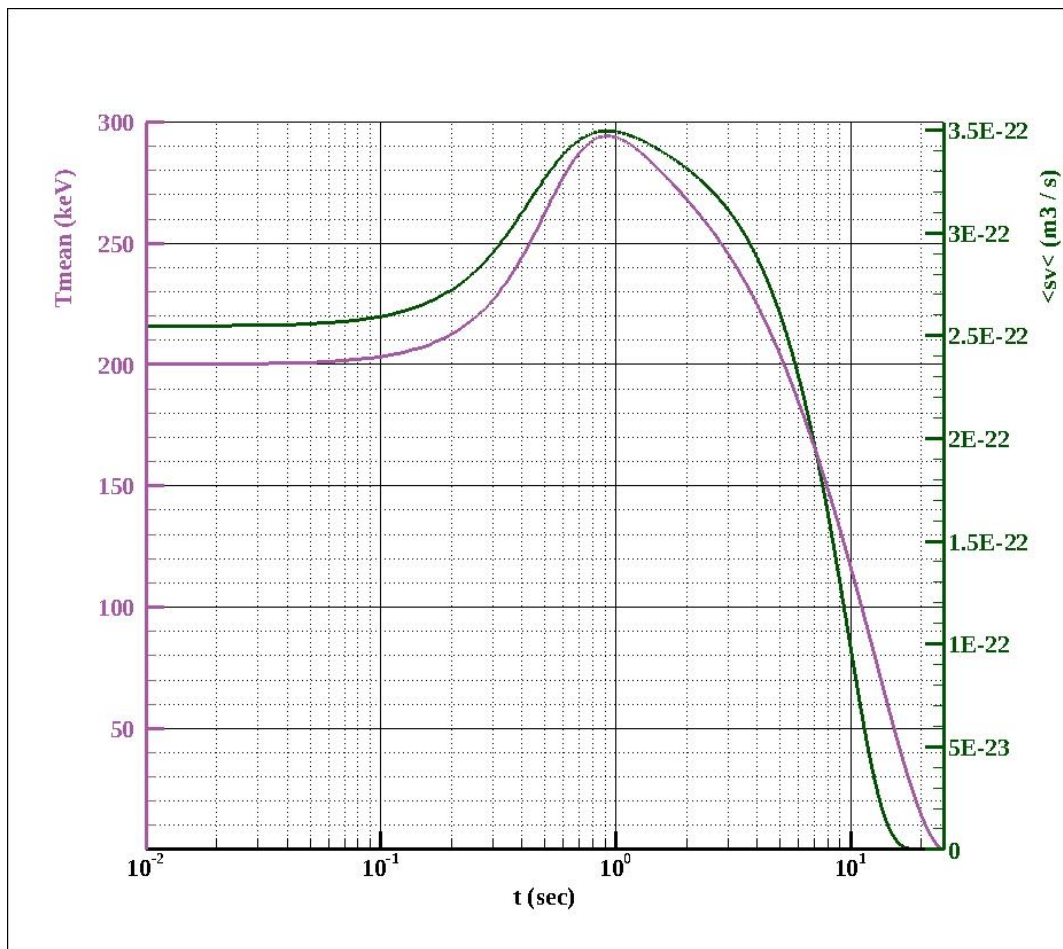
Τα αποτελέσματα του Σχήματος 3.20 δείχνουν ότι στην περίπτωση αύξησης της αρχικής πυκνότητας του μέσου  $p$ - $^{11}\text{B}$ , από τα  $n = (n_p + n_B) = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  στα  $n = (n_p + n_B) = 2 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ :

i) Το φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα, εκδηλώνεται την χρονική στιγμή των  $t = 10^{-2} \text{ s}$ , όπου η παραχθείσα πυκνότητα σωματιδίων άλφα:  $n_\alpha = 1 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , είναι δύο (2) τάξεις μεγέθους χαμηλότερη, συγκριτικά με τη συνολική, αρχική πυκνότητα των ιόντων σύντηξης  $p$ ,  $^{11}\text{B}$ . Το συγκεκριμένο αποτέλεσμα, αναφορικά με την ελάχιστη απαιτούμενη παραγωγή σωματιδίων άλφα, για την πρόκληση μίας σημαντικής θέρμανσης πλάσματος, έρχεται σε συμφωνία με τα αντίστοιχα αποτελέσματα των Ενοτήτων 3.10.4.2 – 3.10.4.3.



ii) Οι μέγιστες θερμοκρασίες των συντηκόμενων σωματιδίων  $p, {}^{11}B$ :  $T_p = 240 \text{ keV}$ ,  $T_B = 360 \text{ keV}$ , είναι ίδιες με αυτές του Σχήματος 3.12 για  $n = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  και  $T_{in} = 200 \text{ keV}$ , με μόνη διαφορά το χρονικό διάστημα παρατήρησης τους. Στην περίπτωση της αρχικής πυκνότητας ιόντων:  $n = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , οι προαναφερθείσες, μέγιστες θερμοκρασίες των πρωτονίων και των ιόντων Βορείου διασφαλίζονται σε ένα χρονικό διάστημα, της τάξης των  $\Delta t = \tau_E = 10 \text{ s}$ . Εν αντιθέσει, στην παρούσα εξεταζόμενη αρχική πυκνότητα μέσου:  $n = 2 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ , οι ίδιες τιμές θερμοκρασιών επιτυγχάνονται σε ένα συντομότερο χρονικό διάστημα κατά δέκα (10) φορές:  $\Delta t = 10^0 \text{ s} = 1 \text{ s}$ . Επίσης, σύμφωνα με τα αποτελέσματα του Πίνακα 3.1 της Ενότητας 3.10.3 ( $\tau_E$  από το κριτήριο *Lawson*), όπου, το ελάχιστο χρονικό διάστημα περιορισμού ενός πλάσματος, με αρχικές συνθήκες πυκνότητας και θερμοκρασίας:  $n = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  και  $T_{in} = 200 \text{ keV}$ , έγκειται στα  $\tau_E = 3 \text{ s}$ , το εμφανιζόμενο χρονικό διάστημα περιορισμού του Σχήματος 3.20:  $\Delta t = 1 \text{ s}$ , είναι κατά τρεις (3) φορές μικρότερο. Η παραπάνω βελτίωση στον χρόνο ενεργειακού περιορισμού, σε σχέση με την αρχικά υπολογισθείσα τιμή από το κριτήριο του *Lawson*, προκύπτει σαν άμεση συνέπεια του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος  $p\text{-}{}^{11}B$ , από το σχηματισμό μίας σημαντικής πυκνότητας σωματιδίων άλφα, από τις ομώνυμες πυρηνικές αντιδράσεις.

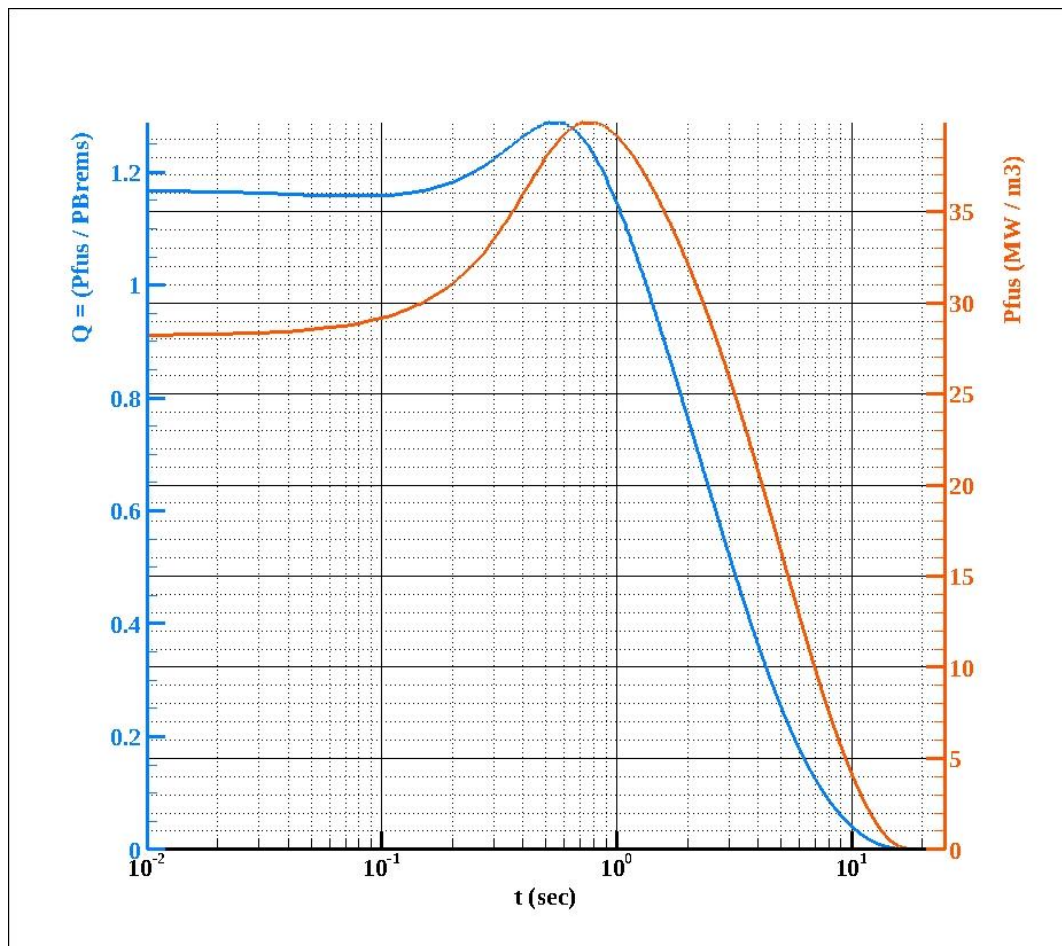
iii) Η χρονική εξέλιξη της μέσης θερμοκρασίας πλάσματος ( $T_{mean}$ ), που διαμορφώνεται από τις θερμοκρασίες των πρωτονίων και των ιόντων Βορείου ( $T_p, T_B$ ) του Σχήματος 3.20 παρουσιάζεται στο ακόλουθο Σχήμα 3.21.



**Σχήμα 3. 21:** Χρονική εξέλιξη της μέσης θερμοκρασίας πλάσματος ( $T_{mean}$ ) και της αντιδραστικότητας σύντηξης  $\langle sv \rangle$ , στην περίπτωση ενός μέσου  $p\text{-}{}^{11}B$  με αρχικές συνθήκες πυκνότητας και θερμοκρασίας:  $n = 2 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ ,  $(np / n_B) = 10$  και  $T_{in} = 200 \text{ keV}$ .

Λόγω της αύξησης κατά μία (1) τάξη μεγέθους των πυκνοτήτων των ιόντων σύντηξης  $p$ ,  $^{11}\text{B}$ , ο ρυθμός αντίδρασης σύντηξης αυξάνεται κατά δύο (2) τάξεις μεγέθους. Ενδεικτικά, την χρονική στιγμή  $t = \tau_E = 10^{-2} \text{ s}$ , ο ρυθμός αντίδρασης σύντηξης έγκειται στα  $S_r \sim 2.5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$ . Στην περίπτωση της αρχικής πυκνότητας πλάσματος:  $n = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  ( $T_{in} = 200 \text{ keV}$ ), ο αντίστοιχος ρυθμός αντίδρασης σύντηξης ανέρχεται στα:  $S_r \sim 2.5 \times 10^{17} \text{ m}^{-3} \text{ s}^{-1}$  (Σχήμα 3.15, Ενότητα 3.10.4.2).

Στη συνέχεια, σύμφωνα με το ακόλουθο Σχήμα 3.22, η αύξηση στο ρυθμό αντίδρασης ( $S_r$ ) συνεπάγεται αύξηση της παραγόμενης πυκνότητας ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ) κατά επίσης δύο (2) τάξεις μεγέθους, σε σχέση με το σενάριο αρχικής πυκνότητας:  $n = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  και ίσης θερμοκρασίας ( $T_{in} = 200 \text{ keV}$ ). Ενδεικτικά, την χρονική στιγμή των  $t = 10^0 \text{ s}$ , όπου κλιμακώνεται η εμφάνιση των συνεπειών του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα, η παραγωγή πυκνότητας ισχύος σύντηξης ανέρχεται στα  $P_{fus} = 39 \text{ (MW/m}^3\text{)}$ . Εν αντιθέσει, στην περίπτωση της αρχικής πυκνότητας μέσου:  $n = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , η μέγιστη παραγωγή ισχύος σύντηξης ανέρχεται στα  $P_{fus} = 0.39 \text{ (MW/m}^3\text{)}$ . Παρόλα αυτά, λόγω της υψηλότερης πυκνότητας των πρωτονίων, των ιόντων  $^{11}\text{B}$  ορείου και των ηλεκτρονίων στην προκειμένη περίπτωση, οι απώλειες της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung* ( $P_{Brems}$ ) ενισχύονται και οδηγούν σε μειωμένη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης. Στις προαναφερθείσες μέγιστες τιμές πυκνοτήτων ισχύος σύντηξης:  $Q = (P_{fus} / P_{Brems}) = 1.15$  και  $Q = (P_{fus} / P_{Brems}) = 1.29$  (για  $n = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ), αντίστοιχα.



**Σχήμα 3. 22:** Χρονική εξέλιξη της παραγόμενης πυκνότητας ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ) και του κριτηρίου ανάφλεξης ( $Q = P_{fus} / P_{Brems}$ ), στην περίπτωση ενός μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  με αρχικές συνθήκες πυκνότητας και θερμοκρασίας:  $n = 2 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ ,  $(n_p / n_B) = 10$  και  $T_{in} = 200 \text{ keV}$ .

Με βάση τα ανωτέρω αποτελέσματα, είναι φανερό ότι, αν και η αύξηση της αρχικής πυκνότητας του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , από τα  $n = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  στα  $n = 2 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ , ενισχύει την παραγωγή ισχύος σύντηξης ( $P_{\text{fus}}$ ), η χαμηλότερη, μέγιστη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης ( $[\text{max}]Q = 1.15$ ) δεν αντισταθμίζει τη δυσκολία παραγωγής της αρχικής του πυκνότητας. Όπως έχει ήδη διατυπωθεί από το πλαίσιο της Ενότητας 3.10.2, οι σύγχρονες τεχνολογίες επιτάχυνσης ιόντων με δέσμες *laser* (π.χ. *Target Normal Sheath Acceleration - TNSA*) μπορούν να παράγουν μέχρι και  $10^{15}$  πρωτόνια, ανά παλμό *laser*. Θεωρώντας έναν όγκο αλληλεπίδρασης δέσμης *laser* και στερεού στόχου στα  $V = 10^{-3} \text{ m}^3 - 10^{-4} \text{ m}^3$ , η παραγόμενη πυκνότητα δέσμης έγκειται στα  $10^{18} \text{ m}^{-3} - 10^{19} \text{ m}^{-3}$ . Περισσότερο ενθαρρυντικά εμφανίζονται τα αριθμητικά αποτελέσματα των *K. Perrakis et al.* [45], όσο να αφορά την παραγωγή δεσμών ιόντων από Μαγνητικά Μονωμένες Διόδους (*MID*):  $10^{17}$  Δευτερόνια, από κυλινδρική *MID* με αρχικές συνθήκες λειτουργίας: Κυλινδρική ακτίνα ανόδου: 12 cm, Κυλινδρική ακτίνα καθόδου: 10 cm, Μήκος διόδου: 17 cm, Διάκενο ανόδου – καθόδου, απόστασης: 2 mm.

### 3.10.5.2. Ανάκτηση των απωλειών ισχύος της ακτινοβολίας Bremsstrahlung

Όπως παρουσιάστηκε στο πλαίσιο των Ενοτήτων 3.10.4.3 - 3.10.5.1, στις περιπτώσεις αύξησης της αρχικής θερμοκρασίας του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  από τα  $T_{\text{in}} = 200 \text{ keV}$  στα  $T_{\text{in}} = 300 \text{ keV}$  ή της αρχικής του πυκνότητας, από τα  $n = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$  στα  $n = 2 \times 10^{21} \text{ m}^{-3}$ , το φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα δεν οδηγεί σε βελτίωση της βέλτιστης τιμής του κριτηρίου ανάφλεξης:  $[\text{max}]Q = (P_{\text{fus}} / P_{\text{Brems}}) = 1.29$  ( $n = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_{\text{in}} = 200 \text{ keV}$ ). Σε αυτό το πλαίσιο, μία εναλλακτική λύση περιλαμβάνει την εφαρμογή τεχνικών ανάκτησης των απωλειών ισχύος της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung* ( $P_{\text{Brems}}$ ). Η συγκεκριμένη μέθοδος έχει ήδη προταθεί για τις υφιστάμενες διατάξεις σύντηξης μαγνητικού περιορισμού (*Tokamaks*) και θεωρεί τη μετατροπή των απωλειών ακτινοβολίας σε ηλεκτρική ενέργεια, με αποδοτικότητα υψηλότερη του 50 % [3], μέσω της χρήσης κατάλληλης διαμόρφωσης. Η προτεινόμενη διαμόρφωση αναφέρεται στην κάλυψη του εξωτερικού περιβλήματος της συσκευής περιορισμού με κατάλληλα διαμορφωμένο χιτώνα υλικών. Καθώς τα φωτόνια της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung* θα περνούν μέσα από αυτόν τον χιτώνα υλικών, θα επιβραδύνονται, ενώ στη συνέχεια, αυτός θα θερμαίνει ένα ρέον ψυκτικό υγρό στο εσωτερικό του. Μετά από το συγκεκριμένο στάδιο, θα πραγματοποιείται μετατροπή ισχύος, όπως στους συμβατικούς σταθμούς ηλεκτροπαραγωγής [53]. Στην περίπτωση των Συμπαγών Συσκευών Μαγνητικής Σύντηξης (*CMFD*), η κάλυψη του εξωτερικού τους περιβλήματος με το συγκεκριμένο κατάλληλα διαμορφωμένο χιτώνα υλικών, εμφανίζεται περισσότερο εφικτή, σε σχέση με τα *Tokamaks*, λόγω του μικρότερου τους μεγέθους. Αναφέρεται ενδεικτικά ότι στην περίπτωση των βέλτιστων αρχικών συνθηκών του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας:  $n = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $(n_p / n_B) = 10$  και  $T_{\text{in}} = 200 \text{ keV}$ , μία ανάκτηση της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung* της τάξης του 50%, θα οδηγούσε στη βέλτιστη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης:  $[\text{max}]Q = 2.5$  (Σχήμα 3.14) με την αντίστοιχη τιμή της πυκνότητας ισχύος σύντηξης να ανέρχεται στα:  $P_{\text{fus}} = 0.4$  ( $\text{MW} / \text{m}^3$ ).

### 3.11. Περίπτωση (ii): Θέωρηση ενεργητικών πρωτονίων σε μέσο Βορείου ή πρωτονίων - Βορείου, χαμηλής πυκνότητας

Στο πλαίσιο των Ενοτήτων 3.10.4.1 - 3.10.4.3 παρουσιάστηκαν οι απαιτούμενες συνθήκες ανάφλεξης  $\{Q = (P_{\text{fus}} / P_{\text{Brems}}) \geq 1\}$  ενός μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας ( $n = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ), από το φαινόμενο των αλυσιδωτών αντιδράσεων και το σχετικό φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα. Υπό την προϋπόθεση διασφάλισης μίας αρχικής θερμοκρασίας πλάσματος  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , στο διάστημα:  $130 \text{ keV} \leq T_{\text{in}} \leq 400 \text{ keV}$  και παράλληλα, βελτιστοποίησης των απωλειών ισχύος της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung*, οι συνέπειες του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα εμφανίζονται, όταν η

παραχθείσα πυκνότητα των τελευταίων είναι:  $n_\alpha \sim 10^{18} \text{ m}^{-3}$ . Αυτό σημαίνει ότι, για την πρόκληση μίας σημαντικής θέρμανσης πλάσματος, η παραχθείσα πυκνότητα σωματιδίων άλφα πρέπει να είναι δύο (2) τάξεις μεγέθους χαμηλότερη, συγκριτικά με τη συνολική, αρχική πυκνότητα των ιόντων σύντηξης  $p$ ,  $^{11}\text{B}$ . Η θέρμανση πλάσματος από σωματίδια άλφα ανυψώνει τις θερμοκρασίες των ιόντων σύντηξης  $p$ ,  $^{11}\text{B}$ , εντός της περιοχής βέλτιστης αντιδραστικότητας:  $300 \text{ keV} \leq T < 700 \text{ keV}$  (Σχήμα 3.3, Ενότητα 3.6). Λόγω βελτιστοποίησης της αντιδραστικότητας σύντηξης στη συγκεκριμένη περιοχή θερμοκρασιών, παράγεται μία ακόμη υψηλότερη πυκνότητα σωματιδίων άλφα και το μέσο  $p$ - $^{11}\text{B}$  αναφλέγεται:  $1 \leq Q \leq 1.29$ , σε ένα χρονικό διάστημα της τάξης των  $\Delta t = 10 \text{ sec}$  (απαιτούμενος χρόνος περιορισμού της ενέργειας του πλάσματος). Σε αυτήν τη σειρά αριθμητικών υπολογισμών, κρίσιμο ρόλο στην ανάφλεξη σύντηξης, διαδραματίζει και η προκύπτουσα θερμοκρασιακή διαφορά, ανάμεσα στα ιόντα Βορείου ( $T_B$ ) και τα ηλεκτρόνια του μέσου ( $T_e$ ), αμέσως μετά την εκδήλωση του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος. Στη μέγιστη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης:  $[\max]Q \sim 1.29$  ( $T_B \sim 2 T_e$ ).

Με εξαίρεση το φαινόμενο των αλυσιδωτών αντιδράσεων και το σχετικό φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα, μία άλλη πολλά υποσχόμενη προσέγγιση για τη ενίσχυση της αντιδραστικότητας σύντηξης  $p$ - $^{11}\text{B}$ , συνιστά η λεγόμενη “υβριδική καύση (hybrid burn)” [19, 54]. Η υβριδική καύση, που τη σήμερα ημέρα διερευνάται από την ιδιωτική εταιρεία παραγωγής ενέργειας σύντηξης *HB11 Energy* (Σίδνεϋ, Αυστραλία), συνδυάζει την θερμοπυρηνική (αδρανειακή - *ICF*) ανάφλεξη, με την ταχεία ανάφλεξη που οδηγείται από πρωτόνια (*proton-driven fast ignition*). Τη βασική ιδέα της υβριδικής καύσης αποτελεί η έκρηξη ενός στερεού στόχου Υδρογόνου – Βορείου και η έγχυση σε αυτόν, μίας επιταχυνόμενης δέσμης πρωτονίων, κατά την φάση της μέγιστης του συμπίεσης. Τα εγχέομενα, ενεργητικά πρωτόνια παράγουν τοπική θέρμανση εντός του πλάσματος αδρανειακής σύντηξης και συνεισφέρουν στην άμεση επαγωγή περισσότερων πυρηνικών αντιδράσεων  $p$ - $^{11}\text{B}$ .

Στην περίπτωση ενός μέσου  $p$ - $^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας ( $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ), η διασφάλιση της βέλτιστης τιμής του κριτηρίου ανάφλεξης:  $[\max]Q \sim 1.29$  ( $P_{fus} \sim 0.355 \text{ MW} / \text{m}^3$ ), επισκιάζεται από την πρόκληση της θέρμανσης του καυσίμου στην αρχική θερμοκρασία των  $T_{in} = 200 \text{ keV}$ . Σε αυτό το πλαίσιο, ένα τύπου “υβριδικό σχήμα”, το οποίο θα περιλάμβανε την έγχυση ενεργητικών πρωτονίων σε ένα μέσο Βορείου ( $^{11}\text{B}$ ) ή πρωτονίων – Βορείου ( $p$ - $^{11}\text{B}$ ) χαμηλής πυκνότητας, ενδεχομένως να είχε θετική επίδραση στην αρχικοποίηση της διαδικασίας ανάφλεξης σύντηξης ( $Q \geq 1$ ), από αρχικές θερμοκρασίες πλάσματος κατώτερες ( $<$ ) των  $T_{in} < 100 \text{ keV}$ . Η απόδειξη συνθηκών ανάφλεξης σύντηξης στο διάστημα αρχικών θερμοκρασιών:  $1 \text{ keV} \leq T_{in} < 100 \text{ keV}$ , παρουσιάζει ιδιαίτερο ενδιαφέρον, καθώς στην προκειμένη περίπτωση, το καύσιμο  $p$ - $^{11}\text{B}$  θα θεωρείτο ανταγωνιστικό έναντι του  $D$ - $T$ , που δύναται να αναφλεγεί εντός του διαστήματος αρχικών θερμοκρασιών πλάσματος:  $1 \text{ keV} \leq T_{in} \leq 65 \text{ keV}$  ( $\sigma_{max} = 5 \text{ barn}$ ) (Παράρτημα Α). Εν τούτοις, μία σημαντική και εξέχουσα διαφοροποίηση μεταξύ του πυρηνικού καυσίμου  $p$ - $^{11}\text{B}$  και του κύκλου καυσίμου  $D$ - $T$ , συνιστά η έκλυση χαμηλού ποσοστού νετρονίων ( $< 1 \%$ ), με άρα, αποφυγή των σχετικών προβλημάτων ραδιενέργειας της αντίδρασης  $D$ - $T$  (ενεργοποίηση και καταστροφή των υλικών του πρώτου τοιχώματος του αντιδραστήρα, απαίτηση μανδύα γύρω από τον θάλαμο σύντηξης).

Προσφάτως, η έγχυση ουδέτερων, ενεργητικών δεσμών ιόντων (*NBI*) αξιοποιήθηκε για την αναπλήρωση του καυσίμου σύντηξης και τη συντήρηση της καύσης, στο πρώτο πείραμα μαγνητικού περιορισμού (*MCF*) της εταιρείας *Tri-Alpha Energy* (*TAE*) με καύσιμο  $p$ - $^{11}\text{B}$ , στο συμπαγή *stellarator Large Helical Device* (*LHD*) στην Ιαπωνία [46]. Ο τελευταίος διαθέτει δύο (2) ακτινικά εγχέομενες θετικές δέσμες ιόντων, ενέργειας:  $60 \leq E_{p,0} \leq 80 \text{ keV}$  και τρεις (3) εφραπτόμενες, αρνητικές δέσμες ιόντων, ενέργειας:  $135 \leq E_{p,0} \leq 180 \text{ keV}$ , για την εκμετάλλευση του δευτερεύοντος συντονισμού της αντίδρασης  $p$ - $^{11}\text{B}$  (Σχήμα 2.4, Ενότητα 2.2.1).



Για τις αριθμητικές προσομοιώσεις της παρούσας ενότητας, θεωρήθηκαν ενεργητικά πρωτόνια εντός του διαστήματος:  $200 \text{ keV} < E_{p,0} \leq 700 \text{ keV}$ , λόγω της μεγαλύτερης δυνατότητας της ενεργής διατομής, να επάγει συμβάντα σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , στη συγκεκριμένη περιοχή ενεργειών [4, 33, 55]. Πιθανές μέθοδοι παραγωγής ενεργητικών πρωτονίων, με το παραπάνω φάσμα ενεργειών, αναλύονται στο πλαίσιο των Ενοτήτων 1.4.2 και 2.5. Αρχικές ενέργειες πρωτονίων υψηλότερες των  $E_{p,0} = 700 \text{ keV}$  δε λαμβάνονται υπόψη στα προς παρουσίαση αποτελέσματα, διότι αφενός, δεν είναι επιθυμητή η ενεργοποίηση επιπρόσθετων αλυσιδωτών αντιδράσεων παραγωγής νετρονίων (πάνω από τα  $E_{p,0} = 3 \text{ MeV}$ ) (Σχήμα 3.2, Ενότητα 3.4.1) και αφετέρου, οι διενεργηθέντες, αριθμητικοί υπολογισμοί απέδειξαν τη μη περαιτέρω βελτίωση των βέλτιστων τιμών του κριτηρίου ανάφλεξης  $\{[\max]Q\}$ .

### 3.11.1. Προσαρμογή των εξισώσεων του κώδικα ολικού ενεργειακού ισοζυγίου πολλαπλών ρευστών, στην περίπτωση της θεώρησης ενεργητικών πρωτονίων σε μέσο Βορείου ή πρωτονίων – Βορείου, χαμηλής πυκνότητας

Στο πλαίσιο του σεναρίου (i), το μέσο  $p\text{-}^{11}\text{B}$  απαρτίζεται στο σύνολο του, από τέσσερα (4) ρευστά σωματίδια: τα ενεργητικά πρωτόνια ( $p_{in}$ ), τα ιόντα Βορείου του μέσου ( $^{11}\text{B}$ ), τα ηλεκτρόνια του μέσου ( $e$ ) και τα σχηματιζόμενα σωματίδια άλφα ( $\alpha$ ) των διαδικασιών σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ . Κατά συνέπεια, η δομή των Εξισώσεων 3.28 – 3.35 της Ενότητας 3.8.1 παραμένει η ίδια, όπως στην περίπτωση του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας, χωρίς ενεργητικά πρωτόνια ( $T_{in} = T_p = T_B$ ). Στο πλαίσιο του κώδικα ολικού ενεργειακού ισοζυγίου πολλαπλών ρευστών, ο αριθμός πυκνότητας ( $n_{pin}$ ) και η αρχική ενέργεια των ενεργητικών πρωτονίων ( $E_{p,0}$ ) καθορίζονται παραμετρικά, με βάση τις δοθείσες αρχικές συνθήκες θερμοκρασίας και πυκνότητας του μέσου Βορείου.

Αντιθέτως, στην περίπτωση της θεώρησης επιπρόσθετων ενεργητικών πρωτονίων σε ένα μέσο πρωτονίων – Βορείου ( $p\text{-}^{11}\text{B}$ ) (Σενάριο (ii)), το σχηματιζόμενο μέσο σύντηξης αποτελείται συνολικά από πέντε (5) ρευστά σωματίδια: τα πρωτόνια του μέσου ( $p_{med}$ ), τα επιπρόσθετα ενεργητικά πρωτόνια ( $p_{in}$ ), τα ιόντα Βορείου του μέσου ( $^{11}\text{B}$ ), τα ηλεκτρόνια του μέσου ( $e$ ) και τα σχηματιζόμενα σωματίδια άλφα ( $\alpha$ ) των διαδικασιών σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ . Τα σωματίδια άλφα παράγονται, είτε μέσω των πυρηνικών αντιδράσεων των πρωτονίων του μέσου με τα ιόντα Βορείου του, είτε μέσω των πυρηνικών αντιδράσεων των ενεργητικών πρωτονίων ( $p_{in}$ ) με τα ιόντα Βορείου του μέσου. Λόγω της διαφορετικής ενέργειας των πρωτονίων του μέσου ( $p_{med}$ ):  $1 \text{ keV} \leq T_{p,med} \leq 400 \text{ keV}$ , από τα επιπρόσθετα ενεργητικά πρωτόνια ( $p_{in}$ ):  $200 \text{ keV} \leq E_{p,0} \leq 700 \text{ keV}$ , τα σωματίδια άλφα κάθε συνδυασμού πυρηνικών αντιδράσεων σχηματίζονται με διαφορετικό ρυθμό αντίδρασης ( $S_r$ ) και συνεισφέρουν αθροιστικά στη συνολική παραγωγή. Στη συνέχεια, παρουσιάζονται οι διάφορες προσθήκες, καθώς και οι προσαρμογές των βασικών εξισώσεων (πυκνοτήτων μάζας και πυκνοτήτων ισχύος) του κώδικα ολικού ενεργειακού ισοζυγίου πολλαπλών ρευστών, λαμβάνοντας υπόψη τις επιπρόσθετες πυρηνικές αντιδράσεις  $p_{in}\text{-}^{11}\text{B}$  και τις δυαδικές συγκρούσεις *Coulomb* μεταξύ των ενεργητικών πρωτονίων και: i) των πρωτονίων του μέσου ( $p_{in}\text{-}p_{med}$ ), ii) των ηλεκτρονίων του μέσου ( $p_{in}\text{-}e$ ) και iii) των σχηματιζόμενων σωματιδίων άλφα ( $p_{in}\text{-}\alpha$ ).

#### Χρονική εξέλιξη των πυκνοτήτων μάζας $\rho_s$ των ρευστών σωματιδίων $s = p_{in}, p_{med}, ^{11}\text{B}, e, \alpha$

$$\frac{d\rho_e}{dt} = 0 \quad (\text{Εξίσωση 3.40})$$

$$\frac{d\rho_{p,med}}{dt} = -m_{p,med} S_r \quad (\text{Εξίσωση 3.41})$$

$$\frac{d\rho_{p,in}}{dt} = -m_{p,in} S_{r1} \quad (\text{Εξίσωση 3.42})$$

$$\frac{d\rho_B}{dt} = -m_B (S_r + S_{r1}) = -11 m_p (S_r + S_{r1}) \quad (\text{Εξίσωση 3.43})$$

$$\frac{d\rho_a}{dt} = +3 m_a (S_r + S_{r1}) = 12 m_p (S_r + S_{r1}) \quad (\text{Εξίσωση 3.44})$$

Όπου:

$S_r = n_{p,med} n_B \langle \sigma v \rangle_{pmed,B}$ : Ο ρυθμός αντίδρασης σύντηξης των πρωτονίων του μέσου ( $p_{med}$ ) με τα ιόντα Βορείου του μέσου, σε  $m^{-3} s^{-1}$ .

$S_{r1} = n_{p,in} n_B \langle \sigma v \rangle_{pin,B}$ : Ο ρυθμός αντίδρασης σύντηξης των ενεργητικών πρωτονίων ( $p_{in}$ ) με τα ιόντα Βορείου του μέσου, σε  $m^{-3} s^{-1}$ .

### **Χρονική εξέλιξη των πυκνοτήτων απωλειών ισχύος των ρευστών σωματιδίων $s = p_{in}, p_{med}, {}^{11}B, e, \alpha$**

$$\frac{d\varepsilon_e}{dt} = Q_{ep} - P_{Brems} \quad (\text{Εξίσωση 3.45})$$

$$\frac{d\varepsilon_{pmed}}{dt} = -Q_{rp,med} + Q_{pp,med} \quad (\text{Εξίσωση 3.46})$$

$$\frac{d\varepsilon_{pin}}{dt} = -Q_{rp,in} - Q_{pp,in} \quad (\text{Εξίσωση 3.47})$$

$$\frac{d\varepsilon_B}{dt} = -Q_{rB} + Q_{Bp} \quad (\text{Εξίσωση 3.48})$$

$$\frac{d\varepsilon_\alpha}{dt} = +Q_{ra,pmed} + Q_{ra,pin} - Q_{\alpha p} = 8.7 MeV (S_r + S_{r1}) - Q_{\alpha p} \quad (\text{Εξίσωση 3.49})$$

Για τη μεταβολή της πυκνότητας εσωτερικής ενέργειας των ρευστών σωματιδίων του μέσου:  $p_{med}, p_{in}, {}^{11}B, \alpha$ , από τις πραγματοποιούμενες πυρηνικές αντιδράσεις  $p_{med}-{}^{11}B$  και  $p_{in}-{}^{11}B$ , ισχύουν οι ακόλουθες εκφράσεις:

$$Q_{rp,med} = \frac{k_B T_p S_r}{\gamma - 1} \quad (\text{Εξίσωση 3.50})$$

$$Q_{rp,in} = \frac{k_B T_p S_{r1}}{\gamma - 1} \quad (\text{Εξίσωση 3.51})$$

$$Q_{rB} = \frac{k_B T_B (S_r + S_{r1})}{\gamma - 1} \quad (\text{Εξίσωση 3.52})$$

$$Q_{r\alpha} = 3 (S_r + S_{r1}) \varepsilon_K \quad (\text{Εξίσωση 3.53})$$

Για τους όρους εξισορρόπησης θερμοκρασίας:  $Q_{ep}, Q_{pp,med}, Q_{pp,in}, Q_{Bp}, Q_{ap}$ , που ανάγονται στις δυαδικές συγκρούσεις *Coulomb* μεταξύ των διαφόρων σωματιδίων  $s$  και  $s'$  του πλάσματος  $p^{-11}B$  ( $p_{med}, p_{in}, {}^{11}B, e, a$ ) ισχύουν οι εκφράσεις των κάτωθι Εξισώσεων 3.54 – 3.58. Σε αυτό το σημείο, είναι απαραίτητο να επισημανθεί το γεγονός ότι, στην εξίσωση υπολογισμού της απώλειας ισχύος των επιπρόσθετων, ενεργητικών πρωτονίων (Εξίσωση 3.47), ο όρος εξισορρόπησης θερμοκρασίας  $Q_{pp,in}$  συνοδεύεται από (-) πρόσημο. Το αρνητικό πρόσημο οφείλεται στις υφιστάμενες απώλειες ενέργειας των ενεργητικών πρωτονίων ( $p_{in}$ ), λόγω της συνολικής ισχύος διακοπής (*Total Stopping Power – TSP*). Η συνολική ισχύς διακοπής αποτελεί το άθροισμα της ηλεκτρονικής ισχύος διακοπής (*Electronic Stopping Power*) και της πυρηνικής ισχύος διακοπής (*Nuclear Stopping Power*). Η ηλεκτρονική ισχύς διακοπής οφείλεται στις αλληλεπιδράσεις των ενεργητικών πρωτονίων με τα ηλεκτρόνια ( $e$ ) υποβάθρου του μέσου Βορείου, ενώ η πυρηνική ισχύς διακοπής στις αλληλεπιδράσεις τους με τους πυρήνες υποβάθρου ( $p, \alpha, {}^{11}B$ ) [15].

Για τα ηλεκτρόνια ( $e$ ) του μέσου:

$$Q_{ep} = n_e v^{e/\alpha} k_B (T_\alpha - T_e) + n_e v^{e/p} k_B (T_{p,med} - T_e) + n_e v^{e/pin} k_B (T_{pin} - T_e) + n_e v^{e/B} k_B (T_B - T_e) \quad (\text{Εξίσωση 3.54})$$

Για τα πρωτόνια ( $p$ ) του μέσου:

$$Q_{pp} = n_p v^{p/\alpha} k_B (T_\alpha - T_{p,med}) + n_p v^{p/e} k_B (T_e - T_{p,med}) + n_p v^{p/pin} k_B (T_{pin} - T_{p,med}) \quad (\text{Εξίσωση 3.55})$$

Για τα επιπρόσθετα, ενεργητικά πρωτόνια ( $p_{in}$ ):

$$Q_{pinp} = n_p v^{pin/\alpha} k_B (T_\alpha - T_{pin}) + n_p v^{p1/e} k_B (T_e - T_{pin}) + n_p v^{pin/p} k_B (T_{p,med} - T_{pin}) \quad (\text{Εξίσωση 3.56})$$

Για τα ιόντα  ${}^{11}B$  του μέσου  $p^{-11}B$ :

$$Q_{Bp} = n_B v^{B/\alpha} k_B (T_\alpha - T_B) + n_B v^{B/e} k_B (T_e - T_B) \quad (\text{Εξίσωση 3.57})$$

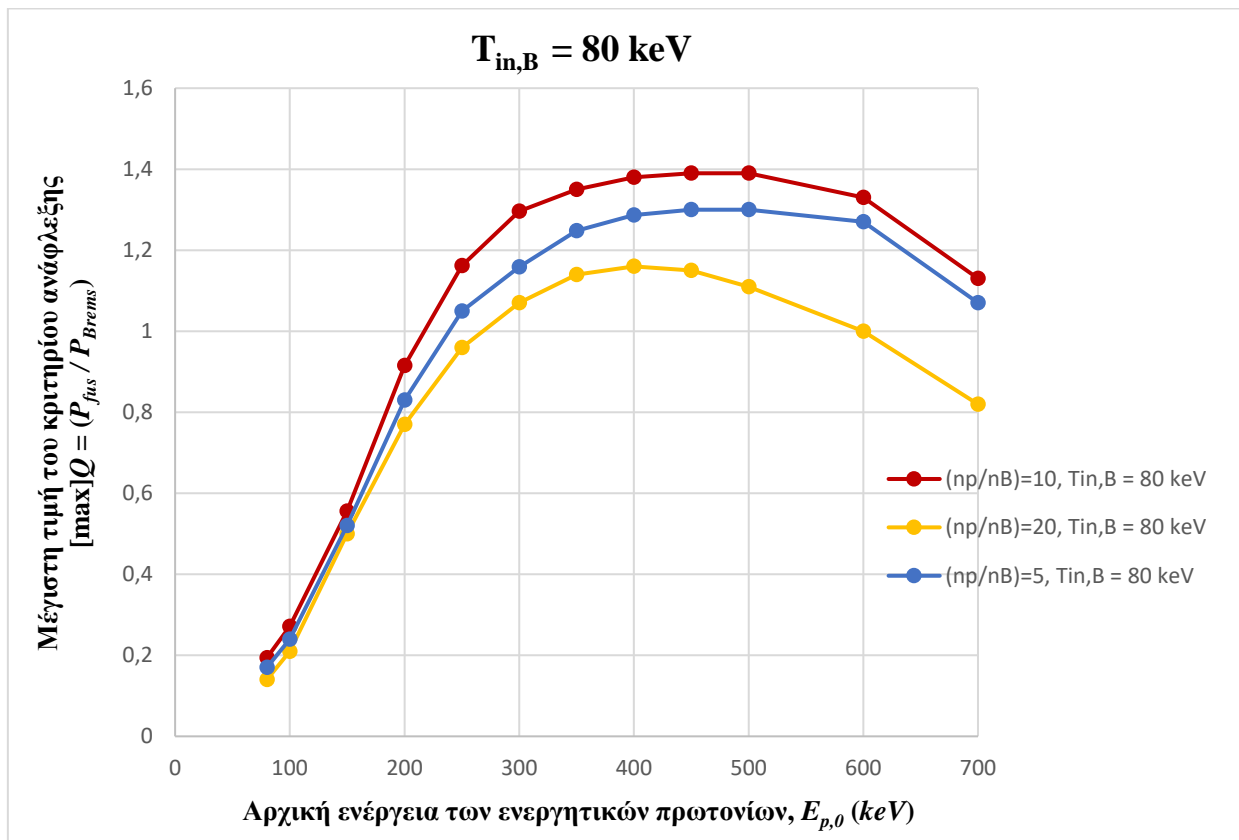
Για τα σωματίδια άλφα ( $a$ ) του μέσου  $p^{-11}B$ :

$$Q_{ap} = n_\alpha v^{a/e} k_B (T_e - T_\alpha) + n_\alpha v^{a/p} k_B (T_\alpha - T_{p,med}) + n_\alpha v^{a/pin} k_B (T_\alpha - T_{pin}) + n_\alpha v^{a/B} k_B (T_\alpha - T_B) \quad (\text{Εξίσωση 3.58})$$



### 3.11.2. Θεώρηση ενεργητικών πρωτονίων: $100 \text{ keV} \leq E_{p,0} \leq 700 \text{ keV}$ , σε μέσο Βορείου ( $^{11}\text{B}$ ), με αρχικές συνθήκες πυκνότητας και θερμοκρασίας: $n_B \sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , $1 \text{ keV} \leq T_{in,B} < 400 \text{ keV}$

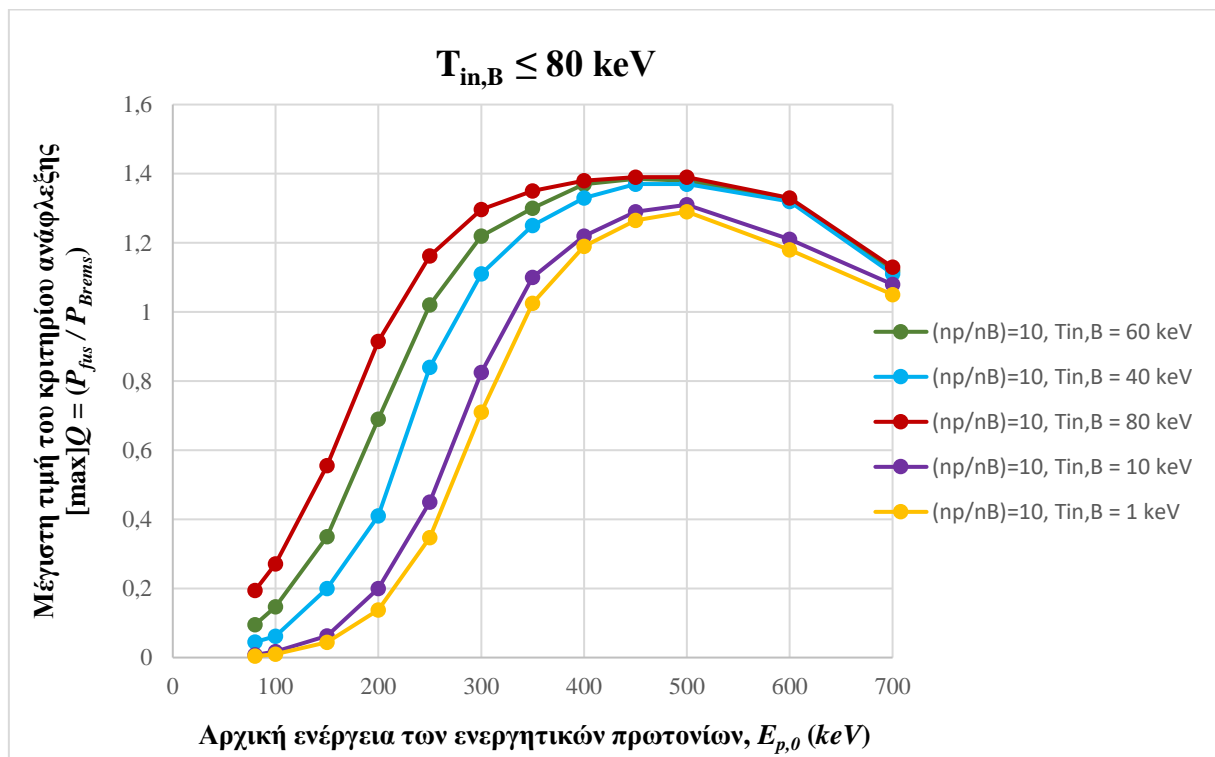
Η αριθμητική διερεύνηση ξεκινά από την πιο απλή περίπτωση, όπου το μέσο σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας ( $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ), σχηματίζεται από Βόρειο και ενεργητικά πρωτόνια ( $E_{p,0} > T_{in,B}$ ). Η αρχική πυκνότητα του Βορείου θεωρείται στα  $n_B \sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , ούτως ώστε να είμαστε σε θέση να συγκρίνουμε τα προς παρουσίαση αποτελέσματα, με τα αντίστοιχα του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας ( $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ), δίχως ενεργητικά πρωτόνια και με ίσες αρχικές θερμοκρασίες των συντηκόμενων σωματιδίων  $p$ ,  $^{11}\text{B}$  ( $T_{in} = T_p = T_B$ ). Καθόσον η παρούσα ενότητα αποσκοπεί στην πρόταση διαμορφώσεων του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , με πιθανά ενισχυμένες συνθήκες ανάφλεξης σύντηξης:  $[\text{max}]Q > 1.29$  κάτω από τα  $T_{in} < 100 \text{ keV}$ , στο ακόλουθο [Σχήμα 3.23](#) σκιαγραφείται αρχικά, η εξέλιξη της μέγιστης τιμής του κριτηρίου ανάφλεξης  $\{[\text{max}]Q = (P_{fus} / P_{Brems})\}$ , σαν συνάρτηση της αρχικής ενέργειας των ενεργητικών πρωτονίων, για το αντιπροσωπευτικό παράδειγμα, όπου η αρχική θερμοκρασία του μέσου Βορείου έγκειται στα  $T_{in,B} = T_e = 80 \text{ keV}$ . Όπως στην απλή περίπτωση του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας, δίχως ενεργητικά πρωτόνια ( $T_{in} = T_p = T_B$ ) ([Σχήμα 3.5](#), [Ενότητα 3.10.1](#)), έτσι και στην προκειμένη περίπτωση, η θεώρηση αναλογιών πυκνοτήτων:  $5 \leq (n_p / n_B) \leq 20$  καθίσταται ζωτικής σημασίας, για την ελαχιστοποίηση των απωλειών ισχύος της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung* και άρα, την ανάφλεξη σύντηξης ( $Q \geq 1$ ), από το φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος σωματιδίων άλφα.



**Σχήμα 3. 23:** Μέγιστη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης, σαν συνάρτηση της αρχικής ενέργειας των ενεργητικών πρωτονίων, για την ενδεικτική περίπτωση, που η αρχική θερμοκρασία του μέσου Βορείου έγκειται στα  $T_{in,B} = 80 \text{ keV}$ . Η θεώρηση αναλογιών πυκνοτήτων ανάμεσα στα ενεργητικά πρωτόνια και τα ιόντα Βορείου, αποσκοπεί στη βελτιστοποίηση των απωλειών ισχύος της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung*.

Σύμφωνα με τα αποτελέσματα του παραπάνω Σχήματος 3.23, η ιεράρχηση των καμπυλών ανάφλεξης των συνηθέστερων αναλογιών πυκνοτήτων:  $5 \leq (n_p / n_B) \leq 20$ , παραμένει η ίδια, όπως στην απλή περίπτωση του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας, δίχως ενεργητικά πρωτόνια ( $T_{in} = T_p = T_B$ ) (Σχήμα 3.5, Ενότητα 3.10.1). Εν τούτοις, μία σημαντική διαφοροποίηση μεταξύ των δύο (2) διαφορετικών διαμορφώσεων, συνιστούν οι απαιτούμενες, αρχικές θερμοκρασίες για μεγιστοποίηση του κριτηρίου ανάφλεξης  $\{[max]Q\}$ . Πιο αναλυτικά, στην απλή περίπτωση της Ενότητας 3.10.1, η μεγιστοποίηση του κριτηρίου ανάφλεξης:  $1 \leq [max]Q \leq 1.29$ , προϋποθέτει αρχικές θερμοκρασίες του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  στο διάστημα:  $130 \text{ keV} \leq T_{in} \leq 400 \text{ keV}$ . Σε ένα μέσο  $p\text{-}^{11}\text{B}$  από την άλλη πλευρά, σχηματιζόμενο από Βόρειο, με αρχική θερμοκρασία στα  $T_{in,B} = 80 \text{ keV}$  και ενεργητικά πρωτόνια:  $220 \text{ keV} \leq E_{p,0} \leq 700 \text{ keV}$ , η μέγιστη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης λαμβάνει τιμές:  $1 \leq [max]Q \leq 1.4$ , στην περίπτωση όπου, η αναλογία πυκνοτήτων ενεργητικών πρωτονίων και ιόντων Βορείου ισούται με:  $(n_p / n_B) = 10$ . Η βέλτιστη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης:  $[max]Q = 1.4$ , προϋποθέτει ενεργητικά πρωτόνια με αρχική ενέργεια στα  $E_{p,0} = 450 \text{ keV}$ .

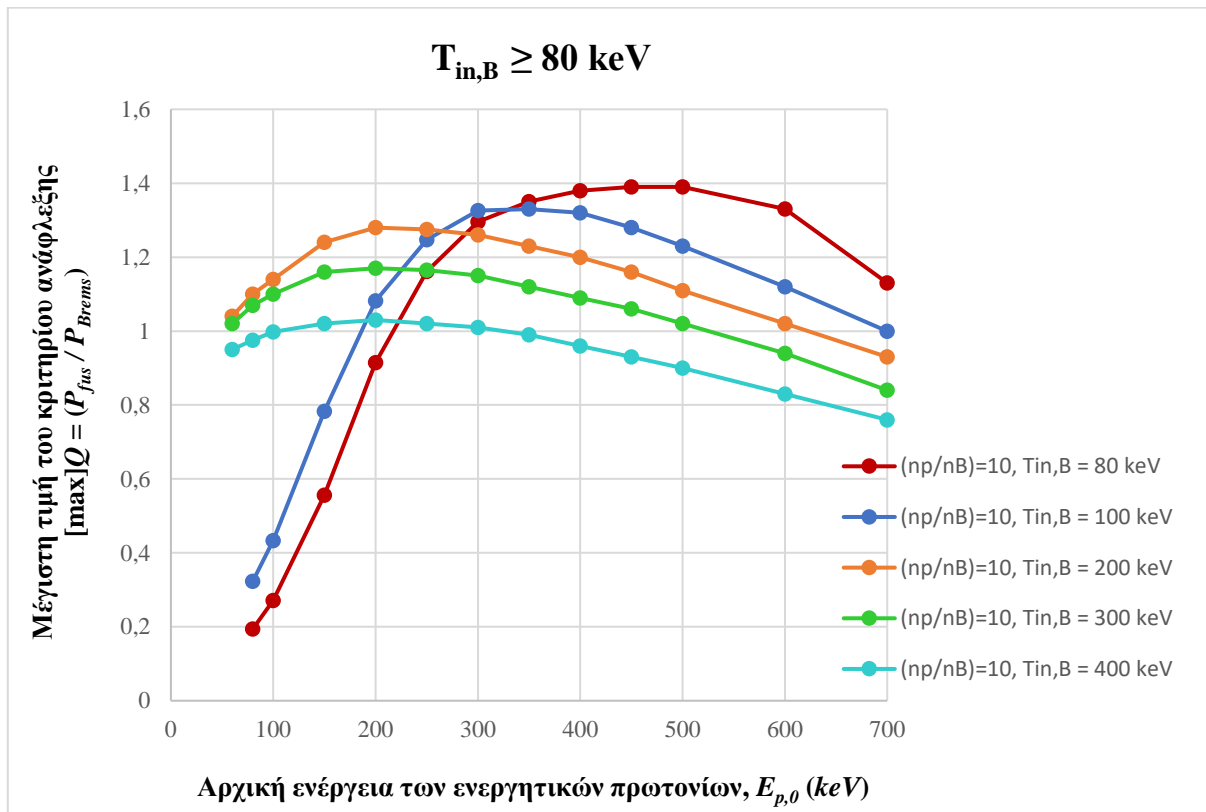
Για την παρατήρηση της εξέλιξης του κριτηρίου ανάφλεξης, αυτό σκιαγραφήθηκε επίσης, για αρχικές θερμοκρασίες του μέσου Βορείου κάτω από τα  $T_{in,B} = 80 \text{ keV}$  και μέχρι τα  $T_{in,B} = 400 \text{ keV}$ . Σύμφωνα με το ακόλουθο Σχήμα 3.24 ( $T_{in,B} \leq 80 \text{ keV}$ ), η ανάφλεξη σύντηξης είναι δυνατή σε όλο το διάστημα αρχικών θερμοκρασιών:  $1 \text{ keV} \leq T_{in,B} \leq 80 \text{ keV}$ , με την απαιτούμενη ενέργεια των ενεργητικών πρωτονίων να μειώνεται αναμενόμενα, με αύξηση της αρχικής, εσωτερικής ενέργειας του μέσου Βορείου (Σχήμα 3.26). Ενδεικτικά, για το χαμηλότερο, εξεταζόμενο όριο της αρχικής θερμοκρασίας του Βορείου:  $T_{in,B} = 1 \text{ keV}$  (κίτρινη καμπύλη), η ανάφλεξη νεκρού - σημείου:  $Q = 1$ , προϋποθέτει ενεργητικά πρωτόνια με αρχική ενέργεια στα  $E_{p,0} = 350 \text{ keV}$ . Για τις σχετικές περιπτώσεις αρχικής θερμοκρασίας του μέσου Βορείου στα  $T_{in,B} = 40 \text{ keV}$  (γαλάζια καμπύλη) και τα  $T_{in,B} = 60 \text{ keV}$  (πράσινη καμπύλη), οι ζητούμενες, αρχικές ενέργειες των πρωτονίων είναι αντίστοιχα,  $E_{p,0} = 285 \text{ keV}$  και  $E_{p,0} = 250 \text{ keV}$ . Κατά προσέγγιση, η αρχική θερμοκρασία των  $T_{in,B} = 80 \text{ keV}$  παρέχει τις βέλτιστες τιμές του κριτηρίου ανάφλεξης  $\{[max]Q\}$ , στο εύρος αρχικών θερμοκρασιών κάτω από τα  $T_{in,B} = 100 \text{ keV}$ .



**Σχήμα 3. 24:** Μέγιστη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης, σαν συνάρτηση της αρχικής ενέργειας των ενεργητικών πρωτονίων, για αρχική θερμοκρασία του μέσου Βορείου ανάμεσα στα:  $T_{in,B} = 1 \text{ keV}$

(κίτρινη καμπύλη) και τα  $T_{in,B} = 80 \text{ keV}$  (κόκκινη καμπύλη). Τα αποτελέσματα υποδεικνύουν ανάφλεξη ( $Q \geq 1$ ) του σχηματιζόμενου μέσου σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , με αναλογία πυκνοτήτων:  $(n_p / n_B) = 10$ , υπό την προϋπόθεση μίας ελάχιστης, αρχικής ενέργειας ενεργητικών πρωτονίων στα  $E_{p,0} = 220 \text{ keV}$  ( $T_{in,B} = 80 \text{ keV}$ ).

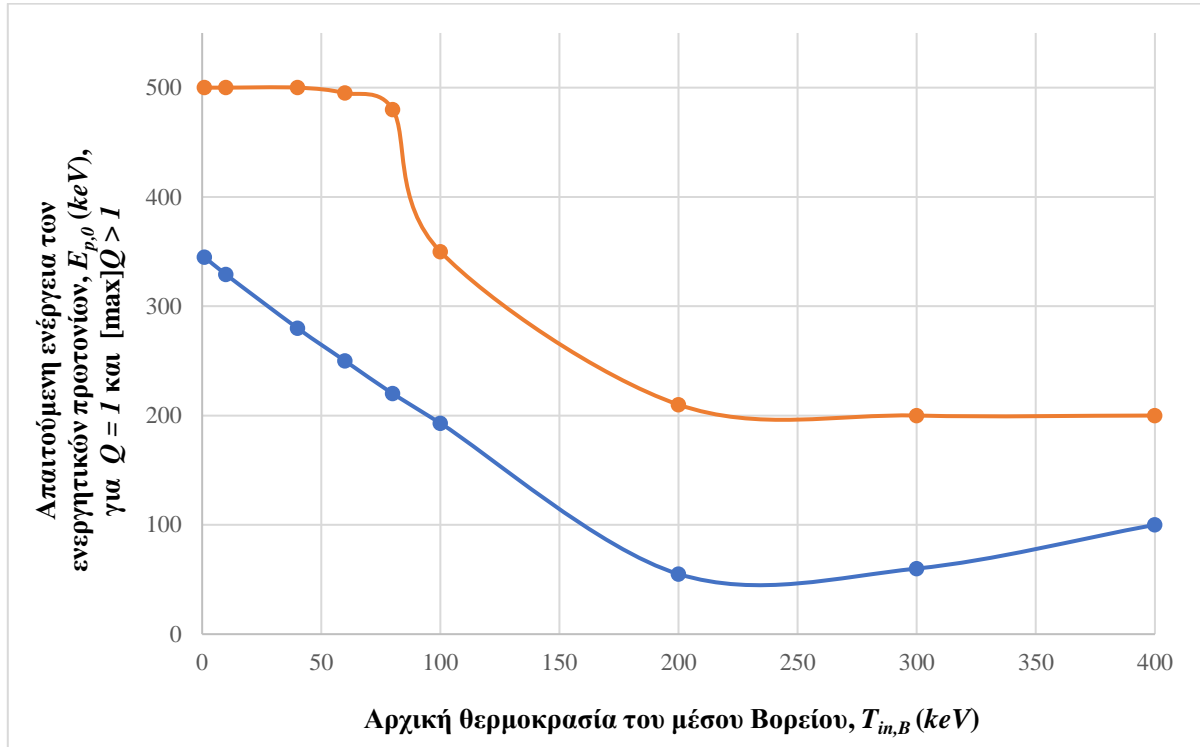
Στο παραπάνω [Σχήμα 3.24](#) είναι χαρακτηριστικό ότι, η αντιστοιχούσα καμπύλη ανάφλεξης στην αρχική θερμοκρασία του  $T_{in,B} = 1 \text{ keV}$  είναι παραπλήσια αυτής των  $T_{in,B} = 10 \text{ keV}$ . Ως εκ τούτου, εκλαμβάνεται το γεγονός ότι, για αρχική θερμοκρασία του μέσου Βορείου στο διάστημα:  $1 \text{ keV} \leq T_{in,B} \leq 10 \text{ keV}$ , και ενεργητικά πρωτόνια στο εύρος:  $350 \text{ keV} < E_{p,0} < 700 \text{ keV}$ , υφίστανται μόνο μικρές διαφοροποιήσεις στις προκύπτουσες, μέγιστες τιμές του κριτηρίου ανάφλεξης  $\{[max]Q > 1\}$ . Αρχικές θερμοκρασίες του μέσου Βορείου κάτω από το  $T_{in,B} = 1 \text{ keV}$  ( $T_{in,B} = 0.5 \text{ keV}$  για παράδειγμα), δε δίδονται στο [Σχήμα 3.24](#), καθώς τα σχετικά αποτελέσματα δεν μπορούν να διακριθούν με σαφήνεια από αυτά της περίπτωσης του  $T_{in,B} = 1 \text{ keV}$ .



**Σχήμα 3. 25:** Μέγιστη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης, σαν συνάρτηση της αρχικής ενέργειας των ενεργητικών πρωτονίων, για την περίπτωση ενός μέσου Βορείου με αρχική θερμοκρασία στο διάστημα:  $80 \text{ keV} \leq T_{in,B} \leq 400 \text{ keV}$ . Τα αποτελέσματα δείχνουν συνθήκες ενισχυμένης, αυτοσυντηρούμενης ανάφλεξης σύντηξης ( $[max]Q > 1.29$ ), μέχρι τα  $T_{in,B} = 200 \text{ keV}$ , υπό την θεώρηση ενεργητικών πρωτονίων:  $80 \text{ keV} \leq E_{p,0} \leq 200 \text{ keV}$ .

Οι καμπύλες του κριτηρίου ανάφλεξης που ελήφθησαν για το διάστημα αρχικών θερμοκρασιών του μέσου Βορείου πάνω από τα  $T_{in,B} = 80 \text{ keV}$  ([Σχήμα 3.25](#)), υποδεικνύουν αύξηση της μέγιστης τιμής του κατά έναν παράγοντα  $\sim 2 - 5$ , μεταξύ των  $T_{in,B} = 80 \text{ keV}$  (κόκκινη καμπύλη) και των  $T_{in,B} = 200 \text{ keV}$  (πορτοκαλί καμπύλη) ή των  $T_{in,B} = 300 \text{ keV}$  (πράσινη νέον καμπύλη), στην περιοχή χαμηλών ενεργειών

των πρωτονίων ( $E_{p,0} \leq 150 \text{ keV}$ ). Ωστόσο, για ενέργειες πρωτονίων πάνω από τα  $E_{p,0} > 200 \text{ keV}$ , οι αντιστοιχούσες καμπύλες ανάφλεξης σε αρχικές θερμοκρασίες του μέσου Βορείου:  $T_{in,B} \geq 100 \text{ keV}$ , παρουσιάζουν διαφορετικό προφίλ. Παρόμοια προφίλ εμφανίζονται επίσης στις καμπύλες πυκνοτήτων ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ) του Σχήματος 3.27 και θα συζητηθούν από κοινού στις επόμενες παραγράφους.



**Σχήμα 3.26:** Απαιτούμενη ενέργεια των ενεργητικών πρωτονίων, για ανάφλεξη νεκρού – σημείου ( $Q = 1$ ), σαν συνάρτηση της αρχικής θερμοκρασίας του μέσου Βορείου. Η τομή της καμπύλης με τον  $Y$  - άξονα υποδεικνύει μία μέγιστη ενέργεια πρωτονίων στα  $E_{p,0} = 350 \text{ keV}$ , για το κάτω όριο της αρχικής θερμοκρασίας του μέσου Βορείου:  $T_{in,B} = 1 \text{ keV}$ . Στο ίδιο σχήμα παρουσιάζεται επίσης η ζητούμενη ενέργεια των πρωτονίων, για τη διασφάλιση της μέγιστης τιμής του κριτηρίου ανάφλεξης  $\{[max]Q > 1\}$ .

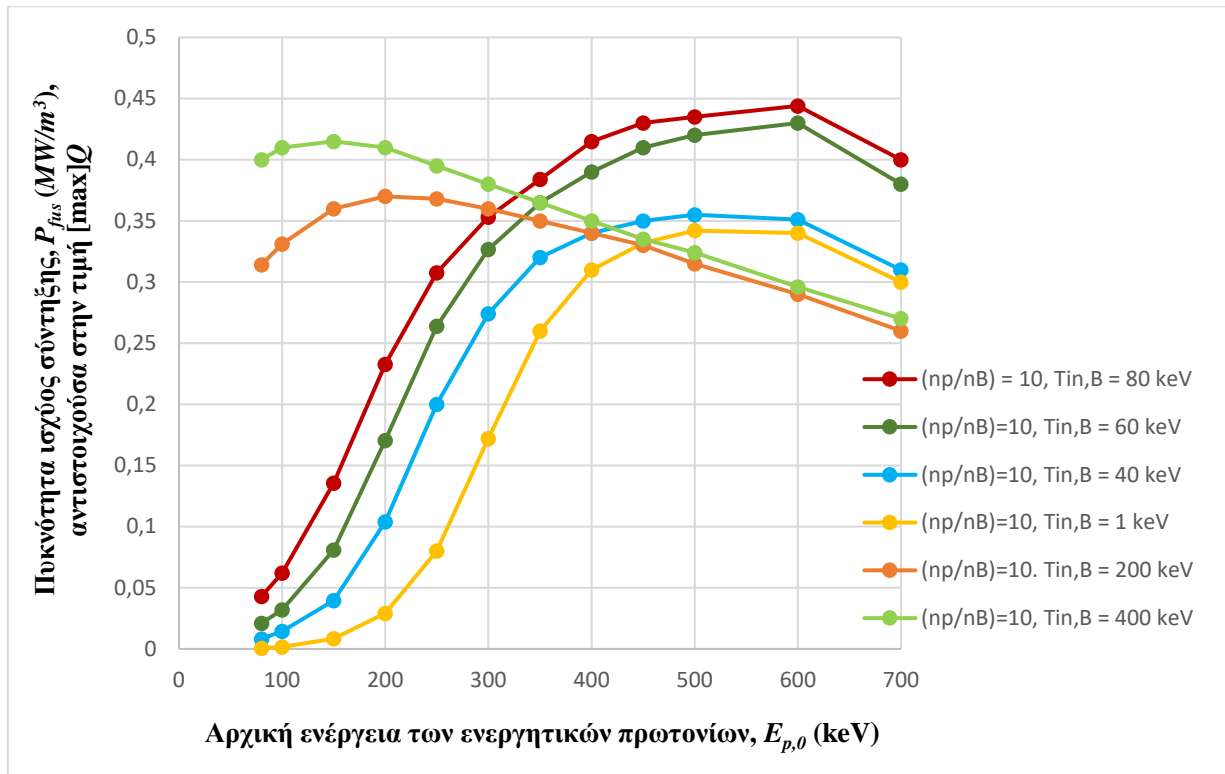
Σύμφωνα με το παραπάνω Σχήμα 3.68, η μέγιστη, απαιτούμενη ενέργεια πρωτονίων για την πρόκληση ανάφλεξης νεκρού – σημείου ( $Q = 1$ ) ενός μέσου Βορείου χαμηλής θερμοκρασίας ( $T_{in,B} \rightarrow 0$ ) είναι:  $E_{p,0} = 350 \text{ keV} - 400 \text{ keV}$ . Με βάση το ίδιο σχήμα, εκλαμβάνεται επίσης το γεγονός ότι, η αντιστοιχούσα καμπύλη στην ζητούμενη ενέργεια πρωτονίων για ανάφλεξη νεκρού σημείου (μπλε καμπύλη), παρουσιάζει ένα καλά καθορισμένο (μειούμενο) προφίλ, σαν συνάρτηση της αρχικής του θερμοκρασίας του μέσου Βορείου. Εν αντιθέσει, για τη μεγιστοποίηση του κριτηρίου ανάφλεξης  $\{[max]Q > 1\}$  απαιτούνται προσεγγιστικά ίδιες ενέργειες πρωτονίων πάνω και κάτω από τα  $T_{in,B} = 100 \text{ keV}$ . Αναλυτικότερα, για αρχικές θερμοκρασίες του μέσου Βορείου:  $1 \text{ keV} \leq T_{in,B} \leq 80 \text{ keV}$  (Σχήμα 3.24), το κριτήριο ανάφλεξης βελτιστοποιείται:  $[max]Q \sim 1.3 - 1.4$ , υπό την προϋπόθεση ενεργητικών πρωτονίων στο διάστημα ενεργειών:  $E_{p,0} \sim 450 \text{ keV} - 550 \text{ keV}$ . Στην περίπτωση όπου:  $100 \text{ keV} < T_{in,B} \leq 400 \text{ keV}$  (Σχήμα 3.25) από την άλλη πλευρά, οι βέλτιστες συνθήκες ανάφλεξης:  $[max]Q \sim 1 - 1.3$ , διασφαλίζονται με χαμηλότερες ενέργειες πρωτονίων:  $E_{p,0} \sim 200 \text{ keV}$ .

Σε αυτό το πλαίσιο, μία σημαντική παρατήρηση αφορά την “απόκλιση” του σημείου, που αναφέρεται στην αρχική θερμοκρασία των  $T_{in,B} = 400 \text{ keV}$ . Η συγκεκριμένη απόκλιση αποδίδεται στο προφίλ των καμπυλών ανάφλεξης του Σχήματος 3.25, όπου η βέλτιστη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης μειώνεται σημαντικά από το:  $[\max]Q \sim 1.3$  ( $T_{in,B} = 200 \text{ keV}$ ,  $E_{p,0} \sim 200 \text{ keV}$ ), κατά τη μετάβαση μεταξύ των  $T_{in,B} = 200 \text{ keV}$  και των  $T_{in,B} = 400 \text{ keV}$ . Κατά συνέπεια, μία ανύψωση της αρχικής θερμοκρασίας του Βορείου πάνω από τα  $T_{in,B} = 400 \text{ keV}$ , θα οδηγούσε σε μία βέλτιστη τιμή της καμπύλης  $[\max]Q$ , της τάξης του  $[\max]Q \sim 1$  ( $E_{p,0} \sim 200 \text{ keV}$ ), με αποτέλεσμα η μπλε καμπύλη του Σχήματος 3.26 να τέμνει τελικά την πορτοκαλί.

### **Καμπύλες πυκνοτήτων ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ), αντιστοιχούσες στις καμπύλες ανάφλεξης ( $[\max]Q > 1$ ) των Σχημάτων 3.24 – 3.26**

Τα αριθμητικά αποτελέσματα των Σχημάτων 3.24 – 3.26 αποδεικνύουν την εφικτότητα ανάφλεξης ( $Q \geq 1$ ) ενός μέσου Βορείου χαμηλής πυκνότητας ( $n_B \sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ), υπό την θεώρηση: i) Πρωτονίων υψηλής ενέργειας:  $220 \text{ keV} \leq E_{p,0} \leq 700 \text{ keV}$ , σε μέσο Βορείου χαμηλής θερμοκρασίας:  $1 \text{ keV} \leq T_{in,B} \leq 80 \text{ keV}$ , και ii) Πρωτονίων χαμηλής ενέργειας:  $E_{p,0} < 200 \text{ keV}$ , σε μέσο Βορείου υψηλής θερμοκρασίας:  $80 \text{ keV} < T_{in,B} \leq 400 \text{ keV}$ . Εν αντιθέσει, στην περίπτωση ενός απλού μέσου σύντηξης  $p^{-11}B$ , δίχως ενεργητικά πρωτόνια και αρχική αναλογία πυκνοτήτων:  $(n_p / n_B) = 10$  (Σχήμα 3.5, Ενότητα 3.10.1), συνθήκες ανάφλεξης σύντηξης παρατηρούνται μόνο στο υψηλό διάστημα αρχικών θερμοκρασιών:  $130 \text{ keV} \leq T_{in} \leq 400 \text{ keV}$ . Κατά συνέπεια, μεταξύ των δύο περιπτώσεων μέσου και ανάλογα με την αρχική θερμοκρασία του μέσου Βορείου, παρατηρούνται διαφορετικά αποτελέσματα, για ίδιες αρχικές ενέργειες πρωτονίων. Θα μπορούσε να διατυπωθεί το γεγονός ότι, το μέσο  $p^{-11}B$  με ενεργητικά πρωτόνια εμφανίζεται περισσότερο ευέλικτο και αποδοτικό, έναντι του απλού μέσου  $p^{-11}B$  χωρίς ενεργητικά πρωτόνια ( $T_{in} = T_p = T_B$ ), καθόσον επιτρέπεται η λήψη συνθηκών ανάφλεξης σύντηξης ( $Q \geq 1$ ), τόσο για χαμηλές, όσο και για υψηλές, εσωτερικές ενέργειες του μέσου Βορείου. Παρόλα αυτά, και τα δύο μέσα συνεπάγονται σχεδόν παραπλήσιες, βέλτιστες τιμές του κριτηρίου ανάφλεξης:  $[\max]Q = 1.29$  (μέσο  $p^{-11}B$ , χωρίς ενεργητικά πρωτόνια),  $[\max]Q \sim 1.4$  (μέσο Βορείου με  $T_{in,B} = 80 \text{ keV}$  και ενεργητικά πρωτόνια:  $E_{p,0} = 450 \text{ keV}$ ).

Εν συνεχεία, στο ακόλουθο Σχήμα 3.27 δίδεται η αντιστοιχία μεταξύ των μέγιστων καμπυλών ανάφλεξης  $\{[\max]Q\}$  των Σχημάτων 3.24 – 3.25 και των παραγόμενων πυκνοτήτων ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ). Όπως παρατηρείται, η βέλτιστη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης:  $[\max]Q \sim 1.4$  ( $T_{in,B} = 80 \text{ keV}$ ,  $E_{p,0} = 450 \text{ keV}$ ), συνεπάγεται την παραγωγή μίας πυκνότητας ισχύος σύντηξης, της τάξης των:  $P_{fus} = 0.44 \text{ MW/m}^3$ . Για την απλή περίπτωση του μέσου  $p^{-11}B$ , τα σχετικά παραγόμενα ποσά πυκνότητας ισχύος σύντηξης, σαν συνάρτηση της αρχικής του θερμοκρασίας ( $T_{in}$ ), δίδονται στο Σχήμα 3.7 της Ενότητας 3.10.1.



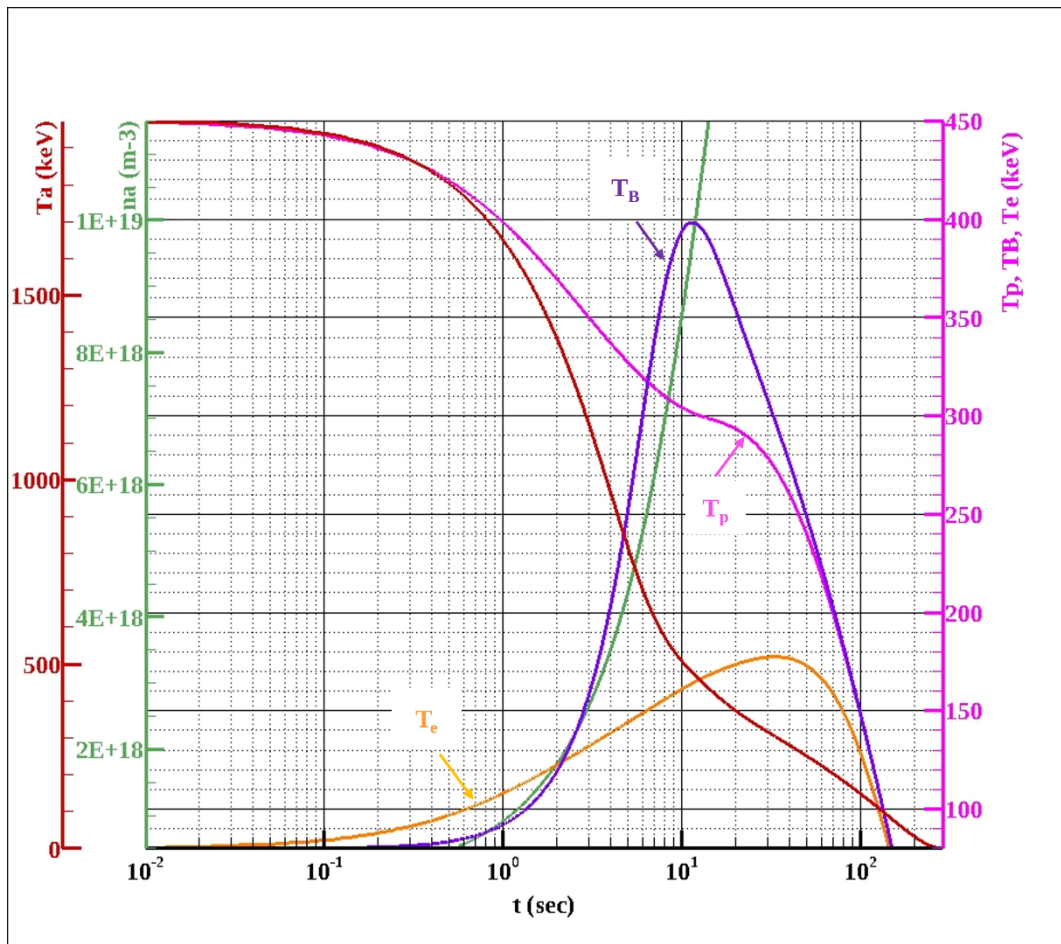
**Σχήμα 3. 27:** Παραγωγή ισχύος σύντηξης, αντιστοιχούσα στις μέγιστες καμπύλες ανάφλεξης των Σχημάτων 3.26 – 3.27. Η αρχική θερμοκρασία του μέσου Βορείου θεωρείται στο διάστημα:  $1 \text{ keV} \leq T_{in,B} \leq 400 \text{ keV}$ , ενώ η προκύπτουσα αναλογία πυκνοτήτων ενεργητικών πρωτονίων και ιόντων Βορείου είναι:  $(n_p / n_B) = 10$ .

Στα Σχήματα 3.25 και 3.27, για αρχικές θερμοκρασίες του μέσου Βορείου πάνω από τα  $T_{in,B} > 100 \text{ keV}$ , οι μέγιστες καμπύλες ανάφλεξης  $\{[max]Q\}$  και παραγωγής πυκνότητας ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ), παρουσιάζουν αυξημένες τιμές, σε σχέση με τις αντίστοιχες των  $T_{in,B} < 100 \text{ keV}$ , στην περιοχή χαμηλών ενεργειών των πρωτονίων ( $E_{p,0} < 250 \text{ keV}$ ). Ωστόσο, το συγκεκριμένο προφίλ καμπυλών δε συνεχίζεται, όπως θα ήταν αναμενόμενο, για ενέργειες πρωτονίων πάνω από τα  $E_{p,0} > 250 \text{ keV}$ . Η συγκεκριμένη συμπεριφορά καμπυλών οφείλεται σε δύο (2) γεγονότα, σχετιζόμενα άμεσα με τις προκύπτουσες υψηλές θερμοκρασίες των ρευστών, συντηκόμενων σωματιδίων  $p$ ,  $^{11}B$ , από το φαινόμενο των αλυσιδωτών αντιδράσεων και το σχετικό φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα (π.χ. Σχήμα 3.28). Σύμφωνα με τις αριθμητικές εργασίες των [10, 11], η πυρηνική ενεργή διατομή ( $\sigma$ ) της αντίδρασης  $p-^{11}B$  μεγιστοποιείται μεταξύ των θερμοκρασιών πλάσματος  $T \sim 160 \text{ keV} - 675 \text{ keV}$  (Σχήμα 2.4, Ενότητα 2.2.1) και μειώνεται για υψηλότερες ενέργειες. Ως εκ τούτου, το πρώτο γεγονός αναφέρεται σε αύξηση των θερμοκρασιών των ιόντων σύντηξης  $p$ ,  $^{11}B$ , πάνω από την περιοχή βέλτιστης αντιδραστικότητας (Σχήμα 3.3, Ενότητα 3.6), ενώ το δεύτερο, στην έντονη εκπομπή ακτινοβολίας *Bremsstrahlung* σε αυτές τις τόσο υψηλές θερμοκρασίες πλάσματος. Αυτοί είναι οι λόγοι που, στο Σχήμα 3.25, η καμπύλη ανάφλεξης των  $T_{in,B} = 400 \text{ keV}$  εμφανίζεται κάτω από αυτήν των  $T_{in,B} = 200 \text{ keV}$  ενώ, στο Σχήμα 3.27, η καμπύλη πυκνότητας ισχύος σύντηξης των  $T_{in,B} = 400 \text{ keV}$  βρίσκεται πάνω από αυτήν των  $T_{in,B} = 200 \text{ keV}$ .



### Θέρμανση πλάσματος από σωματίδια άλφα στα αποτελέσματα των Σχημάτων 3.24 - 3.27

Στη συνέχεια, προκειμένου να διαπιστωθεί το κατά πόσον η ανάφλεξη του μέσου Βορείου, με την προσεγγιστικά βέλτιστη αρχική θερμοκρασία των  $T_{in} = 80 \text{ keV}$  των Σχημάτων 3.24 - 3.25, οφείλεται στην πυροδότηση του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος σωματιδίων άλφα, από τα ενεργητικά πρωτόνια:  $E_{p,0} = 450 \text{ keV}$ , στο ακόλουθο Σχήμα 3.28, παρουσιάζεται η χρονική εξέλιξη των θερμοκρασιών των επιμέρους ρευστών σωματιδίων ( $p$ ,  $^{11}\text{B}$ ,  $e$  και  $\alpha$ ) του μέσου σύντηξης. Όπως προκύπτει, την χρονική στιγμή των  $t = 10^{-1} \text{ s}$ , οπότε η παραχθείσα πυκνότητα σωματιδίων άλφα:  $n_\alpha = 10^{18} \text{ m}^{-3}$ , είναι δύο (2) τάξεις μεγέθους χαμηλότερη, συγκριτικά με την αρχική, συνολική πυκνότητα του μέσου σύντηξης:  $n = n_p + n_B = 10^{20} \text{ m}^{-3}$  ( $n_B \sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $(n_p / n_B) = 10$ ), η θερμοκρασία των σωματιδίων άλφα ( $T_\alpha$ ) ξεκινά να μειώνεται, σε αντίθεση με αυτήν του Βορείου ( $T_B$ ), που αρχίζει να αυξάνεται. Ως εκ τούτου, η χρονική στιγμή των  $t = 10^{-1} \text{ s}$  σηματοδοτεί την εκδήλωση του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος και επιβεβαιώνει τα ευρήματα των Ενότητων 3.10.4.1 - 3.10.4.4, αναφορικά με την κατώτερη απαιτούμενη πυκνότητα σωματιδίων άλφα, για την εμφάνιση των άμεσων και ιδιαίτερα σημαντικών συνεπειών του [15, 16]. Μεταξύ των  $t = 10^{-1} \text{ s}$  και των  $t = 10^1 \text{ s}$ , όπου δύναται και να εξεταστεί ο περιορισμός ενός μέσου χαμηλής πυκνότητας ( $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ), δίχως την θεώρηση σωματιδιακών απωλειών και επέκτασης πλάσματος, η θερμοκρασία του Βορείου αυξάνεται κατά έναν παράγοντα πέντε (5), από τα  $T_B = T_{in,B} = 80 \text{ keV}$  στα  $T_B = 400 \text{ keV}$ , σαν αποτέλεσμα της μεταφοράς ενέργειας από τα ενεργητικά πρωτόνια ( $E_{p,0} = 450 \text{ keV}$ ) και τα παραγόμενα σωματίδια άλφα. Είναι ιδιαίτερα χαρακτηριστικό το γεγονός ότι, στη σχετική περίπτωση ενός μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας ( $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ) χωρίς ενεργητικά πρωτόνια και αρχική θερμοκρασία στα  $T_{in,B} = 80 \text{ keV}$  (Σχήμα 3.10), δεν εμφανίζεται θέρμανση πλάσματος και ανάφλεξη σύντηξης, από την παραχθείσα πυκνότητα σωματιδίων άλφα. Το συγκεκριμένο γεγονός, όπως αναφέρθηκε και στο πλαίσιο της Ενότητας 3.10.4.1, αποδίδεται στη μη - επαρκή, παραχθείσα πυκνότητα σωματιδίων άλφα:  $n_\alpha = 10^{17} \text{ m}^{-3}$ , σε σχέση με την αρχική πυκνότητα του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , την χρονική στιγμή που σημειώνεται η ταχεία πτώση στην θερμοκρασία τους ( $t = 10^{-1} \text{ s}$ ).



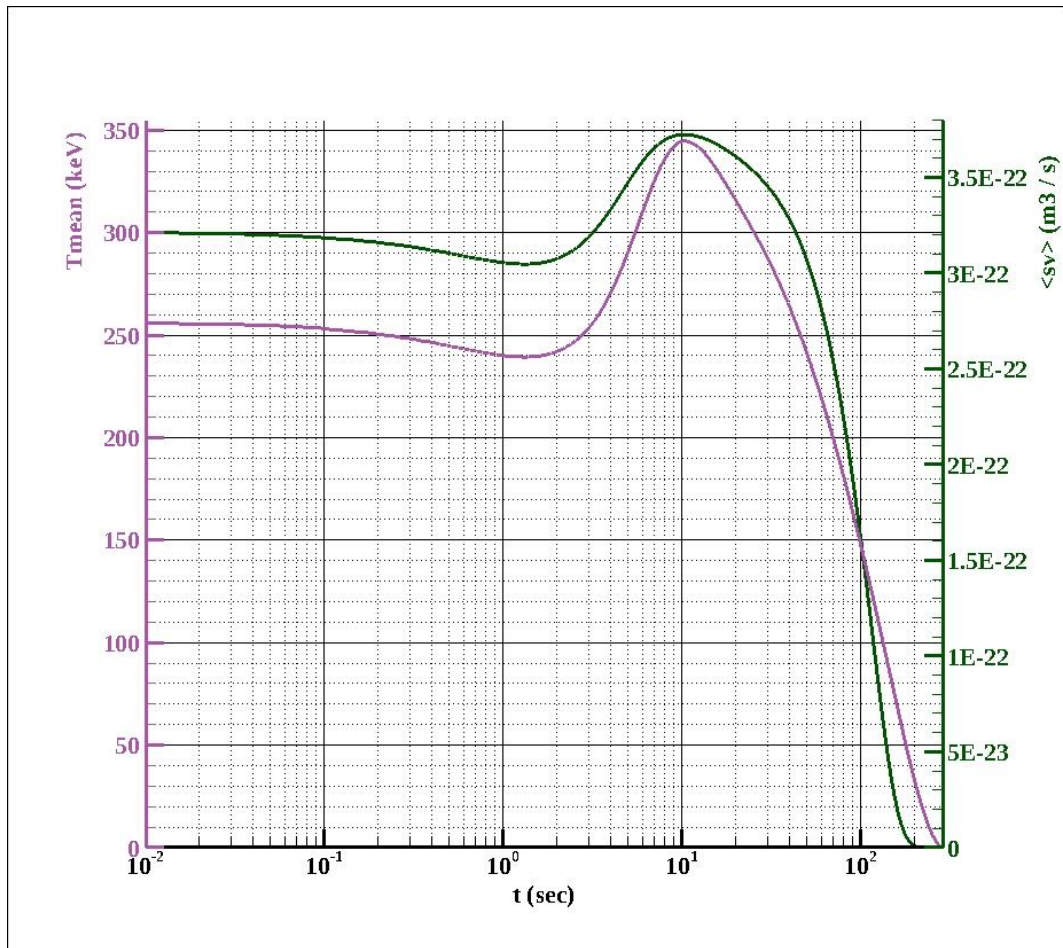


**Σχήμα 3. 28:** Χρονική εξέλιξη της παραγωγής σωματιδίων άλφα ( $n_\alpha$ ) και των θερμοκρασιών των επιμέρους ρευστών σωματιδίων ( $p$ ,  $^{11}\text{B}$ ,  $e$ ,  $\alpha$ ) του μέσου σύντηξης  $p$ - $^{11}\text{B}$ . Το τελευταίο διαμορφώνεται από ενεργητικά πρωτόνια ( $n_p = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $E_{p,0} = 450 \text{ keV}$ ) και Βόρειο, αρχικής θερμοκρασίας:  $T_{in,B} = 80 \text{ keV}$ . Τα ενεργητικά πρωτόνια διαμορφώνουν μία αναλογία πυκνοτήτων πρωτονίων – Βορείου στο μέσο, ίση με:  $(n_p / n_B) = 10$ .

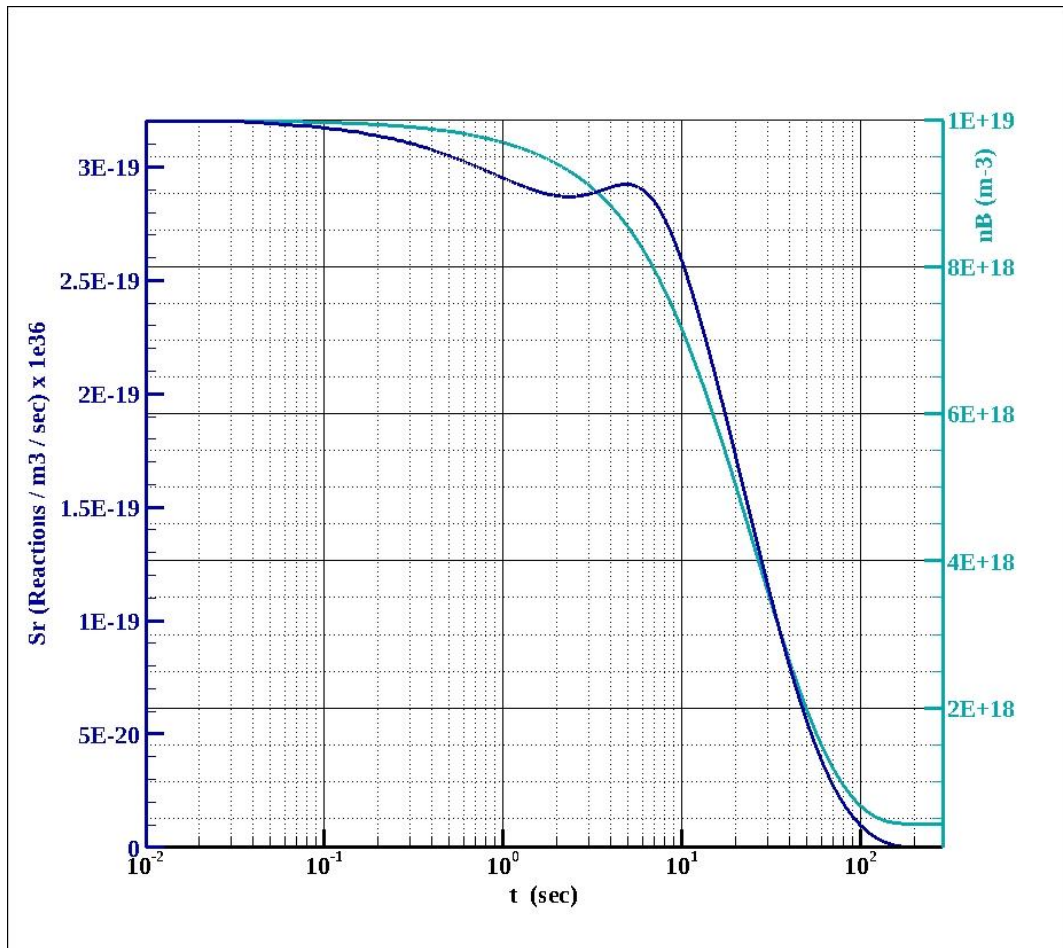
Τη βασική διαφορά μεταξύ ενός μέσου σύντηξης  $p$  -  $^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας ( $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ) χωρίς ενεργητικά πρωτόνια και ίσες, αρχικές θερμοκρασίες πρωτονίων και Βορείου ( $T_{in} = T_p = T_B$ ) [16] και ενός μέσου Βορείου χαμηλής πυκνότητας με ενεργητικά πρωτόνια ( $E_{p,0} > T_{in,B}$ ), αποτελεί η χρονική εξέλιξη της θερμοκρασίας των πρωτονίων (ροζ καμπύλες) και των ηλεκτρονίων (πορτοκαλί καμπύλες), σε συνθήκες ανάφλεξης  $Q = (P_{fus} / P_{Brems}) \geq 1$ . Πιο αναλυτικά, στην περίπτωση της μη θεώρησης ενεργητικών πρωτονίων (π.χ. Σχήματα 3.12, 3.16, 3.20), η εκδήλωση του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα ( $t = 10^{-1} \text{ s}$ ) συνοδεύεται από την πρόκληση μίας σημαντικής θερμοκρασιακής διαφοράς, ανάμεσα στα ιόντα σύντηξης  $p$ ,  $^{11}\text{B}$  και τα ηλεκτρόνια ( $e$ ) του μέσου: Η θερμοκρασία των συντηκόμενων σωματιδίων  $p$ ,  $^{11}\text{B}$  ξεκινά να αυξάνει, ενώ η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων να ελαττώνεται. Στην αντίθετη περίπτωση όμως, όπου το μέσο σύντηξης  $p$ - $^{11}\text{B}$  διαμορφώνεται από ενεργητικά πρωτόνια και Βόρειο, χαμηλής θερμοκρασίας (Σχήμα 3.28), κατά την εμφάνιση του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα ( $t = 10^{-1} \text{ s}$ ), η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων ( $T_e$ ) αυξάνει παράλληλα με την θερμοκρασία του Βορείου ( $T_B$ ). Το συγκεκριμένο γεγονός δύναται να αποδοθεί στην υψηλότερη μεταφορά ενέργειας, από τα ενεργητικά πρωτόνια  $E_{p,0} = 450 \text{ keV}$  στα ηλεκτρόνια του μέσου, σαν αποτέλεσμα της ηλεκτρονικής ισχύος διακοπής (electronic stopping power). Εν τούτοις, λόγω των απωλειών ισχύος της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung*, τα ηλεκτρόνια χάνουν ενέργεια, με αποτέλεσμα ο ρυθμός αύξησης της θερμοκρασίας τους, να είναι σχετικά χαμηλότερος από αυτόν του Βορείου. Είναι χαρακτηριστικό ότι μεταξύ των δύο χαρακτηριστικών καμπυλών χρονικής εξέλιξης (με και χωρίς ενεργητικά πρωτόνια), στη μέγιστη τιμή θερμοκρασίας του Βορείου  $\{[max]T_B\}$ , όπου διασφαλίζεται και η μέγιστη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης  $\{[max]Q > 1\}$ , ο λόγος της θερμοκρασίας του Βορείου προς την θερμοκρασία των ηλεκτρονίων του μέσου είναι:  $T_B > 2T_e$ .

Αν και το χρονικό διάστημα πέραν των  $\tau_E = 10 \text{ s}$  δεν παρουσιάζει ενδιαφέρον, καθόσον αφενός, δε δύναται να διασφαλιστεί πειραματικά η παγίδευση (trapping) της επέκτασης του πλάσματος και αφετέρου, η θερμοκρασία του Βορείου μειώνεται ραγδαία, μαζί με την τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης (Σχήμα 3.28), αναγκαστικά κρίνεται ο σχολιασμός του παροδικού plateau στην καμπύλη της θερμοκρασίας των ενεργητικών πρωτονίων ( $T_p$ ), αμέσως μετά την χρονική στιγμή των  $t = 10 \text{ s}$ . Όπως παρουσιάζεται στο ακόλουθο Σχήμα 3.29, την χρονική στιγμή των  $t = 10 \text{ s}$ , η πυκνότητα του Βορείου ( $n_B$ ) ξεκινά να υφίσταται εξάντληση, με αποτέλεσμα να περιορίζονται οι πυρηνικές αντιδράσεις  $p$ - $^{11}\text{B}$ . Εξαιτίας της εξάντλησης του Βορείου, τα πρωτόνια συγκρούονται κυρίως δυαδικά με τα σωματίδια άλφα και τα ηλεκτρόνια του μέσου σύντηξης. Ωστόσο, λόγω της υψηλότερης αναλογίας του φορτίου προς τη μάζα των ηλεκτρονίων του μέσου, τα πρωτόνια χάνουν τελικά το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας τους, στις συγκρούσεις τους με αυτά. Την χρονική στιγμή των  $t \sim 35 \text{ s}$ , όπου ολοκληρώνεται η διαδικασία ανταλλαγής ενέργειας πρωτονίων – ηλεκτρονίων ( $p$ - $e$ ), το ολικό σύστημα θερμοκρασιών βαίνει προς θερμική ισορροπία.

Στο ακόλουθο Σχήματα 3.29 - 3.30 παρουσιάζονται οι αντιστοιχούσες καμπύλες χρονικής εξέλιξης της αντιδραστικότητας σύντηξης ( $\langle \sigma v \rangle$ ) και του ρυθμού αντίδρασης σύντηξης ( $S_r$ ), στις μέσες θερμοκρασίες πλάσματος, που διαμορφώνονται από τις θερμοκρασίες των πρωτονίων ( $T_p$ ) και των ιόντων Βορείου ( $T_B$ ) του Σχήματος 3.28.

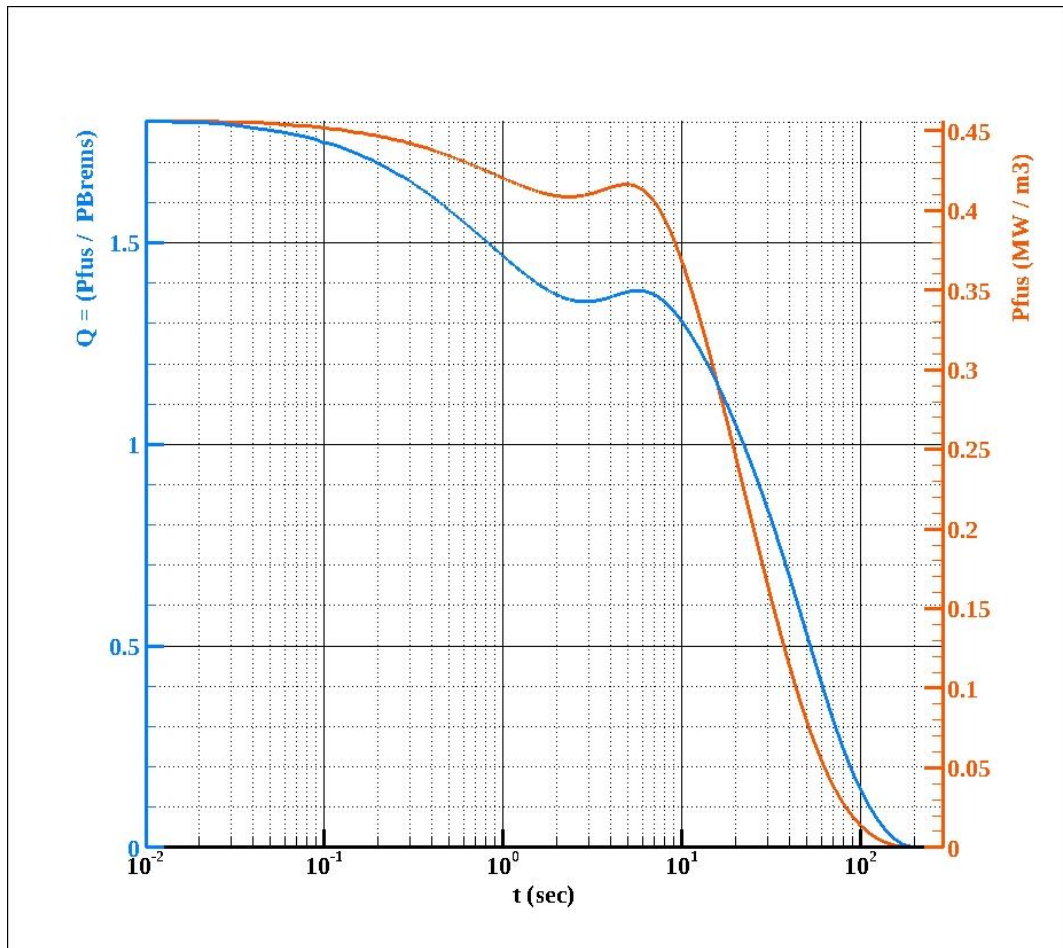


**Σχήμα 3. 29:** Χρονική εξέλιξη της μέσης θερμοκρασίας πλάσματος ( $T_{\text{mean}}$ ) και της αντιδραστικότητας σύντηξης  $\langle \sigma v \rangle$ , στην περίπτωση της θεωρήσης ενεργητικών πρωτονίων ( $n_p = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $E_{p,0} = 450 \text{ keV}$ ), σε ένα μέσο Βορείου, αρχικής πυκνότητας και θερμοκρασίας:  $n_B = 10^{19} \text{ m}^{-3}$  και  $T_{in,B} = 80 \text{ keV}$ , αντίστοιχα.



**Σχήμα 3.30:** Χρονική εξέλιξη του ρυθμού αντίδρασης σύντηξης ( $S_r$ ) και της πυκνότητας του Βορείου ( $n_B$ ), στην περίπτωση της θεωρήσης ενεργητικών πρωτονίων ( $n_p = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $E_{p,0} = 450 \text{ keV}$ ), σε ένα μέσο Βορείου, αρχικής πυκνότητας και θερμοκρασίας:  $n_B = 10^{19} \text{ m}^{-3}$  και  $T_{in,B} = 80 \text{ keV}$ , αντίστοιχα.

Μεταξύ των  $t = 10^{-1} \text{ s}$  και των  $t = 10^0 \text{ s}$ , η αντιδραστικότητα σύντηξης ( $\langle \sigma v \rangle$ ) και ο ρυθμός αντίδρασης σύντηξης ( $S_r$ ) εμφανίζουν ελαφρώς πτωτική πορεία. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι, κατά το συγκεκριμένο χρονικό διάστημα, η θερμοκρασία του Βορείου ( $T_B$ ) δεν έχει ξεκινήσει ακόμη να αυξάνεται, μέσω του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα, με αποτέλεσμα να λαμβάνεται υπόψη, κυρίως, η συνεισφορά των ενεργητικών πρωτονίων ( $E_{p,0} = 450 \text{ keV}$ ). Εν αντιθέσει, στο χρονικό διάστημα ανάμεσα στα  $t = 10^0 \text{ s}$  και τα  $t = 10^1 \text{ s}$ , όπου η θερμοκρασία του Βορείου σημειώνει αύξηση κατά περίπου πέντε (5) φορές (Σχήμα 3.28), η αντιδραστικότητα σύντηξης αυξάνει κατά έναν παράγοντα, της τάξης του  $\sim 1.17$  (από τα  $\langle \sigma v \rangle = 3.0 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$  στα  $\langle \sigma v \rangle = 3.7 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ ). Την χρονική στιγμή των  $t = 10 \text{ s}$ , όπου  $\langle \sigma v \rangle = 3.7 \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ , η μέση θερμοκρασία πλάσματος  $p\text{-}^{11}\text{B}$  έγκειται στα  $T_{mean} \sim 350 \text{ keV}$ .



**Σχήμα 3. 31:** Χρονική εξέλιξη της παραγωγής πυκνότητας ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ) και του κριτηρίου ανάφλεξης  $\{Q = (P_{fus} / P_{Brems})\}$ , στην περίπτωση της θεωρήσης ενεργητικών πρωτονίων ( $n_p = 10^{20} m^{-3}$ ,  $E_{p,0} = 450 keV$ ), σε ένα μέσο Βορείου, αρχικής πυκνότητας και θερμοκρασίας:  $n_B = 10^{19} m^{-3}$  και  $T_{in,B} = 80 keV$ , αντίστοιχα.

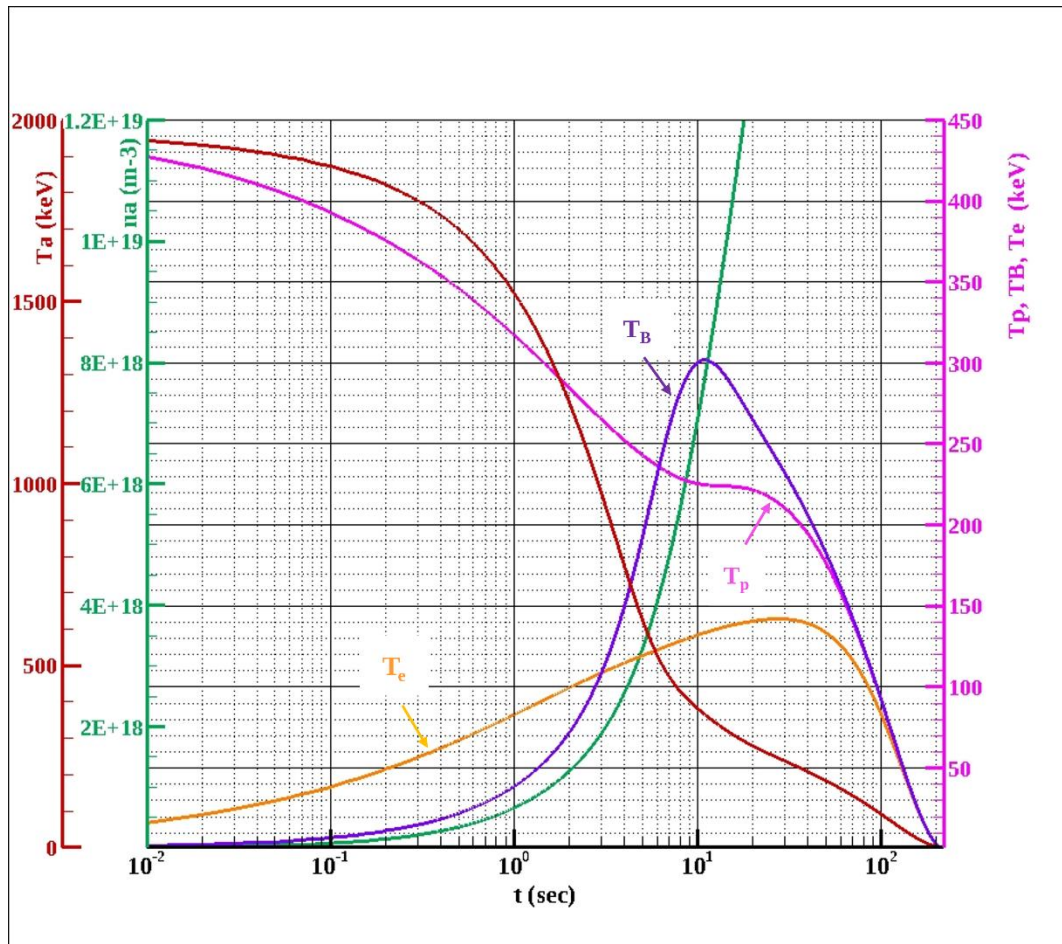
Απαραίτητος κρίνεται επίσης, ο σχολιασμός της μορφής των καμπυλών ανάφλεξης  $\{Q = (P_{fus} / P_{Brems})\}$  και πυκνότητας ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ) του παραπάνω Σχήματος 3.31. Σε αντίθεση με το μέσο  $p\text{-}^{11}B$  χαμηλής πυκνότητας, δίχως ενεργητικά πρωτόνια ( $T_{in} = T_p = T_B$ ), όπου οι αντίστοιχες καμπύλες χρονικής εξέλιξης εμφανίζονται σταθερές στην αρχή και έπειτα αυξάνουν, λόγω εκδήλωσης του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα (π.χ. Σχήμα 3.13), στην παρούσα εξεταζόμενη περίπτωση, υφίσταται πτωτική πορεία αρχικά και έπειτα αυξητική. Η αυξητική πορεία εκκινείται την χρονική στιγμή, όπου η θερμοκρασία του Βορείου ξεκινά να σημειώνει αύξηση ( $t = 10^0 s$ ). Η παραπάνω περιγραφόμενη μορφή των καμπυλών της ισχύος σύντηξης και του κριτηρίου ανάφλεξης ακολουθεί τη μορφή της καμπύλης της αντιδραστικότητας σύντηξης του Σχήματος 3.29, που αναλύθηκε σε παραπάνω παράγραφο. Ωστόσο, λόγω του γεγονότος ότι μας ενδιαφέρει η μέγιστη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης να προκύπτει σαν απόρροια του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος σωματιδίων άλφα, λαμβάνεται σαν μέγιστη τιμή η  $Q = 1.4$  και όχι η αρχική μέγιστη  $Q = 1.8$  (που οφείλεται μόνο στη συνεισφορά των ενεργητικών πρωτονίων).

Καθόσον η βέλτιστη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης του Σχήματος 3.31:  $[max]Q = 1.4$ , παραμένει σχεδόν αμετάβλητη μεταξύ των περιπτώσεων: i)  $E_{p,0} = 450 keV$ ,  $T_{in,B} = 40 keV$  και ii)  $E_{p,0} = 450 keV$ ,  $T_{in,B} = 60 keV$  (Σχήμα 3.24), δεν υπάρχει νόημα παρουσίασης των αντίστοιχων καμπυλών χρονικής εξέλιξης. Ωστόσο, ενδιαφέρουσα θα ήταν η ενδεικτική παράθεση των καμπυλών χρονικής εξέλιξης, για την περίπτωση

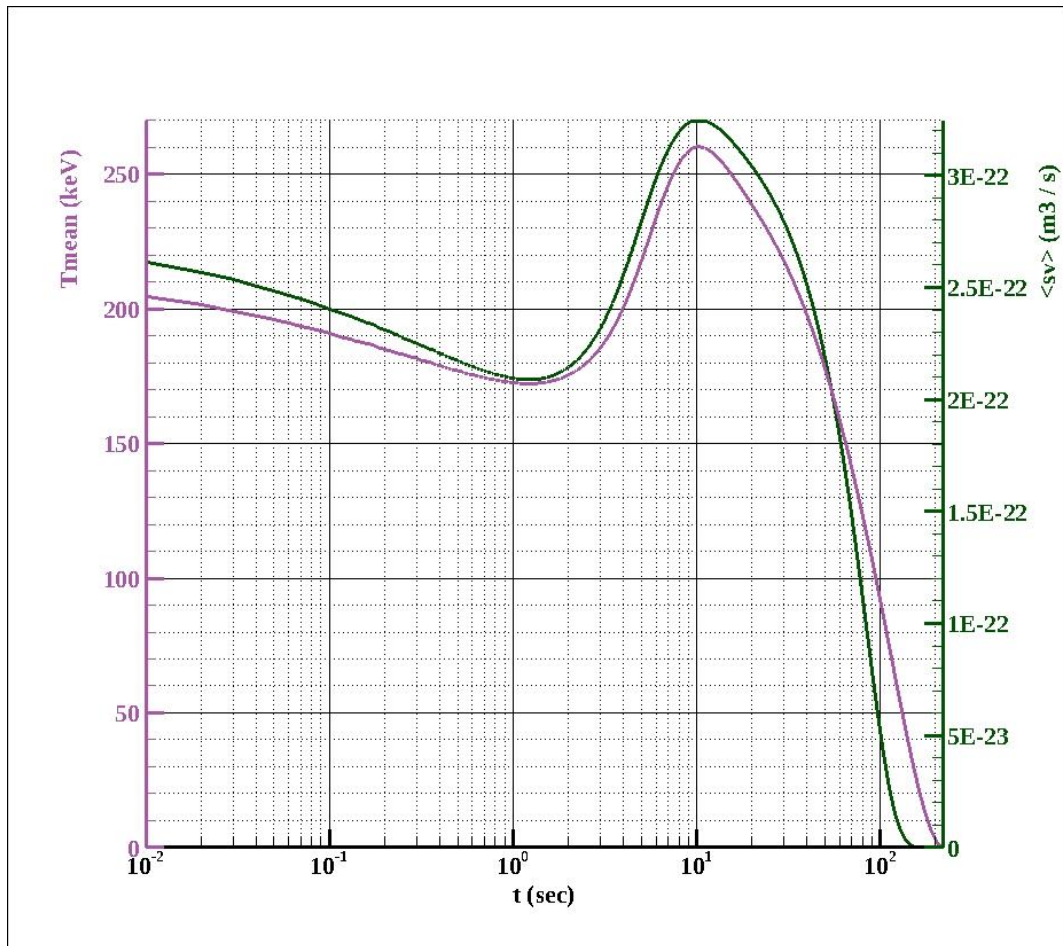


της βέλτιστης τελικής αναλογίας πυκνοτήτων:  $(n_p / n_B) = 10$  και τις αρχικές συνθήκες:  $E_{p,0} = 450 \text{ keV}$ ,  $T_{in,B} = 1 \text{ keV}$ , όπου  $[\max]Q \sim 1$ .

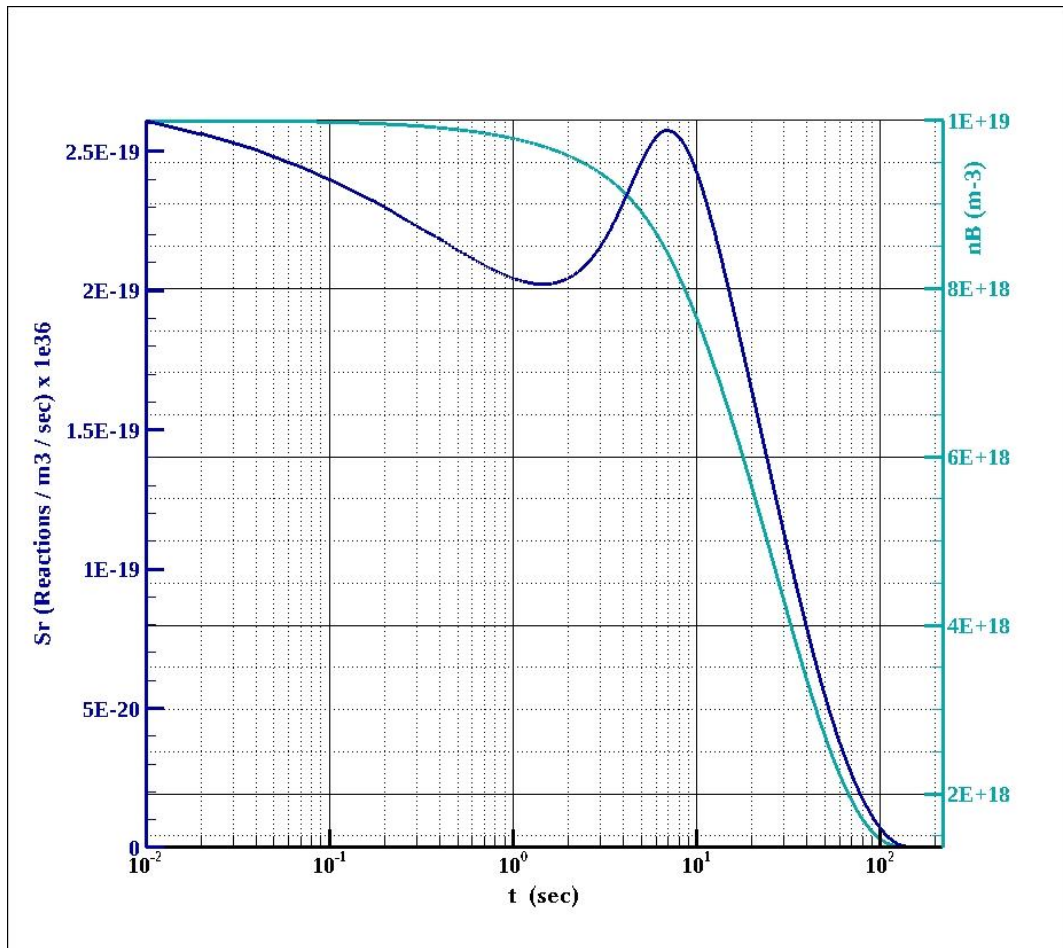
**Αρχικές συνθήκες μέσου:  $n_B = 1.0 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $(n_p / n_B) = 10$ ,  $E_{p,0} = 450 \text{ keV}$ ,  $T_{in,B} = 1 \text{ keV}$**



**Σχήμα 3. 32:** Χρονική εξέλιξη της παραγωγής σωματιδίων άλφα ( $n_\alpha$ ) και των θερμοκρασιών των επιμέρους ρευστών σωματιδίων ( $p$ ,  $^{11}\text{B}$ ,  $e$ ,  $\alpha$ ) του μέσου σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , στην περίπτωση που αυτό διαμορφώνεται από ενεργητικά πρωτόνια ( $n_p = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $E_{p,0} = 450 \text{ keV}$ ) και Βόρειο ( $n_B = 10^{19} \text{ m}^{-3}$  και  $T_{in,B} = 1 \text{ keV}$ ). Τα ενεργητικά πρωτόνια συνεπάγονται μία αναλογία πυκνοτήτων πρωτονίων - Βορείου στο μέσο, ίση με:  $(n_p / n_B) = 10$ .

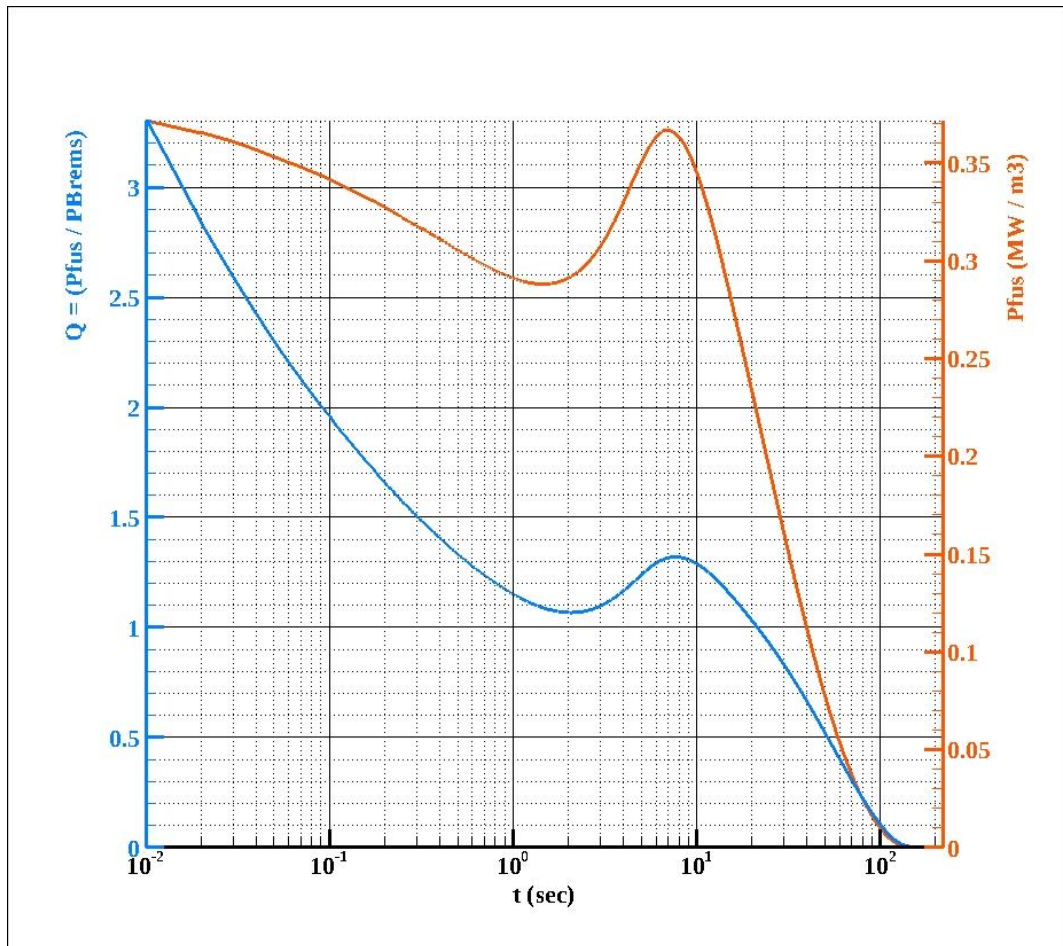


**Σχήμα 3. 33:** Χρονική εξέλιξη του ρυθμού αντίδρασης σύντηξης ( $S_r$ ) και της αντιδραστικότητας σύντηξης  $\langle \sigma v \rangle$ , στην περίπτωση που το μέσο σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$  διαμορφώνεται από ενεργητικά πρωτόνια ( $n_p = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $E_{p,0} = 450 \text{ keV}$ ) και Βόρειο ( $n_B = 10^{19} \text{ m}^{-3}$  και  $T_{in,B} = 1 \text{ keV}$ ). Τα ενεργητικά πρωτόνια συνεπάγονται μία αναλογία πυκνοτήτων πρωτονίων - Βορείου στο μέσο, ίση με:  $(n_p / n_B) = 10$ .



**Σχήμα 3.34:** Χρονική εξέλιξη του ρυθμού αντίδρασης σύντηξης ( $S_r$ ) και της πυκνότητας του Βορείου ( $n_B$ ), στην περίπτωση της θεωρήσης ενεργητικών πρωτονίων ( $n_p = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $E_{p,0} = 450 \text{ keV}$ ), σε ένα μέσο Βορείου, αρχικής πυκνότητας και θερμοκρασίας:  $n_B = 10^{19} \text{ m}^{-3}$  και  $T_{in,B} = 10 \text{ keV}$ , αντίστοιχα.





**Σχήμα 3. 35:** Χρονική εξέλιξη της παραγωγής ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ) και του κριτηρίου ανάφλεξης  $\{Q = (P_{fus} / P_{Brems})\}$ , στην περίπτωση που το μέσο σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$  διαμορφώνεται από ενεργητικά πρωτόνια ( $n_p = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ,  $E_{p,0} = 450 \text{ keV}$ ) και Βόρειο ( $n_B = 10^{19} \text{ m}^{-3}$  και  $T_{in,B} = 1 \text{ keV}$ ). Τα ενεργητικά πρωτόνια συνεπάγονται μία αναλογία πυκνοτήτων πρωτονίων - Βορείου στο μέσο, ίση με:  $(n_p / n_B) = 10$ .

Η περιγραφή των Σχημάτων 3.32 – 3.35, αναφορικά με την εμφάνιση και την εξέλιξη των συνεπειών του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος  $p\text{-}^{11}\text{B}$  από σωματίδια άλφα, είναι παρεμφερής με αυτήν της περίπτωσης αρχικών συνθηκών των Σχημάτων 3.28 - 3.31 ( $n_B = 10^{19} \text{ m}^{-3}$ ,  $T_{in,B} = 80 \text{ keV}$ ,  $E_{p,0} = 450 \text{ keV}$ ). Ωστόσο, οι βασικές διαφορές εντοπίζονται στο ρυθμό αύξησης της θερμοκρασίας του Βορείου (Σχήμα 3.32) και την χρονική εξέλιξη του κριτηρίου ανάφλεξης  $\{Q = (P_{fus} / P_{Brems})\}$  (Σχήμα 3.35). Είναι χαρακτηριστικό το γεγονός ότι, στην περίπτωση των αρχικών συνθηκών μέσου:  $T_{in,B} = 1 \text{ keV}$ ,  $E_{p,0} = 450 \text{ keV}$ , η θερμοκρασία του Βορείου αυξάνεται κατά έναν παράγοντα 300, από το  $T_{in,B} = 1 \text{ keV}$  στα  $T_{in,B} = 300 \text{ keV}$ , σε ένα χρονικό διάστημα, της τάξης των  $\tau_E = 10 \text{ s}$ . Όσο να αφορά τις αρκετά υψηλές τιμές του κριτηρίου ανάφλεξης:  $[\max]Q \sim 2 - 3$ , μεταξύ των  $t = 10^{-2} \text{ s}$  και των  $t = 10^{-1} \text{ s}$ , αυτές οφείλονται κατά κύριο λόγο, στις μειωμένες απώλειες ισχύος της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung*, που συνεπάγεται το μέσο Βορείου, αρχικής θερμοκρασίας:  $T_{in,B} = 1 \text{ keV}$ .

### 3.11.3. Θεώρηση ενεργητικών πρωτονίων: $300 \text{ keV} \leq E_{p,0} \leq 700 \text{ keV}$ , σε ένα μέσο $p - ^{11}\text{B}$ , με αρχική πυκνότητα στα: $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ και θερμοκρασία στο διάστημα: $1 \text{ keV} \leq T_{in} < 300 \text{ keV}$

Στην περίπτωση που δεν θεωρούνται ενεργητικά πρωτόνια στο μέσο  $p\text{-}^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας ( $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ), οι μέγιστες συνθήκες ανάφλεξης του:  $1 \leq [\max]Q \leq 1.29$ , διασφαλίζονται στο διάστημα

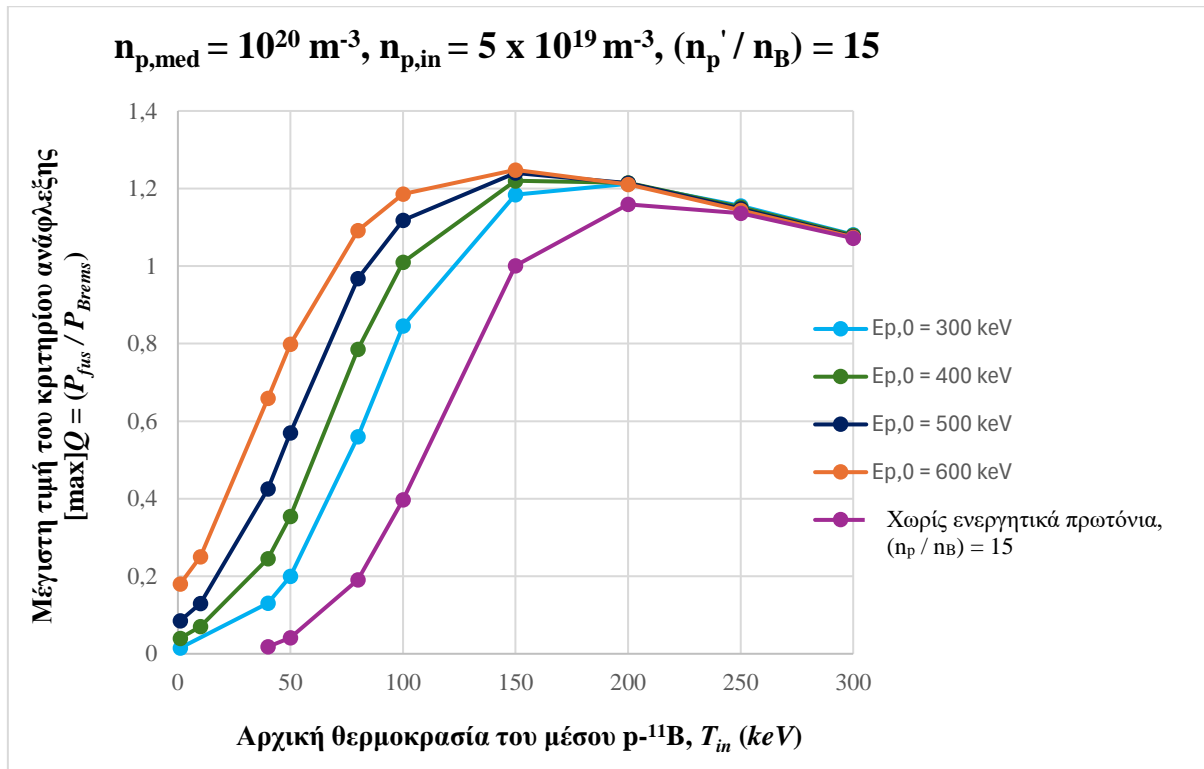
αρχικών θερμοκρασιών:  $130 \text{ keV} \leq T_{in} \leq 400 \text{ keV}$  (Σχήμα 3.5, Ενότητα 3.10.1), υπό την προϋπόθεση βελτιστοποίησης των απωλειών της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung*, από την θεώρηση της βέλτιστης αναλογίας πυκνοτήτων:  $(n_p / n_B) = 10$ . Η βέλτιστη συνθήκη ανάφλεξης:  $[max]Q = 1.29$ , εμφανίζεται στην αρχική θερμοκρασία των  $T_{in} = 200 \text{ keV}$  και συνδέεται άμεσα με:

- i) Την ανύψωση της θερμοκρασίας των συντηκόμενων σωματιδίων  $p$ ,  $^{11}B$ , στις μέγιστες τιμές των  $T_p = 250$ , και  $T_B = 360 \text{ keV}$ , αντίστοιχα. Ο συνδυασμός των δύο αυτών μέγιστων θερμοκρασιών διαμορφώνει μία μέση, μέγιστη θερμοκρασία πλάσματος στα  $T_{mean,max} = 294.2 \text{ keV}$ , για την οποία η αντιστοιχούσα αντιδραστικότητα σύντηξης έγκειται στα:  $\sigma v \sim 3.5 \times 10^{-22} \text{ (m}^3 / \text{s)}$  (Σχήμα 3.3, Ενότητα 3.6).
- ii) Την προκύπτουσα θερμοκρασιακή διαφορά, ανάμεσα στα ιόντα σύντηξης  $p$ ,  $^{11}B$  και τα ηλεκτρόνια ( $e$ ) του πλάσματος. Κατά την χρονική στιγμή των  $t = 10 \text{ s}$ , όπου η θερμοκρασία του Βορείου μεγιστοποιείται:  $T_{B,max} = 360 \text{ keV}$  (Σχήμα 3.12, Ενότητα 3.10.4.2), ο λόγος θερμοκρασιών Βορείου και ηλεκτρονίων, ισούται με:  $(T_B / T_e) \sim 2.3$ .

Ως εκ τούτου, στο πλαίσιο της παρούσας ενότητας, διερευνάται η πιθανή ενισχυτική δράση της θεώρησης επιπρόσθετων ενεργητικών πρωτονίων σε ένα μέσο  $p\text{-}^{11}B$  χαμηλής πυκνότητας ( $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ), όσο να αφορά:

- i) Την εμφάνιση συνθηκών ανάφλεξης σύντηξης ( $Q \geq 1$ ), κάτω από τα  $T_{in} < 100 \text{ keV}$ .
- ii) Τη διασφάλιση, μέσω του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα, υψηλότερων, μέσων θερμοκρασιών πλάσματος ( $T_{mean,max}$ ), εντός της περιοχής βέλτιστης αντιδραστικότητας σύντηξης:  $400 \text{ keV} \leq T < 700 \text{ keV}$ , για τη διασφάλιση υψηλότερων, παραγόμενων πυκνοτήτων ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ) και άρα, ενισχυμένων, βέλτιστων τιμών του κριτηρίου ανάφλεξης ( $[max]Q > 1.29$ ), συγκριτικά με την απλή περίπτωση του μέσου  $p\text{-}^{11}B$ , δίχως ενεργητικά πρωτόνια ( $T_{in} = T_p = T_B$ ).

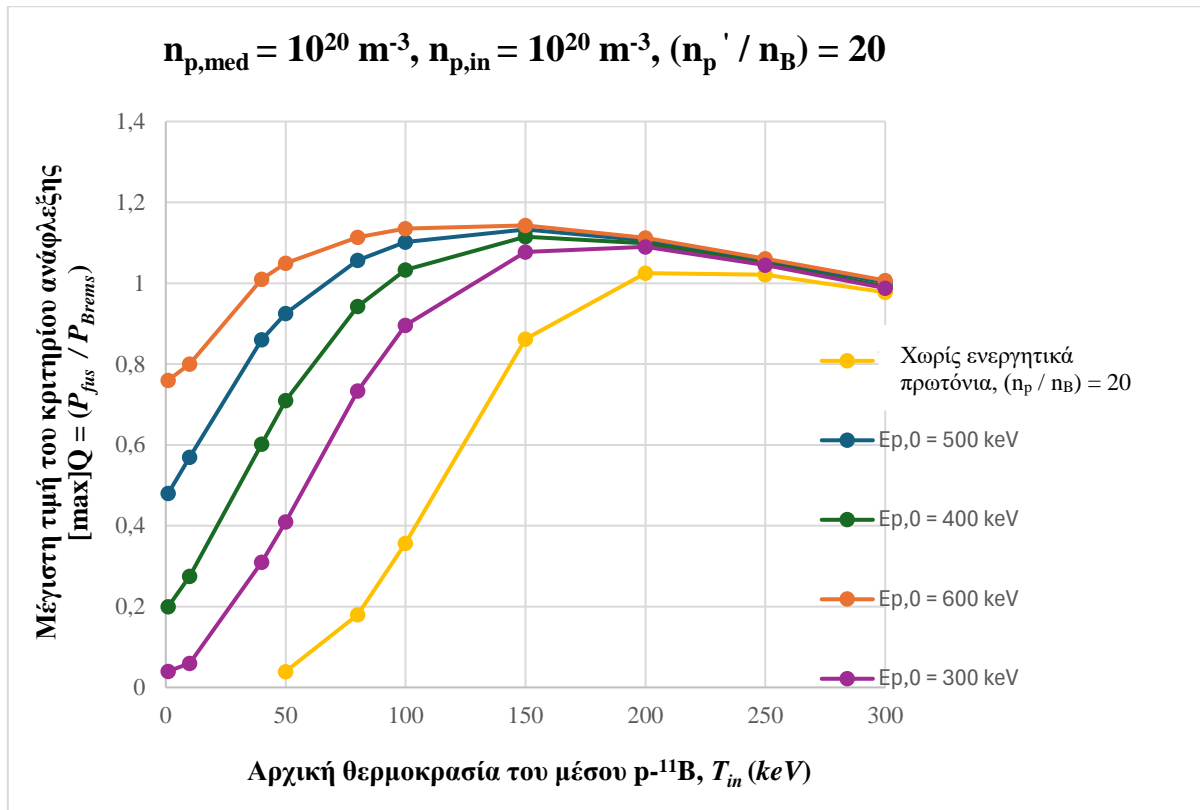
Στα ακόλουθα Σχήματα 3.36 - 3.37, σκιαγραφούνται οι μέγιστες καμπύλες ανάφλεξης  $\{[max]Q = (P_{fus} / P_{Brems})\}$ , σαν συνάρτηση της αρχικής θερμοκρασίας του μέσου  $p\text{-}^{11}B$ , για τις περιπτώσεις όπου, τα επιπρόσθετα, ενεργητικά πρωτόνια φέρουν ενέργεια στο διάστημα:  $300 \text{ keV} \leq E_{p,0} \leq 700 \text{ keV}$ . Η αρχική πυκνότητα των πρωτονίων του μέσου λαμβάνεται στα  $n_{p,med} = 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , ενώ οι θεωρούμενοι αριθμοί πυκνότητας των ενεργητικών πρωτονίων ( $n_{p,in}$ ) αποσκοπούν στο σχηματισμό μίας τελικής αναλογίας πυκνοτήτων πρωτονίων – Βορείου, ίσης με:  $(n_p' / n_B) = 15$  ή  $(n_p' / n_B) = 20$ . Η παράμετρος  $n_p'$  συνιστά το άθροισμα της αρχικής πυκνότητας των πρωτονίων του μέσου ( $n_{p,med}$ ) με την πυκνότητα των επιπρόσθετων, ενεργητικών πρωτονίων ( $n_{p,in}$ ). Τα επιπρόσθετα ενεργητικά πρωτόνια αλλοιώνουν (αυξάνουν) την αρχική αναλογία πυκνοτήτων ( $n_{p,med} / n_B$ ) του μέσου  $p\text{-}^{11}B$ , οδηγώντας σε παραγκωνισμό της υφιστάμενης πυκνότητας του Βορείου. Στα Σχήματα 3.36 – 3.37 δίδονται επίσης για λόγους σύγκρισης, οι αντίστοιχες μέγιστες καμπύλες ανάφλεξης  $\{[max]Q\}$ , για ένα απλό μέσο  $p\text{-}^{11}B$  χαμηλής πυκνότητας χωρίς ενεργητικά πρωτόνια ( $T_{in} = T_p = T_B$ ). Αρχικές θερμοκρασίες μέσου υψηλότερες των  $T_{in} = 300 \text{ keV}$  δεν θεωρούνται, καθώς, η ενσωμάτωση των επιπρόσθετων, ενεργητικών πρωτονίων αποσκοπεί στην παρατήρηση συνθηκών ανάφλεξης  $p\text{-}^{11}B$  κάτω από τα  $T_{in} = 100 \text{ keV}$ .



**Σχήμα 3.36:** Μέγιστες καμπύλες ανάφλεξης, σαν συνάρτηση της αρχικής θερμοκρασίας του μέσου  $p\text{-}^{11}B$ , υπό την θεώρηση υπό την θεώρηση ενός επιπρόσθετου πληθυσμού πρωτονίων (ενεργητικών):  $300 \text{ keV} \leq E_{p,0} \leq 600 \text{ keV}$ . Η πυκνότητα των πρωτονίων του μέσου θεωρείται στα:  $n_{p,med} = 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$   $\{(n_p / n_B) = 10\}$ , ενώ τα επιπρόσθετα ενεργητικά πρωτόνια:  $n_{p,in} = 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , διαμορφώνουν την ολική αναλογία πυκνοτήτων πρωτονίων – Βορείου στο:  $(n_p' / n_B) = 15$ .

Σύμφωνα με τα αποτελέσματα του Σχήματος 3.36, εάν η αρχική ενέργεια των επιπρόσθετων, ενεργητικών πρωτονίων, έγκειται στα  $E_{p,0} = 500 \text{ keV}$  ή τα  $E_{p,0} = 600 \text{ keV}$ , το σχηματιζόμενο μέσο  $p\text{-}^{11}B$  με αναλογία πυκνοτήτων:  $(n_p' / n_B) = 15$ , δύναται να αναφλεγεί ( $Q \geq 1$ ), κάτω από τα  $T_{in} = 100 \text{ keV}$ . Η βέλτιστη συνθήκη ανάφλεξης:  $[max]Q \sim 1.29$ , σημειώνεται στην αρχική θερμοκρασία των  $T_{in} = 150 \text{ keV}$ , υπό την θεώρηση επιπρόσθετων, ενεργητικών πρωτονίων:  $E_{p,0} = 600 \text{ keV}$  (πορτοκαλί καμπύλη). Συγκριτικά με την απλή περίπτωση του μέσου  $p\text{-}^{11}B$ , όπου δεν υφίστανται ενεργητικά πρωτόνια ( $T_{in} = T_p = T_B$ ) και η αρχική αναλογία πυκνοτήτων έγκειται στο  $(n_p / n_B) = 15$  (μωβ καμπύλη), η μέγιστη συνθήκη ανάφλεξης  $\{[max]Q\}$ , ενισχύεται κατά έναν παράγοντα  $\sim 1.08$  (από το 1.16 στο 1.29). Είναι επίσης χαρακτηριστικό το γεγονός ότι, μεταξύ των δύο περιπτώσεων μέσου, το θερμοκρασιακό παράθυρο ανάφλεξης διευρύνεται, από το διάστημα των:  $130 \text{ keV} \leq T_{in} \leq 400 \text{ keV}$  (χωρίς ενεργητικά πρωτόνια) στο διάστημα των:  $70 \text{ keV} \leq T_{in} < 350 \text{ keV}$  (με επιπρόσθετα, ενεργητικά πρωτόνια:  $E_{p,0} = 600 \text{ keV}$ ). Παρόμοια αποτελέσματα, όσο να αφορά το παράθυρο θερμοκρασιακής ανάφλεξης και τη μέγιστη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης, παρατηρούνται και στην περίπτωση ενεργητικών πρωτονίων:  $E_{p,0} = 500 \text{ keV}$ .

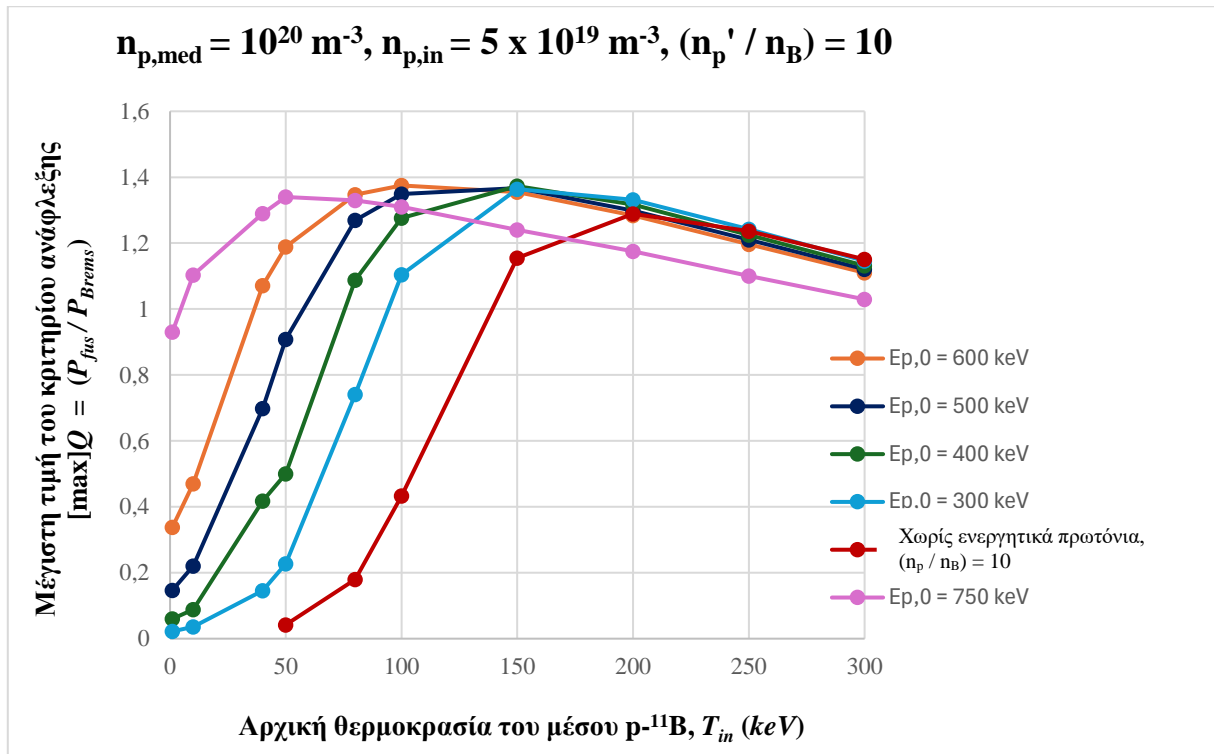
Στο ακόλουθο Σχήμα 3.37 παρατίθενται τα αντίστοιχα αποτελέσματα του Σχήματος 3.36, για την περίπτωση που, τα θεωρούμενα, επιπρόσθετα ενεργητικά πρωτόνια του μέσου  $p\text{-}^{11}B$  διαμορφώνουν την ολική αναλογία πυκνοτήτων πρωτονίων – Βορείου, στο:  $(n_p' / n_B) = 20$ .



**Σχήμα 3.37:** Μέγιστες καμπύλες ανάφλεξης, σαν συνάρτηση της αρχικής θερμοκρασίας του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , υπό την θεώρηση υπό την θεώρηση ενός επιπρόσθετου πληθυσμού πρωτονίων (ενεργητικών):  $300 \text{ keV} \leq E_{p,0} \leq 600 \text{ keV}$ . Η πυκνότητα των πρωτονίων του μέσου θεωρείται στα:  $n_{p,med} = 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$   $\{(n_p / n_B) = 10\}$ , ενώ τα επιπρόσθετα ενεργητικά πρωτόνια:  $n_{p,in} = 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , διαμορφώνουν την ολική αναλογία πυκνοτήτων πρωτονίων – Βορείου στο:  $(n_p' / n_B) = 15$ .

Στην περίπτωση του Σχήματος 3.37:  $(n_p' / n_B) = 20$ , η μέγιστη συνθήκη ανάφλεξης του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$ :  $[max]Q = 1.14$ , παρατηρείται στην αρχική θερμοκρασία των  $T_{in} = 100 \text{ keV}$ , υπό την θεώρηση επιπρόσθετων, ενεργητικών πρωτονίων:  $E_{p,0} = 600 \text{ keV}$  (πορτοκαλί καμπύλη). Η προαναφερθείσα, βέλτιστη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης ενισχύεται κατά έναν παράγοντα  $\sim 1.11$ , σε σύγκριση με την αυτήν του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας, χωρίς ενεργητικά πρωτόνια, στην αρχική θερμοκρασία των  $T_{in} = 200 \text{ keV}$  (κίτρινη καμπύλη). Μεταξύ των δύο (2) εξεταζόμενων περιπτώσεων μέσου (με και χωρίς επιπρόσθετα ενεργητικά πρωτόνια), η κατώτερη θερμοκρασία ανάφλεξης του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  μειώνεται κατά έναν παράγοντα πέντε (5), από τα  $T_{in} = 200 \text{ keV}$  στα  $T_{in} = 40 \text{ keV}$ , στην περίπτωση της θεώρησης επιπρόσθετων, ενεργητικών πρωτονίων:  $E_{p,0} = 600 \text{ keV}$ . Συνθήκες ανάφλεξης σύντηξης κάτω από τα  $T_{in} < 100 \text{ keV}$ , σημειώνονται και στις περιπτώσεις, όπου τα επιπρόσθετα ενεργητικά πρωτόνια φέρουν αρχική ενέργεια στα  $E_{p,0} = 400 \text{ keV}$  (πράσινη καμπύλη) ή τα  $E_{p,0} = 500 \text{ keV}$  (σκούρα μπλε καμπύλη). Για αυτές τις ενέργειες πρωτονίων, τα αντίστοιχα παράθυρα θερμοκρασιακής ανάφλεξης είναι:  $90 \text{ keV} \leq T_{in} \leq 300 \text{ keV}$  και  $65 \text{ keV} \leq T_{in} \leq 300 \text{ keV}$ .

Στη συνέχεια, θεωρώντας επιπρόσθετα, ενεργητικά πρωτόνια ( $n_{p,in}$ ), σε ένα μέσο  $p\text{-}^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας, με αριθμό πυκνότητας πρωτονίων:  $n_{p,med} = 1.0 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$   $\{(n_{p,med} / n_B) = 5\}$ , ούτως ώστε η σχηματιζόμενη, ολική αναλογία πυκνοτήτων πρωτονίων – Βορείου να είναι:  $(n_p' / n_B) = 10$ , λαμβάνουμε τα αποτελέσματα του ακόλουθου Σχήματος 3.38. Καθόσον οι αριθμητικοί υπολογισμοί έδειξαν υπεροχή της καμπύλης ανάφλεξης:  $(n_p' / n_B) = 10$ , έναντι των καμπυλών:  $(n_p' / n_B) = 15$  (Σχήμα 3.36),  $(n_p' / n_B) = 20$  (Σχήμα 3.37), η καμπύλη των ενεργητικών πρωτονίων:  $E_{p,0} = 750 \text{ keV}$  (μωβ καμπύλη), σκιαγραφείται μόνο για τη συγκεκριμένη αναλογία πυκνοτήτων.



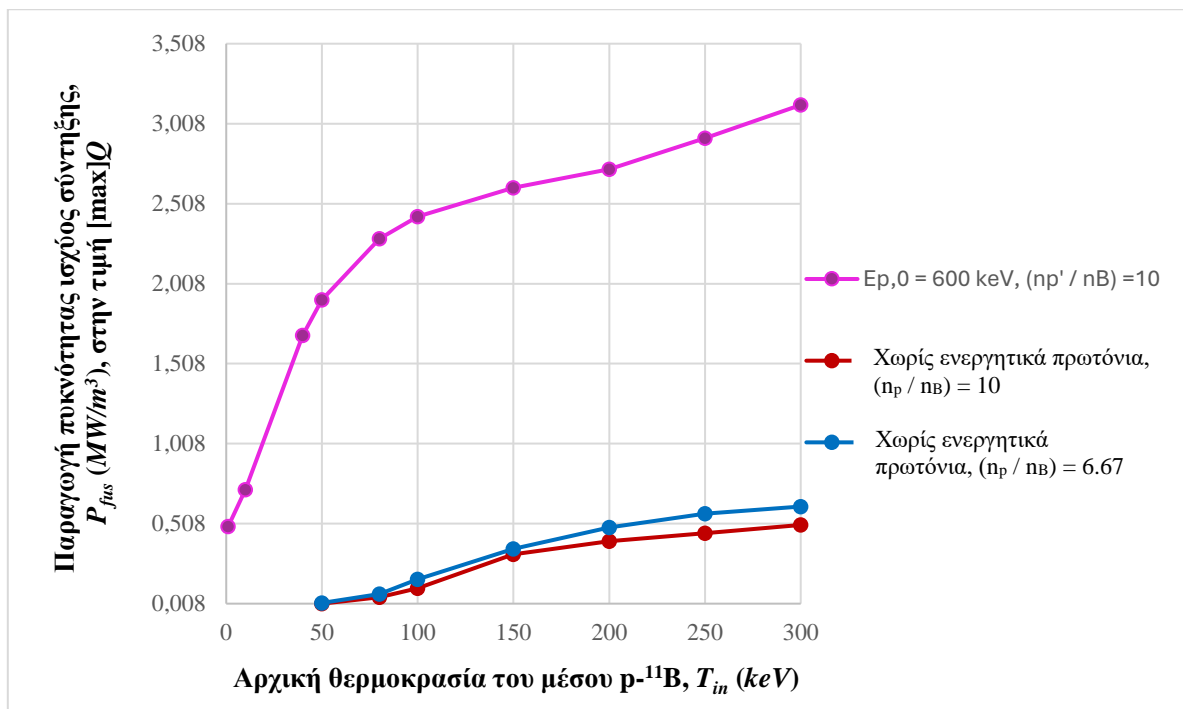
**Σχήμα 3.38:** Μέγιστες καμπύλες ανάφλεξης, σαν συνάρτηση της αρχικής θερμοκρασίας του μέσου  $p\text{-}^{11}B$ , υπό την θεώρηση επιπρόσθετων, ενεργητικών πρωτονίων:  $300 \text{ keV} \leq E_{p,0} \leq 750 \text{ keV}$ . Η πυκνότητα των πρωτονίων του μέσου θεωρείται στα:  $n_{p,med} = 1 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$   $\{(n_p / n_B) = 05\}$ , ενώ τα επιπρόσθετα ενεργητικά πρωτόνια:  $n_{p,in} = 5 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , διαμορφώνουν την ολική αναλογία πυκνοτήτων πρωτονίων - Βορείου στο:  $(n_p' / n_B) = 10$ .

Στην περίπτωση που τα επιπρόσθετα, ενεργητικά πρωτόνια διαμορφώνουν την ολική αναλογία πυκνοτήτων πρωτονίων - Βορείου του μέσου  $p\text{-}^{11}B$  χαμηλής πυκνότητας ( $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ), στο:  $(n_p' / n_B) = 10$  (Σχήμα 3.38):

- Η ανάφλεξη νεκρού - σημείου ( $Q = 1$ ) ενός μέσου  $p\text{-}^{11}B$  χαμηλής θερμοκρασίας ( $T_{in} \rightarrow 0$ ) απαιτεί την θεώρηση επιπρόσθετων, ενεργητικών πρωτονίων:  $E_{p,0} \sim 750 \text{ keV}$ .
- Η βέλτιστη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης βελτιώνεται κατά έναν παράγοντα, της τάξης του  $\sim 1.12$ , μεταξύ του σεναρίου της μη - θεώρησης ενεργητικών πρωτονίων στο μέσο  $p\text{-}^{11}B$  ( $[max]Q = 1.29$ ) και αυτού της θεώρησης επιπρόσθετων, ενεργητικών πρωτονίων:  $E_{p,0} = 600 \text{ keV}$  ( $[max]Q \sim 1.4$ ,  $T_{in} = 100 \text{ keV}$ ). Με εξαίρεση τη μόλις προαναφερθείσα, βέλτιστη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης, εξίσου καλές, μέγιστες τιμές του λαμβάνονται και στις αρχικές θερμοκρασίες των  $T_{in} = 40 \text{ keV}$  ( $[max]Q = 1.29$ ) και των  $T_{in} = 50 \text{ keV}$  ( $[max]Q = 1.34$ ), υπό την θεώρηση ενεργητικών πρωτονίων:  $E_{p,0} = 750 \text{ keV}$  (ροζ καμπύλη).
- Η θεώρηση επιπρόσθετων, ενεργητικών πρωτονίων:  $E_{p,0} = 600 \text{ keV}$ , στο μέσο  $p\text{-}^{11}B$  χαμηλής πυκνότητας, συνεπάγεται διεύρυνση του θερμοκρασιακού παραθύρου ανάφλεξης σύντηξης, από το διάστημα των:  $130 \text{ keV} \leq T_{in} \leq 400 \text{ keV}$  (Σχήμα 3.5, Ενότητα 3.10.1), στο διάστημα των:  $35 \text{ keV} \leq T_{in} < 400 \text{ keV}$ .
- Το μέσο  $p\text{-}^{11}B$  χαμηλής πυκνότητας δύναται να παρουσιάσει ανάφλεξη νεκρού - σημείου ( $Q = 1$ ), κάτω από τα  $T_{in} = 100 \text{ keV}$ , και συγκεκριμένα, σε αρχικές θερμοκρασίες, μεταξύ του  $T_{in} = 1 \text{ keV}$  και των  $T_{in} = 90 \text{ keV}$ , στην περίπτωση της θεώρησης επιπρόσθετων, ενεργητικών πρωτονίων:  $300 \text{ keV}$  ( $T_{in} = 90 \text{ keV}$ )  $\leq E_{p,0} \leq 750 \text{ keV}$  ( $T_{in} \sim 1 \text{ keV}$ ).

ν) Η καμπύλη ανάφλεξης, που αντιστοιχεί στα ενεργητικά πρωτόνια των:  $E_{p,0} = 300 \text{ keV}$ , υπερκαλύπτει αυτές των υπόλοιπων ενεργειών:  $400 \text{ keV} \leq E_{p,0} \leq 750 \text{ keV}$ , στο διάστημα αρχικών θερμοκρασιών μέσου:  $T_{in} > 150 \text{ keV}$ . Το συγκεκριμένο γεγονός οφείλεται: ι) Στις χαμηλότερες απώλειες ισχύος της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung*, που συνεπάγονται τα ενεργητικά πρωτόνια των:  $E_{p,0} = 300 \text{ keV}$ .

Για την καμπύλη ανάφλεξης της βέλτιστης αναλογίας πυκνοτήτων:  $(n_p' / n_B) = 10$  (Σχήμα 3.38) και την αντιπροσωπευτική περίπτωση ενέργειας των επιπρόσθετων πρωτονίων:  $E_{p,0} = 600 \text{ keV}$ , τα σχετικά αποτελέσματα της παραγωγής πυκνότητας ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ) και της θερμοκρασίας του Βορείου ( $T_B$ ), δίδονται στα ακόλουθα Σχήματα 3.39 – 3.41. Σε αυτά, προκειμένου να καταστεί εμφανής η καθοριστική επίδραση των επιπρόσθετων, ενεργητικών πρωτονίων, στην ανάφλεξη του μέσου  $p^{-11}B$  χαμηλής πυκνότητας, στο χαμηλό εύρος αρχικών θερμοκρασιών:  $T_{in} < 100 \text{ keV}$ , παρατίθενται και τα αντίστοιχα αποτελέσματα της απλής περίπτωσης του μέσου  $p^{-11}B$ , δίχως επιπρόσθετα, ενεργητικά πρωτόνια ( $T_{in} = T_p = T_B$ ), με αναλογία πυκνοτήτων πρωτονίων - Βορείου:  $(n_p / n_B = 10)$ .



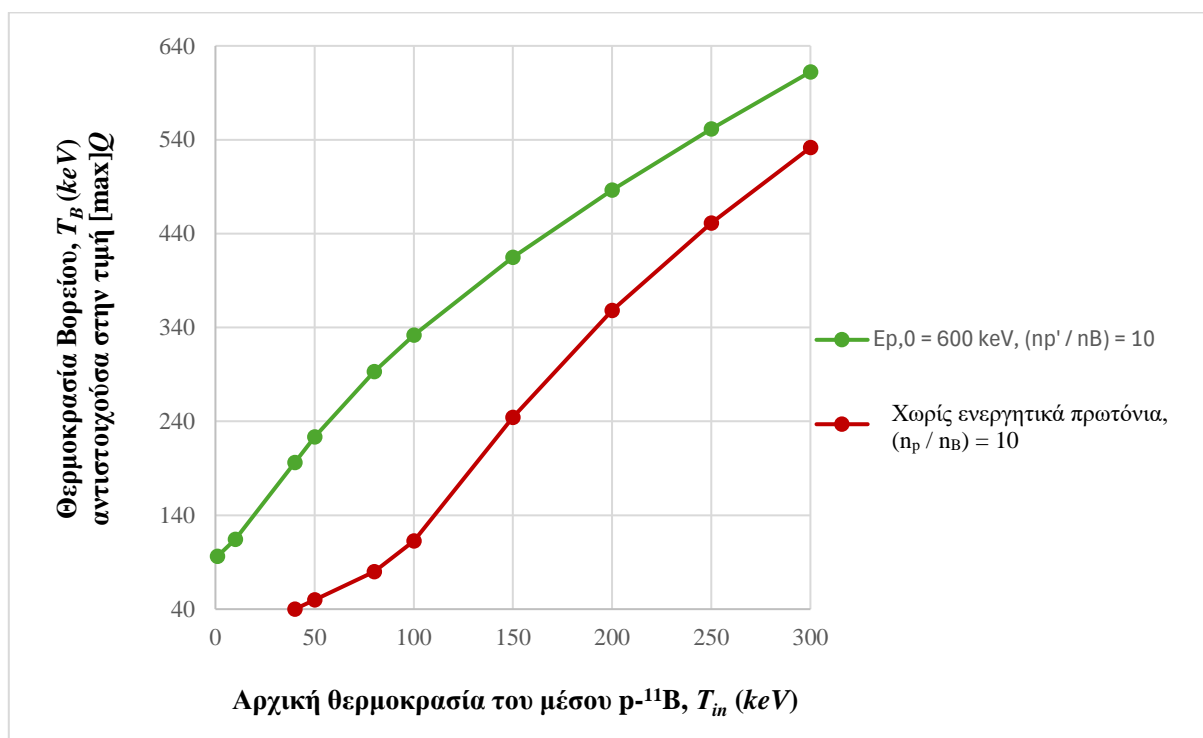
**Σχήμα 3.39:** Αντιστοίχιση μεταξύ της παραγωγής πυκνότητας ισχύος σύντηξης και της ενδεικτικής καμπύλης ανάφλεξης των  $E_{p,0} = 600 \text{ keV}$ , του Σχήματος 3.39. Στο διάστημα του θερμοκρασιακού παράθυρου ανάφλεξης:  $40 \text{ keV} \leq T_{in} \leq 100 \text{ keV}$  ( $1.07 \leq [\text{max}]Q \leq 1.4$ ), η παραγωγή πυκνότητας ισχύος σύντηξης κυμαίνεται μεταξύ των  $P_{fus} = 1.68 \text{ (MW / m}^3\text{)}$  και των  $P_{fus} = 2.43 \text{ (MW / m}^3\text{)}$ .

Στηριζόμενοι στα αποτελέσματα του παραπάνω Σχήματος 3.39, καταλήγουμε στο συμπέρασμα ότι, εάν τα επιπρόσθετα, ενεργητικά πρωτόνια:  $E_{p,0} = 600 \text{ keV}$ , διαμορφώσουν μία αναλογία πυκνοτήτων ολικών πρωτονίων και Βορείου στο μέσο  $p^{-11}B$ , ίση με:  $(n_p' / n_B) = 10$ , η παραγόμενη πυκνότητα ισχύος σύντηξης (ροζ καμπύλη) ενισχύεται σημαντικά στο εύρος αρχικών θερμοκρασιών:  $T_{in} < 100 \text{ keV}$ . Όπως παρουσιάστηκε στο πλαίσιο της Ενότητας 3.10.1, στο συγκεκριμένο εύρος αρχικών θερμοκρασιών, το αντίστοιχο μέσο  $p^{-11}B$ , δίχως ενεργητικά πρωτόνια ( $T_{in} = T_p = T_B$ ) και με αναλογία πυκνοτήτων πρωτονίων - Βορείου:  $(n_p / n_B) = 10$ , δε δύναται να αναφλεγεί ( $Q < 1$ ), λόγω της χαμηλής παραγωγής σωματιδίων άλφα:  $n_\alpha = 1.0 \times 10^{17} \text{ m}^{-3}$ , και άρα, συνεισφοράς τους στο φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος.



Εάν η σύγκριση μεταξύ των δύο (2) διαφορετικών μέσων  $p^{-11}B$ , με και χωρίς ενεργητικά πρωτόνια (ροζ καμπύλη, κόκκινη καμπύλη), πραγματοποιηθεί στη βάση της αρχικής, ενεργειακής πυκνότητας (*energy density*), είναι απαραίτητο να επισημανθεί το γεγονός ότι, το μέσο  $p^{-11}B$ :  $20\text{ keV} - 150\text{ keV}$ , με τα επιπρόσθετα, ενεργητικά πρωτόνια των  $E_{p,0} = 600\text{ keV}$ , έχει συγκρίσιμη, ενεργειακή πυκνότητα με το απλό μέσο  $p^{-11}B$ :  $250\text{ keV} - 450\text{ keV}$ , χωρίς ενεργητικά πρωτόνια ( $T_{in} = T_p = T_B$ ). Για τα προαναφερθέντα διαστήματα ενεργειών, η αναλογία των πυκνοτήτων ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ) κυμαίνεται μεταξύ και του 3 και του 4.5, όντας υπέρ της διαμόρφωσης του μέσου  $p^{-11}B$  με τα επιπρόσθετα, ενεργητικά πρωτόνια. Η ενεργειακή πυκνότητα των διαφορετικών μέσων  $p^{-11}B$  αποτελεί το άθροισμα των γινομένων των αρχικών συνθηκών πυκνότητας - ενέργειας των πρωτονίων, των ιόντων Βορείου και των ενεργητικών πρωτονίων (εφόσον αυτά υφίστανται). Στο διάστημα ενεργειών:  $20\text{ keV} - 150\text{ keV}$ , η ενεργειακή πυκνότητα του μέσου  $p^{-11}B$  με τα επιπρόσθετα, ενεργητικά πρωτόνια των  $600\text{ keV}$ , έγκειται μεταξύ των  $5.15\text{ (MJ/m}^3\text{)}$  και των  $7.6\text{ (MJ/m}^3\text{)}$ .

Τα ενεργητικά πρωτόνια των  $600\text{ keV}$  θεωρούνται σε ένα μέσο  $p^{-11}B$ , με αναλογία πυκνοτήτων πρωτονίων μέσου ( $n_{p,med}$ ) και ιόντων Βορείου:  $(n_{p,med} / n_B) = 6.67$  (ροζ καμπύλη). Ως εκ τούτου, για λόγους σύγκρισης, η μπλε καμπύλη του Σχήματος 3.39 αναπαριστά την παραγωγή πυκνότητας ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ), σε ένα μέσο  $p^{-11}B$  χωρίς ενεργητικά πρωτόνια και με αναλογία πυκνοτήτων ( $n_p / n_B$ )  $= 6.67$  ( $n_p = 1.10^{20}\text{ m}^{-3}$ ,  $n_B = 1.5 \times 10^{19}\text{ m}^{-3}$ ).

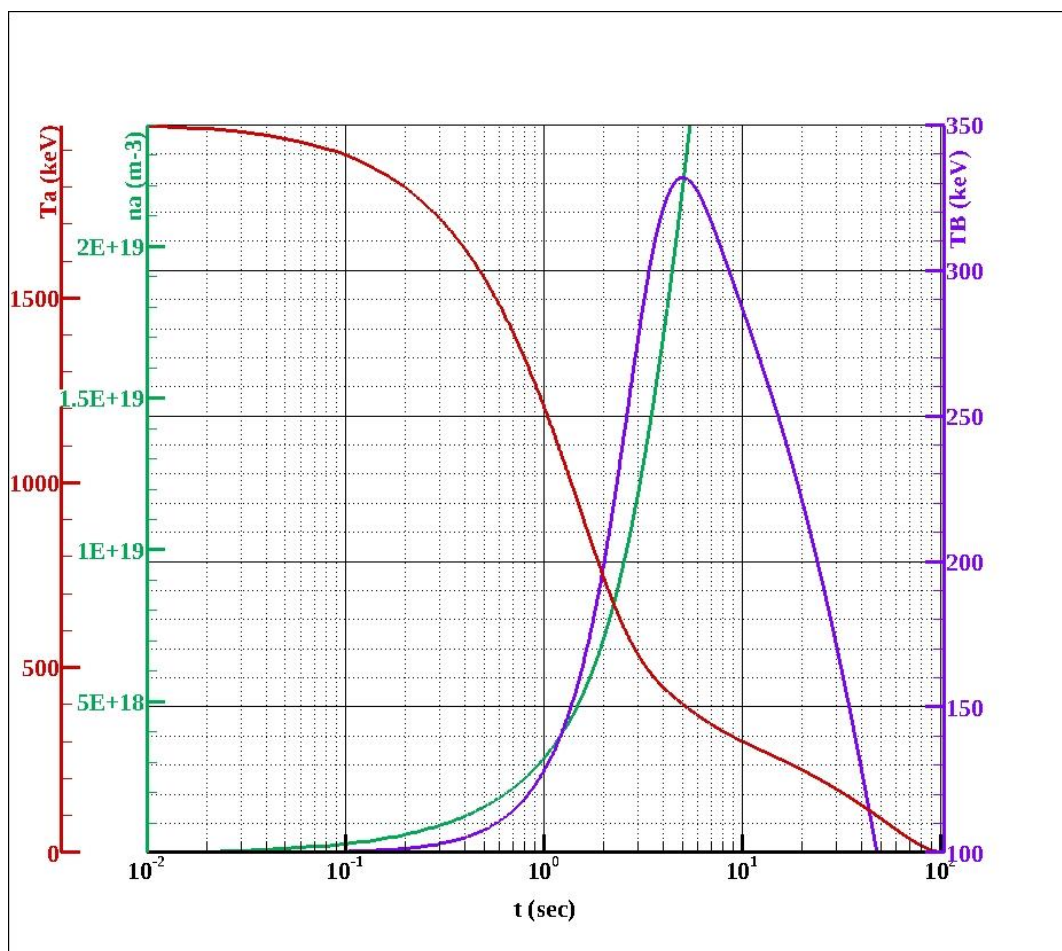


**Σχήμα 3.40:** Αντιστοίχιση μεταξύ της θερμοκρασίας των ιόντων Βορείου του μέσου σύντηξης και των βέλτιστων καμπυλών ανάφλεξης:  $(n_p / n_B) = 10$  (χωρίς ενεργητικά πρωτόνια στο μέσο  $p^{-11}B$  χαμηλής πυκνότητας) και  $(n_p' / n_B) = 10$  (με επιπρόσθετα, ενεργητικά πρωτόνια:  $E_{p,0} = 600\text{ keV}$ , στο μέσο  $p^{-11}B$  χαμηλής πυκνότητας).

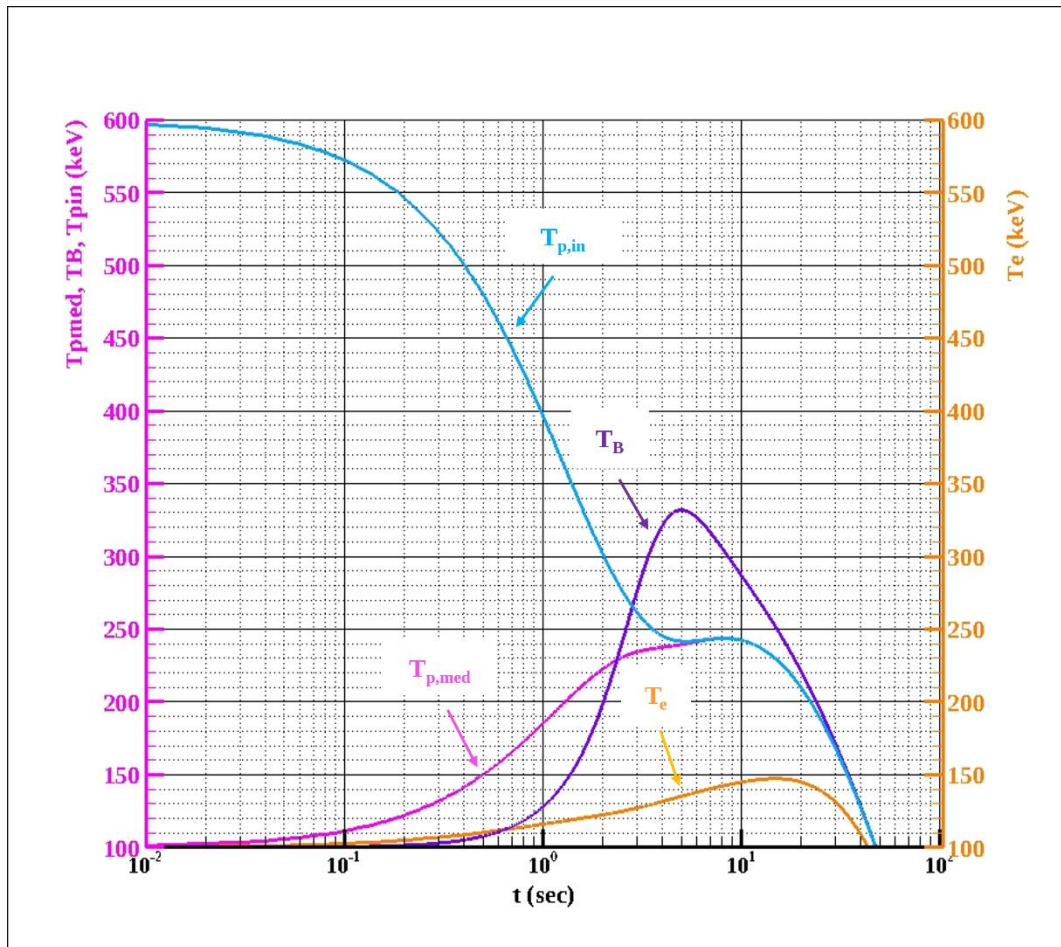
Εν συνεχεία, σύμφωνα με το παραπάνω Σχήμα 3.40, αν η αρχική θερμοκρασία του μέσου  $p^{-11}B$  ανέρχεται στα  $T_{in} = 50\text{ keV}$  και δεν υφίστανται ενεργητικά πρωτόνια σε αυτό ( $T_{in} = T_p = T_B$ ), η θερμοκρασία του Βορείου παραμένει σταθερή στα  $T_B = 50\text{ keV}$ , λόγω απουσίας του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος από την παραχθείσα πυκνότητα σωματιδίων άλφα. Παρόλα αυτά, εάν θεωρηθεί

μία πυκνότητα ενεργητικών πρωτονίων ( $n_{p,in}$ ) στο μέσο  $p^{-11}B$  και η προκύπτουσα αναλογία πυκνοτήτων προκύψει στο:  $(n_p' / n_B) = 10$ , η θερμοκρασία του Βορείου αυξάνεται από τα  $T_B = 50 \text{ keV}$  στα  $T_B \sim 224 \text{ keV}$  (αύξηση κατά έναν παράγοντα τέσσερα (4) περίπου). Δεδομένου του γεγονότος ότι, η ανάφλεξη του μέσου  $p^{-11}B$ , στο διάστημα αρχικών θερμοκρασιών κάτω από τα  $T_{in} < 100 \text{ keV}$  κρίνεται καθοριστικής σημασίας, για την αξιοποίηση του συγκεκριμένου καυσίμου για την παραγωγή καθαρής ενέργειας, έναντι του  $D-T$ , τα αποτελέσματα των Σχημάτων 3.38 – 3.40 χρήζουν ιδιαίτερου ενδιαφέροντος.

Στη συνέχεια, προκειμένου να διαπιστωθεί η συνεισφορά του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος  $p^{-11}B$  από σωματίδια άλφα, στην εξαγωγή των συγκεκριμένων αποτελεσμάτων, στα ακόλουθα Σχήματα 3.41 – 3.42 σκιαγραφείται η χρονική εξέλιξη των θερμοκρασιών των επιμέρους ρευστών σωματιδίων του μέσου σύντηξης ( $p_{med}$ ,  $p_{in}$ ,  $B$ ,  $e$ ,  $\alpha$ ) και της παραγωγής σωματιδίων άλφα ( $n_\alpha$ ), για την ενδεικτική περίπτωση συνθηκών:  $(n_p' / n_B) = 10$ ,  $T_{in} = 100 \text{ keV}$ ,  $E_{p,0} = 600 \text{ keV}$ . Για τις προαναφερθείσες συνθήκες, το κριτήριο ανάφλεξης βελτιστοποιείται:  $[max]Q \sim 1.4$ ,  $P_{fus} = 2.43 \text{ MW/m}^3$  (Σχήμα 3.39), με την θερμοκρασία του Βορείου να έχει ανυψωθεί στα:  $T_B \sim 332 \text{ keV}$ , μέσα σε ένα χρονικό διάστημα, της τάξης των  $t = 5 \text{ s}$ .



**Σχήμα 3. 41:** Χρονική εξέλιξη της παραγωγής σωματιδίων άλφα ( $n_\alpha$ ) και των θερμοκρασιών του Βορείου ( $T_B$ ) και των σωματιδίων άλφα ( $T_\alpha$ ), στην περίπτωση της θεώρησης επιπρόσθετων, ενεργητικών πρωτονίων:  $E_{p,0} = 600 \text{ keV}$ , σε μέσο  $p^{-11}B$  με αρχική θερμοκρασία στα  $T_{in} = 100 \text{ keV}$ . Η σχηματιζόμενη, ολική αναλογία πυκνοτήτων στο μέσο, είναι:  $(n_p' / n_B) = 10$ . Τα επιπρόσθετα, ενεργητικά πρωτόνια πυροδοτούν την εμφάνιση του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος σωματιδίων άλφα στα  $t = 10^{-1} \text{ s}$  και οδηγούν στη μέγιστη συνθήκη ανάφλεξης:  $Q = 1.4$  στα  $t \sim 5 \text{ s}$ . Την χρονική στιγμή των  $t \sim 5 \text{ s}$ , η θερμοκρασία του Βορείου έχει αυξηθεί κατά έναν παράγοντα  $\sim 3$ .



**Σχήμα 3.42:** Χρονική εξέλιξη των θερμοκρασιών των επιμέρους σωματιδίων του μέσου σύντηξης, στην περίπτωση της θεωρήσης επιπρόσθετων, ενεργητικών πρωτονίων:  $E_{p,0} = 600 \text{ keV}$ , σε μέσο  $p\text{-}^{11}\text{B}$  με αρχική θερμοκρασία στα  $T_{in} = 100 \text{ keV}$ : πρωτόνια μέσου ( $T_{p,med}$ ), επιπρόσθετα, ενεργητικά πρωτόνια ( $T_{p,in}$ ), ιόντα Βορείου ( $T_B$ ) και ηλεκτρόνια ( $T_e$ ). Την χρονική στιγμή των  $t \sim 5 \text{ s}$ , όπου λαμβάνεται η μέγιστη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης:  $Q \sim 1.4$ , ο λόγος θερμοκρασιών Βορείου και ηλεκτρονίων ισούται με:  $(T_B / T_e) \sim 2.7$ .

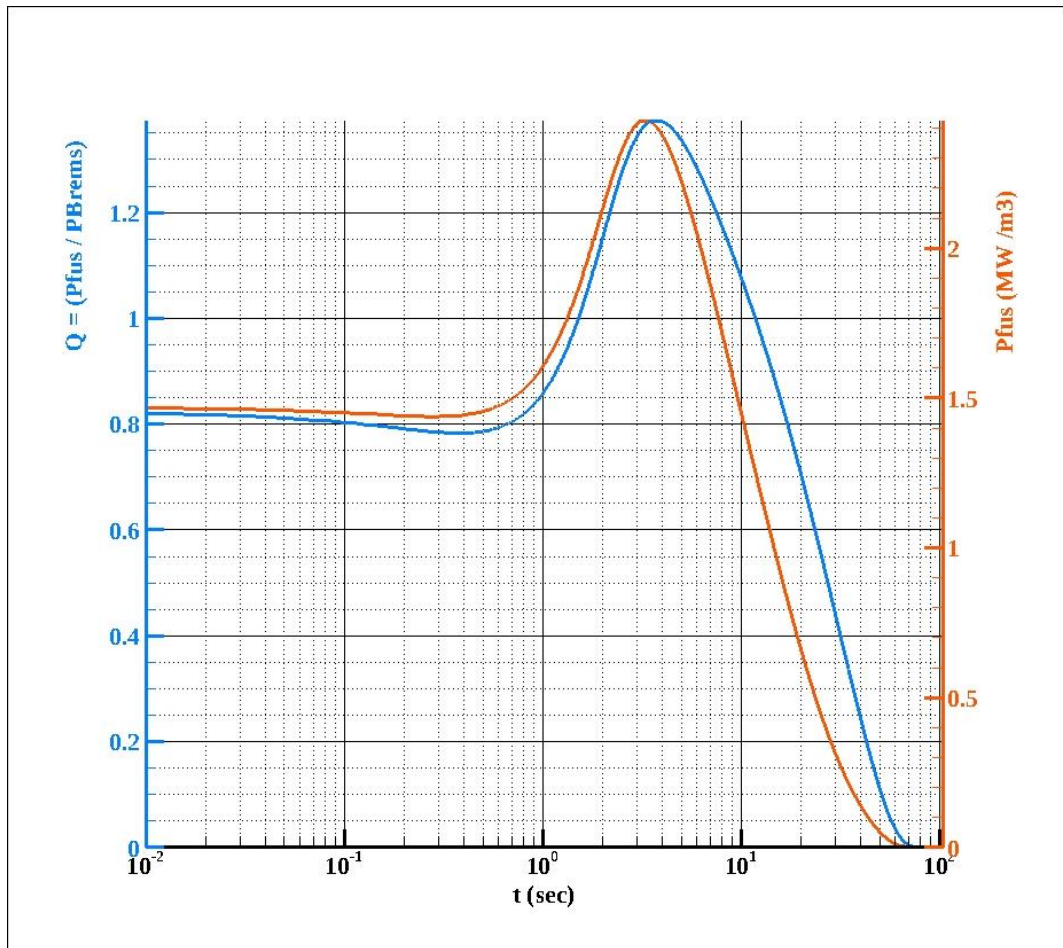
Σύμφωνα λοιπόν με τα αποτελέσματα του Σχημάτων 3.41–3.42, την χρονική στιγμή των  $t = 10^{-1} \text{ s}$ , όπου η παραχθείσα πυκνότητα σωματιδίων άλφα είναι δύο (2) τάξεις μεγέθους χαμηλότερη, συγκριτικά με την αρχική πυκνότητα του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$ :  $n_\alpha = 1 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ , εμφανίζεται μία απότομη πτώση στην θερμοκρασία των σωματιδίων άλφα ( $T_\alpha$ ), η οποία συνοδεύεται από παράλληλη αύξηση στην θερμοκρασία των πρωτονίων και των ιόντων Βορείου του μέσου ( $T_{p,med}$ ,  $T_B$ ). Κατά συνέπεια, η χρονική στιγμή των  $t = 10^{-1} \text{ s}$  σηματοδοτεί την εκδήλωση του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος σωματιδίων άλφα, με έναν παρόμοιο τρόπο με αυτόν του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας ( $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ), δίχως ενεργητικά πρωτόνια και ίσες, αρχικές θερμοκρασίες πρωτονίων – Βορείου ( $T_{in} = T_p = T_B$ ) (π.χ. Σχήμα 3.10, Ενότητα 3.10.4.1). Μεταξύ των  $t = 10^{-1} \text{ s}$  και των  $t = 5 \text{ s}$ , όπου η τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης προσεγγίζει τη βέλτιστη της τιμή:  $[\max]Q = 1.4$  (Σχήμα 3.41), η θερμοκρασία των πρωτονίων του μέσου και του Βορείου αυξάνει κατά έναν παράγοντα 2.4 ( $T_p \sim 240 \text{ keV}$ ) και  $\sim 3$  ( $T_B = 332 \text{ keV}$ ), αντίστοιχα. Ο συνδυασμός των δύο αυτών μέγιστων θερμοκρασιών συνεπάγεται μία μέση, μέγιστη θερμοκρασία πλάσματος στα  $T_{mean,max} \sim 404 \text{ keV}$ , για την οποία η αντιδραστικότητα σύντηξης έγκειται στα:  $\langle \sigma v \rangle \sim 3.8 \times 10^{-22} \text{ (m}^3 / \text{s)}$  (Σχήμα 3.3, Ενότητα 3.6). Παρόλο που η θερμοκρασία των ηλεκτρονίων εμφανίζει

αυξητική πορεία μετά την εκδήλωση του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος, σε αντίθεση με την απλή περίπτωση του μέσου  $p^{-11}B$  χωρίς ενεργητικά πρωτόνια, η σημειούμενη θερμοκρασιακή αύξηση δεν είναι αρκετά υψηλή, σε σχέση με αυτές των πρωτονίων και των ιόντων Βορείου του μέσου ( $T_{pmed}, T_B$ ). Την χρονική στιγμή των  $t = 5\text{ s}$ , ο λόγος θερμοκρασιών Βορείου – ηλεκτρονίων ισούται με:  $(T_B / T_e) \sim 2.4$ . Τα παραπάνω αποτελέσματα επιβεβαιώνουν τα αρχικά ευρήματα των Ενοτήτων 3.10.4.1 – 3.10.4.4, αναφορικά με τις απαιτούμενες συνθήκες επαγωγής μίας σημαντικής θέρμανσης πλάσματος και ανάφλεξης σύντηξης από την παραχθείσα πυκνότητα σωματιδίων άλφα. Στο Σχήμα 3.42 είναι επίσης χαρακτηριστικό ότι, την χρονική στιγμή των  $t = 5\text{ s}$ , η ενέργεια των επιπρόσθετων, ενεργητικών πρωτονίων ( $T_{p,in}$ ), υφίσταται θερμοποίηση με αυτήν των πρωτονίων του μέσου ( $T_{pmed}$ ).

Σε αντίθεση με την απλή περίπτωση του μέσου  $p^{-11}B$  χαμηλής πυκνότητας, χωρίς επιπρόσθετα, ενεργητικά πρωτόνια και ίσες αρχικές θερμοκρασίες πρωτονίων – Βορείου ( $T_{in} = T_p = T_B$ ) (Ενότητες 3.10.4.1 – 3.10.4.4), στην παρούσα εξεταζόμενη περίπτωση, η θερμοκρασία των πρωτονίων του μέσου ( $T_{pmed}$ ) αυξάνει με ταχύτερο ρυθμό, σε σύγκριση με την θερμοκρασία του Βορείου, κατά την εκδήλωση του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος σωματιδίων άλφα και μέχρι την χρονική στιγμή των  $t = 2\text{ s}$ . Το συγκεκριμένο γεγονός οφείλεται στο ότι μέχρι και τα  $t = 2\text{ s}$ , υφίσταται μεγαλύτερη μεταφορά ενέργειας μέσω ελαστικών συγκρούσεων, ανάμεσα στα επιπρόσθετα, ενεργητικά πρωτόνια ( $p_{in}$ ) και τα πρωτόνια του μέσου ( $p_{med}$ ), λόγω της υψηλότερης αναλογίας του φορτίου προς τη μάζα τους, σε σχέση με το Βόρειο. Αντιθέτως, μετά την χρονική στιγμή των  $t = 2\text{ s}$ , όπου ξεκινά να αυξάνει η θερμοκρασία του Βορείου ( $T_B = 230\text{ keV}$ ) και άρα, η αντιδραστικότητα σύντηξης (Σχήμα 3.3, Ενότητα 3.6), τα πρωτόνια του μέσου χάνουν με μεγαλύτερο ρυθμό ενέργεια, λόγω των επαγόμενων πυρηνικών αντιδράσεων  $p^{-11}B$ .

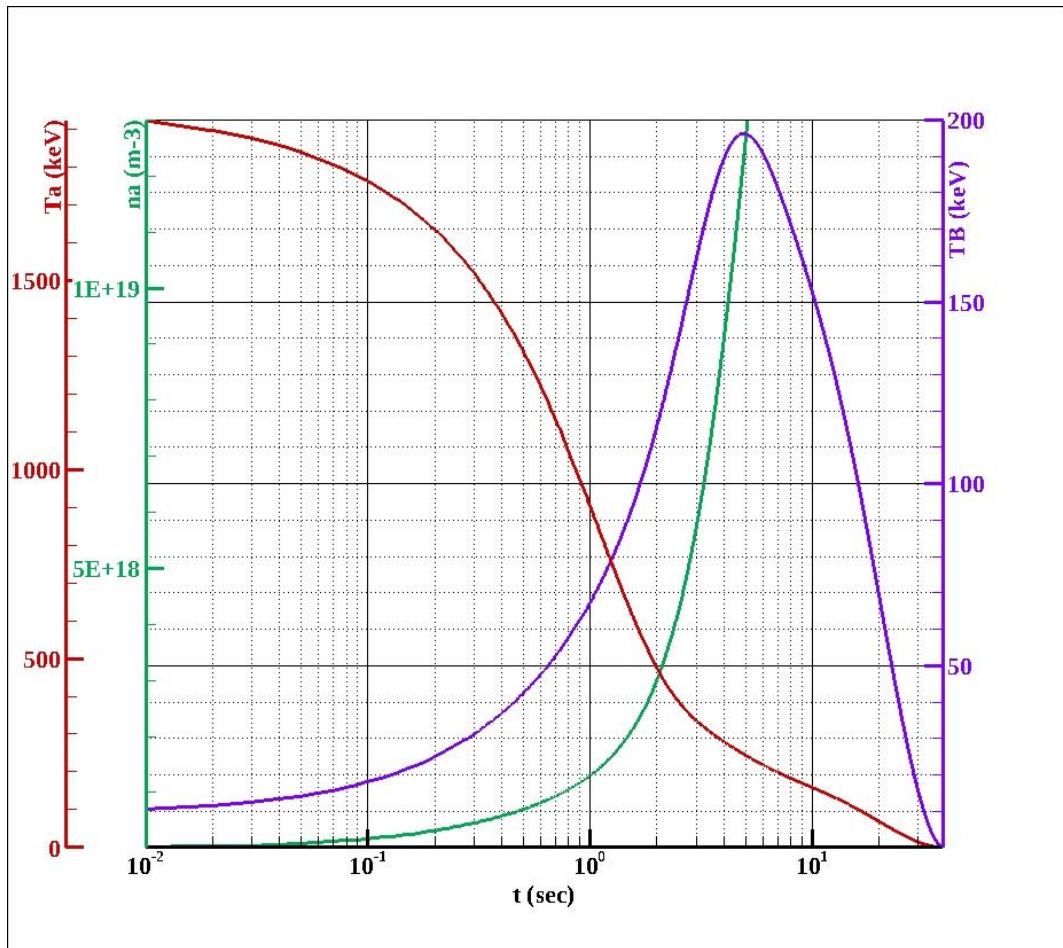
Μία επιπρόσθετη σημαντική διαφοροποίηση μεταξύ της απλής περίπτωσης του μέσου  $p^{-11}B$ , χωρίς ενεργητικά πρωτόνια ( $T_{in} = T_p = T_B$ ) και ενός μέσου  $p^{-11}B$  με επιπρόσθετα, ενεργητικά πρωτόνια, συνιστά ο απαιτούμενος χρόνος ενεργειακού περιορισμού του συνόλου των σωματιδίων του πλάσματος ( $p_{med}, p_{in}, B, e, \alpha$ ). Σύμφωνα με τα διάφορα σχήματα χρονικής εξέλιξης των Ενοτήτων 3.10.4.1 – 3.10.4.4, για την προσέγγιση των μέγιστων συνθηκών ανάφλεξης ( $[max]Q \sim 1.29$ ) από το φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος σωματιδίων άλφα, απαιτείται ένας χρόνος ενεργειακού περιορισμού του πλάσματος, της τάξης των  $\tau_E = \Delta t = 10\text{ s}$ , ο οποίος είναι κατά περίπου έξι (6) φορές μικρότερος, σε σχέση με την προκύπτουσα τιμή από το κριτήριο του *Lawson*, στην αρχική θερμοκρασία πλάσματος των  $T_{in} = 200\text{ keV}$  (Σχήμα 3.9, Ενότητα 3.10.3). Στην περίπτωση της θεώρησης επιπρόσθετων, ενεργητικών πρωτονίων στο μέσο  $p^{-11}B$  από την άλλη πλευρά, ο αναγκαίος χρόνος βελτιστοποίησης των συνθηκών ανάφλεξης (Σχήμα 3.41 – 3.42) υποδιπλασιάζεται στα  $\tau_E = 5\text{ s}$ , με αποτέλεσμα να καθίσταται ευνοϊκότερος από άποψη σωματιδιακών απωλειών και επέκτασης πλάσματος.





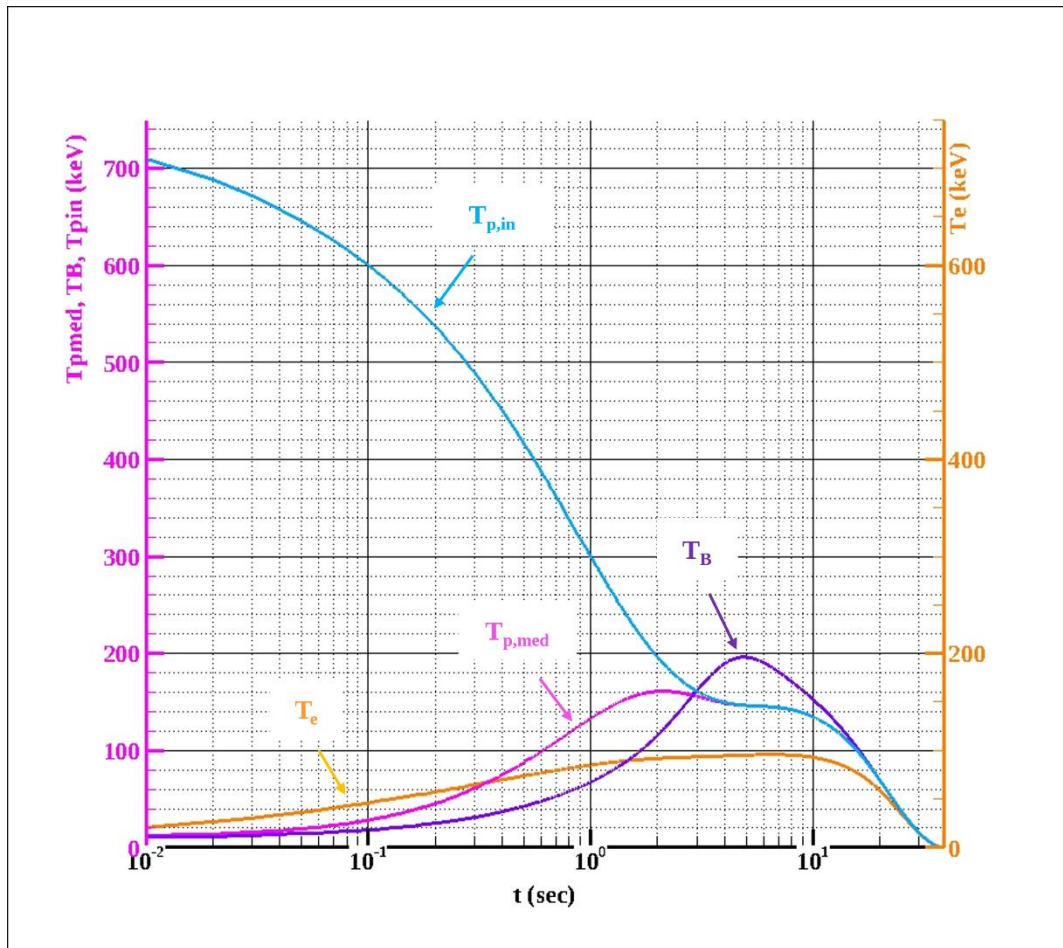
**Σχήμα 3. 43:** Χρονική εξέλιξη της παραγόμενης πυκνότητας ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ) και του κριτηρίου ανάφλεξης ( $Q = P_{fus} / P_{Brems}$ ) ενός μέσου  $p-^{11}B$ , με αρχική θερμοκρασία στα  $T_{in} = 100$  keV και επιπρόσθετα, ενεργητικά πρωτόνια:  $(n_p' / n_B) = 10$ ,  $E_{p,0} = 600$  keV. Την χρονική στιγμή των  $t \sim 5$  s, όπου  $T_B \sim 332$  keV, η τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης μεγιστοποιείται:  $Q \sim 1.4$ .

Στα ακόλουθα Σχήματα 3.44 – 3.45, παρουσιάζονται τα αντίστοιχα σχήματα χρονικής εξέλιξης των Σχημάτων 3.41 – 3.43, για την περίπτωση όπου, η αρχική θερμοκρασία του μέσου  $p-^{11}B$  των έγκειται στα  $T_{in} = 10$  keV ( $Q \sim 1$ ) και τα επιπρόσθετα, ενεργητικά πρωτόνια 750 keV διαμορφώνουν την ολική αναλογία πυκνοτήτων πρωτονίων – Βορείου στο:  $(n_p' / n_B) = 10$  (Σχήμα 3.36). Με βάση λοιπόν αυτά, είναι φανερό ότι, μεταξύ των  $t = 10^{-1}$  s, όπου εκδηλώνεται το φαινόμενο θέρμανσης του πλάσματος  $p-^{11}B$  από σωματίδια άλφα, μέσω του “triggering” από τα επιπρόσθετα, ενεργητικά πρωτόνια, και των  $t \sim 5$  s, όπου βελτιστοποιείται η συνθήκη ανάφλεξης ( $Q \sim 1.07$ ): i) Η θερμοκρασία του Βορείου ( $T_B$ ) και των πρωτονίων του μέσου ( $T_{p,med}$ ) ενισχύεται κατά έναν παράγοντα είκοσι (20) ενώ, ii) Η παραγόμενη πυκνότητα ισχύος σύντηξης αυξάνεται κατά περίπου δύο (2) φορές, από τα  $P_{fus} = 0.9$  (MW / m<sup>3</sup>) στα  $P_{fus} = 1.7$  (MW / m<sup>3</sup>).

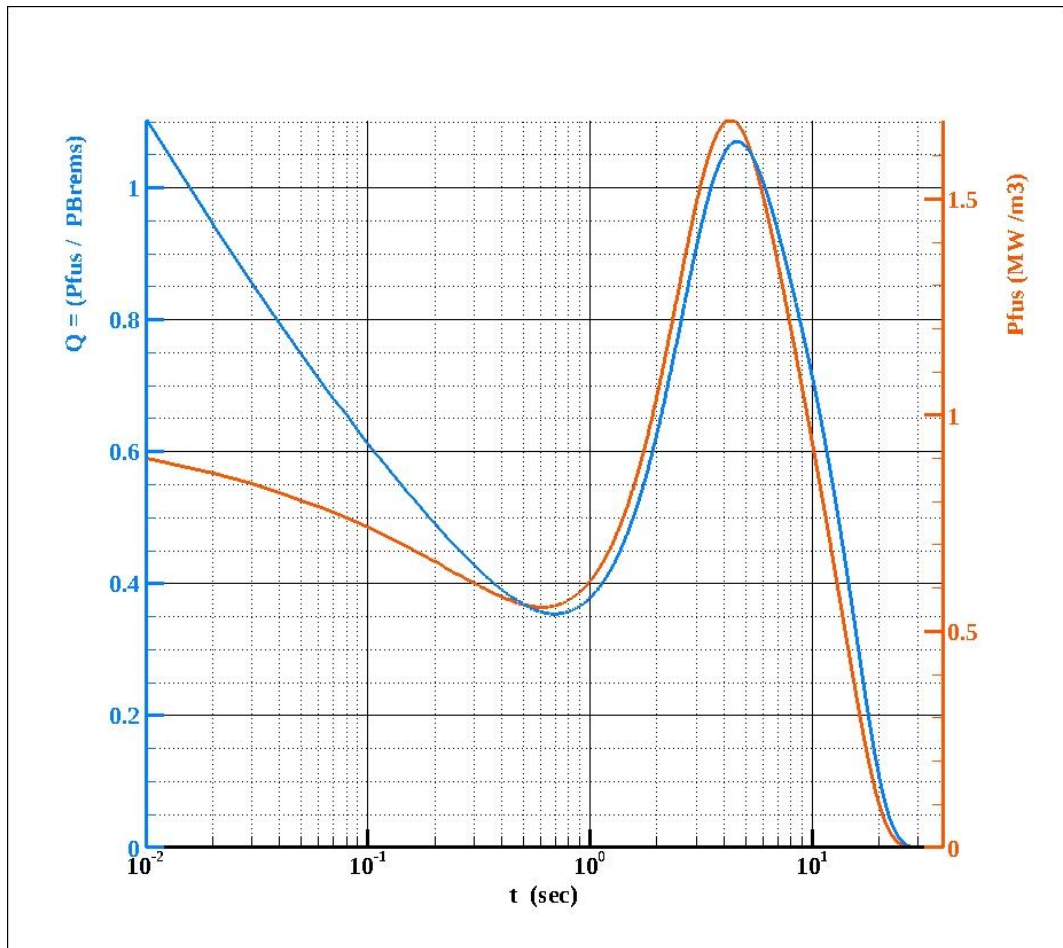


**Σχήμα 3. 44:** Χρονική εξέλιξη της παραγωγής σωματιδίων άλφα ( $n_\alpha$ ) και των θερμοκρασιών του Βορείου ( $T_B$ ) και των σωματιδίων άλφα ( $T_\alpha$ ), στην περίπτωση της ενσωμάτωσης επιπρόσθετων ενεργητικών πρωτονίων:  $E_{p,0} = 750 \text{ keV}$ , σε μέσο  $p^{-11}B$  με αρχική θερμοκρασία στα  $T_{in} = 10 \text{ keV}$ . Τα επιπρόσθετα ενεργητικά πρωτόνια διαμορφώνουν την αναλογία πυκνοτήτων ολικών πρωτονίων και Βορείου του μέσου, στο:  $(n_p' / n_B) = 10$  και πυροδοτούν την εκδήλωση του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος σωματιδίων άλφα στα  $t = 10^{-1} \text{ s}$ . Την χρονική στιγμή των  $t \sim 5 \text{ s}$ , όπου παρατηρείται η μέγιστη συνθήκη ανάφλεξης:  $Q = 1.07$ , η θερμοκρασία του Βορείου έχει αυξηθεί κατά έναν παράγοντα  $\sim 20$ .





**Σχήμα 3. 45:** Χρονική εξέλιξη των θερμοκρασιών των επιμέρους σωματιδίων του μέσου σύντηξης, στην περίπτωση της ενσωμάτωσης επιπρόσθετων, ενεργητικών πρωτονίων:  $E_{p,0} = 750 \text{ keV}$ , σε μέσο  $p\text{-}^{11}\text{B}$  με αρχική θερμοκρασία στα  $T_{in} = 10 \text{ keV}$ : πρωτόνια μέσου ( $T_{p,med}$ ), επιπρόσθετα, ενεργητικά πρωτόνια ( $T_{p,in}$ ), ιόντα Βορείου ( $T_B$ ) και ηλεκτρόνια ( $T_e$ ). Την χρονική στιγμή των  $t \sim 5 \text{ s}$ , όπου λαμβάνεται η μέγιστη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης:  $Q \sim 1.07$ , ο λόγος θερμοκρασιών Βορείου και ηλεκτρονίων ισούται με:  $(T_B / T_e) = 2$ .



**Σχήμα 3. 46:** Χρονική εξέλιξη της παραγόμενης πυκνότητας ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ) και του κριτηρίου ανάφλεξης ( $Q = P_{fus} / P_{Brems}$ ) ενός μέσου  $p\text{-}^{11}B$ , με αρχική θερμοκρασία στα  $T_{in} = 10\text{ keV}$  και επιπρόσθετα, ενεργητικά πρωτόνια:  $(n_p' / n_B) = 10$ ,  $E_{p,0} = 750\text{ keV}$ . Την χρονική στιγμή των  $t \sim 5\text{ s}$ , όπου  $T_B \sim 200\text{ keV}$ , η τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης μεγιστοποιείται:  $Q \sim 1.07$ .

### ΑΝΑΦΟΡΕΣ ΚΕΦΑΛΑΙΟΥ 3

- [1] M. Shubov, "Energy Balance Within Thermonuclear Reactors", University of Massachusetts Lowell, arXiv:2104.06251, 2021.
- [2] J. Freidberg, "Plasma Physics and Fusion", Chapter 4 and Chapter 10, *Cambridge University Press*, ISBN-13 978- 0-521-85107-7, 2007.
- [3] D. C Moreau, "Potentiality of the proton-boron fuel for controlled thermonuclear fusion", *Nuclear Fusion*, vol. 17, no. 13, pp. 13-20, 1977.
- [4] S. V. Putvinski, D. D., Ryutov, and P. N Yushmanov, "Fusion reactivity of the Pb11 plasma revisited", *Nuclear Fusion*, vol. 59, no.7, p.076018, 2018.
- [5] B. A. Trubnikov, and V. S. Kudryavtsev, "Plasma radiation in a magnetic field, in peaceful uses of atomic energy", *Proceedings of the 2<sup>nd</sup> International Conference in United Nations*, Geneva, 1958.
- [6] Y. Ding, "Modelling of the radiative power loss from the plasma of the Tore Supra tokamak", Master Thesis, Department of Physics Royal Institute of Technology Stockholm, December 2008.
- [7] I. E. Ochs, E. J. Kolmes, M. E. Mlodik, T. Rubin, and Nathaniel J. Fisch, "Improving the feasibility of economical proton-boron-11 fusion via alpha channeling with a hybrid fast and thermal proton scheme", *Physical Review E*, vol. 106, p. 055215, 2022.
- [8] S. E. Wurzel and, S. C. Hsu, "Progress toward fusion energy breakeven and gain as measured against the Lawson criterion", *Physics of Plasmas*, vol. 29, no. 062103, 2022.
- [9] J. Freidberg, "Plasma Physics and Fusion", Chapter 4 and Chapter 10, *Cambridge University Press*, ISBN-13 978- 0-521-85107-7, 2007.
- [10] W. M. Nevins, "A Review of Confinement Requirements for Advanced Fuels", *Journal of Fusion Energy*, vol. 17, no. 1, 1998.
- [11] S. Atzeni, and J. Meyer-ter-Vehn, "The Physics of Inertial Fusion", *Oxford University Press*, Oxford, NA, 2004.
- [12] T. Wang, "Reconstruction of soft x-ray and tungsten concentration profiles in Tokamaks using gaussian process tomography", PhD Dissertation, Ghent University, [https://www.researchgate.net/publication/335319490\\_Reconstruction\\_of\\_Soft\\_X-Ray\\_and\\_Tungsten\\_Concentration\\_Profiles\\_in\\_Tokamaks\\_Using\\_Gaussian\\_Process\\_Tomography](https://www.researchgate.net/publication/335319490_Reconstruction_of_Soft_X-Ray_and_Tungsten_Concentration_Profiles_in_Tokamaks_Using_Gaussian_Process_Tomography)
- [13] J. D. Huba, "NRL Plasma Formulary", *Naval Research Laboratory*, NRL\_FORMULARY\_13.dvi (mit.edu), 2018.
- [14] F. Belloni, "On a fusion chain reaction via suprathreshold ions in high density H-<sup>11</sup>B plasma", *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. 63, no. 055020, 2021.

- [15] S. Moustazis, C. Daponta, S. Eliezer, Z. Henis, P. Lalouis, N. Nissim, and Y. Schweitzer, "Alpha heating and avalanche effect simulations for low density proton-boron fusion plasma", *Journal of Instrumentation*, 2024.
- [16] C. Daponta, S. Moustazis, S. Eliezer, Z. Henis, P. Lalouis, N. Nissim, and Y. Schweitzer, "Simulations on the contribution of avalanche effect to gain generation from  $p\text{-}^{11}\text{B}$  fusion", *Proceedings of the 49th European Conference on Plasma Physics* (EPS2023), Bordeaux-France, 3-7 July 2023.
- [17] V. S. Belayev, A. P. Matafonov, V. I. Vinogradov, V. P. Krainov, V. S. Lisitsa, A. S. Roussetski, G. N. Ignatyev, and V. P. Andrianov, "Observation of neutronless fusion reactions in picosecond laser plasmas", *Physical Review E*, vol. 72, no. 026406, 2005.
- [18] T. A. Melhorn, L. Labun, B. M. Hegelich, D. Margarone, M. F. Gu, D. Batani, E. M. Campbell, and S. X. Hu, "Path to Increasing  $p\text{-B11}$  Reactivity via ps and ns Lasers", *Laser and Particle Beams*, vol. 2022, Article ID 2355629, 2023.
- [19] F. Belloni, "Multiplication Processes in High-Density H-11B Fusion Fuel", *Laser and Particle Beams*, vol. 2022, Article ID 3952779, 2022.
- [20] V S Belyaev, V P Krainov, A P Matafonov, and B V Zagreev, "The new possibility of the fusion  $p + ^{11}\text{B}$  chain reaction being induced by intense laser pulses", *Laser Physics Letters*, vol. 12, no. 9, p. 096001, 2015.
- [21]
- [22] C. Labaune, C. Baccou, V. Yahia, C. Neuville, and J. Rafelski, "Laser-initiated primary and secondary nuclear reactions in Boron-Nitride", *Scientific Reports*, vol. 6, p. 21202, 2016.
- [23] S. Kimura, A. Anzalone, and A. Bonasera, "Comment on "Observation of neutronless fusion reactions in picosecond laser plasmas", *Physical Review A*, vol. 79, no. 3, Article ID 038401, 2009.
- [24] C. Labaune, S. Depierreux, S. Goyon, C. Loisel, G. Yahia, and J. Rafelski, "Fusion reactions initiated by laser-accelerated particle beams in a laser-produced plasma", *Nature Communications*, vol. 4, Article ID 2506, 2013.
- [25] A. Picciotto, D. Margarone, A. Velyhan, P. Bellini, J. Krasa, A. Szydlowski, G. Bertuccio, Y. Shi, A. Margarone, J. Prokupek, A. Malinowska, E. Krouski, J. Ullschmied, L. Laska, M. Kucharik, and G. Korn, "Boron-Proton Nuclear-Fusion Enhancement Induced in Boron-Doped Silicon Targets by Low-Contrast Pulsed Laser", *Phys. Review*, vol. X 4, p. 031030, 2014.
- [26] H. Hora, G. Korn, L. Giuffrida, D. Margarone, A. Picciotto, J. Krasa, K. Jungwirth, J. Ullschmied, P. Lalouis, S. Eliezer, G. H. Miley, S. Moustazis, and G. Mourou, "Fusion energy using avalanche increased boron reactions for block-ignition by ultrahigh power picosecond laser pulses", *Laser and Particle Beams*, vol. 33, p. 607-619, 2015.
- [27] D. Margarone, A. Picciotto, A. Velyhan, J. Krasa, M. Kucharik, A. Mangione, A. Szydlowsky, A. Malinowska, G. Bertuccio, Y. Shi, M. Crivellari, J. Ullschmied, P. Bellutti, and G. Korn, "Advanced scheme for high-yield laser driven nuclear reactions", *Plasma Physics Controlled Fusion*, vol. 57, p. 014030, 2015.

- [28] S. Eliezer, H. Hora, G. Korn, N. Nissim and J.M. Martinez-Val, "Avalanche proton-boron fusion based on elastic nuclear collisions", *Physics of Plasmas*, vol. 23, no. 050704, 2016.
- [29] M. Gryzinski, "Fusion Chain Reaction - Chain Reaction with Charged Particles", *Physical Review*, vol. 111, no. 3, 1958.
- [30] A. Peres and, D. Shvarts, "Fusion chain reaction – a chain reaction with charged particles", *Nuclear Fusion*, vol. 15, no. 4, 1975.
- [31] H. Hora, S. Eliezer, N. Nissim, and P. Lalouis, "Non-thermal laser driven plasma-blocks for proton boron avalanche fusion as direct drive option", *Matter and Radiation at Extremes*, vol. 2, no. 4, p. 177–189, 2017.
- [32] F. Belloni, D. Margarone, A. Picciotto, F. Schillaci, and L. Giuffrida, "On the enhancement of p-11B fusion reaction rate in laser-driven plasma by  $\alpha \rightarrow p$  collisional energy transfer", *Physics of Plasmas*, vol. 25, no. 2, 2018.
- [33] M. Shmatov, "Comment on Avalanche proton-boron fusion based on elastic nuclear collisions", *Physics of Plasmas*, vol. 23, no.094703, 2016.
- [34] S. Eliezer, and J. M. Martinez Val, "A novel fusion reactor with chain reactions for proton-boron 11", *Laser and Particle Beams*, vol. 38, no.1 , p. 39-44, 2020.
- [35] P. Lalouis, "Alpha heating in magnetic and inertial confinement fusion", *Proceedings of the 43<sup>rd</sup> European Plasma Conference (EPS)*, Belgium, 4<sup>th</sup>-8<sup>th</sup> July 2016.
- [36] W. Fundamenski and O. E. Garcia, "Comparison of Coulomb collision rates in the plasma physics and magnetically confined fusion literature", EFDA-JET-R 01, 2007.
- [37] J. D. Callen, 2nd Chapter, "Fundamentals of Plasma Physics", University of Wisconsin, 28th June 2006.
- [38] M. Honda, "Coulomb Logarithm Formulae for Collisions between Species with Different Temperatures", *Japanese Journal of Applied Physics*, vol. 52, no. 108002, 2013.
- [39] A. O. Anidu, S. A. Arekete, A. O. Adedayo, and A. O. Adekoya, "Dynamic Computation of Runge-Kutta's Fourth-Order Algorithm for First and Second Order Ordinary Differential Equation Using Java", *IJCSI International Journal of Computer Science Issues*, Volume 12, no. 3, May 2015.
- [40] N. Rostoker, M. W. Binderbauer, and H. J. Monkhorst, "Colliding Beam Fusion Reactor", *Science*, vol. 278, pp. 1419-1422, 1997.
- [41] A. G. Ruggiero, "Nuclear Fusion of Protons with Ions of Boron", United States, doi:10.2172/1118958, 1992.
- [42] [Helion | Building the world's first fusion power plant \(helionenergy.com\)](https://www.helionenergy.com)
- [43] TAE Technologies | Fusion Power Clean Energy Company

- [44] Mc Kenzy, A. Suhail, and I. Lahiri, “Two-dimensional hexagonal boron nitride and borophenes”, *Layered 2D Advanced Materials and Their Allied Applications*, p. 303-336, ISBN: 978-1-119-65496-4, 2020.
- [45] K. Perrakis, S.D. Moustazis, and P. Lalousis, “Numerical investigations on high flux neutron production from a high-current pulsed ion device”, *Proceedings of the 47<sup>th</sup> European Plasma Conference (EPS 2021)*, 21<sup>st</sup> June – 25<sup>th</sup> June 2021.
- [46] R. M. Magee, K. Ogawa, T. Tajima, I. Allfrey, H. Gota, P. McCarroll, S. Ohdachi, M. Isobe, S. Kamio, V. Klumper, H. Nuga, M. Shoji, S. Ziaei, M. W. Binderbauer, and M. Osakabe, “First measurements of  $p^{11}\text{B}$  fusion in a magnetically confined plasma”, *Nature Communications*, vol. 14, 2022.
- [47] A. Nagy, A. Bortolon, D.M. Mauzey, E. Wolfe, E.P. Gilson, R. Lunsford, R. Maingi, D.K. Mansfield, R. Nazikian, and AL Roquemore, “A multi-species powder dropper for magnetic fusion applications”, *Review of Scientific Instruments*, vol. 89, 2018.
- [48] F. Nespoli, N. Ashikawa, E. P. Gilson, R. Lunsford, S. Mazuraki, M. Shoji, T. Oishi, C. Suzuki, A. Nagy, A. Mollen, N.A. Pabiant, K. Ida, M. Yoshinuma, N. Tamura, D.A. Gates, and T. Morisaki, “The LHD experiment group. First impurity powder injection experiments in LHD”, *Nuclear Materials and Energy*, vol. 25, 2020.
- [49] C.H. Skinner, H.W. Kugel, R. Maingi, W.R. Wampler, W. Blanchard, M.G. Bell, D.A. Gates, S.M. Kaye, and P. LaMarche, “Effect of boronization on ohmic plasma in NSTX”, *Nuclear Fusion*, vol 42, no. 3, 2002.
- [50] O.I. Buzhinskij, Y.M. Semenets, “Review of In Situ Boronization in Contemporary Tokamaks”, *Fusion Science and Technology*, vol. 32, no. 1. 1997.
- [51] F.J. Domínguez-Gutiérrez, F. Bedoya, S.K. Predrag, J.P. Allain, S. Irle, C.H. Skinner, R. Kaita, and B. Koel. “Unraveling the plasma-material interface with real time diagnosis of dynamic boron conditioning in extreme tokamak plasmas”, *Nuclear Fusion*, vol. 57, no. 8, 2017.
- [52] T. A. Melhorn, The “hybrid” approach to proton-boron inertial fusion. Mehlhorn Catania 2022 Final.pdf (infn.it), (2022).
- [53] K. Yoshikawa, T. Noma, and Y. Yamamoto, “Direct-energy conversion from high-energy ions through interaction with electromagnetic fields”, *Fusion Technology*, vol. 19, p. 870-875, 1991.
- [54] T. A. Melhorn, The “hybrid” approach to proton-boron inertial fusion. Mehlhorn Catania 2022 Final.pdf (infn.it), (2022).
- [55] A. Tentori, and F. Belloni, “Revisiting  $p^{11}\text{B}$  fusion cross section and reactivity, and their analytic approximations”, *Nuclear Fusion*, vol. 63, no.8, 2023.



## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4. ΣΥΜΠΕΡΑΣΜΑΤΑ

Η σύντηξη Δευτερίου – Τριτίου ( $D-T$ ) έχει διερευνηθεί εκτενώς, τόσο σε συσκευές τύπου *Tokamak*, όπως το *JET* (*Joint European Torus*), όσο και σε μεγάλες εγκαταστάσεις *laser*, όπως η *Εθνική Μονάδα Ανάφλεξης* (*National Ignition Facility – NIF*). Παρόλα αυτά, μόλις το Δεκέμβριο του 2022, πραγματοποιήθηκε το πρώτο επιτυχημένο πείραμα ανάφλεξης σύντηξης στην *Εθνική Μονάδα Ανάφλεξης* (*NIF*), το οποίο οδήγησε στην παραγωγή  $3.15\text{ MJ}$  ενέργειας σύντηξης, έπειτα από την ακτινοβολήση μίας κάψουλας  $D-T$  με παλμό *laser*, ενέργειας  $2.05\text{ MJ}$ . Για τις δύο προαναφερθείσες τιμές ενέργειας, παραγωγής και κατανάλωσης, ο συντελεστής ενίσχυσης κέρδους σύντηξης (τιμή κριτηρίου ανάφλεξης) έγκειτο στο  $Q = (3.15\text{ MJ} / 2.05\text{ MJ}) \sim 1.54$ .

Παρά τη συγκεκριμένη πρόοδο, ο δρόμος που πρέπει ακόμη να διανυθεί, προκειμένου η ενέργεια σύντηξης να καταστεί τελικά η λύση στο παγκόσμιο ενεργειακό πρόβλημα, είναι μεγάλος. Επίσης, στην περίπτωση της αντίδρασης σύντηξης  $D - T$ , ένα σημαντικό πρόβλημα συνιστά και η παροχή του καυσίμου σύντηξης, ιδιαίτερα του Τριτίου ( $T$ ), το οποίο δε βρίσκεται άμεσα διαθέσιμο στην φύση, αλλά παράγεται μέσω τεχνολογιών διασταύρωσης (*breeding technologies*) των παραγόμενων νετρονίων με το Λίθιο ( $Li$ ) στα τοιχώματα της μηχανής σύντηξης. Τα τρέχοντα αποθέματα του Τριτίου, με χρόνο ημιζωής (*half life*) στα 12.3 χρόνια, ανέρχονται σε  $30\text{ kg} - 40\text{ kg}$ .

Με εξαίρεση την αντίδραση πυρηνικής σύντηξης Δευτέριο – Τρίτιο ( $D - T$ ), άλλοι προηγμένοι κύκλοι καυσίμου περιλαμβάνουν το Δευτέριο – Δευτέριο ( $D - D$ ,  $2.45\text{ MeV n}$ ), το Δευτέριο –  $^3\text{H}$ λιο ( $D - ^3\text{He}$ ) και το Δευτέριο - Λίθιο ( $D - ^6\text{Li}$ ,  $3\text{ MeV}$ ). Σε γενικές γραμμές, οι πυρηνικές αυτές αντιδράσεις απαιτούν την επίτευξη θερμοκρασιών πλάσματος γύρω από τα  $100\text{ keV}$  και απελευθερώνουν το μεγαλύτερο μέρος της ενέργειας τους, υπό τη μορφή ακτινοβολίας νετρονίων, με ενέργεια στο διάστημα:  $2.5\text{ MeV} \sim 3\text{ MeV}$  {1 νετρόνιο, ενέργειας  $2.45\text{ MeV}$ , ανά αντίδραση  $D-D$ , 1 νετρόνιο, ενέργειας  $3\text{ MeV}$ , ανά αντίδραση  $D - ^6\text{Li}$  και 1 νετρόνιο, ενέργειας  $14.1\text{ MeV}$ , ανά αντίδραση  $D - T$ }. Ως εκ τούτου: i) Απαραίτητη καθίσταται η ύπαρξη ενός χιτώνα (*blanket*) γύρω από το πλάσμα σύντηξης. Ο χιτώνας αυξάνει σημαντικά το μέγεθος της μηχανής σύντηξης και συνεπάγεται δυσμενείς οικονομικές επιπτώσεις πάνω στην παραγωγή ενέργειας σύντηξης. ii) Η βλάβη από την ακτινοβολία και η επαγόμενη ραδιενέργεια μειώνουν το πλεονέκτημα της ισχύος σύντηξης, έναντι της ισχύος σχάσης.

Για τους λόγους που αναφέρθηκαν στην παραπάνω παράγραφο, το ενδιαφέρον της επιστημονικής κοινότητας στρέφεται γύρω από αντιδράσεις πυρηνικής σύντηξης φορτισμένων σωματιδίων χωρίς νετρόνια (*charged particle neutron - free fusion reactions*), με σημαντική ενεργή διατομή σύντηξης και απελευθέρωση ενέργειας. Οι αντιδράσεις σύντηξης φορτισμένων σωματιδίων παρουσιάζουν ενδιαφέρον για τους εξής λόγους: i) Η εκλυόμενη τους ενέργεια διαχέεται στο πλάσμα, συμβάλλοντας έτσι δυνητικά στην αυτό-συντήρηση (*self - sustainment*) της καύσης σύντηξης, δίχως την απαίτηση εξωτερικών συστημάτων θέρμανσης. ii) Δυνατή εμφανίζεται η άμεση μετατροπή της ενέργειας των φορτισμένων σωματιδίων σε ηλεκτρική ενέργεια, χωρίς την εφαρμογή ενός θερμοδυναμικού κύκλου, με απόδοση  $\sim 60 - 70\%$ , εν αντιθέσει με τη μεταφερόμενη ενέργεια των νετρονίων, που μπορεί να ανακτηθεί μέσω ενός κύκλου *Carnot* με απόδοση το πολύ  $40\%$ .

Σε αυτό το πλαίσιο, η αντίδραση που λαμβάνει χώρα μεταξύ ενός πρωτονίου και ενός πυρήνα  $^{11}\text{B}$ ορείου (*Εξίσωση 2.1*) αποτελεί τον ιδανικό υποψήφιο, καθώς: i) Το Βόρειο βρίσκεται άμεσα διαθέσιμο στην φύση, με αποτέλεσμα τη μη - απαίτηση τεχνολογιών αναπαραγωγής του. ii) Η ενέργεια που απελευθερώνει υπό τη μορφή νετρονίων, είναι χαμηλότερη ( $<$ ) του  $1\%$ , για ενέργειες κέντρου μάζας των αντιδρώντων σωματιδίων χαμηλότερες των  $2.8\text{ MeV}$ . Iii) Παράγει τρία (3) φορτισμένα σωματίδια άλφα, με συνολική ενέργεια στα  $E_{\alpha,\text{tot}} = 8.7\text{ MeV}$ .

Εν τούτοις, το βασικό πρόβλημα του καυσίμου σύντηξης πρωτονίου - Βορείου ( $p\text{-}^{11}\text{B}$ ), εν συγκρίσει με το συμβατικό, κύκλο καυσίμου Δευτερίου - Τριτίου ( $D\text{-}T$ ), συνιστά η χαμηλή του αντιδραστικότητα ( $\langle\sigma v\rangle$ ), σε θερμοκρασίες πλάσματος κατώτερες των  $T = 100\text{ keV}$ . Είναι χαρακτηριστικό το γεγονός ότι, στην θερμοκρασία των  $T = 65\text{ keV}$ , όπου η πυρηνική, ενεργή διατομή της αντίδρασης  $D\text{-}T$  μεγιστοποιείται ( $\sigma_{\max} = 5.0\text{ barn}$ ), η αντιδραστικότητα του καυσίμου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  είναι περίπου δύο (2) τάξεις μεγέθους χαμηλότερη:  $\langle\sigma v\rangle \sim 7.0 \times 10^{-24}\text{ (m}^3/\text{s})$ . Ως εκ τούτου, για την πιθανή ανάφλεξη σύντηξης  $\{Q = (P_{\text{fus}} / P_{\text{Brems}}) \geq 1\}$  στο μέγιστο της πυρηνικής, ενεργής διατομής, η απαιτούμενη θερμοκρασία του πλάσματος  $p\text{-}^{11}\text{B}$  πρέπει να είναι κατά προσέγγιση, δέκα (10) φορές υψηλότερη:  $T = 675\text{ keV}$  ( $\sigma_{\max} = 1.2\text{ barn}$ ). Λόγω της ισχυρής εξάρτησης των απωλειών ισχύος της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung* ( $P_{\text{Brems}}$ ) από το τετράγωνο του φορτίου του Βορείου ( $Z = 5$ ) και την απαιτούμενη, υψηλή θερμοκρασία των ηλεκτρονίων του πλάσματος ( $Te^{1/2}$ ), το καύσιμο σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$  παρουσιάζει σημαντικές απώλειες ισχύος, υπό τη μορφή ακτινοβολίας *Bremsstrahlung* ( $P_{\text{Brems}}$ ), οι οποίες εμποδίζουν την ανάφλεξη του ( $Q < 1$ ). Τα προβλήματα της χαμηλής αντιδραστικότητας σε θερμοκρασίες πλάσματος:  $T < 100\text{ keV}$ , και της έντονης ακτινοβολίας *Bremsstrahlung* στις υψηλές, απαιτούμενες θερμοκρασίες πλάσματος:  $300\text{ keV} \leq T < 700\text{ keV}$ , για τη βελτιστοποίηση της πυρηνικής, ενεργής διατομής και της αντιδραστικότητας σύντηξης (Σχήμα 3.3, Ενότητα 3.6), θέτουν τεράστιες προκλήσεις, όσο να αφορά την πειραματική αξιοποίηση του καυσίμου  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , για το σκοπό της ηλεκτροπαραγωγής μεγάλης κλίμακας, από σχήματα μαγνητικού (MCF) ή αδρανειακού περιορισμού (ICF). Ωστόσο, το γεγονός ότι, μέσω της κάθε διαδικασίας σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$  παράγονται τρία (3) ενεργητικά σωματίδια άλφα, αρχικής ενέργειας  $\epsilon_k = 2.9\text{ MeV}$  έκαστο, υποδηλώνει ότι η αντιδραστικότητα σύντηξης θα μπορούσε να αυξηθεί σημαντικά, από ένα μη-θερμικό αποτέλεσμα (*non thermal effect*), επαγόμενο από αυτά. Το φαινόμενο αυτό, που στο πλαίσιο της διεθνούς βιβλιογραφίας, είναι γνωστό σαν “*φαινόμενο αλυσιδωτών αντιδράσεων (chain reactions effect)*”, αναφέρεται σε ελαστική σκέδαση των ιόντων σύντηξης  $p$ ,  $^{11}\text{B}$ , από τα παραγόμενα σωματίδια άλφα, σε ενέργειες αντιστοιχούσες στην κορυφή του ευρέος συντονισμού των  $T = 675\text{ keV}$ , όπου η ενεργή διατομή σύντηξης και άρα, η αντιδραστικότητα του καυσίμου μεγιστοποιούνται ( $\sigma_{\max} = 1.2\text{ barn}$ ,  $\langle\sigma v\rangle \sim 4.0 \times 10^{-22}\text{ m}^3/\text{s}$ ). Η ελαστική σκέδαση ισχύει ιδιαίτερα για τα πρωτόνια, λόγω της υψηλότερης αναλογίας του φορτίου προς τη μάζα τους, σε σχέση με τα ιόντα Βορείου.

Μία αρχική, απλοποιημένη αναπαράσταση του φαινομένου των αλυσιδωτών αντιδράσεων, με κρούσεις μεταξύ σωματιδίων {πρωτονίων ( $p$ ), σωματιδίων άλφα ( $\alpha$ ) και ιόντων Βορείου ( $^{11}\text{B}$ )} στο εργαστηριακό σύστημα αναφοράς, προτάθηκε από τους *H. Hora* και *S. Eliezer* (2016), μετά την παρουσίαση των διαδοχικών, πειραματικών αποτελεσμάτων ενισχυμένης παραγωγής σωματιδίων άλφα:  $10^9 / \text{steradian} / \text{παλμό laser}$ , των *A. Picciotto*, *D. Margarone*, *et al.* (2014, 2015), στην εγκατάσταση *laser PALS* (*Prague Asterix Laser System*). Η μετρηθείσα απόδοση σωματιδίων άλφα των πειραμάτων *PALS*, ήταν τέσσερις (4) τάξεις μεγέθους υψηλότερη, σε σχέση με αυτήν του πρώτου πειράματος των *V. S. Belayev et al* (2005), με χρήση παρόμοιου σχήματος ακτινοβολίας *in-target*. Για το λόγο αυτό, οι *H. Hora - S. Eliezer et al.*, πρότειναν τη δυνατότητα ενίσχυσης της απόδοσης σωματιδίων άλφα της πυρηνικής αντίδρασης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , από το “*φαινόμενο των αλυσιδωτών αντιδράσεων (chain reactions effect)*” και το *σχετικό φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος (avalanche alpha heating effect)*. Σύμφωνα με τους *H. Hora* και *S. Eliezer*, το φαινόμενο των αλυσιδωτών αντιδράσεων περιλαμβάνει τρία (3) στάδια. Στο πρώτο στάδιο, ένα σωματίδιο άλφα, αρχικής ενέργειας:  $\epsilon_k = 2.9\text{ MeV}$ , δημιουργούμενο μέσω της σύντηξης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , συγκρούεται ελαστικά με ένα ακίνητο πρωτόνιο του μέσου, στο εργαστηριακό σύστημα αναφοράς. Στο δεύτερο στάδιο, το προκύπτων σωματίδιο άλφα από την κεντρική, ελαστική σύγκρουση του πρώτου σταδίου, συγκρούεται με ένα άλλο ακίνητο πρωτόνιο του μέσου, στο εργαστηριακό σύστημα αναφοράς. Στο τρίτο στάδιο, λόγω του γεγονότος ότι, το προκύπτων ενεργητικό πρωτόνιο του δεύτερου σταδίου, διαθέτει ενέργεια στο εργαστηριακό σύστημα αναφοράς:  $E_{p, \text{lab}} = 665\text{ keV}$ , πολύ κοντινή σε αυτήν του βέλτιστου, ευρέος συντονισμού των  $675\text{ keV}$  ( $\sigma_{\max} = 1.2\text{ barn}$ ), συγκρούεται πυρηνικά με έναν ακίνητο πυρήνα Βορείου, σχηματίζοντας έτσι, τρία (3) καινούρια σωματίδια άλφα. Λαμβάνοντας υπόψη το παραπάνω απλοποιημένο μοντέλο, κατά τη

διαμόρφωση του κώδικα ολικού ενεργειακού ισοζυγίου πολλαπλών ρευστών (*multi – fluid global particle and energy balance code*), που χρησιμοποιήθηκε στο πλαίσιο της παρούσας διδακτορικής διατριβής, για τη διενέργεια των αριθμητικών προσομοιώσεων, αποδείξαμε το απλό μοντέλο κρούσεων, όπως επίσης και μίας σειρά εμφανιζόμενων φαινομένων, συμπεριλαμβανομένης της ελάχιστης, απαιτούμενης παραγωγής πυκνότητας σωματιδίων άλφα, για την θέρμανση και ανάφλεξη σύντηξης  $\{Q = (P_{fus} / P_{Brems}) \geq 1\}$  του καυσίμου  $p\text{-}^{11}B$ , μέσω του φαινομένου των αλυσιδωτών αντιδράσεων.

Ως εκ τούτου, τον κύριο στόχο της παρούσας διδακτορικής διατριβής αποτελεί η εξέταση των απαιτούμενων αρχικών συνθηκών θερμοκρασίας και πυκνότητας του μέσου  $p\text{-}^{11}B$ , για την επίτευξη θέρμανσης και ανάφλεξης σύντηξης  $\{Q \geq 1\}$ , από τα παραγόμενα σωματίδια άλφα των επαγόμενων πυρηνικών αντιδράσεων και των σχετιζόμενων, αλυσιδωτών αντιδράσεων σύντηξης. Όπως παρουσιάζεται για πρώτη φορά εντός της παρούσας εργασίας, σε μία κρίσιμη (ελάχιστη) τιμή πυκνότητας παραχθέντων σωματιδίων άλφα και, υπό την προϋπόθεση ελαχιστοποίησης των απωλειών ισχύος της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung*, εμφανίζεται μία σειρά εξαιρετικά ενδιαφερόντων φαινομένων για τη σύντηξη  $p\text{-}^{11}B$ . Τα φαινόμενα αυτά κάνουν την εμφάνισή τους, όταν η παραχθείσα πυκνότητα σωματιδίων άλφα είναι δύο (2) τάξεις μεγέθους χαμηλότερη, συγκριτικά με την αρχική πυκνότητα ιόντων του μέσου  $p\text{-}^{11}B$  ( $n = n_p + n_B$ ) και περιλαμβάνουν:

- (i) Σημαντική εναπόθεση ενέργειας στα συντηκόμενα σωματίδια  $p, ^{11}B$  και άρα, θέρμανση του πλάσματος  $p\text{-}^{11}B$ .
- (ii) Αύξηση του ρυθμού αντίδρασης σύντηξης (*Reaction Rate*):  $S_r = n_p n_B \langle \sigma v \rangle$ , λόγω των υψηλότερων αντιστοιχόντων τιμών ενεργής διατομής ( $\sigma$ ) και άρα, ειδικής αντιδραστικότητας ( $\langle \sigma v \rangle$ ), στις υψηλότερες μέσες θερμοκρασίες πλάσματος. Μέσω του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος σωματιδίων άλφα, το πλάσμα δύναται να προσεγγίσει θερμοκρασίες εντός της περιοχής βέλτιστης αντιδραστικότητας σύντηξης:  $300 \text{ keV} \leq T \leq 700 \text{ keV}$ .
- (iii) Ενίσχυση της παραγόμενης πυκνότητας ισχύος σύντηξης ( $P_{fus}$ ), σαν αποτέλεσμα των υψηλότερων τιμών αντιδραστικότητας σύντηξης ( $\langle \sigma v \rangle$ ).
- (iv) Επίτευξη ανάφλεξης σύντηξης  $\{Q = (P_{fus} / P_{Brems}) \geq 1\}$ , από αρχικές θερμοκρασίες πλάσματος:  $T \ll 675 \text{ keV}$ , όπου η πυρηνική, ενεργή διατομή και η αντιδραστικότητα σύντηξης βελτιστοποιούνται.
- (v) Διασφάλιση μειωμένων χρόνων ενεργειακού περιορισμού του πλάσματος  $p\text{-}^{11}B$ , για ανάφλεξη σύντηξης ( $Q \geq 1$ ) και άρα, παραγωγή καθαρής ενέργειας, σε σχέση με τους προκύπτοντες χρόνους από το κριτήριο του *Lawson*. Ενδεικτικά, αναφέρεται το γεγονός ότι, στην περίπτωση ενός πλάσματος  $p\text{-}^{11}B$ , με αρχική πυκνότητα στα:  $n \sim 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , και θερμοκρασία στα  $T_{in} = 200 \text{ keV}$ , το φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος σωματιδίων άλφα οδηγεί σε βελτιστοποίηση των θερμοκρασιών των πρωτονίων και των ιόντων Βορείου, μέσα σε ένα χρονικό διάστημα της τάξης των  $\tau_E = 10 \text{ sec}$ . Το συγκεκριμένο χρονικό διάστημα είναι τρεις (3) φορές χαμηλότερο, σε σχέση με την προκύπτουσα τιμή των  $\tau_E = 30 \text{ s}$ , από το κριτήριο του *Lawson*. Οι συντομότεροι χρόνοι ενεργειακού περιορισμού πλάσματος εμφανίζονται ευνοϊκότεροι, από άποψη απωλειών επέκτασης πλάσματος.

Λόγω του γεγονότος ότι, το φαινόμενο των αλυσιδωτών αντιδράσεων συνίσταται στη μεταφορά ενέργειας από τα παραγόμενα σωματίδια άλφα των πυρηνικών αντιδράσεων στα ιόντα  $p, ^{11}B$  του

μέσου, μέσω ελαστικών, δυαδικών συγκρούσεων *Coulomb*, η πραγματοποιούμενη αριθμητική διερεύνηση διενεργήθηκε με χρήση του κώδικα ολικού ενεργειακού ισοζυγίου πολλαπλών ρευστών (*multi-fluid global particle and energy balance code*), που μου παραχωρήθηκε, στο πλαίσιο της συνεργασίας μας, από το Δρ. Παρασκευά Λαλούση (Ινστιτούτο Ηλεκτρονικής Δομής και Λείζερ, ίδρυμα Τεχνολογίας και Έρευνας). Ο κώδικας ολικού ενεργειακού ισοζυγίου πολλαπλών ρευστών περιλαμβάνει όλες τις απαιτούμενες δυαδικές συγκρούσεις *Coulomb*, ανάμεσα στα επιμέρους (ρευστά) σωματίδια του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  ( $p$ ,  $^{11}\text{B}$ ,  $e$ ,  $\alpha$ ) και βασίζεται στην χρονικά εξαρτημένη μορφή του νόμου διατήρησης της ενέργειας, από τη δυναμική των ρευστών. Για την ελαχιστοποίηση των απωλειών της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung*, θεωρήθηκαν αναλογίες πυκνοτήτων μεταξύ των πρωτονίων και των ιόντων Βορείου των εξεταζόμενων μέσων:  $(n_p / n_B) > 1$ . Σύμφωνα με ενδείξεις της διεθνούς βιβλιογραφίας, μία τέτοια σύσταση του καυσίμου  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , εμφανίζεται επίσης ευνοϊκή, για το σκοπό της ενεργοποίησης μίας αλυσιδωτής αντίδρασης σύντηξης (*chain reaction*) και του σχετικού φαινομένου θέρμανσης πλάσματος σωματιδίων άλφα, καθόσον αυξάνει την πιθανότητα σύγκρουσης ενός σωματιδίου άλφα με ένα πρωτόνιο, παρά με έναν πυρήνα Βορείου.

Για την εξαγωγή ασφαλών συμπερασμάτων, γύρω από τις απαιτούμενες συνθήκες θέρμανσης και ανάφλεξης σύντηξης  $\{Q = (P_{fus} / P_{Brems}) > 1\}$  ενός μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , από τα παραγόμενα σωματίδια άλφα των επαγόμενων, πυρηνικών αντιδράσεων – αλυσιδωτών αντιδράσεων, μελετήθηκε ένας αριθμός σεναρίων. Σε αυτά συγκαταλέγονται:

i) Το ουδέτερο μέσο  $p\text{-}^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας:  $n \sim (10^{20} \text{ m}^{-3})$ , όπου:  $n = (n_p + n_B)$  η συνολική, αρχική πυκνότητα των συντηκόμενων σωματιδίων του ( $p$ ,  $^{11}\text{B}$ ). Το προαναφερθέν διάστημα πυκνοτήτων είναι τυπικό για τις υπό κατασκευή, *Συμπαγείς Μηχανές Μαγνητικής Σύντηξης (CMFDs)*, από ιδιωτικές εταιρείες παραγωγής ενέργειας σύντηξης, όπως για παράδειγμα, οι: *General Fusion* (με καύσιμο  $D\text{-}T$ ), *Helion Energy* (με καύσιμο  $D\text{-}^3\text{He}$ ) *Tri-Alpha Energy – TAE* (με καύσιμο  $p\text{-}^{11}\text{B}$ ) και *ENN Research Institute* (με καύσιμο  $p\text{-}^{11}\text{B}$ ).

ii) Η θεώρηση ενεργητικών πρωτονίων, σε ένα ουδέτερο μέσο πρωτονίων – Βορείου ( $p\text{-}^{11}\text{B}$ ) ή Βορείου ( $^{11}\text{B}$ ) χαμηλής πυκνότητας:  $n \sim (10^{20} \text{ m}^{-3})$ . Το συγκεκριμένο σενάριο αξιολογείται συγκριτικά με το Σενάριο (i) και στοχεύει στη διερεύνηση της πιθανής ενισχυτικής δράσης των ενεργητικών πρωτονίων, πάνω στην κατώτερη απαιτούμενη θερμοκρασία ανάφλεξης σύντηξης του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  και τη βέλτιστη συνθήκη ανάφλεξης  $\{[max]Q\}$ . Η αρχική ενέργεια των πρωτονίων θεωρήθηκε εντός του διαστήματος:  $200 \text{ keV} < E_{p,0} \leq 700 \text{ keV}$ , λόγω των υψηλότερων, αντιστοιχόντων τιμών ενεργής διατομής ( $\sigma$ ) και άρα, αντιδραστικότητας σύντηξης ( $\langle \sigma v \rangle$ ).

Στην περίπτωση του Σεναρίου (i), τα αποτελέσματα που εξήχθησαν με χρήση του αυτοσυντηρούμενου κώδικα ολικού ενεργειακού ισοζυγίου πολλαπλών ρευστών, υποδεικνύουν ανάφλεξη  $\{Q = (P_{fus} / P_{Brems}) \geq 1\}$  του μέσου  $p\text{-}^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας:  $n = (n_p + n_B) = 2 \times 10^{20} \text{ m}^{-3}$ , στο διάστημα αρχικών θερμοκρασιών:  $130 \text{ keV} \leq T_{in} \leq 400 \text{ keV}$ . Κρίσιμο ρόλο για την παρατήρηση ανάφλεξης σύντηξης στο συγκεκριμένο διάστημα θερμοκρασιών, αποτέλεσε η ελαχιστοποίηση των απωλειών ισχύος της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung*, από την ευρεθείσα, μέσω των υπολογισμών, βέλτιστη αναλογία πυκνοτήτων πρωτονίων - Βορείου:  $(n_p/n_B) = 10$ . Το θερμοκρασιακό παράθυρο ανάφλεξης σύντηξης:  $130 \text{ keV} \leq T_{in} \leq 400 \text{ keV}$ , αποτελεί αυστηρή συνέπεια της επαγόμενης θέρμανσης πλάσματος, από την παραχθείσα πυκνότητα σωματιδίων άλφα των πυρηνικών – αλυσιδωτών αντιδράσεων σύντηξης. Η παρατηρούμενη, χρονική συσχέτιση ανάμεσα στην απότομη αύξηση της πυκνότητας των σωματιδίων άλφα – θερμοκρασίας των συντηκόμενων σωματιδίων ( $p$ ,  $^{11}\text{B}$ ) και στη ραγδαία μείωση της θερμοκρασίας των σωματιδίων άλφα, συνιστούν σημαντικές ενδείξεις του φαινομένου των αλυσιδωτών αντιδράσεων και του σχετικού φαινομένου θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα, σε ένα πλάσμα  $p\text{-}^{11}\text{B}$  χαμηλής πυκνότητας. Στην περίπτωση ενός πλάσματος στερεής πυκνότητας ( $n =$

$10^{29} m^{-3}$ ), οι απαιτούμενες συνθήκες ανάπτυξης του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα, δίδονται στις θεωρητικές εργασίες των *H. Hora et al. (2015)* – *S. Eliezer et al. (2016)* [25, 27: [Κεφάλαιο 3](#)].

Μία επιπρόσθετη, σημαντική ένδειξη του φαινομένου των αλυσιδωτών αντιδράσεων και του σχετικού φαινομένου θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα, στο μέσο  $p\text{-}^{11}B$  χαμηλής πυκνότητας, αποτελεί η προκύπτουσα, θερμοκρασιακή διαφορά ανάμεσα στα συντηκόμενα σωματίδια  $p$ ,  $^{11}B$  και τα ηλεκτρόνια ( $e$ ), η οποία οδηγεί σε περαιτέρω ελαχιστοποίηση των απωλειών της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung* και ανάφλεξη σύντηξης  $\{Q = (P_{fus} / P_{Brems}) \geq 1\}$ . Είναι χαρακτηριστικό το γεγονός ότι, την χρονική στιγμή, όπου προσεγγίζονται οι μέγιστες θερμοκρασίες των συντηκόμενων σωματιδίων  $p$ ,  $^{11}B$  και η μέγιστη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης, ο λόγος θερμοκρασιών ιόντων Βορείου και ηλεκτρονίων ισούται με:  $(T_B / T_e) \geq 2$ . Σύμφωνα με αριθμητικές μελέτες της διεθνούς βιβλιογραφίας, λόγοι θερμοκρασιών:  $(T_B / T_e) > 2$ , εμφανίζονται απαραίτητοι για την επίτευξη ανάφλεξης σύντηξης σε ένα μέσο  $p\text{-}^{11}B$ . Εν τούτοις, μία σημαντική διαφοροποίηση των συγκεκριμένων αποτελεσμάτων της παρούσας διδακτορικής διατριβής και αυτών της διεθνούς βιβλιογραφίας, συνιστά ο τρόπος σχηματισμού της θερμοκρασιακής διαφοράς ηλεκτρονίων και ιόντων. Στο πλαίσιο της διεθνούς βιβλιογραφίας, η θερμοκρασιακή διαφορά ηλεκτρονίων και ιόντων δίδεται σαν αρχική συνθήκη των αριθμητικών υπολογισμών, για την ελαχιστοποίηση των απωλειών ισχύος της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung*. Στο πλαίσιο της παρούσας διδακτορικής διατριβής από την άλλη πλευρά, η θερμοκρασιακή διαφορά ιόντων και ηλεκτρονίων προκύπτει με αυτοσυντηρούμενο τρόπο (*self-consistently*), μέσω του κώδικα ολικού ενεργειακού ισοζυγίου πολλαπλών ρευστών, σαν αυστηρή συνέπεια του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος  $p\text{-}^{11}B$ , από τα παραγόμενα σωματίδια άλφα των ομώνυμων πυρηνικών – αλυσιδωτών αντιδράσεων. Το συγκεκριμένο γεγονός εμφανίζεται ιδιαίτερα σημαντικό, καθώς στο πλαίσιο της διεθνούς βιβλιογραφίας, γίνεται για πρώτη φορά λόγος, σε κώδικα σύντηξης  $p\text{-}^{11}B$ , που παρουσιάζει με αυτοσυντηρούμενο τρόπο, τις συνέπειες του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος, από το φαινόμενο των αλυσιδωτών αντιδράσεων.

Στην περίπτωση ενός μέσου  $p\text{-}^{11}B$ , αρχικής πυκνότητας:  $n = 2 \times 10^{20} m^{-3}$ , οι αριθμητικές προσομοιώσεις αποδεικνύουν τη βέλτιστη συνεισφορά των σωματιδίων άλφα στο φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος, στην αρχική θερμοκρασία των  $T_{in} = 200 \text{ keV}$ , όπου και λαμβάνεται η βέλτιστη τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης:  $[\max]Q = (P_{fus} / P_{Brems}) \sim 1.29 \{P_{fus} \sim 0.36 (MW / m^3)\}$  ([Κεφάλαιο 3, Σχήμα 3.14](#)). Θεωρώντας έναν όγκο περιορισμού πλάσματος, της τάξης των  $V = 2 \times 10^{-4} m^3$  και έναν μέγιστο χρόνο ενεργειακού περιορισμού στα  $\tau_E = 12 \text{ s}$ , μέσω της εφαρμογής παλμικού μαγνητικού πεδίου, έντασης  $4 - 7 \text{ Tesla}$ , η παραγωγή ενέργειας σύντηξης από σωματίδια άλφα, δύναται να ανέλθει στα  $E_{fus} = 0.36 (MW / m^3) \times 2 \times 10^{-4} (m^3) \times 12 \text{ s} \sim 0.86 \text{ kJoule}$ . Με την ίδια λογική και ξεπερνώντας τις δυσκολίες παραγωγής ενός πλάσματος  $p\text{-}^{11}B$ , με αρχική πυκνότητα στα  $n = 2 \times 10^{21} m^{-3}$  ([Σχήμα 3.23, Κεφάλαιο 3](#)), η μέγιστη παραγωγή ενέργειας σύντηξης στην αρχική θερμοκρασία των  $T_{in} = 200 \text{ keV}$ , μπορεί να προσεγγίσει τα  $E_{fus} = \sim 86 \text{ kJ}$ .

Εντός του παρατηρούμενου θερμοκρασιακού παραθύρου ανάφλεξης:  $130 \text{ keV} \leq T_{in} \leq 400 \text{ keV}$ , αξιοσημείωτο είναι επίσης το γεγονός ότι, το αρχικό μέσο σύντηξης, δύο (2) ρευστών σωματιδίων ( $p$ ,  $^{11}B$ ), μετασχηματίζεται σε ένα μέσο σύντηξης, τριών (3) ρευστών σωματιδίων, υψηλής θερμοκρασίας ( $p$ ,  $^{11}B$ ,  $\alpha$ ). Το συγκεκριμένο αποτέλεσμα εμφανίζεται ιδιαίτερα σημαντικό για την παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας, όχι μόνο από τα σωματίδια άλφα, αλλά από το σύνολο των ενεργητικών σωματιδίων ( $p$ ,  $^{11}B$ ,  $\alpha$ ) του μέσου σύντηξης. Σε μία διάταξη *CMFD*, με παλμικό μαγνητικό πεδίο, έντασης  $4 - 7 \text{ Tesla}$ , η μετατροπή των ενεργητικών, φορτισμένων σωματιδίων σε χρήσιμη ηλεκτρική ενέργεια θα μπορούσε να πραγματοποιηθεί, μέσω ενός μαγνητικού ακροφυσίου (*magnetic nozzle*), την χρονική στιγμή που αυτά διαθέτουν τη μέγιστη τους ενέργεια. Έναν εναλλακτικό τρόπο μετασχηματισμού της ενέργειας των ενεργητικών σωματιδίων σε ηλεκτρική ενέργεια, αποτελεί ο κύκλος μεταβολής του *beta*



$\{beta(\beta) = \text{πίεση ρευστού} / \text{μαγνητική πίεση}\}$ . Ο τελευταίος εξελίσσεται από μία χαμηλή τιμή (στην αρχική θερμοκρασία και πυκνότητα του μέσου σύντηξης), σε μία υψηλή τιμή (στις μέγιστες θερμοκρασίες των σωματιδίων  $p$ ,  $^{11}B$ ,  $\alpha$ ) και μετά ξανά σε μία χαμηλή τιμή (π.χ. Σχήμα 3.12), επιτρέποντας έτσι το σχηματισμό ενός “μαγνητικού εμβόλου (*magnetic piston*)”. Παρόλα αυτά, και τα δύο παραπάνω σχήματα ενεργειακής μετατροπής δεν έχουν μέχρι και τη σήμερον ημέρα διερευνηθεί επαρκώς και βρίσκονται εκτός των στόχων της παρούσας διδακτορικής διατριβής.

Αν και το φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα δύναται να επιτρέψει την ανάφλεξη του μέσου  $p\text{-}^{11}B$  χαμηλής πυκνότητας:  $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$  εντός του διαστήματος αρχικών θερμοκρασιών:  $130 \text{ keV} \leq T_{in} \leq 400 \text{ keV} < 675 \text{ keV} (\sigma_{max})$ , τη βασική πρόκληση συνιστά η θέρμανση του μέσου σύντηξης σε αυτές τις θερμοκρασίες. Για το λόγο αυτό, στη συνέχεια των αριθμητικών προσομοιώσεων, διερευνήθηκαν δύο (2) εναλλακτικές διαμορφώσεις του μέσου  $p\text{-}^{11}B$ , με πιθανώς μειωμένες, αρχικές θερμοκρασίες ανάφλεξης κάτω από τα  $T_{in} < 100 \text{ keV}$ . Η πρώτη διαμόρφωση αναφέρεται στην θεώρηση ενεργητικών πρωτονίων, σε μέσο Βορείου χαμηλής πυκνότητας:  $n \sim 10^{19} \text{ m}^{-3}$ , ενώ η δεύτερη, στην θεώρηση επιπρόσθετων, ενεργητικών πρωτονίων, σε μέσο  $p\text{-}^{11}B$  χαμηλής πυκνότητας:  $n \sim 10^{20} \text{ m}^{-3}$ . Και στις δύο (2) αυτές περιπτώσεις διαμόρφωσης του μέσου  $p\text{-}^{11}B$ , θεωρήθηκαν αναλογίες πυκνοτήτων ανάμεσα στα πρωτόνια και τα ιόντα Βορείου:  $5 \leq (n_p / n_B) \leq 20$ , με στόχο την ελαχιστοποίηση των απωλειών ισχύος της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung*. Οι αρχικές ενέργειες των ενεργητικών πρωτονίων θεωρήθηκαν εντός του διαστήματος:  $200 \text{ keV} < E_{p,0} \leq 700 \text{ keV}$ , λόγω των υψηλότερων, αντιστοιχόντων τιμών ενεργής διατομής ( $\sigma$ ) και αντιδραστικότητας ( $\langle \sigma v \rangle$ ) (Σχήματα 2.2. 3.3).

Οι αριθμητικές προσομοιώσεις έδειξαν ότι, οι δύο παραπάνω διαμορφώσεις του μέσου  $p\text{-}^{11}B$  επιτρέπουν, όχι μόνο τη βελτίωση της βέλτιστης τιμής του κριτηρίου ανάφλεξης, έως και την τιμή:  $[max]Q \sim 1.4$ , αλλά και τη μείωση της ελάχιστης απαιτούμενης θερμοκρασίας ανάφλεξης στο διάστημα:  $1 \text{ keV} \leq T_{in} \leq 100 \text{ keV}$ . Τα συγκεκριμένα αποτελέσματα είναι εξαιρετικού ενδιαφέροντος, καθόσον καθιστούν το καύσιμο  $p\text{-}^{11}B$  ανταγωνιστικό έναντι του καυσίμου  $D\text{-}T$ , με το επιπρόσθετο πλεονέκτημα του μη - σχηματισμού ακτινοβολίας νετρονίων. Όπως αποδεικνύεται, η ανάφλεξη σύντηξης κάτω από την αρχική θερμοκρασία των  $T_{in} = 100 \text{ keV}$ , οφείλεται στο “*triggering* (διέγερση)” του φαινομένου θέρμανσης πλάσματος, από τα ενεργητικά πρωτόνια. Τα τελευταία συνεισφέρουν από κοινού με τα παραγόμενα σωματίδια άλφα των πυρηνικών αντιδράσεων, στην αύξηση των θερμοκρασιών των σωματιδίων  $p\text{-}^{11}B$  και τη διαμόρφωση μέσων, μέγιστων θερμοκρασιών πλάσματος, εντός της περιοχής βέλτιστης αντιδραστικότητας σύντηξης ( $\langle \sigma v \rangle$ ):  $300 \text{ keV} \leq T < 700 \text{ keV}$ . Είναι χαρακτηριστικό το γεγονός ότι, στην περίπτωση του απλού μέσου  $p\text{-}^{11}B$  χαμηλής πυκνότητας (χωρίς ενεργητικά πρωτόνια και  $T_{in} = T_p = T_B$ ), με αρχική θερμοκρασία στα  $T_{in} = 80 \text{ keV}$ , τα παραγόμενα σωματίδια άλφα των πυρηνικών - αλυσιδωτών αντιδράσεων  $p\text{-}^{11}B$ , δεν θερμαίνουν και δεν αναφλέγουν το μέσο σύντηξης, λόγω της ανεπαρκούς τους πυκνότητας, σε σχέση με την αρχική πυκνότητα του μέσου, κατά την χρονική στιγμή, όπου παρατηρείται η απότομη πτώση στην θερμοκρασία τους (Σχήμα 3.10, Κεφάλαιο 3).

Το σενάριο της θεώρησης ενεργητικών πρωτονίων σε μέσο  $^{11}B$  απαιτεί λιγότερη εξωτερική ενέργεια, σε σχέση με αυτό της θεώρησης επιπρόσθετων, ενεργητικών πρωτονίων σε μέσο  $p\text{-}^{11}B$ . Στην προκειμένη περίπτωση, χαμηλότερες εμφανίζονται επίσης, οι απώλειες ισχύος της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung*, σαν συνέπεια του μικρότερου αριθμού συνιστωσών του μέσου σύντηξης. Αναλυτικότερα, στην περίπτωση που το μέσο σύντηξης  $p\text{-}^{11}B$  διαμορφώνεται από ενεργητικά πρωτόνια και Βόρειο, υφίστανται συνολικά δύο (2) συνιστώσες. Αντιθέτως, όταν θεωρούνται επιπρόσθετα πρωτόνια, υψηλότερης ενέργειας, σε σχέση με τα ήδη υφιστάμενα του μέσου σύντηξης  $p\text{-}^{11}B$  ( $E_{p,0} > T_{p,med}$ ), οι απώλειες της ακτινοβολίας *Bremsstrahlung* διαμορφώνονται από τρεις (3) συνιστώσες: τα πρωτόνια του μέσου ( $p_{med}$ ), τα ενεργητικά πρωτόνια ( $p_{in}$ ) και το Βόρειο. Με βάση τα ανωτέρω, θα μπορούσε να γίνει αντιληπτό το γεγονός ότι, το σενάριο της θεώρησης ενεργητικών πρωτονίων σε μέσο Βορείου, φαντάζει περισσότερο ελκυστικό, ούτως ώστε να υιοθετηθεί σε πιθανές πειραματικές διατάξεις ή τις αναπτυσσόμενες Συμπαγείς Διατάξεις Μαγνητικής Σύντηξης (CMFDs), από διάφορες ιδιωτικές εταιρείες παραγωγής ενέργειας σύντηξης (πχ. *Tri - Alpha Energy - TAE, Helion*

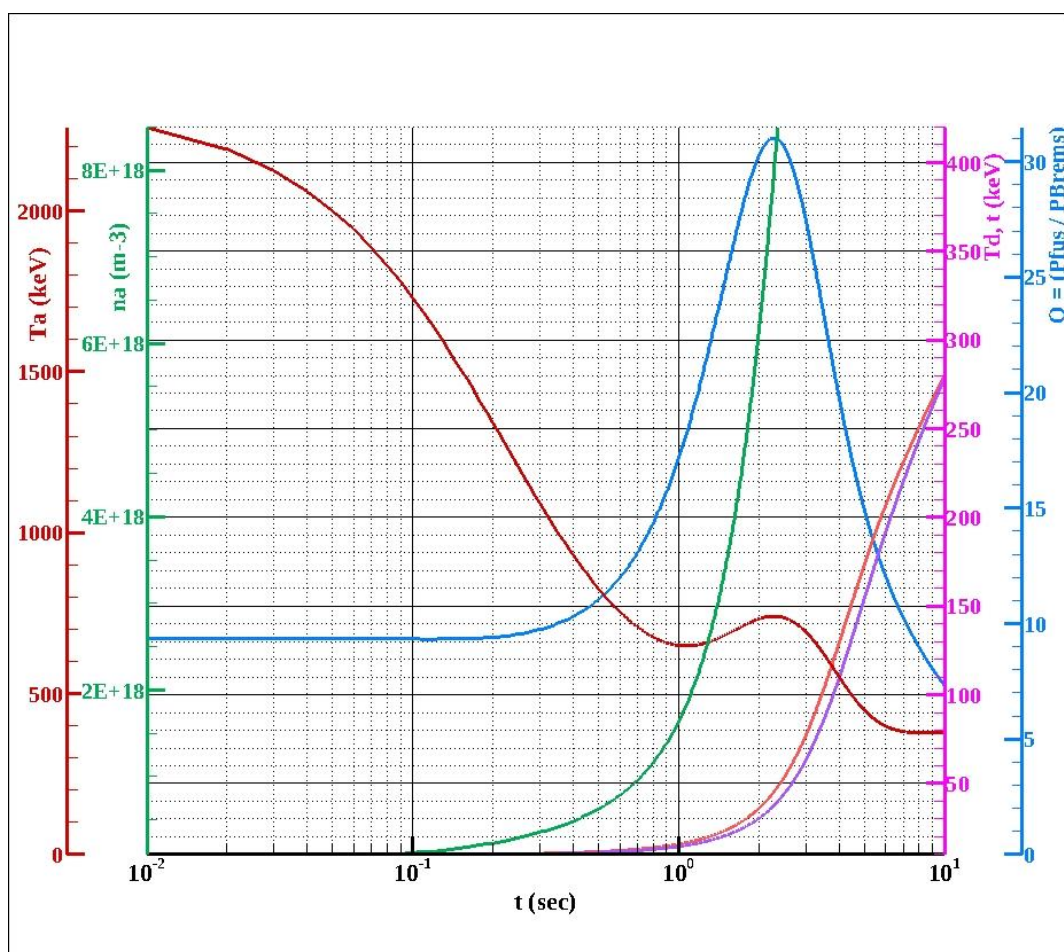


*Energy*). Εν τούτοις, λόγω της χαμηλότερης, βέλτιστης παραγωγής πυκνότητας ισχύος σύντηξης στην προκειμένη περίπτωση (Σχήμα 3.28):  $[\max]P_{fus} \sim 0.44 (MW / m^3)$   $\{[\max]Q \sim 1.4, E_{p,0} = 600 keV, T_{in,B} = 80 keV\}$ , εν συγκρίσει με το αντίστοιχο σενάριο της θεώρησης επιπρόσθετων, ενεργητικών πρωτονίων σε μέσο  $p^{-11}B$  ( $E_{p,0} = 600 keV, T_{in} = 80 keV$ ):  $P_{fus} = 2.29 (MW / m^3)$   $\{[\max]Q \sim 1.35\}$ , εμφανής καθίσταται η ιεράρχηση μεταξύ των δύο σχημάτων.

Παρόλο που η παραγωγή της αρχικής ενέργειας - πυκνότητας των ενεργητικών πρωτονίων ( $200 keV < E_{p,0} \leq 700 keV, n_{p,in} = 5 \times 10^{19} m^{-3}$ ) παρουσιάζει ιδιαίτερες προκλήσεις τη σήμερον ημέρα, σημαντικά πλεονεκτήματα υφίστανται επίσης, τα οποία καθιστούν τη διαμόρφωση του μέσου  $p^{-11}B$  με τα επιπρόσθετα ενεργητικά πρωτόνια ( $E_{p,0} > T_{p,med}$ ), επικρατέστερο έναντι αυτού, χωρίς ενεργητικά πρωτόνια και με αρχική θερμοκρασία στο διάστημα:  $130 keV \leq T_{in} = T_p = T_B \leq 400 keV$   $\{[\max]Q = 1.29, \text{ στα } T_{in} = 200 keV\}$ . Τα πλεονεκτήματα του μέσου  $p^{-11}B$  με τα επιπρόσθετα, ενεργητικά πρωτόνια και τη βέλτιστη αναλογία πυκνοτήτων:  $(n_p' / n_B) = 10$ , περιλαμβάνουν: i) Τη σημαντική ενίσχυση της πυκνότητας ισχύος σύντηξης,  $P_{fus}$  (Σχήμα 3.39). ii) Την διασφάλιση μίας υψηλότερης, μέγιστης θερμοκρασίας Βορείου, κατά έναν παράγοντα  $\sim 3 - 4$  (Σχήμα 3.40). iii) Τη μείωση του απαιτούμενου χρονικού διαστήματος, για την διασφάλιση της μέγιστης θερμοκρασίας του Βορείου, κατά έναν παράγοντα 2, από τα  $\Delta t \sim 10 sec$  (πχ. Σχήμα 3.12) στα  $\Delta t \sim 5 sec$  (Σχήμα 3.42). Ο μειωμένος χρόνος ενεργειακού περιορισμού εμφανίζεται ευνοϊκότερος, από άποψη απωλειών επέκτασης πλάσματος.

**ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ: ΠΡΟΣΑΡΜΟΓΗ ΤΟΥ ΚΩΔΙΚΑ ΟΛΙΚΟΥ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΟΥ ΙΣΟΖΥΓΙΟΥ ΠΟΛΛΑΠΛΩΝ ΡΕΥΣΤΩΝ ΣΤΗΝ ΠΕΡΙΠΤΩΣΗ ΤΗΣ ΣΥΝΤΗΣΗΣ D-T, ΓΙΑ ΤΗΝ ΠΑΡΑΤΗΡΗΣΗ ΤΗΣ ΣΥΝΕΙΣΦΟΡΑΣ ΤΩΝ ΣΩΜΑΤΙΔΙΩΝ ΑΛΦΑ ΣΤΗ ΔΙΑΜΟΡΦΩΣΗ ΤΟΥ ΚΡΙΤΗΡΙΟΥ ΑΝΑΦΛΕΞΗΣ**

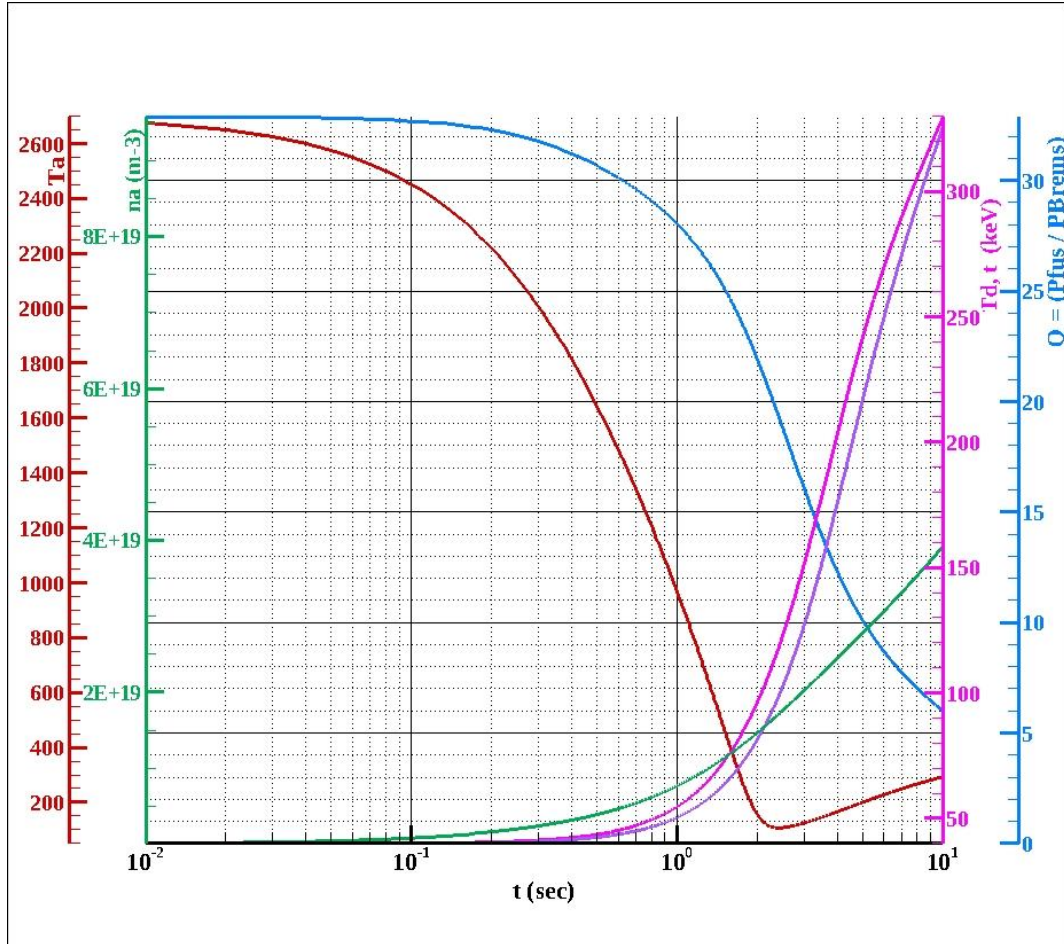
Προσαρμόζοντας τις εξισώσεις του κώδικα ολικού ενεργειακού ισοζυγίου πολλαπλών ρευστών της *Ενότητας 3.8* στη σύντηξη D-T χαμηλής πυκνότητας ( $n = n_d + n_t = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ) και διενεργώντας τους κατάλληλους υπολογισμούς, σκιαγραφούμε ενδεικτικά, την χρονική εξέλιξη του κριτηρίου ανάφλεξης ( $Q$ ), των θερμοκρασιών των ρευστών σωματιδίων D, T ( $T_d, T_t$ ) και των σωματιδίων άλφα ( $T_\alpha$ ), όπως επίσης και της παραγωγής σωματιδίων άλφα ( $n_\alpha$ ) για τις περιπτώσεις αρχικών θερμοκρασιών: i)  $T_{in} = 10 \text{ keV}$  (*Σχήμα A.1*) και ii)  $T_{in} = 40 \text{ keV}$  (*Σχήμα A.2*).



**Σχήμα A. 1:** Χρονική εξέλιξη του κριτηρίου ανάφλεξης σύντηξης  $\{Q = (P_{fus} / P_{Brems})\}$ , των θερμοκρασιών των συντηκόμενων σωματιδίων D, T και της παραγωγής σωματιδίων άλφα ( $n_\alpha$ ), για ένα μέσο D-T χαμηλής πυκνότητας ( $n = n_D + n_T = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ) με αρχική θερμοκρασία στα  $T_{in} = 10 \text{ keV}$ .

Σύμφωνα με τα αποτελέσματα του *Σχήματος A.1*, την χρονική στιγμή των  $t = 10^{-1} \text{ s}$ , οπότε ο παραχθέν αριθμός πυκνότητας σωματιδίων άλφα είναι:  $n_\alpha = 1.0 \times 10^{18} \text{ m}^{-3}$ , η θερμοκρασία των σωματιδίων άλφα ξεκινά να μειώνεται ραγδαία ενώ, οι θερμοκρασίες των συντηκόμενων ιόντων Δευτερίου (D), Τριτίου (T) και η τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης ( $Q$ ) να υφίστανται απότομη αύξηση. Αναλυτικά, μεταξύ των  $t = 10^{-1} \text{ s}$  και των  $t \sim 2.5 \text{ s}$ , η θερμοκρασία των συντηκόμενων σωματιδίων D, T αυξάνεται από τα  $T_{in} = T_d = T_t = 10 \text{ keV}$  στα  $T_{in} = T_d = T_t = 40 \text{ keV}$  και η τιμή του κριτηρίου ανάφλεξης, από το  $Q \sim 9$  στο  $Q \sim 30$ . Τα παραπάνω σημαίνουν ότι, το φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα, υφίσταται πέραν

της αντίδρασης  $p\text{-}^{11}\text{B}$ , και στην περίπτωση του καυσίμου  $D\text{-}T$ . Παρόλα αυτά, όπως γίνεται έκδηλο και μέσω του Σχήματος A.2 ( $T_{in} = T_d = T_t = 40\text{ keV}$ ), στην περίπτωση του καυσίμου  $D\text{-}T$ , το φαινόμενο θέρμανσης πλάσματος από σωματίδια άλφα δεν κρίνεται εξίσου καθοριστικής σημασίας για την επίτευξη συνθηκών ενισχυμένης ανάφλεξης σύντηξης, ιδιαίτερα σε αρχικές θερμοκρασίες μέσου υψηλότερες των  $T_{in} = 40\text{ keV}$ . Το συγκεκριμένο γεγονός οφείλεται στην πτωτική πορεία της ενεργής διατομής και άρα, της αντιδραστικότητας σύντηξης ( $\langle\sigma v\rangle$ ), στο ανώτερο διάστημα θερμοκρασιών των  $T = 65\text{ keV}$ , όπως παρουσιάζεται στο Σχήμα 3.3 της Ενότητας 3.6.



**Σχήμα A. 2:** Χρονική εξέλιξη του κριτηρίου ανάφλεξης σύντηξης  $\{Q = (P_{fus} / P_{Brems})\}$ , των θερμοκρασιών των συντηκόμενων σωματιδίων  $D\text{-}T$  και της παραγωγής σωματιδίων άλφα ( $n_\alpha$ ), για ένα μέσο  $D\text{-}T$  χαμηλής πυκνότητας ( $n = n_D + n_T = 10^{20}\text{ m}^{-3}$ ) με αρχική θερμοκρασία στα  $T_{in} = 40\text{ keV}$ .