

471
ΑΥΤ

Τ.Ε.Ι. ΠΕΙΡΑΙΑ
ΣΧΟΛΗ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΩΝ ΕΦΑΡΜΟΓΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΑΥΤΟΜΑΤΙΣΜΟΥ
ΤΟΜΕΑΣ ΑΥΤΟΜΑΤΟΥ ΕΛΕΓΧΟΥ

**ΑΥΤΟΜΑΤΟΣ ΕΛΕΓΧΟΣ ΤΗΣ ΕΚΤΟΞΕΥΣΗΣ ΜΙΚΡΟΚΥΜΑΤΙΚΗΣ
ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΣΕ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΣΥΣΚΕΥΕΣ ΕΛΕΓΧΟΜΕΝΗΣ
ΘΕΡΜΟΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΣΥΝΤΗΞΗΣ**



Κακόγιαννος Δ. Ιωάννης

Αιγάλεω, 26 Ιανουαρίου 2012

ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ
ΤΕΙ ΠΕΙΡΑΙΑ

**Τ.Ε.Ι. ΠΕΙΡΑΙΑ
ΣΧΟΛΗ ΤΕΧΝΟΛΟΓΙΚΩΝ ΕΦΑΡΜΟΓΩΝ
ΤΜΗΜΑ ΑΥΤΟΜΑΤΙΣΜΟΥ
ΤΟΜΕΑΣ ΑΥΤΟΜΑΤΟΥ ΕΛΕΓΧΟΥ**

ΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

**ΑΥΤΟΜΑΤΟΣ ΕΛΕΓΧΟΣ ΤΗΣ ΕΚΤΟΞΕΥΣΗΣ ΜΙΚΡΟΚΥΜΑΤΙΚΗΣ
ΑΚΤΙΝΟΒΟΛΙΑΣ ΣΕ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΕΣ ΣΥΣΚΕΥΕΣ ΕΛΕΓΧΟΜΕΝΗΣ
ΘΕΡΜΟΠΥΡΗΝΙΚΗΣ ΣΥΝΤΗΞΗΣ**

ΣΠΟΥΔΑΣΤΗΣ: Κακόγιαννος Δ. Ιωάννης

ΕΠΙΒΛΕΠΩΝ ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ: Καλλιγερόπουλος Δημήτριος

ΕΙΣΗΓΗΤΗΣ: Τσιρώνης Χρήστος

**ΒΙΒΛΙΟΘΗΚΗ
ΤΕΙ ΠΕΙΡΑΙΑ**

Αιγάλεω, 26 Ιανουαρίου 2012

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Η ολοκλήρωση της πτυχιακής εργασίας σηματοδοτεί το τέλος μιας περιόδου. Επαναφέρει αναμνήσεις. Με την ολοκλήρωση των σπουδών μου και με τα εφόδια που έλαβα, δεν αναπολώ μόνο το παρελθόν με νοσταλγία αλλά ατενίζω το μέλλον με αισιοδοξία.

Θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επιβλέπων καθηγητή μου Δρ. Καλλιγερόπουλο Δημήτριο καθώς και την Δρ. Βασιλιάδου Σουλτάνα, επιστημονική συνεργάτη ΤΕΙ Πειραιά, για την συνεχή επίβλεψη και καθοδήγηση κατά την διάρκεια της πτυχιακής μου εργασίας. Κυρίως όμως θα ήθελα να τους ευχαριστήσω για την έμπνευση και την έμπρακτη στήριξη τους καθ' όλη τη διάρκεια των σπουδών μου.

Επιπρόσθετα, θερμά θα ήθελα να ευχαριστήσω τον εισηγητή της πτυχιακής μου Δρ. Τσιρώνη Χρήστο, εργαστηριακό συνεργάτη ΤΕΙ Πειραιά και τον κο Γιαννόπουλο Ιορδάνη, εργαστηριακό συνεργάτη ΤΕΙ Πειραιά για την πολύ καλή συνεργασία, τις χρήσιμες συμβουλές και τις μαραθώνιες συζητήσεις μας.

Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω τη Δανάη Κουτσογιαννοπούλου για τον γραφιστικό σχεδιασμό της πτυχιακής μου εργασίας καθώς και για την έμπρακτη στήριξη της καθ' όλη την διάρκεια αυτής της δύσκολης περιόδου.

Τέλος θα ήθελα να ευχαριστήσω την οικογένειά μου που στέκεται διακριτικά στο πλάι μου, δίνοντας μου δύναμη με την αγάπη της.

ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

ΠΡΟΛΟΓΟΣ	4
1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ — ΒΑΣΙΚΕΣ ΕΝΝΟΙΕΣ	6
1.1 Τι είναι η θερμοπυρηνική σύντηξη	6
1.2 Περιγραφή αντιδραστήρα, ασφάλεια και περιβαλλοντικές επιπτώσεις	6
1.3 Έρευνα στη θερμοπυρηνική σύντηξη: Η προοπτική του ITER	8
1.4 Το θερμοπυρηνικό πλάσμα ως φυσικό σύστημα.....	9
1.5 Αυτόματος έλεγχος στη θερμοπυρηνική σύντηξη	12
1.6 Σύνοψη της πτυχιακής εργασίας	15
2 ΤΟ ΤΟΚΑΜΑΚ ΩΣ ΣΥΣΤΗΜΑ ΑΥΤΟΜΑΤΟΥ ΕΛΕΓΧΟΥ	16
2.1 Μοντέλα περιγραφής του πλάσματος σύντηξης.....	16
2.2 Θεωρητική περιγραφή ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων στο πλάσμα.....	20
2.3 Μέθοδοι κλασσικού και σύγχρονου αυτομάτου ελέγχου.....	23
2.4 Προβλήματα αυτομάτου ελέγχου στα tokamak	29
2.5 Παράδειγμα: Έλεγχος της μαγνητικής ισορροπίας ενός tokamak	31
3 ΑΝΑΛΥΣΗ ΤΩΝ ΔΙΑΤΑΞΕΩΝ ΕΝΟΣ ΜΙΚΡΟΚΥΜΑΤΙΚΟΥ Σ.Α.Ε.	36
3.1 Γενική μορφή ενός μικροκυματικού Σ.Α.Ε.	36
3.2 Μικροκυματική πηγή, γραμμή διάδοσης και διαγνωστικό μέτρησης	37
3.3 Διάδοση και απορρόφηση ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων στο πλάσμα.....	39
3.4 Περιγραφή της διάταξης εκτόξευσης μικροκυμάτων στο πλάσμα	42
3.5 Δυναμικό μοντέλο της εκτόξευσης των μικροκυμάτων	44
4 ΕΞΟΜΟΙΩΣΗ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ ΕΝΟΣ ΜΙΚΡΟΚΥΜΑΤΙΚΟΥ Σ.Α.Ε.	50
4.1 Γενικά στοιχεία	50
4.2 Μοντελοποίηση του ανοικτού συστήματος	51
4.3 Απλοποίηση του πλήρους συστήματος	54
4.4 Γραμμικοποίηση του συστήματος	57
4.5 Εξομοίωση κλειστού Σ.Α.Ε.	59
ΕΠΙΛΟΓΟΣ	64
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ	66

ΠΡΟΛΟΓΟΣ

Η παγκόσμια οικονομία είναι άρρηκτα συνδεδεμένη και απόλυτα εξαρτημένη από την ύπαρξη ασφαλών και επαρκών αποθεμάτων ενέργειας. Στις μέρες μας, οι ενεργειακές ανάγκες του πλανήτη ικανοποιούνται κυρίως με ορυκτά καύσιμα (πετρέλαιο, λιθάνθρακας, φυσικό αέριο), τα οποία καλύπτουν το 80% της συνολικής κατανάλωσης σε ενέργεια. Όσον αφορά την χώρα μας, σχεδόν το 67% των ορυκτών καυσίμων που χρησιμοποιούμε είναι εισαγόμενα. Συνολικά, τα εισαγόμενα ορυκτά καύσιμα καλύπτουν σήμερα περί το 50% των ενεργειακών αναγκών της Ευρωπαϊκής Ένωσης, ενώ μέχρι το 2030 το ποσοστό αναμένεται να αυξηθεί σε περίπου 70%, ιδιαίτερα σε ότι αφορά το πετρέλαιο.

Όμως, ο ρυθμός κατανάλωσης του ορυκτού πλούτου του πλανήτη αφενός μεν είναι αντιστρόφως ανάλογος της επαναδημιουργίας του, αφετέρου δε η αλόγιστη χρήση του είναι ιδιαίτερα επιβλαβής για το περιβάλλον. Συνεπώς, η ανεύρεση εναλλακτικών, αστείρευτων πηγών «πράσινης» ενέργειας είναι αναγκαία για τη διατήρηση του σημερινού επιπέδου στο βιοτικό επίπεδο του ανθρώπινου πληθυσμού. Βάσει αυτών των δεδομένων, ξεκίνησε η ανάπτυξη μιας σειράς από περιβαλλοντικά αποδεκτές, ασφαλείς και αειφόρες τεχνολογίες σχετικές με την ενέργεια. Η διαδικασία της παραγωγής ενέργειας από θερμοπυρηνική σύντηξη είναι μία από αυτές.

Κατά τον περασμένο αιώνα, αλλά και πριν κάποιους μήνες, η απερίσκεπτη χρήση της ενέργειας από πυρηνική σχάση (χρήση πυρηνικών όπλων, ατυχήματα σε πυρηνικούς σταθμούς, μόλυνση από πυρηνικά απόβλητα) δημιούργησε, χωρίς καμιά αμφιβολία, μια απεχθή εικόνα στην ανθρωπότητα για την πυρηνική ενέργεια. Όμως, η πυρηνική ενέργεια έχει δύο πρόσωπα. Η επίτευξη θερμοπυρηνικής σύντηξης είναι μια προοπτική που χωρίς κινδύνους, τόσο για τον άνθρωπο όσο και για το φυσικό περιβάλλον, μπορεί να χρησιμοποιηθεί προς όφελος της ανάπτυξης. Μακροπρόθεσμα, θα αποτελέσει την κύρια επιλογή για μια μεγάλης κλίμακας, ασφαλή πηγή ενέργειας με τεράστια και ευρέως κατανεμημένα αποθέματα καυσίμων. Οι σταθμοί παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας από σύντηξη θα είναι ιδιαίτερα κατάλληλοι για την εξυπηρέτηση των ενεργειακών αναγκών πυκνοκατοικημένων περιοχών και βιομηχανικών ζωνών.

Όμως για την υλοποίηση όλων των παραπάνω είναι αναγκαίο η επιστημονική κοινότητα να επιλύσει μεγάλα τεχνολογικά προβλήματα (μερικά από αυτά αναπτύσσονται εκτενέστερα στη συνέχεια της εργασίας). Βασικός παράγοντας για την επιτυχή λειτουργία των πειραματικών συσκευών σύντηξης είναι ο αυτόματος έλεγχος συγκεκριμένων παραμέτρων, αλλά και της όλης διαδικασίας, με χρήση κατάλληλων ενεργοποιητών. Στην περίπτωση των συσκευών που βασίζονται στη μαγνητική συγκράτηση πλάσματος, με την οποία και ασχολούμαστε εδώ, τα ελεγχόμενα μεγέθη είναι συνήθως η πυκνότητα, η θερμοκρασία και το μαγνητικό πεδίο του πλάσματος, αλλά και το πλάτος κάποιων ασταθειών, και οι ενεργοποιητές είναι, ανάλογα με το ελεγχόμενο μέγεθος, αντλίες εκτόξευσης αερίου υδρογόνου, μαγνητικά πηνία και πηγές μικροκυματικής ισχύος.

Στη συγκεκριμένη πτυχιακή εργασία μελετάται ένα από τα κύρια προβλήματα αυτομάτου ελέγχου στα πειράματα θερμοπυρηνικής σύντηξης, αυτό της ελεγχόμενης εκτόξευσης υψίσουχνης ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας στο πλάσμα. Συγκεκριμένα, επιχειρείται η επίτευξη των ακόλουθων στόχων:

1. Περιγραφή του φυσικού και τεχνολογικού προβλήματος του αυτόματου ελέγχου σε πειραματικούς ανιδραστήρες ελεγχόμενης θερμοπυρηνικής σύντηξης, με έμφαση στον έλεγχο μέσω εναπόθεσης μικροκυματικής ισχύος.
2. Περιγραφή και ανάπτυξη μαθηματικών μοντέλων για την εξομοίωση διατάξεων και λειτουργιών ενός συστήματος αυτόματου ελέγχου της μικροκυματικής διάδοσης σε πειράματα σύντηξης.
3. Κατασκευή αλγορίθμου εξομοίωσης ενός τυπικού συστήματος αυτόματου ελέγχου της εκτόξευσης μικροκυματικής ακτινοβολίας στο πλάσμα σε περιβάλλον MATLAB/Simulink.

1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ — ΒΑΣΙΚΕΣ ΕΝΝΟΙΕΣ

1.1 Τι είναι η θερμοπυρηνική σύντηξη

Ο όρος «θερμοπυρηνική σύντηξη» χρησιμοποιείται για να περιγράψει τη διαδικασία συνένωσης πυρήνων μικρής μάζας σε βαρύτερους με ταυτόχρονη απελευθέρωση ενέργειας. Αυτή η διεργασία είναι που τροφοδοτεί με ενέργεια τον Ήλιο και τους αστέρες. Στον πυρήνα του Ήλιου, η τεράστια πίεση λόγω της βαρύτητας επιτρέπει τη σύντηξη σε θερμοκρασίες περίπου 10.000.000 βαθμών Κελσίου. Ένα αέριο σε αυτές τις θερμοκρασίες μετατρέπεται σε «πλάσμα», στο οποίο τα ηλεκτρόνια έχουν πλήρως διαχωριστεί από τους ατομικούς πυρήνες (ιόνια). Το πλάσμα αποτελεί την «τέταρτη» κατάσταση της ύλης και χαρακτηρίζεται από ιδιαίτερες φυσικές ιδιότητες, στις οποίες εστιάζεται η έρευνα στη Φυσική Πλάσματος. Αν και η κατάσταση πλάσματος δε συναντάται συχνά στη Γη, περισσότερο από το 95% του Σύμπαντος αποτελείται από πλάσμα.

Ως αποτέλεσμα των αντιδράσεων θερμοπυρηνικής σύντηξης απελευθερώνονται μεγάλα ποσά ενέργειας, κάτι που οφείλεται στο γεγονός ότι η ενέργεια σύνδεσης ανά ατομικό σωματίδιο από τα προϊόντα της σύντηξης είναι μικρότερη από το άθροισμα των ενεργειών σύνδεσης που χαρακτηρίζει κάθε αντιδρών συστατικό. Αυτός ο κανόνας ισχύει μέχρι και το σχηματισμό του σιδήρου, καθώς ύστερα κατά την παραγωγή βαρύτερων πυρήνων υπάρχει ενεργειακό έλλειμμα. Συνεπώς, με τη δημιουργία των προϊόντων της σύντηξης υπάρχει ένα “περίσσειμα” ενέργειας που απελευθερώνεται στο περιβάλλον υπό τη μορφή κινητικής ενέργειας στα υποατομικά σωματίδια-προϊόντα (σωματίδια β και νετρίνα ηλεκτρονίου) καθώς και με τη μορφή ακτινοβολίας γ.

Στην πράξη, πυρηνική σύντηξη μπορούν να δημιουργήσουν μόνον ελαφρά στοιχεία, όπως τα ισότοπα του υδρογόνου. Με την θέρμανση αερίου υδρογόνου σε υψηλές θερμοκρασίες, προκαλούνται ορμητικές συγκρούσεις των πυρήνων των ατόμων του υδρογόνου και τελικά αυτοί συνενώνονται δημιουργώντας σταδιακά πυρήνες ενός άλλου στοιχείου (μεταστοιχείωση), του πλίου, εκλύοντας ταυτόχρονα θερμική ενέργεια. Στην τρέχουσα έρευνα για την επίτευξη θερμοπυρηνικής σύντηξης στο εργαστήριο, αυτή η ενέργεια που συσσωρεύεται στο τέλος της διαδικασίας επιχειρείται να αξιοποιηθεί προς χρήση στην παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας.

1.2 Περιγραφή αντιδραστήρα, ασφάλεια και περιβαλλοντικές επιπτώσεις

Ένας αντιδραστήρας σύντηξης μοιάζει με έναν καυστήρα: Το καύσιμο που εισάγεται στο σύστημα εξαντλείται άμεσα, έτσι ώστε κάθε στιγμή η ποσότητα καυσίμου στο θάλαμο αντίδρασης να είναι ελάχιστη (περίπου 1 g D-T σε όγκο 1000 m³). Αν η παροχή καυσίμου διακοπεί, οι αντιδράσεις σύντηξης διαρκούν μόνο λίγα δευτερόλεπτα.

Οποιαδήποτε δυσλειτουργία της διάταξης έχει ως αποτέλεσμα την πτώση της θερμοκρασίας του πλάσματος, τη διακοπή των αντιδράσεων και την παύση της λειτουργίας της συσκευής.

Οι αντιδράσεις σύντηξης μεταξύ δύο ισοτόπων του υδρογόνου, του δευτέρου και του τρίτιου, παρέχουν τη βάση για την ανάπτυξη ενός αντιδραστήρα σύντηξης. Το δευτέριο είναι ένα ισότοπο που υπάρχει στη φύση, είναι μη ραδιενεργό και μπορεί να εξαχθεί από το νερό (σε κάθε m^3 νερού υπάρχουν, κατά μέσο όρο, 35 g δευτέρου). Στη Γη δεν υπάρχει τρίτιο, αλλά μπορεί να παραχθεί από λίθιο (ένα ελαφρύ μέταλλο που υπάρχει σε αφθονία) στο εσωτερικό του αντιδραστήρα σύντηξης. Κάθε αντίδραση σύντηξης παράγει ένα σωματίδιο α (δηλ. τον πυρήνα του στοιχείου «ήλιο») και ένα νετρόνιο μεγάλης ενέργειας. Τα νετρόνια διαφεύγουν από το πλάσμα και επιβραδύνονται σε ένα «μανδύα» που περιβάλλει το πλάσμα. Στο εσωτερικό αυτού του μανδύα το λίθιο μετατρέπεται σε τρίτιο, το οποίο επανεισάγεται στο θάλαμο ως καύσιμο, και η θερμότητα που παράγεται από τα νετρόνια χρησιμοποιείται για την παραγωγή ατμού που θέτει σε κίνηση στροβίλους με σκοπό την παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας. Η τροφοδοσία μιας πόλης περίπου 1.000.000 κατοίκων με ηλεκτρισμό για ένα έτος, απαιτεί τη λειτουργία μιας μονάδας παραγωγής ηλεκτρικής ενέργειας από σύντηξη με ποσότητα καυσίμου ίση με εκείνη που χωράει σε ένα μικρό φορτηγό.

Τα βασικά καύσιμα της σύντηξης, το δευτέριο (ισότοπο υδρογόνου) και το λίθιο, καθώς και το προϊόν της αντίδρασης, το ήλιο, είναι μη ραδιενεργά. Το ραδιενεργό ενδιάμεσο καύσιμο, το τρίτιο, έχει χρόνο ημιζωής 12,6 χρόνια και η διάσπασή του παράγει ένα ηλεκτρόνιο πολύ χαμηλής ενέργειας. Στον αέρα, αυτό το ηλεκτρόνιο μπορεί να διανύσει μόλις λίγα χιλιοστά και δεν μπορεί να διαπεράσει ούτε καν ένα φύλλο χαρτιού, αλλά το τρίτιο είναι επιβλαβές αν εισχωρήσει στο ανθρώπινο σώμα. Έτσι, έχουν σχεδιασθεί και εγκατασταθεί στη διάταξη διάφορες δικλίδες ασφαλείας για την αντιμετώπιση του τρίτιου. Επειδή το τρίτιο παράγεται στο βαθμό που είναι απαραίτητο για τη διατήρηση της διαδικασίας σύντηξης στο θάλαμο του αντιδραστήρα, δεν υπάρχει ανάγκη για συχνή μεταφορά ραδιενεργού καυσίμου σε μια μονάδα παραγωγής ενέργειας από σύντηξη.

Η ενέργεια που παράγεται από τις αντιδράσεις σύντηξης θα χρησιμοποιείται για την παραγωγή ηλεκτρισμού ή ως θερμότητα για βιομηχανική χρήση. Η κατανάλωση καυσίμου σε ένα σταθμό παραγωγής ενέργειας από σύντηξη θα είναι εξαιρετικά χαμηλή. Για την επίσημη λειτουργία μιας τέτοιας μονάδας ισχύος 1 GW θα χρειάζονται περίπου 100 kg δευτέρου και 3 τόνοι φυσικού λιθίου, ενώ θα παράγονται περίπου 7.000.000.000 kWh. Μια μονάδα παραγωγής ενέργειας από λιθάνθρακα, χωρίς τις διεργασίες απομόνωσης του άνθρακα, απαιτεί περίπου 1.500.000 τόνους καυσίμου για να παράγει την ίδια ενέργεια. Οι αντιδραστήρες σύντηξης δεν παράγουν αέρια θερμοκηπίου και άλλες ρυπογόνους ουσίες που έχουν ζημιωγόνες επιπτώσεις στο περιβάλλον και συντελούν στην κλιματική αλλαγή.

Τα νετρόνια που παράγονται κατά την αντίδραση σύντηξης αλληλεπιδρούν με τα υλικά γύρω από το πλάσμα. Μια προσεκτική επιλογή των υλικών αυτών θα οριοθετήσει την απαλλαγή τους από τον τακτικό έλεγχο (και πιθανώς θα καταστήσει δυνατή την ανακύκλωσή τους) ενδεχομένως έως και 100 χρόνια ύστερα από τη διακοπή της λειτουργίας της μονάδας παραγωγής ενέργειας. Ως εκ τούτου, τα απόβλητα από τις μονάδες δε θα αποτελούν μακροπρόθεσμο βάρος για τις επόμενες γενεές.

Γενικά, σε αντίθεση με την πυρηνική σχάση, η θερμοπυρηνική σύντηξη έχει σαφή και πολλαπλά πλεονεκτήματα:

1. Σχεδόν απεριόριστη διαθεσιμότητα καυσίμου. Τα βασικά καύσιμα κατανέμονται ευρέως σε όλο τον κόσμο. Το δευτέριο είναι άφθονο και μπορεί να εξαχθεί εύκολα, π.χ. από το θαλασσινό νερό. Το τρίτιο μπορεί να παραχθεί από το λίθιο, ένα ελαφρύ μέταλλο, ευρύτατα διαθέσιμο στη γήινη λιθόσφαιρα.
2. Καμία εκπομπή αερίου θερμοκηπίου. Η διαδικασία της θερμοπυρηνικής σύντηξης δε συνδέεται με την παραγωγή αερίων όπως το διοξείδιο του άνθρακα, που προκαλούν αυξανόμενη ανησυχία για τη θέρμανση του πλανήτη και άλλες καταστρεπτικές επιδράσεις στο περιβάλλον.
3. Κατάλληλη για μεγάλης κλίμακας παραγωγή ηλεκτρικής ενέργειας, που απαιτείται για τις αυξανόμενες ενεργειακές ανάγκες των σύγχρονων πόλεων. Ένας σταθμός παραγωγής ηλεκτρικού ρεύματος με θερμοπυρηνική σύντηξη θα έχει ισχύ της τάξης του 1GW, δηλαδή θα είναι σε θέση να παράγει μεγάλο ποσό ηλεκτρικής ενέργειας 24 ώρες το εικοσιτετράωρο.
4. Τα ραδιενεργά απόβλητα από τη θερμοπυρηνική σύντηξη είναι βραχύβια και δεν θα είναι βάρος στις μελλοντικές γενιές, καθώς και πολύ χαμηλός κίνδυνος για ραδιενεργές εκπομπές στο περιβάλλον. Διεξοδικές μελέτες ασφάλειας έχουν δείξει, ότι ένας σταθμός παραγωγής ηλεκτρικού ρεύματος με θερμοπυρηνική σύντηξη μπορεί να χρησιμοποιείται χωρίς κίνδυνο σημαντικών ραδιενεργών εκπομπών. Ακόμη και στο δυσμενέστερο σενάριο ατυχήματος, δεν θα υπήρχε καμία ανάγκη να απομακρυνθεί ο τοπικός πληθυσμός.
5. Δεν υπάρχει κίνδυνος από τη λειτουργία ενός αντιδραστήρα σύντηξης, διότι απομακρύνσεις προς οποιαδήποτε κατεύθυνση από το σχεδιασμένο σημείο λειτουργίας οδηγεί είτε σε επιστροφή στο σημείο λειτουργίας είτε σε «σβήσιμο» του αντιδραστήρα. Σε αντίθεση με τους αντιδραστήρες σχάσης, η σύντηξη δεν εμπλέκει καμία αλυσιδωτή αντίδραση, συνεπώς είναι αδύνατο να προκύψουν ανεξέλεγκτες συνθήκες που οδηγούν σε ατυχήματα διαρροής.

1.3 Έρευνα στη θερμοπυρηνική σύντηξη: Η προοπτική του ITER

Στις χαμηλές πιέσεις τις οποίες μπορούμε να παράγουμε στο εργαστήριο, οι επιθυμητοί ρυθμοί παραγωγής ενέργειας από σύντηξη απαιτούν θερμοκρασίες πάνω από 100.000.000 βαθμούς Κελσίου. Η επίτευξη τέτοιων θερμοκρασιών απαιτεί, με τη σειρά της, την ισχυρή θέρμανση του καυσίμου και την ελαχιστοποίηση των θερμικών απωλειών μέσω της διατήρησης του θερμού καυσίμου σε μεγάλη απόσταση από τα τοιχώματα του αντιδραστήρα. Σε ένα τέτοιο περιβάλλον, λόγω του ότι το αέριο καύσιμο έρχεται σε μορφή πλάσματος (ιονισμένου αερίου), η επίτευξη του στόχου γίνεται μέσω της δημιουργίας ενός τοροειδούς κλωβού από ισχυρά μαγνητικά πεδία, του tokamak. Αυτά τα μαγνητικά πεδία εμποδίζουν τη διαφυγή των ηλεκτρικά φορτισμένων σωματιδίων του πλάσματος.

Το Ευρωπαϊκό tokamak JET (Joint European Torus) που βρίσκεται στο Culham της Μεγάλης Βρετανίας είναι σήμερα το μεγαλύτερο πείραμα σύντηξης στον κόσμο και προς το παρόν το μόνο ικανό να λειτουργεί με καύσιμο από μείγμα D-T. Στο JET έχουν επιτευχθεί όλοι οι στόχοι που είχαν τεθεί αρχικά και σε ορισμένες περιπτώσεις

έχουν ξεπεραστεί, όπως το 1997 με το ρεκόρ των 16 MW στην παραγωγή ισχύος από θερμοπυρηνική σύντηξη. Στην Ευρώπη υπάρχει ένας αριθμός από μεγάλες πειραματικές εγκαταστάσεις, οι οποίες συμβάλλουν στη βάση δεδομένων που είναι αναγκαίες για την πρόοδο στην έρευνα της σύντηξης. Ένα πρόσφατο επίτευγμα υπήρξε στο tokamak Tore Supra στη Γαλλία, στο οποίο μελετάται η μόνιμη λειτουργία διατάξεων σύντηξης. Το 2003 η διάταξη αυτή παράγαγε μια υψηλών επιδόσεων εκκένωση πλάσματος με ρεκόρ διάρκειας 6,5 min. Η συνολική ποσότητα εξωτερικής ενέργειας που απαιτήθηκε για τη διατήρηση του πλάσματος στη διάρκεια αυτής της χρονικής περιόδου, και η οποία έπρεπε επίσης να απαχθεί ως θερμότητα, ήταν μεγαλύτερη από 1 GJoule (αρκετή για να βράσουν τρεις τόνοι νερού).

Ένα απλό κριτήριο για τη αποδοτικότητα της λειτουργίας των διατάξεων σύντηξης είναι ο λόγος Q της παραγόμενης ισχύος από αντιδράσεις σύντηξης προς την ισχύ που απαιτείται για τη θέρμανση. Το πλάσμα φθάνει στη συνθήκη αυτοσυντηρούμενης «καύσης» ($Q=\infty$) όταν η απώλεια ενέργειας από το πλάσμα αντισταθμίζεται από τη θέρμανση του πλάσματος λόγω αντιδράσεων σύντηξης. Μόλις ικανοποιηθεί αυτή η συνθήκη, δεν απαιτείται πλέον εξωτερική θέρμανση για τη διατήρηση της απαραίτητης υψηλής θερμοκρασίας, και όπως συμβαίνει με τη φωτιά, το πλάσμα θα συνεχίσει να «καίει» για όσο διάστημα τροφοδοτείται με καύσιμο.

Η διάταξη του JET έχει επιτύχει $Q=0,7$. Η επόμενη μηχανή, ο ITER (Διεθνής Θερμοπυρηνικός Πειραματικός Αντιδραστήρας), στοχεύει σε $Q=10$, ενώ οι μελλοντικοί αντιδραστήρες σύντηξης ίσως έχουν τιμές του Q μέχρι το 40 ή το 50. Δηλαδή, στους μελλοντικούς αντιδραστήρες σύντηξης δεν θα είναι πλέον απαραίτητο να ικανοποιείται αυτή η συνθήκη και θα αρκεί να σχεδιάσουμε ενισχυτές ισχύος. Επειδή οι περισσότερες σύγχρονες διατάξεις δε χρησιμοποιούν τρίτιο, η λειτουργία τους χαρακτηρίζεται από το συνδυασμό παραμέτρων πλάσματος οι οποίες δείχνουν πόσο καλά προσεγγίζονται οι κατάλληλες για σύντηξη συνθήκες. Οι μηχανές με την καλύτερη λειτουργία έχουν πετύχει παραμέτρους οι οποίες πλησιάζουν εκείνες που απαιτούνται για έναν αντιδραστήρα.

1.4 Το θερμοπυρηνικό πλάσμα ως φυσικό σύστημα

Ο ορισμός «πλάσμα» χρησιμοποιείται για το χαρακτηρισμό μη ιδανικών αερίων που ένα ποσοστό των ατόμων τους είναι ιονισμένο. Αυτός ο ορισμός δε σημαίνει ότι οποιοδήποτε φορτισμένο αέριο είναι πλάσμα, διότι το πλάσμα πρέπει να ικανοποιεί συγκεκριμένα κριτήρια. Η ουσία των κριτηρίων αυτών έγκειται στο ότι, στο πλάσμα, οι δυνάμεις που καθορίζουν την κίνηση των σωματιδίων είναι οι ηλεκτρομαγνητικές δυνάμεις μεγάλης εμβέλειας, ενώ σε ένα συνηθισμένο αέριο τα σωματίδια αλληλεπιδρούν μόνο κατά τη διάρκεια των συγκρούσεων. Στο εργαστήριο το πλάσμα δημιουργείται κύρια από τις ηλεκτρικές εκκενώσεις, ενώ ένας άλλος μηχανισμός είναι αυτός του θερμικού ιονισμού.

Λόγω της μεγάλης εμβέλειας των δυνάμεων Coulomb, κάθε φορτίο αλληλεπιδρά συγχρόνως με ένα αρκετά μεγάλο αριθμό άλλων φορτίων και ενδεχομένως και με κάποια εξωτερικά πεδία, αλλά και μέσω της κίνησής του παράγει και το ίδιο ηλεκτρομαγνητικό πεδίο. Αυτό έχει σαν συνέπεια την εμφάνιση πληθώρας φυσικών φαινομένων στο πλάσμα σε σχέση με τα συνηθισμένα αέρια.

Μια από τις κύριες φυσικές συμπεριφορές του πλάσματος είναι οι ηλεκτροστατικές ταλαντώσεις. Οι ταλαντώσεις αυτές οφείλονται στην εσωτερική δομή του πλάσματος και γίνονται με συχνότητα:

$$\omega_{pe}^2 = \frac{n_e q_e^2}{\epsilon_0 m_e} \quad (1.4.1)$$

Η συχνότητα πλάσματος είναι σημαντική παράμετρος διότι παίζει πολύ βασικό ρόλο στον καθορισμό του είδους των κυμάτων που μπορούν να διαδοθούν στο πλάσμα.

Στην περίπτωση όπου στο πλάσμα επιβάλλεται ένα εξωτερικό μαγνητικό πεδίο εμφανίζεται ένα νέο είδος περιοδικών κινήσεων με συχνότητα:

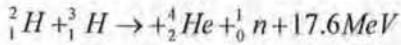
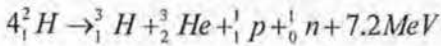
$$\omega_{cs} = \frac{q_s B_0}{m_s} \quad (1.4.2)$$

Απουσία άλλων εξωτερικών δυνάμεων, η κίνηση κατά μήκος του μαγνητικού πεδίου είναι ευθύγραμμη ομαλή, ενώ η συνολική κίνηση του φορτίου είναι ελικοειδής γύρω από το μαγνητικό πεδίο (Σχήμα 1.4.1). Η φορά της κίνησης είναι αντίθετη για τα ηλεκτρόνια απ' ότι για τα ιόντα. Σε σύγκριση με το μη μαγνητισμένο πλάσμα, οι κινήσεις που εκτελούν τα φορτία είναι περιορισμένες γύρω από τις μαγνητικές γραμμές.



Σχήμα 1.4.1: Σχηματική αναπαράσταση των κινήσεων των ηλεκτρικών φορτίων του πλάσματος σε μαγνητισμένο και αμαγνήτιστο πλάσμα.

Από το 1952 είναι ενεργή η προσπάθεια να ελεγχθούν στο εργαστήριο αντιδράσεις θερμοπυρηνικής σύντηξης. Όπως αναφέραμε παραπάνω, οι κύριες αντιδράσεις σύντηξης είναι με αντιδρώντα μόνο άτομα D ή με άτομα D και T:

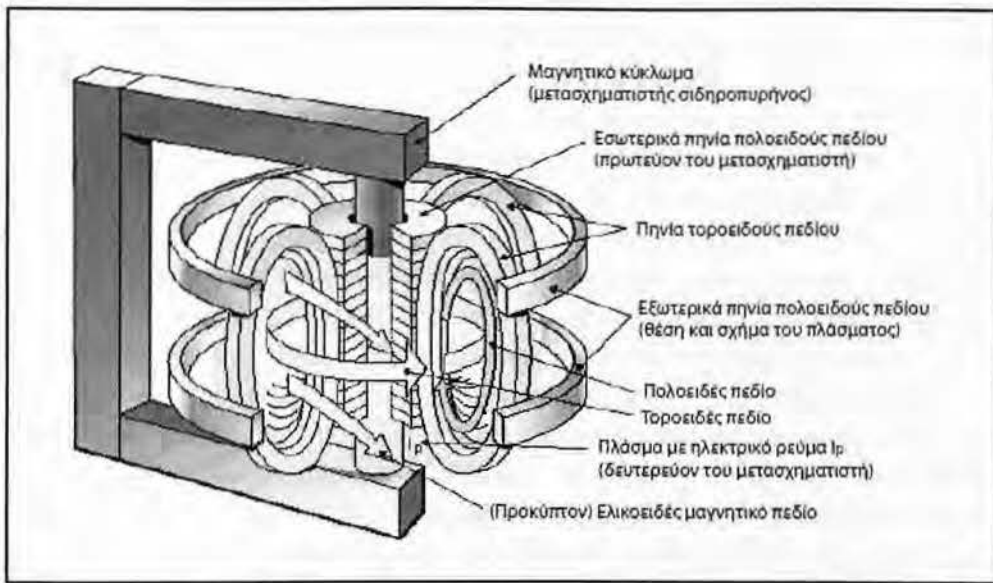


Δεδομένου ότι το δευτέριο είναι βασικό συστατικό του νερού, η επίτευξη σύντηξης θα σπράνει ουσιαστικά τη δημιουργία τεράστιων πηγών ενέργειας με μικρό κόστος και υψηλή διαθεσιμότητα. Το βασικό πρόβλημα για την επίτευξη ελεγχόμενης σύντηξης είναι διττό:

1. Δημιουργία πλάσματος με πολύ υψηλή θερμοκρασία (άνω των 10 KeV), διότι μόνο τότε η ενεργός διατομή των αντιδράσεων σύντηξης είναι σημαντική.
2. Συγκράτηση του πλάσματος για χρόνο αρκετό ώστε να συμβεί μεγάλος αριθμός αντιδράσεων.

Σχετικά με το πρόβλημα της θέρμανσης και περιορισμού του πλάσματος έχουν υλοποιηθεί διαφόρων τύπων διατάξεις. Περισσότερα πλεονεκτήματα εμφανίζουν διατάξεις που βασίζονται στο μαγνητικό περιορισμό του πλάσματος, οι οποίες αξιοποιούν το χωρικό περιορισμό των τροχιών των φορτίων από το μαγνητικό πεδίο. Στην κυριότερη από αυτές, το tokamak, το πλάσμα περιέχεται σε ένα τοροειδή θάλαμο και το μαγνητικό πεδίο δημιουργείται από πηνία τυλιγμένα εξωτερικά γύρω απ' τον θάλαμο (Σχήμα. 1,4,2). Το τοροειδές πεδίο είναι ισχυρό, με αποτέλεσμα οι ακτίνες των τροχιών να είναι πολύ μικρές σε σχέση με τις διαστάσεις του tokamak. Αν το πεδίο αυτό δε μεταβαλλόταν στο χώρο, τότε η συνισταμένη δύναμη θα κρατούσε το πλάσμα «κολλημένο» γύρω από τις μαγνητικές γραμμές και θα είχαμε τέλειο περιορισμό.

Στην πραγματικότητα όμως, λόγω της καμπυλότητας του θαλάμου κατά μήκος της σωληνοειδούς διάστασης, το μαγνητικό πεδίο είναι ανομοιογενές και τα φορτία οδηγούνται σε κίνηση «ολισθήσης» προς τα τοιχώματα. Γι' αυτό το λόγο επάγεται ένα τοροειδές ρεύμα με χρήση εξωτερικού παλμικού μετασχηματιστή, το οποίο δημιουργεί ένα πολοειδές μαγνητικό πεδίο με σκοπό την αναχαίτιση των ολισθήσεων (το συνολικό μαγνητικό πεδίο γίνεται ελικοειδές). Η ενέργεια αυτή βελτιώνει αρκετά τον περιορισμό αλλά δε λύνει οριστικά το πρόβλημα, διότι αφενός η συσκευή δεν έχει συνεχόμενη λειτουργία, αφετέρου οι ολισθήσεις δημιουργούν αστάθειες που οδηγούν το πλάσμα σε τυρβώδη κατάσταση. Η βελτίωση της αποδοτικότητας της λειτουργίας των tokamak είναι στο επίκεντρο της τρέχουσας έρευνας. Τα κυριότερα ευρωπαϊκά πειράματα βρίσκονται στην Αγγλία (JET) και τη Γερμανία (ASDEX Upgrade), ενώ είναι σε εξέλιξη η κατασκευή του ITER στη Νότια Γαλλία ο οποίος προσδοκάται να αποτελέσει το τελευταίο βήμα πριν τον πρώτο πειραματικό σταθμό παραγωγής ενέργειας από ελεγχόμενη σύντηξη.



Σχήμα 1.4.2: Το tokamak, η σύγχρονη πειραματική διάταξη για την επίτευξη ελεγχόμενης θερμοπυρηνικής σύντηξης μέσω του μαγνητικού περιορισμού πλάσματος.

1.5 Αυτόματος έλεγχος στη θερμοπυρηνική σύντηξη

Το πλαίσιο που περιγράφεται παραπάνω είναι μία από τις πιο ελπιδοφόρες προσπάθειες για την επίτευξη σύντηξης στο εργαστήριο, η οποία βασίζεται στη μαγνητική συγκράτηση πλάσματος υψηλής πυκνότητας και θερμοκρασίας. Παλαιότερες ερευνητικές συσκευές χρησιμοποίησαν ηλεκτρικό ρεύμα για να δημιουργηθεί ένα τοροειδούς μορφής μαγνητικό πεδίο και να οδηγήσει το πλάσμα κατά μήκος ενός γραμμικού τμήματος του άξονα. Οι ερευνητές είχαν προβλέψει πως όταν το πλάσμα περιορίζεται σε ένα σπειροειδούς σχήματος μαγνητικό πεδίο με μαγνητικές γραμμές παράλληλα προς τον άξονα, είναι πιο αποτελεσματικό από ότι στις ευθύγραμμες γεωμετρίες. Ωστόσο, οι αρχικές εφαρμογές έδειξαν ότι τέτοιες συνθέσεις είναι ασταθείς και γρήγορα χάνουν την συγκράτηση.

Κατά τα τελευταία έτη η πρόοδος είναι σημαντική, κυρίως λόγω της ανάπτυξης εξελιγμένων πειραματικών συσκευών που χρησιμοποιούν σπειροειδείς συνθέσεις του πλάσματος (tokamak). Τα tokamak συνδυάζουν τοροειδή πεδία με δακτυλιοειδή τροχιά για τη σταθεροποίηση του πλάσματος απέναντι στην εσωτερική πίεση, κάνοντας εφικτή την συνεχή σύντηξη. Τα σωματίδια βρίσκονται παράλληλα με το μαγνητικό πεδίο, το οποίο βρίσκεται σε μια ελικοειδή πορεία κατά μήκος του σπειροειδούς άξονα, ενώ η κάθετη κλίση τους προς τα τοιχώματα της συσκευής είναι πολύ μικρότερη. Το tokamak χαρακτηρίζεται από τη χρήση του ηλεκτρικού ρεύματος στο πλάσμα, που προκαλείται από παλμικό μετασχηματιστή, δημιουργεί την ελικοειδή συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου.

Η πειραματική τεχνολογία της σύντηξης, με ισχυρή στήριξη από τη θεωρία, έχει φθάσει πλέον σε ένα σημείο όπου οι διατάξεις tokamak είναι σε θέση να παράγουν περίπου τόση ενέργεια όση αυτή που δαπανάται για τη θέρμανση του πλάσματος, ενώ

παράλληλα έχει προταθεί ένα σχέδιο μακράς εμβέλειας για την ανάπτυξη σταθμών πλεκτροπαραγωγής από σύντηξη. Το πείραμα ITER θα είναι σε θέση να εξερευνήσει προηγμένες λειτουργίες του tokamak, που χαρακτηρίζεται από υψηλή πίεση πλάσματος, μεγάλους χρονικούς περιορισμούς και χαμηλά επαγωγικά ρεύματα στο πλάσμα, το οποίο επιτρέπει την μη παλμική λειτουργία. Αυτές οι προηγμένες λειτουργίες βασίζονται σε μεγάλο βαθμό στον ενεργό έλεγχο για την ανάπτυξη και διατήρηση υψηλών επιδόσεων πλάσματος με επαρκή πυκνότητα, θερμοκρασία και τον περιορισμό ώστε να διατηρήσει έναν αυτοσυντηρούμενο κύκλο σύντηξης για αρκετό χρόνο.

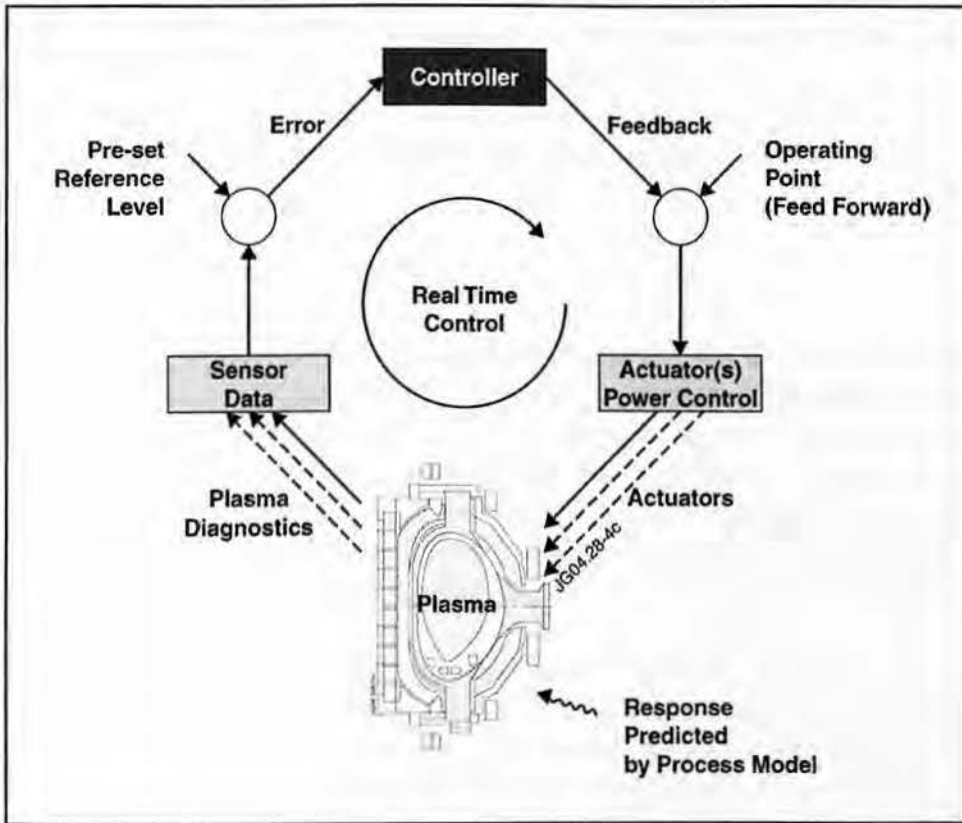
Ιστορικά, ο σχεδιασμός ελέγχου του tokamak βασίστηκε σε ένα συνδυασμό θεωρητικής προσέγγισης και εμπειρικής ρύθμισης των ελεγκτών για να επιτευχθεί η επιθυμητή απόδοση. Η προσέγγιση αυτή συνάδει με την εστίαση των προηγούμενων πειραμάτων να μελετήσουν τα βασικά ζητήματα της φυσικής του πλάσματος, ωστόσο τα τελευταία χρόνια οι υπάρχουσες διατάξεις απαιτούν ολοένα και πιο ακριβή έλεγχο. Νέες διατάξεις tokamak, όπως το ITER, πρέπει να επιτύχουν υψηλούς στόχους σχετικά με τη ρύθμιση και τη θέση της μορφής του πλάσματος, την ροή της θερμότητας και τον ρυθμό των αντιδράσεων σύντηξης. Οι σχεδιασμοί ελέγχου για τις εν λόγω διατάξεις tokamak πρέπει επίσης να είναι λειτουργικοί κατά την αρχική λειτουργία της συσκευής με την ελάχιστη απαιτούμενη εξωτερική παρέμβαση. Εκτός από τα αυτόματα συστήματα, τα περισσότερα, αλλά ίσως όχι όλα, προϋποθέτουν επίσης έλεγχο ανάδρασης.

Όλες αυτές οι απαιτήσεις σχεδιασμού συνεπάγονται άμεση προσφυγή σε προσομοίωση του πλάσματος. Έτσι, ο σχεδιασμός ελέγχου του πλάσματος έχει αρχίσει να χρησιμοποιεί όλο και πιο εξελιγμένες μεθόδους για την εφαρμογή σύγχρονων ελεγκτών. Από την πλευρά του αυτόματου ελέγχου, οι διατάξεις tokamak είναι υψηλής τάξης μη γραμμικά συστήματα με μεγάλο αριθμό ασταθειών, μερικές από τις οποίες εγκυμονούν κινδύνους για την ίδια τη συσκευή. Αυτό ισχύει ιδιαίτερα σε έναν αντιδραστήρα σύντηξης: ο αυτόματος έλεγχος πλάσματος με πολλές παραμέτρους, μεταξύ των οποίων η ακτινική και η κατακόρυφη θέση, το μαγνητικό πεδίο και η μαγνητούδροδυναμική ευστάθεια, είναι ζωτικής σημασίας για τη βέλτιστη λειτουργία του μηχανήματος.

Έχει σημειωθεί σημαντική πρόοδος σε πολλά από τα προβλήματα ελέγχου στα tokamaks εξαιτίας των πολυάριθμων δραστηριοτήτων που λαμβάνουν χώρα στον συγκεκριμένο τομέα εδώ και πολλά χρόνια. Υπάρχει επίσης ένας μεγάλος αριθμός εξίσου σημαντικών προβλημάτων που δεν είναι και τόσο ώριμες οι συνθήκες για την ανάπτυξη μοντέλων ελέγχου όπως σε εκείνα στα οποία η έρευνα είναι ενεργή και αυξάνεται με ταχείς ρυθμούς. Τομείς της ενεργού έρευνας περιλαμβάνουν εργασίες με βασική κατανόηση της φυσικής, την ανάπτυξη διατάξεων για τον έλεγχο, την ανάπτυξη των προτύπων ελέγχου και την εφαρμογή εξελιγμένων αλγορίθμων.

Ένα πείραμα tokamak έχει πολλές ιδιότητες στον χώρο των βιομηχανικών οργάνων ελέγχου. Η συσκευή διαθέτει ένα λειτουργικό προφίλ το οποίο μπορεί να χρησιμοποιηθεί και στο στάδιο της εκκίνησης, και σε σταθερή κατάσταση καθώς και κατά την παύση της λειτουργίας. Η σταθερή κατάσταση φάσης λειτουργίας απαιτεί υψηλής απόδοσης έλεγχο για την επίτευξη σταθερής, αποτελεσματικής και βελτιστοποιημένης λειτουργίας, ενώ ταυτόχρονα επιτυγχάνεται ο στόχος του περιορισμού της χωρικής κατανομής πλάσματος. Οι παράμετροι ελέγχου περιλαμβάνουν τα παρακάτω: Σχήμα του πλάσματος, κατακόρυφη ευστάθεια, πυκνότητα του πυρήνα, θερμοκρασία, ακτινοβολία και πολλές άλλες.

Επειδή ορισμένες από τις παραμέτρους αυτές, υπό συγκεκριμένες προϋποθέσεις, μπορεί να μην είναι ορατές, είναι πιθανόν να απαιτηθεί η χρήση κατάλληλων ενεργοποιητών. Σε αυτούς περιλαμβάνονται μαγνητικά πηνία, ηλεκτρομαγνητικά κύματα κλπ. Ένα βασικό σχέδιο του συστήματος αυτομάτου ελέγχου με ανατροφοδότηση, σε πραγματικό χρόνο, φαίνεται στο παρακάτω σχήμα.



Σχήμα 1.5.1: Σχηματική αναπαράσταση του αυτομάτου ελέγχου ενός tokamak.

Ένας αισθητήρας μετρά τις μεταβολές μιας παραμέτρου ελέγχου με την πάροδο του χρόνου. Ορισμένες παράμετροι ελέγχου (π.χ. μαγνητικό πεδίο) αντιστοιχούν άμεσα στις πειραματικές μετρήσεις, ενώ άλλες (π.χ. πίεση) απαιτούν το σήμα του αισθητήρα να υπολογίζεται από διάφορες ανεξάρτητες μετρήσεις. Ο αυτόματος έλεγχος, σε πραγματικό χρόνο, επιτυγχάνεται συγκρίνοντας το σήμα του αισθητήρα με μια επιθυμητή τιμή αναφοράς που είναι προκαθορισμένη στο σενάριο του πειράματος. Η διαφορά μεταξύ των δύο, δηλαδή το σφάλμα, χρησιμοποιείται ως είσοδος για τον ελεγκτή.

Τα τελικά στοιχεία ελέγχου πρέπει να είναι σχεδιασμένα έτσι ώστε να έχουν δυνατότητα παρέμβασης και κατ' επέκταση να μπορούν να αλλάζουν τις ποσότητες που μετρώνται από τους αισθητήρες, αλλά χωρίς να τροποποιούν άλλα χαρακτηριστικά του συστήματος. Ο ελεγκτής, από την άλλη πλευρά, θα πρέπει να είναι σχεδιασμένος ώστε να μπορεί να ανταποκριθεί σε σφάλματα εντός εύλογου χρονικού διαστήματος, δεδομένου ότι η συσχέτιση του χρόνου στην όλη διαδικασία επιβάλλει περιορισμούς που πρέπει να εκπληρωθούν. Δηλαδή, ο υπολογισμός της σωστής εντολής θα πρέπει να πραγματοποιείται σε μια χρονική κλίμακα πολύ μικρότερη από εκείνη της μεταβολής του συστήματος.

Στα σημερινά tokamaks, ο ελεγκτής αποτελείται συνήθως από στοιχεία PID, τα οποία χρησιμοποιούνται βέβαια και σε πολλές βιομηχανικές διεργασίες. Σε ορισμένες περιπτώσεις, η συμπεριφορά του πλάσματος μπορεί να είναι αρκετά πολύπλοκη και περιλαμβάνει πολλές διαταραχές, ενώ και η σχέση μεταξύ της δράσης των ενεργοποιητών και των μειρήσεων του αισθητήρα δεν είναι απλή. Συνεπώς, ένα μοντέλο εξομοίωσης της διαδικασίας είναι απαραίτητο για να προβλέψει την αντίδραση. Ωστόσο τα μοντέλα εξομοίωσης της διαδικασίας, που βασίζονται σε εξισώσεις φυσικής πλάσματος από μόνες τους δεν μπορούν ακόμη να προβλέψουν πλήρως τη συμπεριφορά του. Για το λόγο αυτό, ειδικά πειράματα διενεργούνται για να βοηθήσουν στον εντοπισμό αποτελεσμάτων, ώστε να παράγονται αξιόπιστα μοντέλα διεργασιών τα οποία να μπορούν να εφαρμοστούν.

1.6 Σύνοψη της πτυχιακής εργασίας

Συγκεκριμένες κλασσικές και μοντέρνες μέθοδοι αυτομάτου ελέγχου, εξομοίωση της δυναμικής διεργασιών και μέθοδοι αναγνώρισης συστήματος που χρησιμοποιούνται σε διαφορετικές περιοχές μηχανικών και τεχνολογικών προβλημάτων και συστημάτων μπορούν να εφαρμοστούν εξίσου καλά και σε προβλήματα ελέγχου πλάσματος σύντηξης. Από τη σκοπιά του αυτομάτου ελέγχου, πολλά από αυτά τα προβλήματα φαίνεται να έχουν ένα υψηλό επίπεδο πολυπλοκότητας, ενώ άλλα χρειάζονται πολύ απλά εργαλεία για τα οποία υπάρχει πολύ μεγάλο εύρος γνώσης σε εφαρμογές από το παρελθόν.

Πολλά από τα συστήματα αυτομάτου ελέγχου στα tokamak βασίζονται σε μικροκυματικές πηγές αρκετά υψηλής ισχύος (105-170 GHz, 0.1-2 MW), οι οποίες χρησιμοποιούνται στην καταπολέμηση ασταθειών μέσω της δημιουργίας μη επαγόμενων ρευμάτων αλλά και ως αισθητήρες και διαγνωστικά (ανακλαστομετρία, συμβολομετρία). Η διάδοση ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων στο πλάσμα και η αλληλεπίδραση τους με τα ηλεκτρόνια και τα ιόνια του πλάσματος συναντάται ως φαινόμενο τόσο στο αστροφυσικό όσο και στο εργαστηριακό πλάσμα. Σε περιπτώσεις όπου υπάρχει συντονισμός της κυματικής συχνότητας με τις αρμονικές της συχνότητας περιστροφής των ηλεκτρικών φορτίων γύρω από το μαγνητικό πεδίο, η αλληλεπίδραση χαρακτηρίζεται από σημαντική απορρόφηση του κύματος από το πλάσμα.

Στη συγκεκριμένη εργασία θα μας απασχολήσει κυρίως το πρόβλημα του ελέγχου της εκτόξευσης ενός ηλεκτρομαγνητικού κύματος προς μια επιθυμητή θέση εντός του πλάσματος. Ο σκοπός της εργασίας είναι διττός: Ο πρώτος στόχος είναι να δοθεί μια επισκόπηση των διαφορετικών προβλημάτων αυτομάτου ελέγχου που έχουν συζητηθεί μέχρι σήμερα στη βιβλιογραφία, με εστίαση στις εφαρμογές ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων σε πλάσμα σύντηξης. Το δεύτερο τμήμα θα είναι εστιασμένο στη δυναμική και το έλεγχο του συστήματος εκτόξευσης των κυμάτων μέσα στο πλάσμα. Θα μελετηθούν οι απαιτήσεις του προβλήματος ελέγχου όσον αφορά την ταχύτητα και ακρίβεια του συστήματος σε πραγματικές συνθήκες, οι παράμετροι ευελιξίας τη δυναμικής του συστήματος εκτόξευσης και πως αυτές καθορίζουν το τελικό αποτέλεσμα, αλλά και η συμβολή ενός κατάλληλα σχεδιασμένου ελεγκτή στο τελικό αποτέλεσμα.

2 ΤΟ ΤΟΚΑΜΑΚ ΩΣ ΣΥΣΤΗΜΑ ΑΥΤΟΜΑΤΟΥ ΕΛΕΓΧΟΥ

2.1 Μοντέλα περιγραφής του πλάσματος σύντηξης

Ένα πλήρες μοντέλο για την περιγραφή του πλάσματος θα πρέπει να υπολογίζει συγχρόνως την κίνηση των φορτίων του πλάσματος υπό την επίδραση του εσωτερικού και εξωτερικού ηλεκτρομαγνητικού πεδίου αλλά και την εξέλιξη όλων των πεδίων υπό την επίδραση των φορτίων. Όσον αφορά το πρώτο σκέλος, η δυναμική συμπεριφορά των φορτίων καθορίζεται από την εξίσωση κίνησης (2ος νόμος του Νεύτωνα), ενώ η εξέλιξη των ηλεκτρομαγνητικών πεδίων υπολογίζεται από τις εξισώσεις του Maxwell:

$$\nabla \cdot \bar{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (2.1.1\alpha)$$

$$\nabla \cdot \bar{B} = 0 \quad (2.1.1\beta)$$

$$\nabla \times \bar{E} = -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t} \quad (2.1.1\gamma)$$

$$\nabla \times \bar{B} = \mu_0 \left(j + \epsilon_0 \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} \right) \quad (2.1.1\delta)$$

όπου οι πυκνότητες φορτίου και ρεύματος μπορούν να εκφραστούν ως συναρτήσεις της θέσης και της ταχύτητας των φορτίων του πλάσματος. Αν επρόκειτο να μελετηθεί σύστημα με λίγα σωματίδια, οι παραπάνω εξισώσεις είναι δυνατό να επιλυθούν. Κάτι τέτοιο όμως δε συμβαίνει στην περίπτωση του πλάσματος, επειδή με την επιλογή μικρού αριθμού σωματιδίων δεν είναι δυνατό να προσομοιωθεί η πληθώρα των φυσικών συμπεριφορών στο πλάσμα. Συνεπώς, το πλήρες μοντέλο για την περιγραφή του πλάσματος είναι πρακτικά μη υλοποιήσιμο χωρίς σημαντικές απλοποιήσεις (οι οποίες προφανώς και θα επηρεάσουν την πληρότητα της περιγραφής).

Τα τρία κλασσικά μοντέλα περιγραφής του πλάσματος είναι το μικροσκοπικό μοντέλο, το ρευστοδυναμικό μοντέλο και το στατιστικό μοντέλο. Το πρώτο προσομοιώνει το πλάσμα ως φορτία που δεν αλληλεπιδρούν μεταξύ τους και κινούνται μόνο υπό την επίδραση εξωτερικών δυνάμεων. Στο δεύτερο μοντέλο, το πλάσμα αποτελείται από ένα ή περισσότερα αγώγιμα ρευστά (ηλεκτρόνια, ιόντα), όπου δεν είναι στο επίκεντρο οι λεπτομέρειες της κίνησης του κάθε φορτίου. Το τελευταίο μοντέλο, το οποίο περιλαμβάνει τα δύο προηγούμενα, περιγράφει το πλάσμα στα πλαίσια της πιθανότητας ένα σωματίδιο να βρίσκεται σε μια συγκεκριμένη κατάσταση στο χώρο φάσεων.

Η πρώτη προσέγγιση στο πλάσμα γίνεται πάντα με τη διερεύνηση των τροχιών των φορτισμένων σωματιδίων υπό την επίδραση των εξωτερικών ηλεκτρομαγνητικών δυνάμεων. Παρότι απλοϊκή, η προσέγγιση αυτή παρέχει ποιοτικά συμπεράσματα για τη συλλογική συμπεριφορά του πλάσματος σε δεδομένα μαγνητικά πεδία. Η μελέτη της κίνησης φορτισμένων σωματιδίων μέσα σε ηλεκτρομαγνητικά πεδία γίνεται χρησιμοποιώντας την εξίσωση κίνησης:

$$\frac{d\bar{p}}{dt} = \bar{F} = q(\bar{E} + \bar{v} \times \bar{B}) \quad (2.1.2)$$

Σε συνθήκες για το πλάσμα τελείως διαφορετικές, όπου οι ουσιαστικές διαφορές ανάμεσα στις κινήσεις των φορτίων είναι μικρές, είναι πρακτικότερο να χρησιμοποιηθεί ένα μοντέλο της συλλογικής κίνησης του πλάσματος. Σύμφωνα με αυτό, το πλάσμα αποτελείται από ένα ή περισσότερα αγώγιμα ρευστά που αντιστοιχούν στα διαφορετικά είδη σωματιδίων. Στην πιο απλή περίπτωση των ηλεκτρονίων και ενός είδους ιόντων (μοντέλο δύο ρευστών), χρειαζόμαστε εξισώσεις τόσο για τα ιόντα όσο και για τα ηλεκτρόνια. Η εξίσωση συνέχειας είναι η πρώτη από τις εξισώσεις του μοντέλου και απεικονίζει τη διατήρηση του ηλεκτρικού φορτίου εντός του πλάσματος

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} + \nabla \cdot (n_s \bar{u}_s) = 0 \quad (2.1.3)$$

και ουσιαστικά υποδεικνύει ότι κάθε αλλαγή του αριθμού σωματιδίων σε μια περιοχή του πλάσματος συνδέεται με ροή σωματιδίων εκτός της περιοχής. Η επόμενη εξίσωση του μοντέλου είναι η εξίσωση ορμής και έχει να κάνει με τη διατήρηση της ορμής κατά τις μετατοπίσεις των σωματιδίων στις διαφορετικές διευθύνσεις:

$$n_s m_s \left[\frac{\partial \bar{u}_s}{\partial t} + (\bar{u}_s \cdot \nabla) \bar{u}_s \right] = n_s q_s (\bar{E} + \bar{u}_s \times \bar{B}) - \tau_{ss} - \nabla \cdot \bar{P}_s \quad (2.1.4)$$

Το σύστημα των παραπάνω εξισώσεων δεν είναι «κλειστό», διότι οι εξισώσεις είναι τέσσερις αλλά οι άγνωστοι είναι έξι (πυκνότητες, ταχύτητες και πιέσεις). Για να «κλείσει» το σύστημα απαιτούνται σχέσεις να συνδέουν την πίεση με τα υπόλοιπα μεγέθη. Κάθε τέτοια σχέση ονομάζεται καταστατική εξίσωση και η ακριβής μορφή εξαρτάται από τις συγκεκριμένες υποθέσεις για την εξέλιξη του ρευστού. Αν το πλάσμα, εκτός από ηλεκτρόνια και ιόντα, περιέχει ουδέτερα άτομα ή άλλα είδη ιόντων, χρειάζονται οι εξισώσεις για κάθε επιπλέον πληθυσμό σωματιδίων. Είναι δυνατό να περιγράψουμε το πλάσμα και σαν ενιαίο ρευστό, και τότε έχουμε το μαγνητοϋδροδυναμικό μοντέλο (MHD), του οποίου οι εξισώσεις προκύπτουν με κατάλληλο συνδυασμό των εξισώσεων των δύο.

Στο τρίτο και τελευταίο μοντέλο η περιγραφή είναι μεν μικροσκοπική αλλά έχει στατιστικό χαρακτήρα. Δεν επικεντρωνόμαστε στην ακριβή θέση και ταχύτητα των σωματιδίων αλλά μόνο στην πιθανότητα να βρίσκονται σε μια συγκεκριμένη «κατάσταση» στο χώρο φάσεων. Η μαθηματική βάση για την περιγραφή είναι η συνάρτηση κατανο-

μής, η οποία που δίνει την πυκνότητα πιθανότητας ένα σωματίδιο τη χρονική στιγμή t να βρίσκεται σε μια θέση στο διάστημα $[r, r+dr]$ με ορμή από p ως $p+dp$. Η ιαχύς μιας τέτοιας περιγραφής βασίζεται στο ότι η επίδραση των δυνάμεων μεγάλης εμβέλειας διαρκεί πολύ περισσότερο χρόνο από αυτή των κοντινών δυνάμεων. Αυτό εισάγει τη «μαζοποίηση» των φορτίων που έχουν περίπου την ίδια ορμή και βρίσκονται γύρω από μια συγκεκριμένη θέση, ενώ ο συνολικός αριθμός τους σε μια τέτοια περιοχή δεν αλλάζει στο χρόνο. Λαμβάνοντας υπόψη και την εξίσωση κίνησης, προκύπτει η κινητική εξίσωση:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \bar{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial r} + q(\bar{E} + \bar{v} \times \bar{B}) \cdot \frac{\partial f}{\partial p} = \frac{\partial f}{\partial t} \Big|_{col} \quad (2.1.5)$$

Η κινητική θεωρία παρέχει την πληρέστερη περιγραφή του πλάσματος διότι αφενός μελετά το πλάσμα στο μικροσκοπικό επίπεδο, οπότε συμπεριλαμβάνει λεπτομέρειες που η θεωρία ρευστού δε μπορεί λόγω του μακροσκοπικού της χαρακτήρα, αλλά και πιο πρακτικό από τη μικροσκοπική περιγραφή των κινήσεων των φορτίων. Πέρα όμως από τις διαπιστώσεις αυτές, το πιο ισχυρό επιχείρημα για την πληρότητα της κινητικής θεωρίας είναι ότι εμπεριέχει στη δομή της τόσο την κινηματική των σωματιδίων όσο και τη θεωρία ρευστού.

Η ισορροπία ενός μαγνητισμένου πλάσματος μπορεί να περιγραφεί χωρίς να λάβουμε υπόψη τις χρονικές παραγώγους στις εξισώσεις MHD. Ελλείψει ροών ($v=0$), αυτές οι εξισώσεις μειώνονται σε τρεις και είναι οι παρακάτω:

$$\nabla p = \mathbf{J} \times \mathbf{B} \quad (2.1.6a)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (2.1.6\beta)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (2.1.6\gamma)$$

Η πρώτη εξίσωση είναι η δύναμη ισορροπίας, η οποία δηλώνει ότι μια συγκεκριμένη ροή, κάθετη στο μαγνητικό πεδίο, εξισορροπεί την κινητική πίεση του πλάσματος. Πρακτικά, για $\nabla p = 0$ τα \mathbf{J} και \mathbf{B} είναι γραμμικά. Οι άλλες δυο εξισώσεις είναι απλά οι εξισώσεις Maxwell που περιγράφουν ένα στατικό μαγνητικό πεδίο.

Μια άμεση συνέπεια της εξίσωσης (2.1.6β), από την $\nabla p \cdot \mathbf{J} = \nabla p \cdot \mathbf{B} = 0$, είναι ότι τα \mathbf{J} και \mathbf{B} κείτονται σε επιφάνειες σταθερής πίεσης. Αυτές οι επιφάνειες επομένως καλούνται «επιφάνειες ροής». Επιπλέον, εξαιτίας του γεγονότος ότι το p είναι μόνο μια συνάρτηση των ροών, σε κάθε επιφάνεια ροής μπορεί να οριστεί μια μοναδική τιμή της ροής, ανεξάρτητη από τη γεωμετρία βάσει της οποίας υπολογίστηκε η ροή. Σε ένα δακτύλιο υπάρχουν δύο διαφορετικοί τύποι καμπυλών: εκείνες που τυλίγουν γύρω από το δακτύλιο σε τοροειδή κατεύθυνση και εκείνες που τυλίγουν σε πολοειδή κατεύθυνση. Εάν ακολουθούμε μια καμπύλη που τυλίγει τοροειδώς, η ολοκλήρωση πέρα από την περιοχή που εσωκλείεται από αυτήν την επιφάνεια δίνει την πολοειδή συνάρτηση Ψ της μαγνητικής ροής και το συνολικό I_{pol} . Δεδομένου ότι και οι δύο είναι σταθερές στην επιφάνεια ροής, το μαγνητικό πεδίο μπορεί να εκφραστεί στις συντεταγμένες (R, φ, Z) :

$$B_{\varphi} = \frac{\mu_0 I_{pol}}{2\pi R} \quad (2.1.7\alpha)$$

$$B_R = -\frac{1}{2\pi R} \frac{\partial \Psi}{\partial Z} \quad (2.1.7\beta)$$

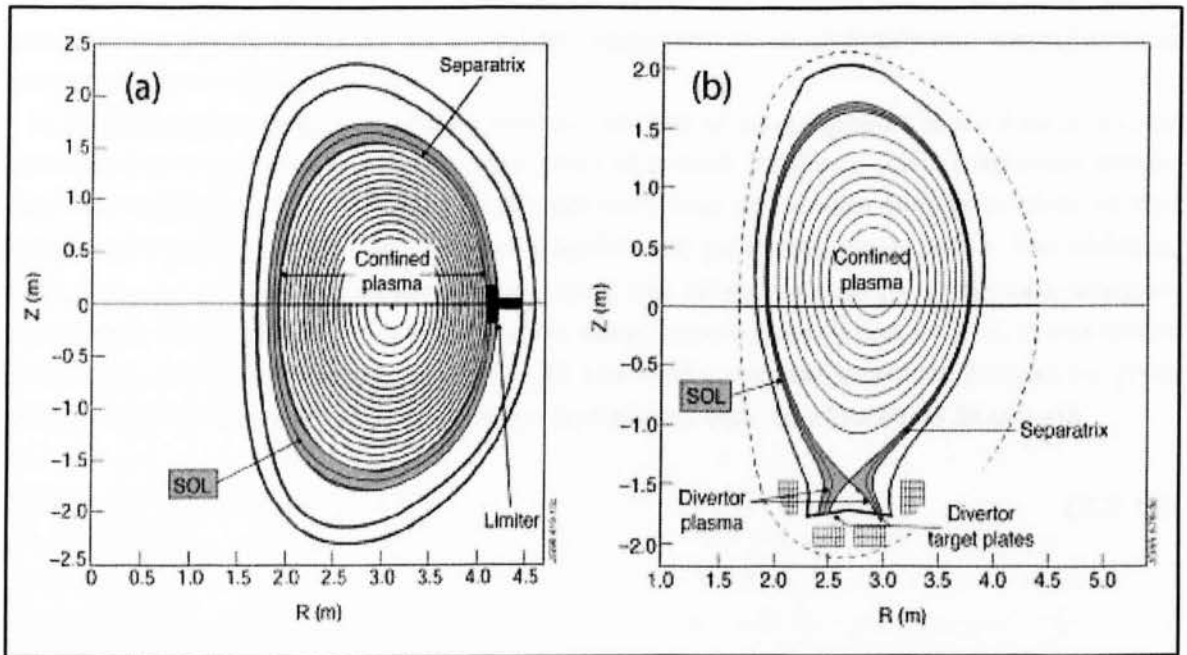
$$B_Z = \frac{1}{2\pi R} \frac{\partial \Psi}{\partial R} \quad (2.1.7\gamma)$$

Χρησιμοποιώντας τα παραπάνω, η εξίσωση ισορροπίας γράφεται ως εξής:

$$-\Delta^*(\Psi) = -\left[R \frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial R} \right) + \frac{\partial^2}{\partial R^2} \right] \Psi = \mu_0 (2\pi R)^2 p'(\Psi) + \mu_0^2 I_{pol}(\Psi) I'_{pol}(\Psi) \quad (2.1.8)$$

Η εξίσωση (2.1.8) είναι ευρέως γνωστή ως η εξίσωση των Grad-Shafranov. Για να λυθεί, πρέπει να προσδιοριστούν τα $p(\Psi)$ και $I_{pol}(\Psi)$ και μετά να υπολογίσουμε την συνάρτηση ροής $\Psi(R, Z)$. Με αυτή την συνάρτηση και σαφείς συνοριακές συνθήκες, η ισορροπία του tokamak είναι απόλυτα αποσαφηνισμένη, αφού το μαγνητικό πεδίο μπορεί να υπολογιστεί από τις σχέσεις (2.1.7). Για να ικανοποιήσουμε αυτές τις προϋποθέσεις, πρέπει να προσθέσουμε μια λύση της ομοιογενούς εξίσωσης, για παράδειγμα την εξίσωση Ψ_{ext} όπου $\Delta^* \Psi_{ext} = 0$. Ένα τέτοιο πεδίο παράγεται από τις εξωτερικές σπείρες που είναι τυλιγμένες γύρω από το tokamak. Η λύση της εξίσωσης Grad-Shafranov με τις συναρτήσεις σταθερών ορίων είναι αυτές οι οποίες μας υποδεικνύουν πως πρέπει να ρυθμιστούν τα εξωτερικά ρεύματα ελέγχου για να διατηρήσουν το πλάσμα σε ισορροπία.

Η εξίσωση Grad-Shafranov είναι μη γραμμική ως προς Ψ , παρόλα αυτά σε ειδικές περιπτώσεις οι αναλυτικές λύσεις μπορούν να ληφθούν υπόψη. Στο σχήμα 2.1.1 παρουσιάζονται χαρακτηριστικά παραδείγματα των πολοειδών διατομών που υπολογίζονται με την εξίσωση Grad-Shafranov. Από αυτή την οπική, μπορεί να δει κανείς ότι οι επιφάνειες ροής δεν είναι κεντροθετημένες σε έναν άξονα, αλλά μετατοπίζονται ελαφρώς. Αυτή η μετατόπιση είναι λόγω των δυνάμεων που προσπαθούν να επεκτείνουν το δακτύλιο ακτινωτά προς τα έξω, δηλαδή η κινητική πίεση του πλάσματος και η δύναμη επέκτασης ενός τρέχοντος βρόχου αναπτύσσονται λόγω της δύναμης $\mathbf{J} \times \mathbf{B}$. Είναι επίσης ορατό ότι η διατομή πλάσματος δεν είναι απαραίτητο πως πρέπει να είναι κυκλική. Στην πραγματικότητα, η επιμήκυνση και η τριγωνικότητα, που παράγονται με τις πρόσθετες σπείρες στο πολοειδές πεδίο, ενισχύουν την απόδοση του πλάσματος.



Σχήμα 2.1.1: Πολοειδής προβολή δύο τυπικών περιπτώσεων μαγνητικής ισορροπίας του tokamak, υπολογισμένη βάσει της εξίσωσης Grad-Shafranov.

2.2 Θεωρητική περιγραφή ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων στο πλάσμα

Οι μηχανισμοί διέγερσης και διάδοσης ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων στο πλάσμα είναι πολύ σημαντικοί τόσο για τη μελέτη του ίδιου του πλάσματος αλλά και για διάφορες εφαρμογές. Η διάδοση ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων υπολογίζεται από τις εξισώσεις Maxwell, οι οποίες αποτελούν ομαδοποίηση των νόμων του Gauss, Faraday και Ampere. Το μεγαλύτερο τμήμα της μελέτης των κυμάτων στο πλάσμα αποτελεί η επίλυση των εξισώσεων Maxwell σε συνδυασμό με τις εξισώσεις που περιγράφουν τη δυναμική του πλάσματος, με κύριο σκοπό να ταξινομηθούν τα είδη κυμάτων και να διερευνηθούν οι αλληλεπιδράσεις τους με τα φορτία.

Απουσία μαγνητικού πεδίου τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα που διαδίδονται είναι υψηλής συχνότητας, και λόγω των ηλεκτρονίων (συγκριτικά η επίδραση των ιόντων είναι πολύ μικρή λόγω της αρκετά μεγαλύτερης μάζας τους) «βλέπουν» το πλάσμα σαν ένα απλό διηλεκτρικό. Η προσθήκη μαγνητικού πεδίου εισάγει ανισοτροπία και αλλάζει τα είδη των κυμάτων που μπορούν να διαδοθούν. Οι ιδιότητες των κυμάτων που υπήρχαν απουσία του μαγνητικού πεδίου μεταβάλλονται σημαντικά, ενώ δημιουργούνται οι προϋποθέσεις για τη διάδοση νέων ειδών κυμάτων. Τα κύματα αυτά δεν είναι μόνο σε υψηλές συχνότητες αλλά και σε χαμηλότερες, κοντά στην κυκλοτρονική συχνότητα των ιόντων.

Ένας άλλος παράγοντας που παίζει καθοριστικό ρόλο στις ιδιότητες των κυμάτων είναι η θερμοκρασία του πλάσματος. Όταν η θερμοκρασία είναι χαμηλή, τότε οι θερμικές κινήσεις των φορτίων δεν επιδρούν στο κύμα και η διάδοση μοιάζει πολύ με τη διάδοση σε κοινά διηλεκτρικά. Όταν όμως η θερμοκρασία είναι υψηλή και οι κινήσεις αυτές είναι εκτεταμένες, τότε λόγω του ότι υπάρχει ένας αριθμός σωματι-

δίων που κινείται με ταχύτητα ίση ή πολύ κοντά στη φασική ταχύτητα του κύματος και έρχεται σε συντονισμό με το κύμα, εμφανίζεται το ενδεχόμενο απόσβεσης ή ενίσχυσης του κύματος.

Η διάδοση ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων σε όλα τα υλικά μέσα και σε όλο το εύρος συχνοτήτων περιγράφεται από τις εξισώσεις Maxwell. Επίλυση των εξισώσεων αυτών σημαίνει καθορισμό των πεδίων (E,B), και αυτό που χρειάζεται καταρχήν είναι να συσχετιστούν μαθηματικά οι πυκνότητες φορτίου και ρεύματος με τα πεδία. Στο πλάσμα, ένα μέσο το οποίο περιέχει ελεύθερα φορτία και είναι εν γένει μη γραμμικό, ανομοιογενές και ανισοτροπικό, η κατάσταση θα είναι αρκετά διαφορετική απ' ό,τι στα κοινά διηλεκτρικά. Μια εναλλακτική περιγραφή της διάδοσης των κυμάτων μπορεί να γίνει μέσω της κυματικής εξίσωσης, η οποία προκύπτει από τις εξισώσεις Maxwell:

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{\nabla \rho}{\epsilon_0} + \mu_0 \frac{\partial j}{\partial t} \quad (2.2.1\alpha)$$

$$\nabla^2 B - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 B}{\partial t^2} = +\mu_0 \nabla \times j \quad (2.2.1\beta)$$

Στο κενό η λύση αυτών των εξισώσεων είναι γνωστή ως «επίπεδο κύμα»:

$$\bar{E}(r,t) = \bar{E}_0 e^{i(k \cdot r - \omega t)} \quad (2.2.2)$$

Η φάση έχει μεγάλο μέρος της πληροφορίας για τη διάδοση των κυμάτων. Η συχνότητα καθορίζει τη χρονική εξέλιξη των ταλαντώσεων του κύματος, ενώ το διάνυσμα του κυματαριθμού k ορίζει την κατεύθυνση διάδοσης.

Η ισοδυναμία της περιγραφής του πλάσματος ως αγωγίμο διηλεκτρικό μέσο με την περιγραφή ως κενό με φορτία και ρεύματα είναι στο ότι η θεώρηση ως μέσο με ταυσιές επιτρεπτότητας και αγωγιμότητας είναι ουσιαστικά ένα μοντέλο για την περιγραφή της κίνησης των φορτίων μέσω των πυκνοτήτων φορτίου και ρεύματος. Σε πρακτικά προβλήματα, οι πιο συνηθισμένες απλοποιήσεις είναι ότι το κύμα έχει σταθερή συχνότητα, τα πεδία είναι τόσο ασθενή ώστε η απόκριση του πλάσματος να είναι γραμμική, και ότι το πλάσμα είναι στατικό, ανομοιογενές και ανισοτροπικό. Με αυτές τις παραδοχές, η κυματική εξίσωση για το μιγαδικό ηλεκτρικό πεδίο είναι:

$$\nabla \times (\nabla \times \bar{E}) - \frac{\omega^2}{c^2} \bar{\epsilon} \cdot \bar{E} = 0 \quad (2.2.3)$$

όπου ο μιγαδικός διηλεκτρικός ταυσιτής συνδέεται με τους (πραγματικούς) ταυσιές επιτρεπτότητας και αγωγιμότητας με τις σχέσεις:

$$\epsilon_0 \bar{\epsilon} = \bar{\epsilon} + i \frac{\hat{\sigma}}{\omega} \quad (2.2.4)$$

Σε ανομοιογενές μέσο, το επίπεδο κύμα δεν είναι ακριβής λύση της κυματικής εξίσωσης. Στην περίπτωση όμως που οι ιδιότητες του μέσου μεταβάλλονται αργά στο χώρο, η μορφή του επιπέδου κύματος μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τη μαθηματική διατύπωση της πλήρους λύσης. Αυτό γίνεται με τη βοήθεια των ασυμπτωτικών μεθόδων, οι οποίες μετατρέπουν την κυματική εξίσωση σε ένα σύνολο απλούστερων εξισώσεων μέσω της ανάπτυξης της θεωρητικής μορφής της λύσης για το ηλεκτρικό πεδίο σε ασυμπτωτική σειρά. Η προσέγγιση αυτή περιγράφει τη διάδοση στο πλαίσιο κυματικών ακτίνων/δεσμών που διαθλώνται από το ασθενώς χωρικά.

Τα είδη υψίσουχων ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων που διαδίδονται κάθετα στο μαγνητικό πεδίο είναι δύο: Το σύννηθες κύμα (O), του οποίου το ηλεκτρικό πεδίο είναι παράλληλο προς το μαγνητικό πεδίο, και το ασύννηθες κύμα (X), του οποίου το ηλεκτρικό πεδίο περιστρέφεται γύρω από το μαγνητικό πεδίο. Λόγω του ότι το ηλεκτρικό του πεδίο έχει σταθερή φορά, το σύννηθες κύμα είναι γραμμικά πολωμένο (ενώ τα κύματα X είναι ελλειπτικά πολωμένα) και έχει τις ίδιες ακριβώς ιδιότητες με τα κύματα υψηλής συχνότητας σε μη μαγνητισμένο πλάσμα. Δηλαδή, τουλάχιστον όσον αφορά τη διασπορά, τα σύννηθες κύματα δεν αντιλαμβάνονται την παρουσία του μαγνητικού πεδίου στο πλάσμα.

Μεγάλη ώθηση στη μελέτη των κυμάτων πλάσματος έδωσε η διεθνής προσπάθεια για την επίτευξη ελεγχόμενης θερμοπυρηνικής σύντηξης. Καθώς τα ασταθή κύματα καθορίζουν τη χρονική κλίμακα της ευστάθειας, ή με άλλα λόγια την ανάπτυξη μικροασταθειών και τύρβης, η κατανόηση των γραμμικών και μη γραμμικών ασταθειών αποτελεί πάντα ένα σημαντικό κομμάτι της θεωρίας κυμάτων πλάσματος. Επίσης, η διάδοση ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων στο πλάσμα έχει πολλές εφαρμογές.

Σαν πρώτες εφαρμογές των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων στο πλάσμα αναφέρουμε τη θέρμανση πλάσματος και την οδήγηση ρευμάτων. Η θέρμανση μέσω ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων έχει έρθει στο προσκήνιο λόγω της ανάγκης να αυξηθεί η θερμοκρασία του πλάσματος σε επίπεδα ανάφλεξης (δηλ. πάνω από το κατώφλι για την έναρξη των θερμοπυρηνικών αντιδράσεων), ενώ η οδήγηση ηλεκτρικού ρεύματος συμβάλει στην ομαλή εξέλιξη του πλάσματος με την καταπολέμηση MHD ασταθειών και τη δημιουργία εσωτερικών φραγμάτων μεταφοράς, αλλά και στην ενίσχυση του πολοειδούς μαγνητικού πεδίου. Η προσομοίωση τέτοιων καταστάσεων απαιτεί πολύ λεπτομερή περιγραφή της κυματικής διάδοσης και της απορρόφησης στο ανομοιογενές μαγνητισμένο πλάσμα, καθώς είναι αναγκαία η ακριβής πρόβλεψη του από που θα περάσει και που θα αποτεθεί η κυματική ενέργεια. Λόγω της πολύπλοκης εξάρτησης της απόθεσης ισχύος από πολλούς παράγοντες, π.χ. μαγνητικό πεδίο, γεωμετρία της διάδοσης του κύματος, απόκριση του πλάσματος, μια ρεαλιστική μελέτη απαιτεί αριθμητική αντιμετώπιση.

Μια άλλη κατηγορία εφαρμογών έχει να κάνει με τα διαγνωστικά πλάσματος, τα οποία είναι πειραματικές διατάξεις μετρήσεως των παραμέτρων του πλάσματος. Δύο είναι οι κυριότερες τεχνικές μέτρησης που βασίζονται σε ηλεκτρομαγνητικά κύματα: Η ανακλασιμετρία (reflectometry) και η συμβολομετρία (interferometry). Στην πρώτη, εκπέμπονται μικροκύματα με τέτοια συχνότητα ώστε να ανακλασθούν στο επιθυμητό σημείο εντός του πλάσματος. Το πλάτος και η φάση του ανακλώμενου κύματος σχετίζονται με τη μιγαδική αντίσταση του πλάσματος, η οποία με τη σειρά της συν-

δέεται με τις μειρούμενες ποσότητες (πυκνότητα, μαγνητικό πεδίο). Από την άλλη, η συμβολομετρία βασίζεται στη δημιουργία και διάδοση ενός σύνθετου κύματος με την υπέρθεση δύο ή περισσότερων κυμάτων. Όταν το κύμα αυτό διαδίδεται στο πλάσμα, οι αρχικά μικρές διαφορές των συστατικών κυμάτων αυξάνονται, και από τις διαφορές στη φάση των κυμάτων είναι δυνατό να υπολογιστεί η πυκνότητα πλάσματος.

Στα πειράματα σύντηξης, τα κύματα παράγονται από τα γυροτρόνια. Το γυροτρόνιο είναι μια διάταξη η λειτουργία της οποίας βασίζεται στη μεταφορά ενέργειας από μια ασθενώς σχευκιστική δέσμη ηλεκτρονίων σε ένα υψίσουχο κύμα μέσω του συντονισμού των ηλεκτρονίων με μια κατάλληλη κυκλικά πολωμένη συνιστώσα του κύματος. Το κυματοδιάνυσμα της παραγόμενης ακτινοβολίας είναι σχεδόν κάθετο στον άξονα της διάταξης. Χαρακτηριστικό του γυροτρονίου είναι η ύπαρξη ισχυρού μαγνητικού πεδίου κατά μήκος του άξονά του, οπότε τα ηλεκτρόνια που παράγονται στην κάθοδο ακολουθούν ελικοειδείς τροχιές.

2.3 Μέθοδοι κλασσικού και σύγχρονου αυτομάτου ελέγχου

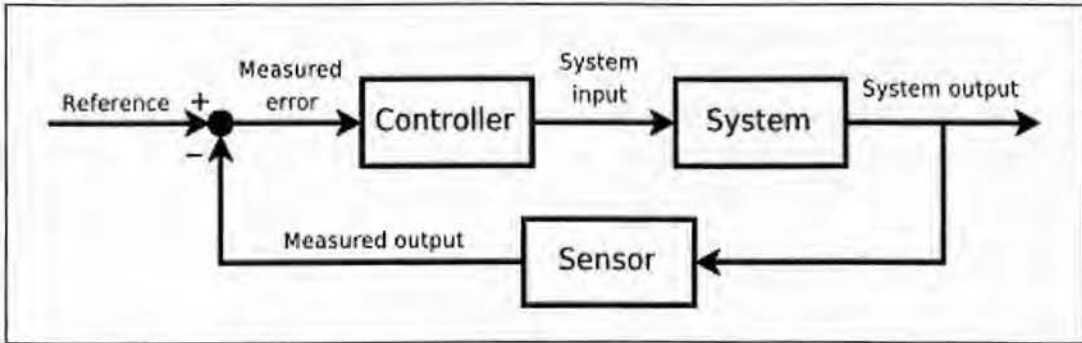
Στη θεωρία Αυτομάτου Ελέγχου, ένας ελεγκτής είναι μια συσκευή που επηρεάζει τις συνθήκες λειτουργίας ενός δεδομένου δυναμικού συστήματος. Αυτό συμβαίνει με τη ρύθμιση ορισμένων μεταβλητών εισόδου οι οποίες επηρεάζουν τις μεταβλητές εξόδου του συστήματος, σε συνδεσμολογία είτε ανοιχτού (χωρίς ανάδραση) είτε κλειστού βρόχου (με ανάδραση). Ένας ελεγκτής χωρίς ανάδραση υπολογίζει την είσοδο του σε ένα σύστημα χρησιμοποιώντας μόνο την τρέχουσα κατάσταση και το δυναμικό μοντέλο του συστήματος. Ένα μειονέκτημα του ελεγκτή ανοιχτού βρόχου είναι ότι δεν παρατηρεί την έξοδο του συστήματος που ελέγχει, με αποτέλεσμα να μην έχει την δυνατότητα να διακρίνει εάν η έξοδος επιτυγχάνει τον επιθυμητό στόχο. Ο έλεγχος χωρίς ανάδραση είναι χρήσιμος για προβλέψιμα συστήματα, όπου η σχέση μεταξύ εισόδου και εξόδου μπορεί να διαμορφωθεί από έναν μαθηματικό τύπο, αλλά είναι μη εφαρμόσιμος για πιο περίπλοκα συστήματα.

Ένας ελεγκτής κλειστού βρόχου ελέγχει ένα δυναμικό σύστημα ως εξής: Η είσοδος της διεργασίας έχει επίδραση στην έξοδο της διεργασίας, η οποία μετριέται με τους αισθητήρες και υποβάλλεται σε επεξεργασία από τον ελεγκτή. Η έξοδος, που είναι στην πραγματικότητα το σήμα ελέγχου, χρησιμοποιείται ως είσοδος στη διεργασία, κλείνοντας το βρόχο. Η διαδικασία που περιγράφηκε ακριβώς απεικονίζεται στο σχήμα 2.3.1: η τιμή της εξόδου του συστήματος $Y(s)$ επιστρέφει πίσω, μέσω μιας μέτρησης αισθητήρα $H(s)$ και συγκρίνεται με μια επιθυμητή τιμή $R(s)$. Ο ελεγκτής $C(s)$ παίρνει έπειτα το σφάλμα $E(s)=R(s)-Y(s)$ για να προσαρμόσει το $U(s)$ εισόδου στο σύστημα υπό έλεγχο P .

Σε περίπτωση που ο ελεγκτής, το σύστημα και ο αισθητήρας είναι γραμμικά και χρονικά μη μεταβαλλόμενα συστήματα, δηλ. οι συναρτήσεις μεταφοράς τους $C(s)$, $P(s)$, $H(s)$ δεν εξαρτώνται από το χρόνο, μπορούν να αναλυθούν χρησιμοποιώντας τη μετατροπή στο επίπεδο Laplace σε μεταβλητές που αντιστοιχούν στο επίπεδο του χρόνου. Η ακόλουθη σχέση προκύπτει:

$$Y(s) = \frac{P(s)C(s)}{1 + H(s)P(s)C(s)} R(s) = G(s)R(s) \quad (2.3.1)$$

Η έκφραση $G(s)$ καλείται «συνάρτηση μεταφοράς κλειστού βρόχου» του συστήματος. Ο αριθμητής αντιπροσωπεύει το κέρδος από το $R(s)$ στο $Y(s)$, ενώ ο παρονομαστής αντιπροσωπεύει το κέρδος κλειστού βρόχου. Εάν $|P(s)C(s)| \gg 1$ και $|F(s)| \gg 1$, τότε το $Y(s)$ είναι περίπου ίσο με το $R(s)$. Επομένως, σε αυτήν την πρόσθετη περίπτωση, η διεργασία ελέγχεται με σύγκριση.



Σχήμα 2.3.1: Η έννοια του αυτόματου ελέγχου με ανάδραση στην συμπεριφορά δυναμικών συστημάτων. Η τιμή εξόδου αφαιρείται από την επιθυμητή τιμή και η διαφορά (σφάλμα) ενισχύεται από τον ελεγκτή και επιστρέφεται σαν είσοδος του συστήματος.

Το κύριο χαρακτηριστικό της ανάδρασης είναι η δυνατότητα για έλεγχο ακόμη και όταν παρουσιάζονται άγνωστες διαταραχές χωρίς την απαίτηση να γνωρίζουμε την τυπική αντίδραση του συστήματος σε αυτές τις διαταραχές. Αυτό έχει πολλές ευεργετικές συνέπειες για τον έλεγχο συστημάτων:

1. Η επίδραση των διαταραχών εξουδετερώνεται στη μόνιμη κατάσταση.
2. Η βέλτιστη απόδοση μπορεί να επιτευχθεί ακόμη και όταν η δομή του μοντέλου ή/και οι τιμές των παραμέτρων δεν περιγράφουν με ακρίβεια την πραγματική διαδικασία.
3. Η ευαισθησία στις εναλλαγές των παραμέτρων μειώνεται σημαντικά.
4. Οι ασταθείς διαδικασίες μπορούν να σταθεροποιηθούν.

Υπάρχουν περιπτώσεις, εντούτοις, όπου η ελεγχόμενη μεταβλητή δεν είναι στο επιθυμητό σημείο. Αυτό μπορεί να βελιωθεί ενδεχομένως με ταυτόχρονη χρήση ανοικτού και κλειστού βρόχου ελέγχου. Σε τέτοια συστήματα, ο έλεγχος ανοικτού βρόχου καλείται προσοιτροφοδοτικός (feed-forward) και χρησιμεύει ώστε να βελτιώσει περαιτέρω τη σύγκλιση προς το επιθυμητό σημείο. Ο προσοιτροφοδοτικός έλεγχος μπορεί να είναι αρκετά γρήγορος στην ανατροφοδότηση διότι οι διαταραχές λαμβάνονται υπόψη πριν οι επιπτώσεις στο σύστημα είναι αναπόφευκτες. Εντούτοις, η δυσκολία είναι ότι η επίδραση των διαταραχών στο σύστημα πρέπει να προβλεφθεί ακριβώς, επειδή, για την κατάλληλη λειτουργία, η είσοδος ενός προσοιτροφοδοτικού ελεγκτή πρέπει να είναι μια σωστή «πρόβλεψη» της ελεγχόμενης μεταβλητής.

Ο κλασικός αυτόματος έλεγχος υλοποιείται μέσω του ελεγκτή PID, ενός γραμμικού μηχανισμού που χρησιμοποιείται ευρέως στο βιομηχανικό έλεγχο. Παρ' ό,τι δημιουργήθηκε πολλά χρόνια πριν τις μοντέρνες μεθόδους αυτόματου ελέγχου, συνεχίζει να είναι ο πιο συνηθισμένος τρόπος εφαρμογής της ανάδρασης στα συστήματα ελέγχου, μιας που πρακτικά η κατασκευή του βασίζεται σε μικροεπεξεργαστές.

Βάσει των παραπάνω, έχουν αναπτυχθεί διάφορα χαρακτηρισικά όπως ο αυτόματος συντονισμός, ο προγραμματισμός του κέρδους και η συνεχής προσαρμογή στον αρχικό σχεδιασμό. Όπως και σε κάθε άλλο ελεγκτή, ο στόχος ενός PID είναι να ελαχιστοποιεί το σφάλμα μεταξύ του αποτελέσματος μιας μεταβλητής διαδικασίας και μιας επιθυμητής.

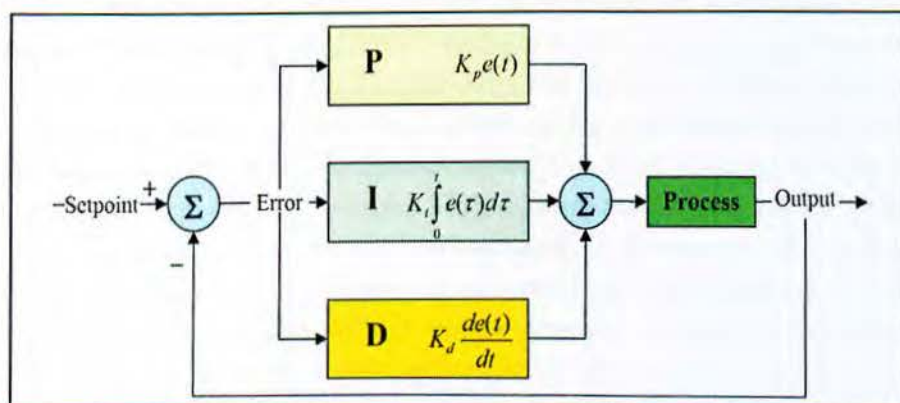
Το διάγραμμα βαθμίδων του PID απεικονίζεται στο Σχήμα 2.3.2. Όπως το όνομά του αποκαλύπτει, ο ελεγκτής PID αποτελείται από τρία διαφορετικά στοιχεία: ένα ποτενσιόμετρο (P) με κέρδος K_p , ένα ολοκληρωτή (I) με κέρδος K_I και ένα διαφοριστή (D) με κέρδος K_D . Τα τρία αυτά χαρακτηριστικά διαφέρουν ανάλογα την εφαρμογή, και ο ελεγκτής PID καλείται PI, PD, P ή I ελλείψει των αντίστοιχων στοιχείων. Αν $u(t)$ είναι το σήμα εισόδου και $e(t)$ το σφάλμα, ο ελεγκτής PID έχει την παρακάτω γενική μαθηματική έκφραση:

$$u(t) = K_p e(t) + K_I \int e(t) dt + K_D \frac{de(t)}{dt} \quad (2.3.2)$$

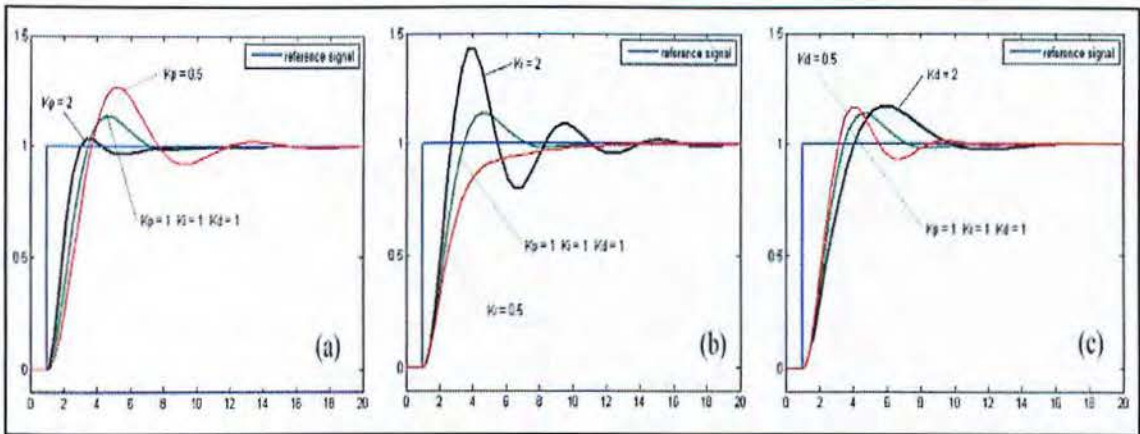
Με εφαρμογή του μετασχηματισμού Laplace στην (2.3.2) προκύπτει η συνάρτηση μεταφοράς του ελεγκτή PID:

$$C(s) = K_p + \frac{K_I}{s} + K_D s \quad (2.3.3)$$

Η συμπεριφορά συστημάτων κλειστού βρόχου μπορεί να βελτιστοποιηθεί ως προς συγκεκριμένες απαιτήσεις της διεργασίας με ρύθμιση των τριών παραμέτρων K_p , K_I και K_D . Συνήθως αυτό γίνεται με «συντονισμό» όταν το μοντέλο διεργασίας είναι άγνωστο. Η ευστάθεια μπορεί συχνά να εξασφαλιστεί χρησιμοποιώντας μόνο την παράμετρο αναλογίας. Ο κύριος ρόλος της παραμέτρου ολοκλήρωσης είναι να απορρίψει από το σύστημα ενδεχόμενες διαταραχές, ενώ η παράμετρος διαφορίσης χρησιμοποιείται για την απόσβεση ή τη διαμόρφωση της αντίδρασης του συστήματος. Η τελική απόκριση του ελεγκτή εξαρτάται από την αντίδραση ή μη στο σφάλμα, την ενίσχυση και τον βαθμό των ταλαντώσεων ενός συστήματος. Στο Σχήμα 2.3.3 παρουσιάζονται βηματικές αποκρίσεις ενός γραμμικού συστήματος δευτέρου βαθμού για διάφορες τιμές των K_p , K_I και K_D , όπου εμφανίζεται η ξεχωριστή επίδραση κάθε στοιχείου.



Σχήμα 2.3.2: Διάγραμμα βαθμίδων ενός ελεγκτή PID.



Σχήμα 2.3.3: Βηματική απόκριση ενός ελεγκτή PID, γραμμικού συστήματος δευτέρου βαθμού, για διάφορες τιμές των παραμέτρων K_P , K_I και K_D .

Ας δούμε πιο εκτενώς όμως τις τρεις παραμέτρους του ελεγκτή PID. Το στοιχείο αναλογίας-P αυξομειώνει την τιμή εξόδου(δια μέσου του Κέρδους K_P) βάσει της τιμής σφάλματος που λαμβάνει εκείνη την στιγμή. Το ανάλογο κέρδος δεν πρέπει ούτε να είναι πάρα πολύ μεγάλο λόγω του κινδύνου που διατρέχει το σύστημα να μετατραπεί σε ασταθές, ούτε πάρα πολύ μικρό επειδή υπάρχει κίνδυνος το σύστημα να αργήσει να αντιδράσει σε ενδεχόμενες διαταραχές. Ελλείψει των διαταραχών, ο έλεγχος αναλογίας μόνο, δεν φθάνει για να επιτευχθεί η επιθυμητή τιμή εξόδου αλλά διατηρεί ένα σταθερό σφάλμα το οποίο είναι μια συνάρτηση του K_P και του κέρδους της διεργασίας.

Η συμβολή του στοιχείου ολοκλήρωσης (I) είναι ανάλογη και προς το μέγεθος αλλά και προς τη διάρκεια του σφάλματος. Το συσσωρευμένο σφάλμα πολλαπλασιάζεται έπειτα με το K_I και προστίθεται στην τιμή εξόδου του ελεγκτή. Το μέγεθος της συμβολής του στοιχείου I στην διαδικασία ελέγχου καθορίζεται από το κέρδος ολοκλήρωσης K_I . Το στοιχείο ολοκλήρωσης, όταν προστεθεί στο στοιχείο αναλογίας, επιταχύνει την εξέλιξη της διεργασίας προς το σημείο αναφοράς και εξαλείφει το μόνιμο σφάλμα που εμφανίζεται όταν έχουμε ένα ελεγκτή P. Τέλος, το στοιχείο διαφορίσης (D) ελέγχει το ποσοστό αλλαγής του σήματος ελέγχου. όμως είναι ιδιαίτερα ευαίσθητο στο θόρυβο.

Ήδη έχουμε αναφέρει ότι ο συντονισμός των κερδών K_P , K_I και K_D απαιτείται για τη βέλτιστη απόδοση του ελεγχόμενου συστήματος. Ο αποτελεσματικότερος συντονισμός επιτυγχάνεται με τη μέθοδο Ziegler-Nichols. Αυτή η μέθοδος εφαρμόζεται ως εξής: κατ' αρχήν, το K_I και το K_D είναι μηδέν, το K_P αυξάνεται έως ότου φθάνει στο κρίσιμο κέρδος (K_C), στο οποίο η έξοδος αρχίζει να ταλαντεύεται. Η τιμή του K_C , σε συνδυασμό με την περίοδο ταλάντωσης (T_C), χρησιμοποιούνται για να ρυθμίσουν τις τιμές των K_P , K_I και K_D . Η ρύθμιση των παραμέτρων γίνεται με την χρήση εμπειρικών τύπων των Ziegler-Nichols οι οποίοι παρατίθενται στον Πίνακα 2.3.1. Η μέθοδος Ziegler-Nichols, αν και παρέχει μια αξιόπιστη λύση για το ελεγχόμενο σύστημα, είναι ξεπερασμένη λόγω των αποδοκικών αλγορίθμων που αναπτύσσονται σε σύγχρονα λογισμικά και τα οποία εξασφαλίζουν ακριβή αποτελέσματα με τη μέθοδο συλλογής δεδομένων του συστήματος.

	K_p	K_I	K_D
P	$0.50K_C$		
PI	$0.45K_C$	$1.2K_p/T_C$	
PID	$0.60K_C$	$2K_p/T_C$	$K_p T_C/8$

Πίνακας 2.3.1: Πίνακας συντονισμού ενός PID ελεγκτή με την μέθοδο Ziegler-Nichols.

Η χρήση των αλγορίθμων PID βέβαια, δεν εξασφαλίζει ευστάθεια ή βέλτιστο έλεγχο. Στην πραγματικότητα, οι ελεγκτές PID είναι πιθανό να έχουν κακή απόδοση σε ορισμένες εφαρμογές. Σε τέτοιες περιπτώσεις, μια πρώτη κίνηση για να βελτιωθεί η απόδοση συστημάτων θα ήταν να συνδυαστεί ο PID με προσοιροφοδοτικό έλεγχο ή χρήση μόνο ενός ή δυο βαθμίδων του PID ώστε να προκύψει ο κατάλληλος έλεγχος συστήματος. Μια πιο ενδιαφέρουσα λύση είναι ο έλεγχος με ελεγκτή PID τύπου CASCADE, όπου δύο ελεγκτές PID τοποθετούνται έτσι ώστε η έξοδος του ενός να επιδρά στην επιθυμητή τιμή του άλλου. Ο πρώτος λειτουργεί ως εξωτερικός ελεγκτής βρόχων που ελέγχει τις αρχικές παραμέτρους του συστήματος, ενώ ο άλλος λειτουργεί ως εσωτερικός ελεγκτής που παίρνει το σήμα εξόδου του πρώτου ως επιθυμητή τιμή.

Τα παραπάνω είναι στο πλαίσιο του κλασσικού ελέγχου. Όταν όμως αναζητείται η εκπλήρωση λεπτότερων προδιαγραφών, παραπεμπόμαστε στον μοντέρνο έλεγχο. Αυτές οι μέθοδοι, που προέκυψαν από την σύγχρονη θεωρία ελέγχου, καλύπτουν ένα ευρύ φάσμα θεωρητικών αντιλήψεων. Σχετικά με το αντικείμενο που μας ενδιαφέρει στην εργασία αυτή, οι κυριότερες μέθοδοι ελέγχου σε αυτό το πλαίσιο είναι ο προσαρμοστικός, ο βέλτιστος, ο εύρωστος και ο ευφυής, οι οποίες και παρουσιάζονται συνοπτικά.

Ο προσαρμοστικός έλεγχος περιλαμβάνει την τροποποίηση του νόμου ελέγχου που χρησιμοποιείται από έναν ελεγκτή σε περιπτώσεις όπου οι παράμετροι του συστήματος είναι αργά μεταβαλλόμενες ή αβέβαιες σε έναν βαθμό. Για να επιτύχει το στόχο του, ο προσαρμοστικός έλεγχος πραγματοποιεί απευθείας προσδιορισμό των παραμέτρων της διεργασίας και τροποποίηση των κερδών των ελεγκτών, έως ότου φθάνει το ελεγχόμενο σύστημα συγκλίνει στο επιθυμητό σημείο. Λόγω της μάλλον γενικής έννοιάς του, ο προσαρμοστικός έλεγχος με ανατροφοδότηση είναι υποκείμενος στις διαφορετικές ταξινομήσεις, με κάθε κατηγορία που διαιρείται σε διάφορες ευρείες κατηγορίες. Τα κύρια κεφάλαια στον προσαρμοστικό έλεγχο περιλαμβάνουν το συνδυασμό του προσαρμοστικού ελέγχου με αναγνώριση διεργασίας σε διακριτό χρόνο, τεχνικές προτύπων αναφοράς, μοντέλα διεργασίας σε συνεχή χρόνο και πολυμετάβλητες διεργασίες. Οι χαρακτηριστικές εφαρμογές του προσαρμοστικού ελέγχου περιλαμβάνουν αυτό-συντονισμό των σταθερά συνεχών γραμμικών ελεγκτών

κατά τη διάρκεια της εφαρμογής, έλεγχο των γραμμικών ελεγκτών για σχεδιασμό κέρδους και συντονιζόμενο έλεγχο μη-γραμμικών ελεγκτών για μη-γραμμικές/πολυμετάβλητες διεργασίες.

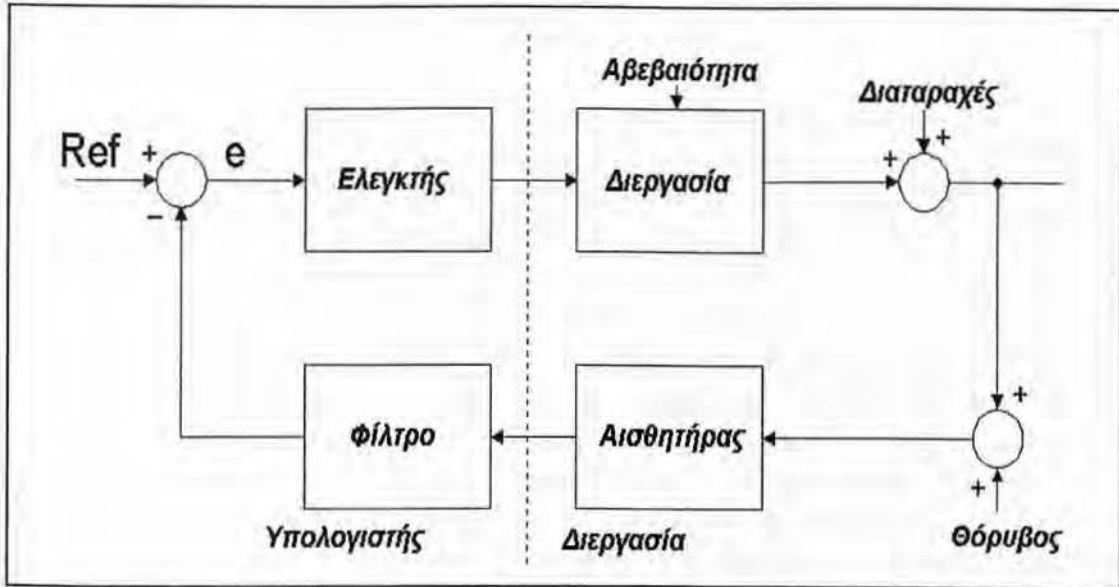
Ο βέλτιστος έλεγχος ακολουθεί το πρόβλημα διαμόρφωσης ενός σήματος ελέγχου για ένα δεδομένο σύστημα έτσι ώστε να επιτυγχάνεται ένα ορισμένο κριτήριο βελτιστοποίησης. Ένα πρόβλημα βέλτιστου ελέγχου περιλαμβάνει το «λειτουργικό κόστος», το οποίο είναι μια συνάρτηση κατάστασης και μεταβλητών ελέγχου και ο τελικός στόχος είναι να παραχθεί ένα σύνολο διαφορικών εξισώσεων οι οποίες θα περιγράψουν την πορεία των μεταβλητών ελέγχου έτσι ώστε το λειτουργικό κόστος να ελαχιστοποιείται. Μπορούμε να έχουμε τον βέλτιστο έλεγχο κόστους με την επίλυση της εξίσωσης Hamilton-Jacobi-Bellman. Μια γενική έκφραση του «λειτουργικού κόστους» είναι η ακόλουθη:

$$J = \Phi(\mathbf{x}(t_0), t_0, \mathbf{x}(t_f), t_f) + \int_{t_0}^{t_f} L(\mathbf{x}(t), \mathbf{u}(t), t) dt \quad (2.3.4)$$

υπό τους δυναμικούς περιορισμούς $\dot{\mathbf{x}}(t) = \mathbf{a}(\mathbf{x}(t), \mathbf{u}(t), t)$, τους αλγεβρικούς περιορισμούς $\mathbf{b}(\mathbf{x}(t), \mathbf{u}(t), t) \leq 0$ και τα όρια $\varphi(\mathbf{x}(t_0), t_0, \mathbf{x}(t_f), t_f)$. Στα ανωτέρω, το $x(t)$ είναι η κατάσταση, το $u(t)$ είναι ο έλεγχος, t_0 είναι ο αρχικός και t_f ο τελικός χρόνος. Οι όροι Φ και L είναι το τελικό κόστος και η εξίσωση Lagrange αντίστοιχα. Γενικότερα, τα προβλήματα που αντιμετωπίζει ο βέλτιστος έλεγχος είναι μη γραμμικά, εντούτοις οι γραμμικές προσεγγίσεις χρησιμοποιούνται εκτενώς. Ο μηχανισμός με ανατροφοδότηση αντισταθμίζει τα διαγνωστικά λάθη λόγω του κακού δομικού συνδυασμού μεταξύ του μοντέλου και της διεργασίας. Αυτό απλοποιεί το πρόβλημα ελέγχου σε μια σειρά άμεσων αλγεβρικών υπολογισμών πινάκων.

Ο στοχαστικός έλεγχος διευθύνει την σχεδίαση μια μεθοδολογίας ελέγχου η οποία εστιάζει στην πιθανότητα της αβεβαιότητας στο μοντέλο. Στα χαρακτηριστικά στοχαστικά προβλήματα ελέγχου, υποτίθεται ότι υπάρχει τυχαίος θόρυβος καθώς και διαταραχές στο μοντέλο και τον ελεγκτή. Για τη μοντελοποίηση πρέπει να λάβουμε υπόψη αυτές τις τυχαίες αποκλίσεις. Σε αντίθεση με τα αυτοκρατικά σήματα, τα τυχαία σήματα δεν μπορούν να περιγραφούν όπως δεδομένες συναρτήσεις χρόνου. Επομένως, η ακριβής συνάρτηση είναι σε όποιον ασχολείται με την σχεδίαση του συστήματος. Ο έλεγχος εκτελείται χρησιμοποιώντας τις μεθόδους που περιλαμβάνουν την πρόβλεψη των τυχαίων σημάτων. Η πιο συνηθισμένη επεξεργασία είναι η Μπαγιεσιανή εκτίμηση.

Ο εύρωστος έλεγχος ασχολείται με την αβεβαιότητα στην προσέγγιση σχεδιασμού ελεγκτών, και έχει ως κύριο σκοπό να επιτύχουν απόδοση ή ευσιάθεια εφ' όσον οι αβέβαιες παράμετροι ή οι διαταραχές βρίσκονται μέσα σε κάποια ελέγξιμη περιοχή. Ένας εύρωστος ελεγκτής είναι κατασκευασμένος έτσι ώστε οι ιδιότητές του να μην αλλάζουν πολύ εάν εφαρμόζεται σε ένα σύστημα ελαφρώς διαφορετικό από εκείνο το μαθηματικό μοντέλο που χρησιμοποιήθηκε για τη σύνθεσή του. Αυτή η προδιαγραφή είναι σημαντική μιας που κανένα πραγματικό φυσικό σύστημα δεν συμπεριφέρεται ακριβώς όπως το περιγράφει μαθηματικά το σύνολο των εξισώσεων του. Έτσι επιλέγεται ένα απλούστερο μαθηματικό μοντέλο, μιας που το δυναμικό μοντέλο μπορεί να είναι τόσο σύνθετο που ένα ολοκληρωμένο μοντέλο είναι αδύνατο να κατασκευαστεί.



Σχήμα 2.3.4: Αυτόματος έλεγχος σε διεργασία με αβεβαιότητα.

Ένας τύπος έλεγχου συνδεδεμένος με την τεχνητή νοημοσύνη είναι ο ευφυής έλεγχος, μια κατηγορία μεθόδων που εφαρμόζουν τις προσεγγίσεις υπολογισμού για να ελέγξουν ένα δυναμικό σύστημα. Ο ευφυής έλεγχος μπορεί να διαιρεθεί σε πολυάριθμες υποκατηγορίες, οι σημαντικότερες των οποίων είναι ο έλεγχος νευρωνικών δικτύων, τα έμπειρα συστήματα και η ασαφής λογική. Τα νευρωνικά δίκτυα έχουν παράσχει λύσεις σε προβλήματα σχεδόν σε όλους τους κλάδους της επιστήμης και της τεχνολογίας. Τα τεχνητά νευρωνικά δίκτυα κατασκευάζονται με τη διασύνδεση των φραγμών προγραμματισμού που μιμούνται τη λειτουργία των βιολογικών νευρώνων. Το πραγματικό νευρικό σύστημα είναι ιδιαίτερα σύνθετο και περιλαμβάνει χαρακτηριστικά γνώρισμα που δεν μπορούν ακόμα να εξομοιωθούν, από νευρωνικά δίκτυα, σε σχέση με αυτά που γνωρίζουμε τη συγκεκριμένη στιγμή. Στην τεχνητή νοημοσύνη, ένα έμπειρο σύστημα (expert system) είναι ένα υπολογιστικό σύστημα το οποίο μιμείται την ικανότητα ενός εμπειρογνώμονα στη λήψη αποφάσεων. Τα έμπειρα συστήματα σχεδιάστηκαν για να λύνουν πολύπλοκα προβλήματα συλλογισόμενα με βάση την γνώση και όχι ακολουθώντας τη διαδικασία επίλυσης ενός προγραμματιστή, όπως στην περίπτωση του συμβατικού προγραμματισμού. Ένα έμπειρο σύστημα έχει μοναδική δομή, διαφορετική από τα παραδοσιακά προγράμματα. Διαιρείται σε δύο μέρη, το ένα σταθερό, ανεξάρτητο από το έμπειρο σύστημα: η μηχανή εξαγωγής συμπερασμάτων, και το άλλο μεταβλητό: η βάση γνώσης.

2.4 Προβλήματα αυτομάτου ελέγχου στα tokamak

Τα προβλήματα ελέγχου του tokamak μπορούν να χωριστούν σε δύο μεγάλες κατηγορίες: τον ηλεκτρομαγνητικό έλεγχο και τον κινητικό έλεγχο του πλάσματος. Ο ηλεκτρομαγνητικός έλεγχος αναφέρεται στον έλεγχο των ηλεκτρικών και μαγνητικών πεδίων, τα οποία διατηρούν ή αλλάζουν τη θέση του πλάσματος, το σχήμα και τις τρέχουσες συνθήκες. Όπως είδαμε παραπάνω, αυτό είναι σημαντικό για τη βελτίωση

της συγκράτησης του πλάσματος, διότι οι καταστάσεις όπου επιτυγχάνεται η λειτουργία σε υψηλή πίεση και θερμοκρασία απαιτούν τη δημιουργία και τη ρύθμιση των οριακών φαινομένων του.

Ένα μαγνητικό σύστημα ελέγχου διαιρείται σε επιμέρους υποσυστήματα και έχει συσταθεί προκειμένου να εγγυηθεί ότι η ισορροπία πλάσματος στο tokamak διατηρείται σε καθορισμένη θέση και σχήμα. Ένα μέρος της μαγνητικής δράσης ελέγχου είναι να μεταρρυθμίσει το ρεύμα σε πηνία τοροειδούς πεδίου, τα οποία με τη σειρά τους παράγουν μαγνητικά πεδία που αλληλεπιδρούν με το πλάσμα, για την τροποποίηση της θέσης και του σχήματος του. Για πιο αποτελεσματικό έλεγχο, τα τοροειδή πηνία θα πρέπει να αναλυθούν στο άθροισμα των δύο όρων: προστροφοδοτικός, ο οποίος έχει μια σταθερή τιμή πριν το πείραμα (που υπολογίζεται από θεωρητικά μοντέλα), έτσι ώστε οι επιθυμητές παράμετροι του πλάσματος να αντιστοιχούν στα σενάρια που δίνονται, και αναδραστικός που χρησιμοποιείται για τον έλεγχο και την εξουδετέρωση του αποτελέσματος των διαταραχών και των ανακριβειών του μοντέλου.

Ο κινητικός έλεγχος του πλάσματος αναφέρεται στον έλεγχο των σωματιδίων και των ποσοστών της τροφοδοσίας θερμότητας, καθώς και τη συνολική μεταφορά. Αυτό γίνεται κυρίως με τον ανεφοδιασμό του πλάσματος, με τη χρήση ριπών αερίου ή ατόμων υδρογόνου ή με την αύξηση της θερμότητας του πλάσματος, μέσω της εγγενούς ή βοηθητικών πηγών, με στόχο την τροποποίηση της πυκνότητας του πλάσματος, τη θερμοκρασία, την πίεση και την πυκνότητα ρεύματος. Λόγω της ανομοιογένειας των παραμέτρων των tokamaks, είναι σημαντικό να ελέγχουμε όχι μόνο χωρικές μέσες τιμές των εν λόγω φυσικών μεταβλητών, αλλά και το χωρικό προφίλ τους. Η ενεργειακή συγκράτηση, οι ιδιότητες σταθεροποίησης και το κλάσμα των μη επαγωγικών ρευμάτων του πλάσματος μπορούν να βελτιωθούν με τον έλεγχο της πίεσης του πλάσματος.

Επίσης, ο πλεκτρομαγνητικός και ο κινητικός έλεγχος πρέπει να συντονισθούν επαρκώς με ενεργητικό έλεγχο για την αποφυγή ή τη σταθεροποίηση MHD ασταθειών. Βελτιστοποίηση του σχήματος του πλάσματος και των εσωτερικών χαρακτηριστικών και ιδίως του προφίλ πυκνότητας, μπορεί να μειώσει τη δύναμη αυτών των ασταθειών, ή σε ορισμένες περιπτώσεις, την πρόληψή τους. Ανάλογα με την κατηγορία της αστάθειας θα πρέπει να ακολουθούνται διαφορετικές μέθοδοι ελέγχου. Για ιδανικές MHD αστάθειες, όπως και η NTM, η μέθοδος ελέγχου μπορεί να αφορά τα πλεκτρομαγνητικά κύματα που προκαλούνται από ρεύμα κοντά στο γεωμετρικό σημείο που σπάει η αξονική συμμετρία.

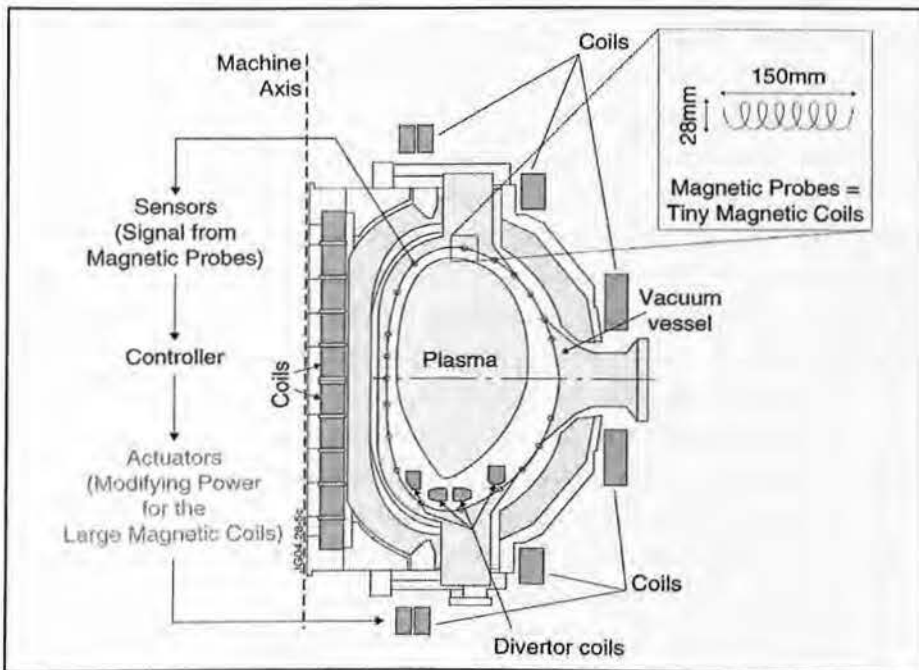
Τέλος, πρέπει να είναι υπό έλεγχο ορισμένα μη φυσιολογικά γεγονότα που οδηγούν σε λύση του πλάσματος. Ένα μη φυσιολογικό γεγονός είναι οποιοδήποτε γεγονός δεν θα έπρεπε να εμφανίζεται κανονικά κατά την εφαρμογή καλά ελεγχόμενων ρουτινών σε μια διεργασία. Υπάρχει ένας μεγάλος αριθμός τέτοιων συμβάντων, και οι επιπτώσεις τους μπορούν να συνοψιστούν σύμφωνα με τη σοβαρότητα των συνεπειών τους στον κίνδυνο της προσωπικής ασφαλείας ή στον κίνδυνο για την ασφάλεια εξοπλισμού και την υποβάθμιση των επιδόσεων. Η διαχείριση των μη φυσιολογικών γεγονότων αντιπροσωπεύει μια άλλη κατηγορία ελέγχου tokamaks, και περιλαμβάνει την ανίχνευση και ταυτοποίηση ανεπιθύμητων γεγονότων, τον προσδιορισμό και την εκτέλεση των διορθωτικών μέτρων όταν είναι δυνατό, ή την εκτέλεση ενεργειών όταν η διόρθωση/ανάκτηση δεν είναι δυνατή. Η σωστή κατηγοριοποίηση των προβλημάτων ελέγχου σε ένα tokamak:

1. Έλεγχος ισορροπίας (καθορισμός σχήματος και θέσης του πλάσματος).
2. Έλεγχος ευστάθειας (καταστολή της δραστηριότητας MHD).
3. Άλλα θέματα (χαρακτηριστικά πλάσματος, μη φυσιολογικές επιπτώσεις).

Η βελτίωση των σημερινών συστημάτων πλάσματος ως προς την ικανότητα να ελέγχουμε τις παραμέτρους που συνδέονται με τη βέλτιστη λειτουργία επιτυγχάνεται με μια σημαντική στροφή από μια εμπειρική προσέγγιση του σχεδιασμού σε μια πιο επίσημη, βασισμένη σε μοντέλο, προσέγγιση. Σε ορισμένες περιπτώσεις, οι εν λόγω ελεγκτές έχουν εφαρμοστεί στις υπάρχουσες διατάξεις tokamak και είναι τώρα σε λειτουργία. Ωστόσο, σε γενικές γραμμές, τα μοντέλα διαιρούνται ως προς την περιγραφή της αλληλεπίδρασης μεταξύ του πλάσματος και τα κυκλώματα που περιγράφονται σε σχέση με περίπλοκες διαφορικές εξισώσεις. Ακόμα και μετά από σημαντικές απλουστεύσεις, ο σχεδιασμός του ελεγκτή παραμένει πρόβλημα, κυρίως επειδή τα περισσότερα μοντέλα συνεπάγονται εξελεγχμένα συστήματα MIMO, ενώ οι μεταβλητές ελέγχου υπόκεινται σε περιορισμούς λόγω των ορίων ισχύος των ενεργοποιητών, τα οποία θα πρέπει να ληφθούν υπόψη στη φάση σχεδιασμού.

2.5 Παράδειγμα: Έλεγχος της μαγνητικής ισορροπίας ενός tokamak

Ο σκοπός του ελέγχου της μαγνητικής ισορροπίας του πλάσματος είναι να εγγυηθεί ότι η ισορροπία θα διατηρείται σε μια προκαθορισμένη μορφή και ακτινική θέση, τέτοια ώστε το πλάσμα να παραμένει περιορισμένο αρκετά μακριά από τα τοιχώματα του tokamak, καθώς επίσης και να εξισορροπήσει τις μικρές κάθετες μετατοπίσεις των μαγνητικών γραμμών μέσα σε κάποια επιθυμητά όρια. Στο Σχήμα 2.5.1 απεικονίζεται η αρχή του αυτομάτου ελέγχου της μαγνητικής ισορροπίας του πλάσματος μέσω πρόσθετων μαγνητικών πεδίων που παράγονται από ειδικά τοποθετημένες σπείρες με διαλλειπτόμενη λειτουργία.



Σχήμα 2.5.1: Αρχή του ελέγχου των μαγνητικών πεδίων σε ένα tokamak.

Οι απαιτήσεις ελέγχου στα σύγχρονα tokamak καθιστούν τη μοντελοποίηση του πλάσματος όλο και πιο απαραίτητη για την σχεδίαση ελεγκτών, προκειμένου να υπάρξει η καλύτερη δυνατή αρχική λειτουργία ελέγχου και ο ελάχιστος «συντονισμός» κατά την εγκατάσταση του ελεγκτή στο πραγματικό σύστημα. Όπως έχουμε ήδη δει, για ορισμένες μεθόδους ελέγχου (όπως για παράδειγμα ο εύρωστος έλεγχος) ακόμη και τα απλά μοντέλα μπορούν να ανταπεξέλθουν στις απαιτήσεις της διεργασίας. Στην παραγωγή ενός μοντέλου αλληλεπίδρασης μεταξύ του πλάσματος και των κυκλωμάτων που περιλαμβάνονται στον έλεγχο ισορροπίας, υιοθετούνται συνήθως οι ακόλουθες απλοποιήσεις:

1. Η εξέλιξη πλάσματος μπορεί να περιγραφεί από έναν πεπερασμένο αριθμό γενικών παραμέτρων.
2. Έστω ότι το πρόβλημα είναι συμμετρικό ως προς τους άξονες, επομένως δισδιάστατο.
3. Έστω ότι η μάζα πλάσματος είναι αμελητέα.
4. Το πλάσμα μπορεί να θεωρηθεί ως ωμικός ασχημάτιστος αγωγός.

Αρχική κίνηση για έναν επιτυχημένο έλεγχο της ισορροπίας είναι το όριο του πλάσματος στο χώρο να καθοριστεί ακριβώς. Βάσει της σύγκρισης μεταξύ της προσδιορισμένης μορφής με την επιθυμητή, εκτελούνται οι κατάλληλες ενέργειες ελέγχου για τη διατήρηση του κέντρου του πλάσματος (έλεγχος ακτινικής θέσης) και πολλών επιλεγμένων σημείων κατά μήκος του ορίου (έλεγχος σχήματος) στις επιθυμητές θέσεις. Ένα άλλο μέρος της δράσης ελέγχου έχει ως ρόλο να σταθεροποιήσει το πλάσμα κάθετα, το οποίο και παρουσιάζουμε ως παράδειγμα/εφαρμογή.

Για τον ακριβή υπολογισμό της γενικής δράσης ελέγχου ως προς τη μορφή και τη θέση του πλάσματος, είναι απαιτούμενο ένα μοντέλο που να περιγράφει την αλληλεπίδραση του πλάσματος με τα πολοειδή ρεύματα μέσα στα όρια του tokamak. Χρησιμοποιώντας έναν προσομοιωτή πλάσματος, ο σχεδιασμός του ελεγκτή είναι βασισμένος γραμμικότητα της επίδρασης των πολοειδών σπειρών ως προς τη μορφή και τη θέση του πλάσματος. Αυτή η επίδραση είναι όχι μόνο μη γραμμική, αλλά εξαρτάται επίσης από τα εσωτερικά ρεύματα. Αυτός είναι ο κύριος λόγος για τον οποίο το ρεύμα του πλάσματος λογίζεται πλέον ως μια από τις ελεγχόμενες μεταβλητές. Δεδομένου ότι η μορφή πλάσματος και τα ρεύματα ποικίλλουν σημαντικά, απαιτούνται πολλαπλάσια γραμμικά μοντέλα. Επιπλέον, η επιλογή των μεταβλητών ελέγχου εξαρτάται από την επιθυμητή ισορροπία, η οποία κατασκευάζεται βάσει της γεωμετρικής μορφής πλάσματος.

Δεδομένου ότι ο προσδιορισμός ενός γραμμικού μοντέλου από τις μετρήσεις του πλάσματος είναι μια μάλλον μεγάλη διαδικασία, δεν θεωρείται πρακτικό να αναπτυχθεί μια τεχνική προσδιορισμού σε πραγματικό χρόνο για έναν προσαρμοστικό ελεγκτή, αλλά να υιοθετηθεί ένα ενιαίο γραμμικό πρότυπο περιγράφοντας όλες τις επιθυμητές μορφές του πλάσματος. Έπειτα, με τον περιορισμό του εύρους του ελέγχου, γίνεται επιλογή των διαφορετικών μεταβλητών ελέγχου σε διαφορετικά στάδια του πειράματος και ρύθμιση δυναμικά των παραμέτρων των ελεγκτών. Οι ελεγκτές αυτοί θα πρέπει να εγγυώνται τη σταθερότητα με την αποδεκτή δυναμική απόδοση που λαμβάνουν. Το μοντέλο του κυκλικού πλάσματος χρησιμοποιείται ευρέως για τη διαμόρφωση του συστήματος πλάσμα-δοχείο-σπείρες, επειδή συνδυάζει τη φυσική απλότητα με τη δυνατότητα για έναν υψηλό βαθμό ακρίβειας στον εξωτερικό αγωγό και στο μοντέλο των σπειρών.

Τα πρώτα tokamak είχαν κυκλική πολοειδή διατομή πλάσματος, και συνεπώς δεν υπήρχε κανένα σοβαρό πρόβλημα για την επιτυχία του ελέγχου θέσης. Στην πορεία διαπιστώθηκε ότι η βελτιωμένη λειτουργία του πλάσματος όσον αφορά την επίτευξη σύντηξης συνεπάγεται κάθετα επιμηκυμένη διατομή. Εντούτοις, σε αυτή την περίπτωση, ο δείκτης ευστάθειας στην κατακόρυφη διεύθυνση (ορίζεται ως $n = -\partial \ln B_z / \partial \ln R$) είναι αρνητικός, οπότε υπάρχει μια (κάθετη, συμμετρική ως προς τους άξονες) αστάθεια. Θεωρητικά, αυτές οι αστάθειες μπορούν να σταθεροποιηθούν με την ενίσχυση του πλάσματος τοποθετώντας γύρω του ένα υπεραγωγίμο τοίχωμα. Τα συνήθη αγώγιμα τοιχώματα με θετική ηλεκτρική αντίσταση μπορούν μόνο να επιβραδύνουν την εξέλιξη της αστάθειας στην τάξη μεγέθους της αυτεπαγωγικής κλίμακα χρόνου. Για να σταθεροποιηθεί το πλάσμα σε πιο μεγάλο χρονικό διάστημα, είναι απαραίτητο να δημιουργηθεί ένα ενεργό σύστημα ελέγχου με ανατροφοδότηση.

Η περιγραφή της κάθετης αστάθειας μπορεί να γίνει στο πλαίσιο ενός απλού μοντέλου για το πλάσμα. Έστω z η κάθετη μετατόπιση του πλάσματος, F_z' η παράγωγος της δύναμης αποσταθεροποίησης, f το διάνυσμα των κάθετων δυνάμεων που επενεργούν στο πλάσμα, οι οποίες παράγονται από τα ρεύματα που ρέουν στα κυκλώματα ελέγχου, και $I = I_c + I_p$ το διάνυσμα των ρευμάτων που ρέουν στα ενεργητικά και παθητικά κυκλώματα. Η δύναμη ισορροπίας στην κάθετη διεύθυνση δίνεται πιο κάτω:

$$zF_z' + \mathbf{f}^T \mathbf{I} = 0 \quad (2.5.1)$$

και η εξίσωση για το συνολικό ρεύμα του πλάσματος γράφεται:

$$\frac{d(\mathbf{M}\mathbf{I})}{dt} + \mathbf{R}\mathbf{I} + \mathbf{g} \frac{dz}{dt} = \mathbf{V}_{ps} \quad (2.5.2)$$

όπου $\mathbf{g} = \mathbf{I}^T \partial \mathbf{M} / \partial z$ είναι το διάνυσμα που δίνει τις συνεισφορές στις μαγνητικές ροές που συνδέονται με τα κυκλώματα και που προκαλούνται από μια μετατόπιση μονάδων του πλάσματος. Για ένα άκαμπτο μοντέλο στο οποίο το πλάσμα διαμορφώνεται ως σύνολο ινών ελεύθερων να κινηθούν κάθετα διατηρώντας τα σταθερά ρεύματα και τις σχετικές θέσεις, η F_z' και το f δίνονται πιο κάτω:

$$\mathbf{f} = \mathbf{g} = I_p \frac{\partial \mathbf{M}_{pc}}{\partial z} \quad (2.5.3a)$$

$$F_z' = 2\pi n B_z I_p \quad (2.5.3b)$$

Αυτό το απλοποιημένο μοντέλο έχει χρησιμοποιηθεί εκτενώς στον σχεδιασμό ηλεκτών για την εγκάρσια ισορροπία του πλάσματος. Έχει επιδειχθεί ότι χρησιμοποιώντας ένα σύστημα αυτομάτου ελέγχου με ανατροφοδότηση, που αποτελείται από μια ενιαία ενεργητική σπείρα και μια ενεργή σπείρα με ανατροφοδότηση, η κάθετη ευστάθεια του πλάσματος μπορεί να επιτευχθεί όταν η αυτεπαγωγική επίδραση των προστατευτικών καλυμμάτων της παθητικής σπείρας είναι αρκετά μικρή.

Στο JET, με ανάλογα μοντέλα σχεδιάστηκε ένας προσαρμοστικός ελεγκτής εγκάρσιας ισορροπίας (βλ. σχήμα 2.5.2). Ο ελεγκτής χρησιμοποιεί ως σήμα ανατροφοδότησης την κάθετη ταχύτητα πλάσματος, η οποία μετριέται χρησιμοποιώντας έναν συνδυασμό μετρήσεων με μαγνητικούς αισθητήρες. Ο ενεργοποιητής είναι ένα κύκλωμα FRFA με τέσσερις πολοειδείς σπείρες, οι οποίες παράγουν έναν κυρίως ομοκατευθυνόμενο ακτινικό πεδίο. Αυτό το κύκλωμα συνδέεται με έναν ισχυρό ενισχυτή που ακολουθεί μια τάση αναφοράς με τη βοήθεια μιας σύνθετης λογικής ελέγχου υστέρησης. Για το σχέδιο ελέγχου, οι κύριες ιδιότητες του συστήματος συνοψίζονται χρησιμοποιώντας ένα απλό πρότυπο που εξετάζει μόνο τον ασταθή πόλο και τον πόλο κυκλωμάτων

$$I_{FRFA}(s) = k_1 \frac{s-a}{(s-\gamma)(s-b)} V_{FRFA}(s) \quad (2.5.4a)$$

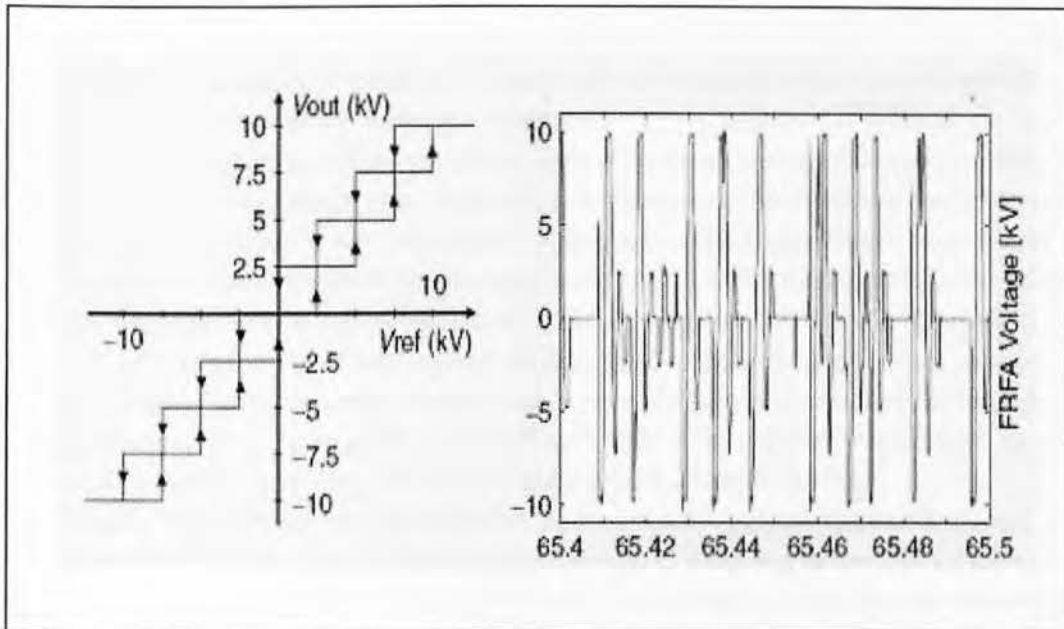
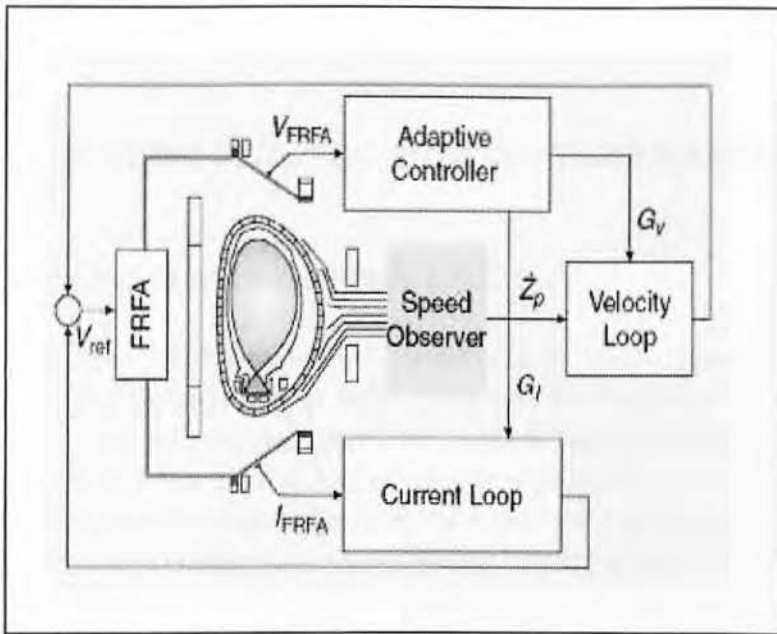
$$\left(\frac{dz_p}{dt} I_p \right) (s) = k_2 \frac{s}{s-a} I_{FRFA}(s) \quad (2.5.4b)$$

όπου γ πόλος λόγω της γιγάντωσης της αστάθειας του πλάσματος, b είναι ο ασταθής πόλος λόγω της αυτεπαγωγής και της αντίστασης του κυκλώματος FRFA, a είναι ρίζα και πόλος λόγω του μη μηδενισμού της φάσης και τα k_1, k_2 είναι σταθερές που εξαρτώνται από την γεωμετρία του πλάσματος. Ο ενισχυτής περιγράφεται από το ακόλουθο μοντέλο:

$$G_{FRFA}(s) = \frac{G_A}{(1 + 0.25T_A s)^4} \quad (2.5.5)$$

όπου G_A είναι το στατικό κέρδος και T_A η σταθερά χρόνου. Το μοντέλο αυτό συνυπολογίζει τη χρονική καθυστέρηση του ενισχυτή αλλά όχι και τη μη γραμμική συμπεριφορά του ενεργοποιητή. Κατά τη διάρκεια της γρήγορης μεταβολής του ρεύματος του ενισχυτή, επάγονται ισχυρά δινορεύματα στο θάλαμο του tokamak, τα οποία προκαλούν καθυστέρηση στο να δημιουργηθεί το επιθυμητό μαγνητικό πεδίο από τα πηνία εντός του πλάσματος, με τον ίδιο τρόπο που ο θάλαμος καθυστερεί τη γιγάντωση της εγκάρσιας αστάθειας. Η συνολική επίδραση είναι παρόμοια με αυτή ενός χαμηλοπερατού φίλτρου με σταθερά χρόνου που καθορίζεται από την αυτεπαγωγή και την αντίσταση του θαλάμου.

Η προσομοίωση του πλάσματος ως γραμμικό ηλεκτρικό κύκλωμα έχει χρησιμοποιηθεί και σε άλλα, πιο εξελιγμένα σχέδια ελεγκτών σε άλλα tokamaks, οι οποίοι βασίζονται σε ελεγκτές προσαρμοστικούς D, ευφείς (fuzzy-logic), LQ και H_∞ , οι οποίοι εν γένει είναι πιο αποτελεσματικοί από τους συνηθισμένους ελεγκτές PD. Η βασική αδυναμία του απλού αυτού μοντέλου για το πλάσμα είναι ότι δεν δύναται να περιγράψει τις αλλαγές στο σχήμα του πλάσματος, οι οποίες προκαλούν μεταβολές στην ισορροπία δυνάμεων.



Σχήμα 2.5.2: Διάγραμμα βαθμίδων του ελεγκτή εγκάρσιας ευστάθειας πλάσματος που χρησιμοποιείται στο JET (πάνω), με χρήση ενός κυκλώματος FRFA για ενεργοποίησή με ενσωματωμένο έλεγχο υστέρησης (κάτω).

3 ΑΝΑΛΥΣΗ ΤΩΝ ΔΙΑΤΑΞΕΩΝ ΕΝΟΣ ΜΙΚΡΟΚΥΜΑΤΙΚΟΥ Σ.Α.Ε.

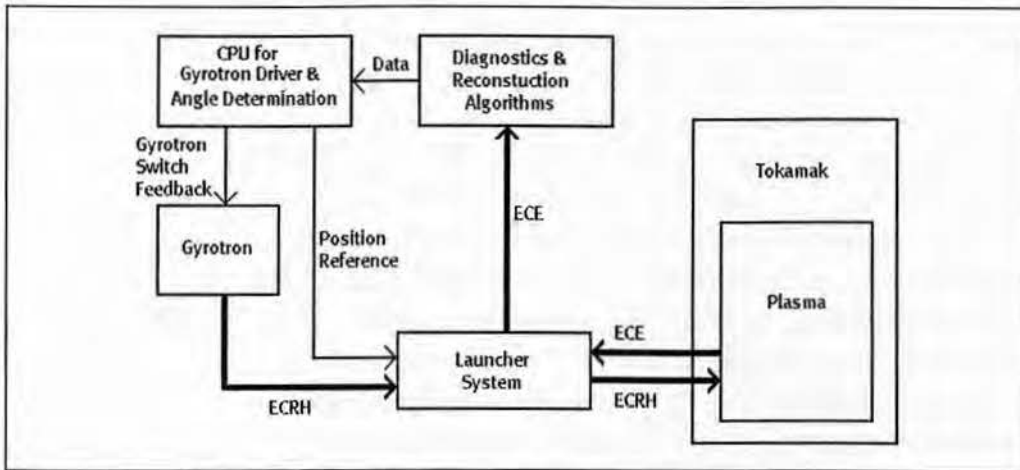
3.1 Γενική μορφή ενός μικροκυματικού Σ.Α.Ε.

Στο παρόν κεφάλαιο περιγράφονται εν συντομία τα χαρακτηριστικά γνωρίσματα όλων των σχεικών υποσυστημάτων που συνθέτουν ένα τυπικό σύστημα αυτομάτου ελέγχου με ενεργοποιητή ηλεκτρομαγνητικά κύματα υψηλής συχνότητας και ισχύος (μικροκύματα). Ένα τέτοιο σύστημα έχει ως κύριο στόχο την εναπόθεση ενέργειας ή/και τη δημιουργία μη επαγόμενων ρευμάτων στο πλάσμα, με βάση το φαινόμενο του συντονισμού των κυμάτων με τα ηλεκτρόνια του πλάσματος (ECR), και χρησιμοποιείται στα tokamak για την τοπική θέρμανση του πλάσματος, τη μεταβολή του προφίλ ρεύματος στο πλάσμα και την καταστολή/σταθεροποίηση ανεπιθύμητων δυναμικών ασταθειών.

Όπως θα περιγράψουμε παρακάτω, σημαντικά συστατικά αυτής της εγκατάστασης περιλαμβάνουν μια ισχυρή πηγή μικροκυμάτων (γυροτρόνιο), τη γραμμή μετάδοσης (κυματοδηγός), το μηχανικό σύστημα εκτόξευσης των κυμάτων (εκτοξευτή με πηδαλιουχούμενο κάτοπτρο), το ίδιο το tokamak (ως το ελεγχόμενο σύστημα), καθώς και τα αναγκαία διαγνωσικά όργανα μέτρησης της δυναμικής κατάστασης του πλάσματος (ραδιόμετρα). Στο πλαίσιο της παρούσας εργασίας θα επικεντρωθούμε στη λειτουργία του μηχανικού υποσυστήματος εκτόξευσης των κυμάτων στο πλάσμα (EC εκτοξευτή), το οποίο αποτελεί και τη ραχοκοκαλιά του όλου συστήματος καθώς αναλαμβάνει την αποστολή των κυμάτων στο επιθυμητό σημείο εντός του πλάσματος. Στις περισσότερες εφαρμογές, και ειδικά στην περίπτωση καταπολέμησης ασταθειών, η διαδικασία αυτή πρέπει να γίνει με μεγάλη ακρίβεια, κάτι που θέτει υψηλές απαιτήσεις σχετικά με το σχεδιασμό και τον έλεγχο του συγκεκριμένου υποσυστήματος.

Στο Σχήμα 3.1.1 γίνεται μια απεικόνιση ενός τυπικού μικροκυματικού συστήματος αυτομάτου ελέγχου σε μορφή μπλοκ διαγράμματος. Η λειτουργία του όλου (κλειστού) συστήματος είναι συνοπτικά η εξής: Αρχικά, το γυροτρόνιο τίθεται σε λειτουργία, παράγει και τροφοδοτεί την ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία, υπό τη μορφή χωρικά εντοπισμένης μικροκυματικής δέσμης, μέσω της γραμμής διάδοσης στο υποσύστημα εκτόξευσης. Το ελεγχόμενο αυτό υποσύστημα, έχοντας δεχθεί ως δεύτερη είσοδο την επιθυμητή θέση της δέσμης εντός του πλάσματος, μεταβάλλει κατά το δοκούν τη γωνία διάδοσης της δέσμης με χρήση ελεγχόμενων οπτικών διατάξεων (φακών/καθρεπτών). Ακολούθως, η δέσμη οδηγείται εντός του πλάσματος, όπου και απορροφάται. Στο τελικό βήμα, η θέση της απορρόφησης μετράται από τα διαγνωστικά, συγκρίνεται με την επιθυμητή και ανατροφοδοτείται ως «σφάλμα» στην είσοδο του συστήματος.

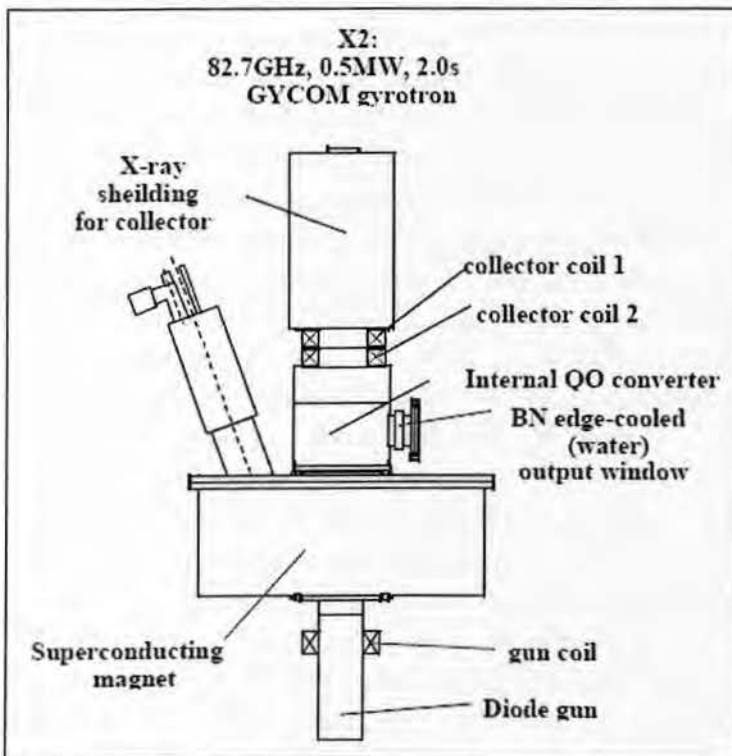
Στις επόμενες παραγράφους ακολουθούν λεπτομέρειες για τα σημαντικότερα από τα μπλοκ του παραπάνω διαγράμματος του μικροκυματικού Σ.Α.Ε.: Τη μικροκυματική πηγή, τη γραμμή διάδοσης, τη συσκευή εκτόξευσης κυμάτων, τη δυναμική απόκριση του πλάσματος και τους διαγνωστικούς αισθητήρες μέτρησης.



Σχήμα 3.1.1: Μπλοκ διάγραμμα ενός τυπικού συστήματος αυτομάτου ελέγχου με ενεργοποιητή ηλεκτρομαγνητικά κύματα υψηλής συχνότητας και ισχύος.

3.2 Μικροκυματική πηγή, γραμμή διάδοσης και διαγνωστικό μέτρησης

Η εγκατάσταση ενός μικροκυματικού Σ.Α.Ε. πρέπει να είναι εξοπλισμένη με έναν αριθμό από πηγές μικροκυματικής ακτινοβολίας. Οι πηγές που χρησιμοποιούνται στα τρέχοντα πειράματα, μετεξελίξεις των οποίων θα χρησιμοποιηθούν στον ITER, ονομάζονται γυροτρόνια (gyrotrons) και έχουν τη δυνατότητα να παράγουν ηλεκτρομαγνητικές δέσμες με συχνότητα 75-140 GHz, διάρκεια 0.2-5 sec και μέγιστη ισχύ 0.1-1 MW. Μια σχηματική αναπαράσταση ενός γυροτρονίου δίνεται στο σχήμα 3.2.1.



Σχήμα 3.2.1: Σχηματική αναπαράσταση ενός γυροτρονίου.

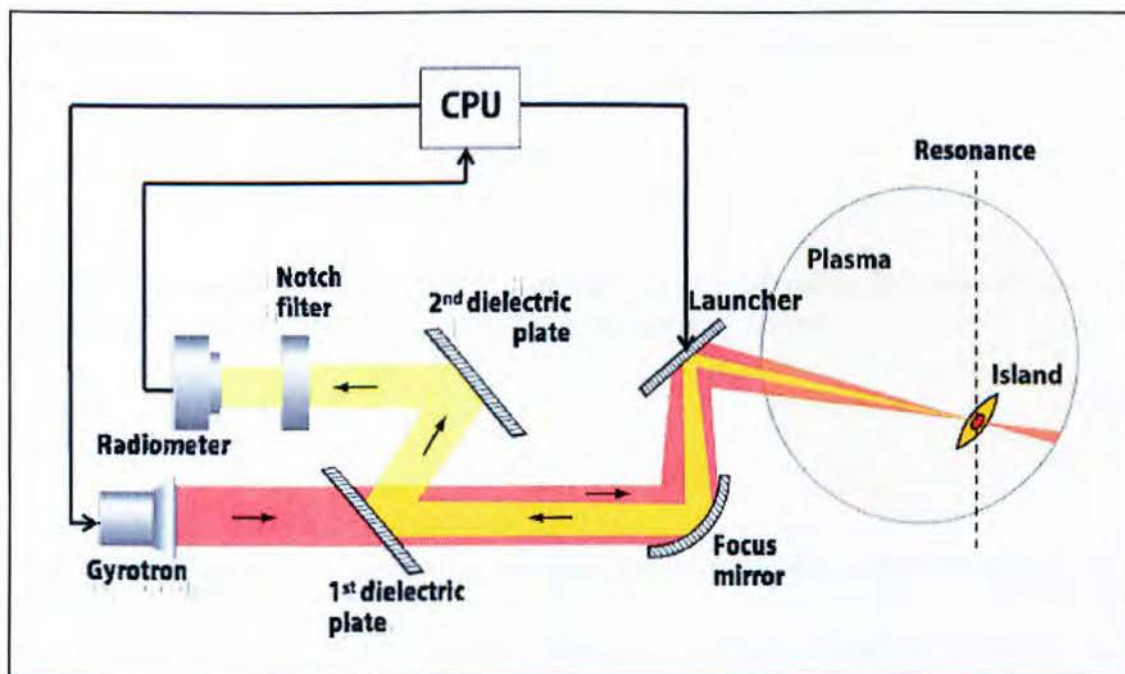
Το γυροτρόνιο είναι ένας αρχικά κενός σωλήνας με υπεραγωγίμους μαγνήτες στον οποίο διαμορφώνονται τα παραγόμενα ηλεκτρομαγνητικά κύματα. Στην πλευρά του κενού σωλήνα υπάρχει μια κάθοδος που περιέχει ηλεκτρόνια (gun), ενώ στην αντίθετη πλευρά υπάρχει ένας συλλέκτης, ο οποίος βρίσκεται αρχικά υπό μηδενική ηλεκτρική τάση. Κατά την εκκίνηση λειτουργίας του γυροτρονίου, εφαρμόζεται μια διαφορά δυναμικού μεταξύ της καθόδου και του συλλέκτη η οποία επιταχύνει τα ηλεκτρόνια, διαμορφώνοντας μια δέσμη ηλεκτρονίων στην κοιλότητα του σωλήνα του γυροτρονίου. Τα ηλεκτρόνια αυτά αρχίζουν να ακτινοβολούν λόγω των ταλαντώσεων που επιβάλλονται από ένα κατάλληλο, εξωτερικά εφαρμοσμένο μαγνητικό πεδίο που παράγεται από τους υπεραγωγίμους μαγνήτες. Ένα ποσοστό της ακτινοβολίας αυτής (συνήθως 30-40%), το οποίο καθορίζει και το συντελεστή απόδοσης του γυροτρονίου, αξιοποιείται τελικά ως εκπεμπόμενο κύμα, ενώ το υπόλοιπο μετατρέπεται σε θερμότητα επάνω στην επιφάνεια του συλλέκτη.

Η συχνότητα του εκπεμπόμενου μικροκύματος καθορίζεται από τη συχνότητα λειτουργίας του γυροτρονίου, η οποία είναι ουσιαστικά η συχνότητα με την οποία τα ηλεκτρόνια περιστρέφονται γύρω από το εφαρμοσμένο μαγνητικό πεδίο. Προς το παρόν, τα διαθέσιμα γυροτρόνια, λόγω του ότι το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο είναι εκ κατασκευής σταθερό, λειτουργούν σε μια συγκεκριμένη συχνότητα. Για τη δεύτερη φάση λειτουργίας του ITER, είναι υπό έρευνα η προοπτική κατασκευής γυροτρονίων μεταβλητής συχνότητας, τα οποία θα είναι πολύ χρήσιμα (όπως θα αναλύσουμε και παρακάτω) σε εφαρμογές αυτομάτου ελέγχου της απορρόφησης εντός του πλάσματος. Το κόστος κατασκευής ενός γυροτρονίου ακολουθεί το πρακτικό κανόνα «1 δολάριο ανά Watt» (αφήνουμε τον αναγνώστη να κάνει τον σχετικό υπολογισμό για ισχύ 1 MW).

Μέσω μιας ημιοπτικής γραμμής μεταφοράς, η κυματική ισχύς του γυροτρονίου οδηγείται προς τη διάταξη εκτόξευσης της δέσμης και από εκεί μέσα στο πλάσμα του tokamak (Σχήμα 3.2.2). Η λειτουργία των υποσυστημάτων αυτών αναλύεται στις επόμενες ενότητες. Αυτή η γραμμή σχεδιάζεται και χρησιμοποιείται για μικροκύματα που προέρχονται από όλα τα διαθέσιμα γυροτρόνια, και περιέχει έναν αριθμό από εστιακά κάτοπτρα για τον προσανατολισμό του κύματος προς το επιθυμητό σημείο. Επίσης, διαθέτει στην εσωτερική της επιφάνεια ειδικού τύπου ρυτιδώσεις με σκοπό την απόσβεση ανεπιθύμητων κυματικών ρυθμών που ενδέχεται να δημιουργηθούν κατά τη διάδοση της δέσμης εντός του κυματοδηγού. Στο τέλος της γραμμής οδήγησης, το υψηλής ισχύος ηλεκτρομαγνητικό κύμα εισέρχεται στη διάταξη εκτόξευσης μέσω ενός ειδικού οπτικού «παραθύρου». Η οπτική δίοδος αυτή είναι κατασκευασμένη από διαμάντι, ώστε να είναι ανθεκτική στις μεγάλες θερμοκρασίες που προκαλεί η μεγάλη ισχύς του προσπίπτοντος κύματος.

Το αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης του πλάσματος με το κύμα σηματοδοτεί και την επίτευξη ή μη του στόχου της χρήσης του μικροκυματικού Σ.Α.Ε. Για να διαπιστωθεί το αποτέλεσμα, απαιτείται η χρήση διαγνωστικών οργάνων για τη μέτρηση της δυναμικής κατάστασης του πλάσματος, και ειδικότερα των παραμέτρων που επηρεάζονται από το ηλεκτρομαγνητικό κύμα. Η ανίχνευση αυτή επιτυγχάνεται μέσω ενός πρόσθετου οπτικού συστήματος που είναι μερικώς ενσωματωμένο στη γραμμή μετάδοσης, όπως απεικονίζεται και στο Σχήμα 3.2.2. Με αυτή τη διάταξη, η θέση του στόχου (π.χ. μιας μαγνητικής νησίδας) ανιχνεύεται μέσω της μέτρησης της διαταραχής που

προκαλείται στη θερμοκρασία των ηλεκτρονίων. Η διαταραχή αυτή αντιστοιχεί στην εκπομπή μιας μικρής ποσότητας ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας από τα ηλεκτρόνια, η οποία συλλέγεται από το κάτοπτρο του εκτοξευτήρα και απεικονίζεται στην αντίστροφη κατεύθυνση της γραμμής μετάδοσης.



Σχήμα 3.2.2: Αναλυτική αναπαράσταση ενός μικροκυματικού Σ.Α.Ε. με κυματική πηγή, γραμμή διάδοσης, διάταξη εκτόξευσης και διαγνωστικό μέτρησης.

Περίπου στο μέσο της γραμμής μετάδοσης, η εισερχόμενη από το πλάσμα ακτινοβολία (ECE) διαχωρίζεται από την αποσταλμένη ισχύ του γυροτρονίου με τη βοήθεια ενός ειδικού διηλεκτρικού τοιχώματος που δεν επιτρέπει τη διέλευση κυμάτων με συχνότητα μικρότερη από τη συχνότητα του γυροτρονίου (όπως είναι και τα κύματα ECE). Ως εκ τούτου, τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα του γυροτρονίου διαβιβάζονται μέσω του διηλεκτρικού στην κατεύθυνση προς το πλάσμα, ενώ τα κύματα ECE αποσιέλλονται στο οπτικό σύστημα επεξεργασίας που περιέχει ένα ραδιόμετρο 6 καναλιών και ένα δεύτερο διηλεκτρικό τοίχωμα για το πρόσθετο «φιλτράρισμα» του φάσματος της ακτινοβολίας από το πλάσμα. Τα 6 κανάλια του ραδιομέτρου χωρίζονται σε ένα φάσμα συχνοτήτων 3 GHz το ένα από το άλλο και ξεκινούν από τα 132.5 GHz.

3.3 Διάδοση και απορρόφηση ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων στο πλάσμα

Ένα ηλεκτρομαγνητικό κύμα υψηλής συχνότητας διαδίδεται στο πλάσμα, διαγράφοντας μια τροχιά η οποία εξαρτάται από την αλληλεπίδραση του κυματικού πεδίου με τα ηλεκτρόνια του πλάσματος. Σε ένα tokamak, το μαγνητικό πεδίο είναι κατάλληλα σχεδιασμένο ώστε, σε μια συγκεκριμένη περιοχή, η αλληλεπίδραση αυτή να είναι αρκετά ισχυρή, το κύμα να απορροφάται από τα ηλεκτρόνια του πλάσματος και αυτά να επιταχύνονται (Σχήμα 3.3.1). Το φαινόμενο αυτό βασίζεται στο συντονισμό του ηλεκτρικού πεδίου του κύματος με την κυκλική κίνηση των ηλεκτρονίων.

Η μαθηματική έκφραση του συντονισμού μεταξύ κύματος και ηλεκτρικού φορτίου σε μια θέση r του πλάσματος είναι η εξής:

$$\omega - n \frac{\omega_{ce}(r)}{\gamma} - k_{\parallel} v_{e\parallel} \approx 0 \quad (3.3.1)$$

όπου ω είναι η συχνότητα του κύματος, ω_{ce} η συχνότητα περιστροφής του ηλεκτρονίου γύρω από το μαγνητικό πεδίο B (κυκλοτρονική συχνότητα):

$$\omega_{ce}(r) = \frac{q_e B(r)}{m_e} \quad (3.3.2)$$

n είναι η αρμονική της κυκλοτρονικής συχνότητας με την οποία θέλουμε να επιτευχθεί συντονισμός, γ είναι ο σχετικιστικός παράγοντας Lorentz:

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v_e^2}{c^2}}} \quad (3.3.3)$$

και k_{\parallel} , $v_{e\parallel}$ ο κυματικός αριθμός και η ταχύτητα του ηλεκτρονίου στη διεύθυνση παράλληλα προς το μαγνητικό πεδίο.

Το ηλεκτρομαγνητικό κύμα, κατά τη διάδοσή του, αλληλεπιδρά με ένα τμήμα των ηλεκτρονίων του πλάσματος και δίνει ποσά από την ενέργειά του σε όσα ικανοποιούν τη συνθήκη συντονισμού. Σε αυτό το πλαίσιο, η συνθήκη μπορεί να διατυπωθεί στη βάση της κατανομής ταχυτήτων των ηλεκτρονίων:

$$\omega - n \frac{\omega_{ce}(r)}{\langle \gamma \rangle(r)} - k_{\parallel} \langle v_{e\parallel} \rangle(r) \approx 0 \quad (3.3.4)$$

όπου $\langle \gamma \rangle(r)$ είναι ο μέσος σχετικιστικός παράγοντας Lorentz και $\langle v_{e\parallel} \rangle(r)$ η μέση ταχύτητα των ηλεκτρονίων παράλληλα στο μαγνητικό πεδίο:

$$\langle \gamma \rangle(r) = 1 + \frac{T_e(r)}{m_e c^2} \quad (3.3.5\alpha)$$

$$\langle v_{e\parallel} \rangle(r) = \frac{3k_B T_e(r)}{m_e} \quad (3.3.5\beta)$$

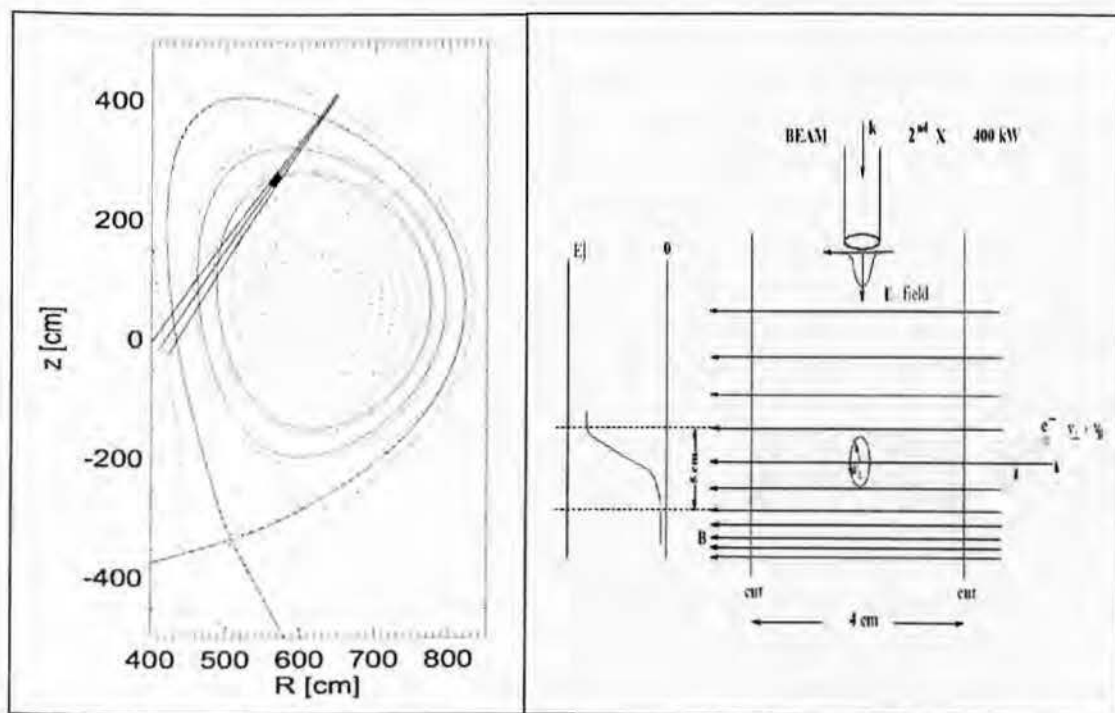
Για να επιβάλλει κάποιος την ισχύ της σχέσης συντονισμού σε μια συγκεκριμένη θέση r του πλάσματος, θεωρητικά μπορεί να χρησιμοποιήσει κάποια από τα μεγέθη ω , ω_{ce} και k_{\parallel} ως παραμέτρους ελέγχου. Τα μεγέθη $\langle \gamma \rangle$ και $\langle v_{e\parallel} \rangle$, λόγω του ότι είναι «εσωτερικές παράμετροι» του συστήματος, δηλ. μεταβάλλονται με την απόθεση της κυματικής ισχύος στο πλάσμα, δεν είναι πρακτικά δυνατό να χρησιμοποιηθούν ως παράμετροι ελέγχου.

Η συχνότητα ω του κύματος είναι ανάλογη του μαγνητικού πεδίου που χρησιμοποιεί η μικροκυματική πηγή. Οι υπάρχουσες πηγές αποδίδουν μια συγκεκριμένη συχνό-

τητα, οπότε και δεν είναι δυνατό κατά την τρέχουσα έρευνα να χρησιμοποιηθούν ως στοιχεία ελέγχου. Για την περίπτωση αυτή, εξετάζεται η κατασκευή πιο εξελιγμένων πηγών για χρήση στη δεύτερη φάση λειτουργίας του ITER, οι οποίες θα έχουν τη δυνατότητα μεταβολής της συχνότητας, πχ. στο διάστημα 130-210 GHz με βήμα 2 GHz (αυτά θα είναι και τα όρια κορεσμού της πηγής ως στοιχείου ελέγχου).

Η τιμή της κυκλοτρονικής συχνότητας ελέγχεται μέσω της τιμής του μαγνητικού πεδίου του tokamak, οπότε είναι εν γένει εφικτός ο έλεγχος της θέσης του συντονισμού. Όμως, η μεταβολή αυτή είναι δυνατό να συμβεί εντός κάποιων ορίων, λόγω του ότι αν το μαγνητικό πεδίο ελαττωθεί πάρα πολύ ενδέχεται να υπάρξουν επιπτώσεις στη συγκράτηση του πλάσματος. Άρα, και σε αυτή την περίπτωση υπάρχουν όρια κορεσμού του ενεργοποιητή στη μέθοδο ελέγχου. Επιπρόσθετα, προς διερεύνηση είναι η δυνατότητα, κατά τη διάρκεια εφαρμογής του ελέγχου, να έχουμε τοπικές μεταβολές $\partial B/\partial t$ του μαγνητικού πεδίου, διότι επάγουν στροβίλωση του ηλεκτρικού πεδίου με συνέπειες που εξαρτώνται από το χρόνο που διαρκούν αυτές οι μεταβολές.

Σε αυτή την εργασία έχουμε επικεντρωθεί στον έλεγχο μέσω της μεταβολής του κυματικού αριθμού, ο οποίος αλλάζει με τις γωνίες διάδοσης θ , φ , οι αρχικές τιμές των οποίων καθορίζονται από τη διάταξη εκτόξευσης των κυμάτων. Εκτός από έναν αξιόλογο τρόπο ελέγχου της θέσης του συντονισμού, αυτός είναι και ο καλύτερος υπάρχων τρόπος οδήγησης της δέσμης στο σημείο του συντονισμού. Και σε αυτή την περίπτωση όμως, υπάρχουν κάποια όρια λειτουργίας λόγω των ορίων στις γωνίες που μπορεί να αποδώσει ο εκτοξευτή (πχ. στον AUG τα όρια αυτά είναι $-45^\circ < \varphi < 45^\circ$ και $-30^\circ < \theta < 30^\circ$).



Σχήμα 3.3.1: Τροχιά της διάδοσης ηλεκτρομαγνητικού κύματος στο πλάσμα του tokamak (αριστερά) και απορρόφηση του ηλεκτρικού πεδίου του κύματος στο συντονισμό (δεξιά).

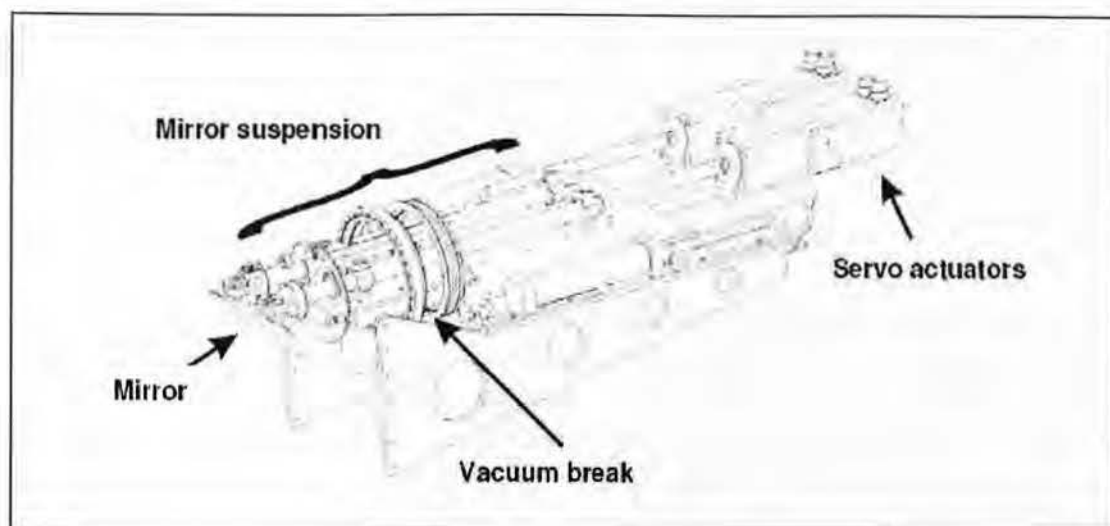
3.4 Περιγραφή της διάταξης εκτόξευσης μικροκυμάτων στο πλάσμα

Μια τυπική διάταξη εκτόξευσης ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων είναι ουσιαστικά ένα ηλεκτρο-μηχανικό σύστημα, δηλαδή αποτελείται από ένα ηλεκτρικό και ένα μηχανικό μέρος. Το ηλεκτρικό μέρος περιλαμβάνει κατ' ελάχιστο μια παροχή ηλεκτρικού ρεύματος, ένα σερβομηχανισμό μετάδοσης κίνησης και ένα ηλεκτρονικό υπολογιστή για την απεικόνιση και τον έλεγχο συμβάντων. Το μηχανικό μέρος αποτελείται από ένα κάτοπτρο το οποίο μπορεί να περιστρέφεται ταυτόχρονα κατά την ισημερινή και την αζιμουθιακή διεύθυνση (δηλαδή έχει δυο βαθμούς ελευθερίας) με τη βοήθεια δύο βραχιόνων μετάδοσης κίνησης (Σχήμα 3.2.1).

Πρακτικά, το κινούμενο κάτοπτρο αποτελεί το τελευταίο τμήμα της γραμμής μετάδοσης που προσανατολίζει τα μικροκύματα υψηλής ισχύος που προέρχονται από το γυροτρόνιο στο tokamak για τον έλεγχο του πλάσματος, στοχεύοντας το επιθυμητό σημείο εντός του πλάσματος. Αφότου τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα περάσουν από τη γραμμή μετάδοσης και το οπτικό παράθυρο, προσπίπτουν σε ένα ακίνητο κάτοπτρο από χαλκό το οποίο χρησιμοποιείται για να τα προβάλει πάνω στο χαλύβδινο κινητό κάτοπτρο (μάζας περίπου 5 kg). Να σημειώνουμε εδώ ότι μέρος του σταθερού και του κινούμενου κατόπτρου βρίσκεται μέσα εντός του tokamak, όπου οι συνθήκες διατηρούνται σταθερές.

Ο πρώτος βαθμός ελευθερίας, στο οριζόντιο επίπεδο, αντιστοιχεί στην κίνηση της περιστροφής, ενώ ο δεύτερος βαθμός ελευθερίας, στο κάθετο επίπεδο, αντιστοιχεί στην κίνηση ανύψωσης. Το εύρος κατεύθυνσης του κατόπτρου είναι περιορισμένο μεταξύ κάποιων οριακών γωνιών τόσο στην περιστροφική κίνηση όσο και στην ανυψωτική κίνηση, όπου το κάτοπτρο στη θέση ισορροπίας του είναι προσανατολισμένο στις 0° και στις δυο κατευθύνσεις. Ο βαθμός ελευθερίας της ανύψωσης αντιστοιχεί σε κίνηση των μικροκυμάτων στην πολοειδή διεύθυνση του πλάσματος, ενώ ο περιστροφικός βαθμός ελευθερίας αντιστοιχεί σε κίνηση στην τοροειδή διεύθυνση. Οι απαιτήσεις για την ταχύτητα και το σφάλμα της απόκρισης του εκτοξευτήρα καθορίζονται από τις φυσικές συνθήκες του πλάσματος όσον αφορά το συγκεκριμένο στόχο που πρέπει να έλθει εις πέρας. Σημειώνουμε εδώ ότι η μικροκυματική δέσμη μπορεί να οδηγηθεί με ίση ταχύτητα και στους δυο βαθμούς ελευθερίας, χαρακτηριστικό το οποίο προσθέτει ευελιξία και αποδοτικότητα στις εφαρμογές σε κάθε πιθανή θέση μέσα σε μια διατομή του πλάσματος.

Οι δύο σερβοκινητήρες που μεταδίδουν την κίνηση στο κάτοπτρο του εκτοξευτή, ένας για κάθε βαθμό ελευθερίας, αποτελούνται από μια περιστροφική σύγχρονη μηχανή μαγνητών εναλλασσόμενου ρεύματος και έναν άξονα που μετατρέπει την περιστροφική κίνηση της μηχανής σε ευθύγραμμη. Οι ενεργοποιητές που χρησιμοποιούνται σε αυτή την διάταξη είναι σχεδιασμένοι για συμβατική χρήση σε βιομηχανικές ευπροσάρμοστες διεργασίες παραγωγής όπου απαιτείται ακριβής προσδιορισμός θέσης. Οι κινητήρες είναι τριφασικοί με ημιονοειδείς διανεμημένες περιελίξεις, ένα στάτορα και έναν ρότορα με μόνιμους μαγνήτες. Ο άξονας προστατεύεται από οποιασδήποτε μορφής τάνυση και παραμόρφωση κατά τη διάρκεια της αξονικής μετακίνησης, ενώ η προστασία ενάντια στις ακτινωτές δυνάμεις παρέχεται από έναν εσωτερικό ειδικό μηχανισμό.



Σχήμα 3.4.1: Σχηματική απεικόνιση ενός τυπικού συστήματος εκτόξευσης ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων για χρήση σε πειράματα ελεγχόμενης σύντηξης.

Οι σερβοκινητήρες χρησιμοποιούνται σε συνδυασμό με ένα σύστημα σερβοενισχυτών, το οποίο παρέχει στη μηχανή τις κατάλληλες τροχιές εισόδου και είναι σε θέση να ελέγξει το σερβοσύστημα κλειστού βρόχου. Οι κινητήρες είναι επιπρόσθετα εξοπλισμένοι με κωδικοποιητές, οι οποίοι επιτρέπουν τον έλεγχο της ταχύτητας περιστροφής και την ανατροφοδότηση της γωνιακής θέσης του κινητήρα στον άξονα. Στο σύστημα προωθητών του εκτοξευτή περιέχονται ψηφιακοί σερβοενισχυτές, οι οποίοι περιλαμβάνουν μια βασική δομή ελέγχου που χρησιμοποιείται συνήθως για τις κινήσεις κινητήρων λόγω της ευελιξίας της. Αυτή η δομή ελέγχου αποτελείται από τρεις ευδιάκριτους βρόχους ελέγχου της θέσης, της ταχύτητας και της ροπής.

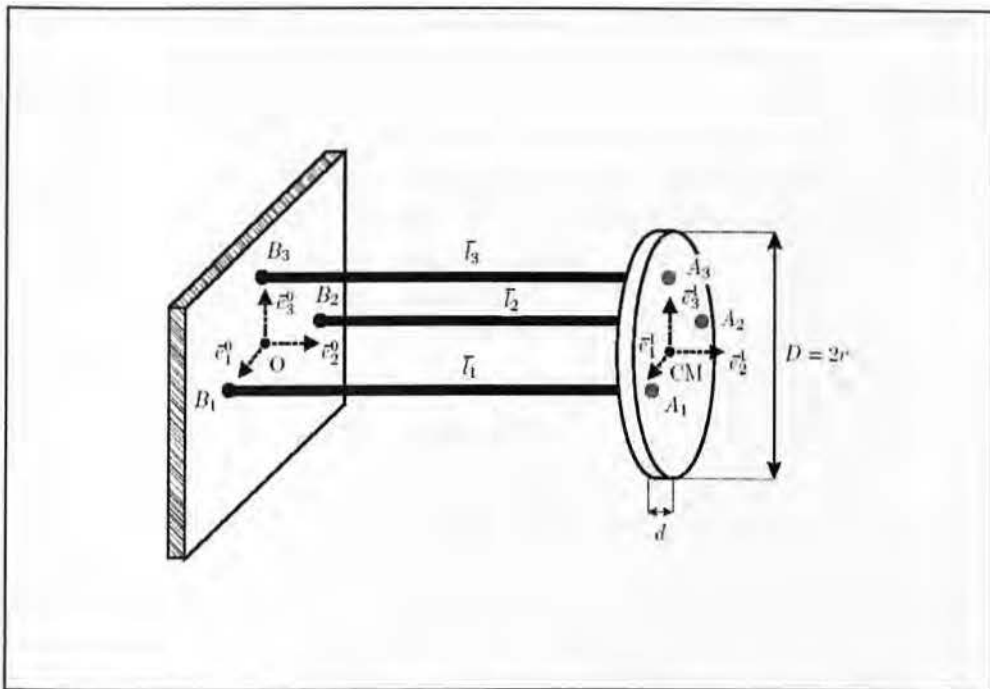
Οι υψηλής ποιότητας κινήσεις του σερβομηχανισμού μπορούν να επιτευχθούν από το διανυσματικό έλεγχο, όπου συνήθως χρησιμοποιείται ένας αναστροφέας διαιμόρφωσης πλάτους. Αυτός ο αναστροφέας παρέχει άμεσα τις κατάλληλες εισόδους τάσης στον τριφασικό ηλεκτρομηχανικό κινητήρων. Οι συνεχείς εισοδοί τάσης, που προέρχονται από τον αναστροφέα, μετατρέπονται σε μια ακολουθία διανυσμάτων μεταβαλλόμενης κατάστασης, η οποία εντούτοις δεν θα οδηγήσει σε μια σταθερή ροπή κινητήρα και επομένως αυτοί οι κινητήρες είναι πάντα εξοπλισμένοι με έναν πρόσθετο τρέχοντα βρόχο ελέγχου. Δεδομένου ότι μια τρέχουσα είσοδος που παρέχεται στον ενεργοποιητή είναι άμεσα ανάλογη προς την πραγματική ροπή, η οποία καταλήγει τελικά στον άξονα του ρότορα, ο τρέχων έλεγχος θα οδηγήσει σε μια σταθερή ροπή. Αυτό μπορεί να γίνει κατανοητό συνειδητοποιώντας ότι η εντολή ελέγχου για το διανυσματικό έλεγχο είναι το ρεύμα του στάτορα, το οποίο αποτελείται από δύο εγκάρσιες συνιστώσες. Η ηλεκτρομαγνητική ροπή στους κινητήρες εναλλασσόμενου ρεύματος παρέχεται από το ρεύμα, το οποίο αλληλεπιδρά με το πεδίο. Ο τρέχων έλεγχος συχνά αναφέρεται ως έλεγχος ροπής. Η συμπεριφορά του τρέχοντος βρόχου ελέγχου έχει επίπτωση στην τελική απόδοση του σερβομηχανισμού κίνησης.

Η ώθηση του συστήματος είναι δυνατή με την παροχή ενός αναλογικού σήματος εισόδου στους σερβοενισχυτές. Κατά την οδήγηση του συστήματος, μπορεί να επλε-

γεί μια διαμόρφωση όπου οι ενεργοποιητές ενεργούν ως σερβοκινητήρες και το αναλογικό σήμα εισόδου είναι γίνεται το επιθυμητό σημείο αναφοράς για τον τρέχοντα βρόχο ελέγχου. Όπως διαφαίνεται, αυτό είναι παρόμοιο με τη χρήση ενός μόνιμου σύγχρονου κινητήρα μαγνητών με μια ηλεκτρομαγνητική ροπή ως επιθυμητό σημείο αναφοράς (τη λογική αυτή θα ακολουθήσουμε και στις εξομοιώσεις μας).

3.5 Δυναμικό μοντέλο της εκτόξευσης των μικροκυμάτων

Σε αυτό το σημείο παραθέτουμε τον υπολογισμό του δυναμικού μοντέλου του συστήματος εκτόξευσης που θα χρησιμοποιήσουμε στις εξομοιώσεις του μικροκυματικού Σ.Α.Ε στο επόμενο κεφάλαιο. Ουσιαστικά, ασχολούμαστε με την κινηματική και τη δυναμική του κατόπτρου του συστήματος εκτόξευσης υπό την επίδραση της ροπής που προέρχεται από τον σερβοκινητήρα. Στο Σχήμα 3.5.1 δίνουμε ένα βοηθητικό σχήμα του κατόπτρου του εκτοξευτή, το οποίο περιλαμβάνει τους άξονες σύνδεσής του με το σερβομηχανισμό μετάδοσης της κίνησης.



Σχήμα 3.5.1: Σχηματική απεικόνιση του κατόπτρου του εκτοξευτή μικροκυμάτων και των συνδέσμων του με το σερβοκινητήρα.

Καταρχήν, πρέπει να ορίσουμε τα κινηματικά μεγέθη του κατόπτρου και τα σχετικά συστήματα συντεταγμένων. Ορίζουμε λοιπόν ένα σταθερό πλαίσιο αναφοράς \bar{e}_i , το οποίο περιγράφει την διεύθυνση της κεντρικής πλατφόρμας του εκτοξευτή, και με \bar{e}_i ορίζουμε μια μεταβλητή για την άτρακτο (σταθερό σώμα) του κατόπτρου του εκτοξευτή. Με βάση αυτόν τον καθορισμό, η θέση του κέντρου βάρους του κατόπτρου ως προς τη κύρια πλατφόρμα του εκτοξευτή δίνεται από το διάνυσμα $\vec{\Gamma}_{CM} = [x \ y \ z]\bar{e}_i$, ενώ η διεύθυνση του σταθερού τμήματος του κατόπτρου (\bar{e}'_i) δίνεται από:

$$\underline{\bar{e}}^n = R \underline{\bar{e}}^{-1T} \quad (3.5.1)$$

όπου $\underline{R} = \underline{\bar{e}}^{-1} R \underline{\bar{e}}^{-1T}$ είναι ο πίνακας περιστροφής, ο οποίος δίνεται από τη σχέση:

$$\underline{\bar{e}}^{-1T} = \underline{A}^{41}(\varphi, \xi, \theta) \underline{\bar{e}}^{-1T} \quad (3.5.2)$$

όπου $\underline{A}^{41} = \underline{R}^T$ ο πίνακας διεύθυνσης συνημίτονου. Η περιγραφή του R (ή του \underline{A}^{41}) απαιτεί γωνίες για τις οποίες η ακολουθία περιστροφών καθορίζεται ως ακολούθως:

1. Περιστροφή από το \bar{e}^{-1} έως το \bar{e}^{-2} κατά μια γωνία φ (ανύψωση).
2. Περιστροφή από το \bar{e}^{-2} έως το \bar{e}^{-3} κατά μια γωνία ξ (ιδιοπεριστροφή).
3. Περιστροφή από το \bar{e}^{-3} έως το \bar{e}^{-4} κατά μια γωνία θ (περιστροφή).

Σημειώστε ότι τα πλαίσια \bar{e}^{-2} και \bar{e}^{-3} εκφράζουν τα ενδιάμεσα πλαίσια της συνολικής μετατόπισης του εκτοξευτή από το αρχικό ζεύγος γωνιών $(0^\circ, 0^\circ)$ στις τελικές γωνίες (φ, θ) . Παρατηρείστε επιπλέον ότι οι γωνίες θ και φ αντιστοιχούν στην περιστροφή και την ανύψωση του κατόπτρου του εκτοξευτή, ενώ η ξ είναι ένας τρίτος, νοτιός βαθμός ελευθερίας για την ιδιοπεριστροφή του υπό μελέτη σώματος. Στη συνέχεια οι πραγματικές εξισώσεις της κίνησης για τον εκτοξευτή θα καθορίσουν αν αυτός ο πρόσθετος βαθμός ελευθερίας θα ληφθεί υπόψη.

Με βάση τα παραπάνω, έχουμε διαδοχικά ότι:

$$\begin{aligned} \underline{A}^{41}(\varphi, \xi, \theta) &= \underline{A}^{43}(\theta) \underline{A}^{32}(\xi) \underline{A}^{21}(\varphi) = \\ &= \begin{bmatrix} \cos(\theta) & \sin(\theta) & 0 \\ -\sin(\theta) & \cos(\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \cos(\xi) & 0 & -\sin(\xi) \\ 0 & 1 & 0 \\ \sin(\xi) & 0 & \cos(\xi) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\varphi) & \sin(\varphi) \\ 0 & -\sin(\varphi) & \cos(\varphi) \end{bmatrix} = \\ &= \begin{bmatrix} \cos(\xi)\cos(\theta) & \sin(\theta) & -\sin(\xi)\cos(\theta) \\ -\cos(\xi)\sin(\theta) & \cos(\theta) & \sin(\xi)\sin(\theta) \\ \sin(\xi) & 0 & \cos(\xi) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos(\varphi) & \sin(\varphi) \\ 0 & -\sin(\varphi) & \cos(\varphi) \end{bmatrix} = \\ &= \begin{bmatrix} \cos(\xi)\cos(\theta) & \cos(\varphi)\sin(\theta) + \sin(\varphi)\sin(\xi)\cos(\theta) & \sin(\varphi)\sin(\theta) - \cos(\varphi)\sin(\xi)\cos(\theta) \\ -\cos(\xi)\sin(\theta) & \cos(\varphi)\cos(\theta) - \sin(\varphi)\sin(\xi)\sin(\theta) & \sin(\varphi)\cos(\theta) + \cos(\varphi)\sin(\xi)\sin(\theta) \\ \sin(\xi) & -\sin(\varphi)\cos(\xi) & \cos(\varphi)\cos(\xi) \end{bmatrix} \quad (3.5.3) \end{aligned}$$

Το διάνυσμα ${}^{41}\bar{\omega}$ της μεταβλητής του σταθερού σώματος \bar{e}^{-4} ως προς το σταθερό \bar{e}^{-1} (δηλ. η γωνιακή ταχύτητα του κατόπτρου ως προς την βάση του εκτοξευτή) είναι:

$${}^{41}\bar{\omega} = \bar{e}_1 \dot{\varphi} + \bar{e}_2 \dot{\xi} + \bar{e}_3 \dot{\theta} = \underline{\bar{e}}^{-1T} \begin{bmatrix} \dot{\varphi} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} + \underline{\bar{e}}^{-2T} \begin{bmatrix} 0 \\ \dot{\xi} \\ 0 \end{bmatrix} + \underline{\bar{e}}^{-3T} \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \dot{\theta} \end{bmatrix} = \underline{\bar{e}}^{-1T} \begin{bmatrix} \dot{\varphi} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} + \underline{\bar{e}}^{-1T} \underline{A}^{21} \begin{bmatrix} 0 \\ \dot{\xi} \\ 0 \end{bmatrix} + \underline{\bar{e}}^{-1T} \underline{A}^{21} \underline{A}^{23} \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \dot{\theta} \end{bmatrix} \quad (3.5.4)$$

Η γωνιακή ταχύτητα ${}^{41}\bar{\omega}$ μπορεί επίσης να ξαναγραφτεί ως προς το πλαίσιο \bar{e}^{-4} :

$$\begin{aligned}
 {}^{41}\bar{\omega} &= \bar{e}_1^{-4}\hat{\varphi} + \bar{e}_2^{-4}\hat{\xi} + \bar{e}_3^{-4}\hat{\theta} = \underline{\underline{A}}^{12} \underline{\underline{A}}^{23} \underline{\underline{A}}^{34} \underline{\underline{e}}^{-4T} \begin{bmatrix} \dot{\varphi} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} + \underline{\underline{A}}^{23} \underline{\underline{A}}^{34} \underline{\underline{e}}^{-4T} \begin{bmatrix} 0 \\ \dot{\xi} \\ 0 \end{bmatrix} + \underline{\underline{A}}^{34} \underline{\underline{e}}^{-4T} \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \dot{\theta} \end{bmatrix} = \\
 &= \underline{\underline{e}}^{-4T} \begin{bmatrix} \cos(\xi)\cos(\theta) & -\cos(\xi)\sin(\theta) & \sin(\xi) \\ \cos(\varphi)\sin(\theta) + \sin(\varphi)\sin(\xi)\cos(\theta) & \cos(\varphi)\cos(\theta) - \sin(\varphi)\sin(\xi)\sin(\theta) & -\sin(\varphi)\cos(\xi) \\ \sin(\varphi)\sin(\theta) - \cos(\varphi)\sin(\xi)\cos(\theta) & \sin(\varphi)\cos(\theta) + \cos(\varphi)\sin(\xi)\sin(\theta) & \cos(\varphi)\cos(\xi) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} \dot{\varphi} \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix} \\
 &+ \underline{\underline{e}}^{-4T} \begin{bmatrix} \cos(\xi)\cos(\theta) & -\cos(\xi)\sin(\theta) & \sin(\xi) \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) & 0 \\ -\sin(\xi)\cos(\theta) & \sin(\xi)\sin(\theta) & \cos(\xi) \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ \dot{\xi} \\ 0 \end{bmatrix} + \underline{\underline{e}}^{-4T} \begin{bmatrix} \cos(\theta) & -\sin(\theta) & 0 \\ \sin(\theta) & \cos(\theta) & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ \dot{\theta} \end{bmatrix} \quad (3.5.5)
 \end{aligned}$$

το οποίο τελικά οδηγεί στην παρακάτω έκφραση:

$$\underline{\underline{\omega}}^{-4} = \begin{bmatrix} \dot{\varphi} \cos(\xi)\cos(\theta) - \dot{\xi} \cos(\xi)\cos(\theta) \\ \dot{\varphi}(\cos(\varphi)\sin(\theta) + \sin(\varphi)\sin(\xi)\cos(\theta)) + \dot{\xi} \cos(\theta) \\ \dot{\varphi}(\sin(\varphi)\sin(\theta) - \cos(\varphi)\sin(\xi)\cos(\theta)) + \dot{\xi} \sin(\xi)\sin(\theta) + \dot{\theta} \end{bmatrix} \quad (3.5.6)$$

Η συχνότητα μπορεί να γραφεί και στη μορφή $\underline{\underline{\omega}}^{-4} = \underline{\underline{\Theta}}\hat{\underline{\underline{\theta}}}$, όπου $\hat{\underline{\underline{\theta}}} = [\hat{\varphi} \ \hat{\xi} \ \hat{\theta}]^T$ και

$$\underline{\underline{\Theta}} = \begin{bmatrix} \cos(\xi)\cos(\theta) & -\cos(\xi)\sin(\theta) & 0 \\ \cos(\varphi)\sin(\theta) + \sin(\varphi)\sin(\xi)\cos(\theta) & \cos(\theta) & 0 \\ \sin(\varphi)\sin(\theta) - \cos(\varphi)\sin(\xi)\cos(\theta) & \sin(\xi)\sin(\theta) & 1 \end{bmatrix} \quad (3.5.7)$$

As συνδέσουμε τώρα την κινηματική του εκτοξευτή (αποτέλεσμα) με τις δυνάμεις που του ασκούνται (αίτιο). Γι' αυτό το σκοπό είναι αναγκαίος ο ορισμός της ροπής αδράνειας του κατόπτρου ${}_{CM}J$ ως προς το κέντρο μάζας CM

$${}_{CM}J = \underline{\underline{e}}^{-4T} {}_{CM}\underline{\underline{J}} \underline{\underline{e}}^{-4} \quad (3.5.8)$$

Όταν τα $\underline{\underline{e}}_1^{-4}, \underline{\underline{e}}_2^{-4}, \underline{\underline{e}}_3^{-4}$ επιλέγονται να είναι τα ιδιοδιανύσματα του ${}_{CM}J$ (δηλ. το πλαίσιο $\underline{\underline{e}}^{-4}$ ανιπροσωπεύει τους κύριους άξονες της αδράνειας του κινούμενου κατόπτρου), τότε ο πίνακας ${}_{CM}J$ μπορεί να γραφτεί ως ένας διαγώνιος πίνακας:

$${}_{CM}J = \begin{bmatrix} J_1 & 0 & 0 \\ 0 & J_2 & 0 \\ 0 & 0 & J_3 \end{bmatrix}, \text{ όπου } J_i, i=1,2,3 \quad (3.5.9)$$

Υποθέτουμε ότι το κάτοπτρο έχει το σχήμα ενός πολύ λεπτού παραλληλεπίπεδου. Η πυκνότητα μάζας του κατόπτρου υποτίθεται ότι είναι ομοιογενής πέρα από τον όγκο της. Από την θεωρία προκύπτουν οι εξής σχέσεις για τις ροπές αδράνειας:

$$J_1 = \frac{1}{2}mw^2 + \frac{1}{2}ml^2 \quad (3.5.10\alpha)$$

$$J_2 = \frac{1}{2}ml^2 + \frac{1}{2}mh^2 \quad (3.5.10\beta)$$

$$J_3 = \frac{1}{2}mh^2 + \frac{1}{2}mw^2 \quad (3.5.10\gamma)$$

Η κίνηση του κατόπτρου ελέγχεται από τρεις ενεργοποιητές μεταξύ της βασικής πλατφόρμας και του κινούμενου κατόπτρου. Οι ενεργοποιητές J_1 και J_2 συνδέονται με την περιστροφή του κατόπτρου, ενώ ο ενεργοποιητής J_3 συνδέεται με την ανύψωσή του. Οι δυνάμεις \vec{F}_j του ενεργοποιητή προκαλούν μια ροπή \vec{M}_j η οποία επιδρά στο κάτοπτρο. Η επακόλουθη ροπή ως προς το κέντρο μάζας του κατόπτρου δίνεται από το γενικό τύπο:

$$\vec{M}_{CM} = \sum_{j=1}^3 a_j \times \vec{F}_j \quad (3.5.11)$$

όπου τα διανύσματα \vec{a}_j , $j=1,2,3$ αναφέρονται στις σταθερές αποστάσεις των σημείων επαφής των ενεργοποιητών-αξόνων του σερβοκινητήρα με το κάτοπτρο ως προς το κέντρο μάζας του κατόπτρου. Χρησιμοποιώντας το αξίωμα Euler, οι τρεις περιστροφικές εξισώσεις της κίνησης μπορούν να διατυπωθούν ως:

$$\begin{bmatrix} M_3 \\ M_\xi \\ M_{12} \end{bmatrix} = \underline{e}^{-1T} \begin{bmatrix} J_1 \dot{\omega}_x - (J_2 - J_3) \omega_x \omega_z \\ J_2 \dot{\omega}_y - (J_3 - J_1) \omega_z \omega_x \\ J_3 \dot{\omega}_z - (J_1 - J_2) \omega_x \omega_y \end{bmatrix}$$

όπου τα ω_x , ω_y , ω_z , προκύπτουν από τον πίνακα $\underline{\omega}^1 = [\omega_x \ \omega_y \ \omega_z]^T$. Σημειώνουμε εδώ πώς τα ω_x , ω_y , ω_z , εξαρτώνται από τα φ , ξ και θ όπως προκύπτουν από τις πρώτου και δευτέρου βαθμού παραγώγους τους:

$$\omega_x = \dot{\varphi} \cos(\xi) \cos(\theta) - \dot{\xi} \cos(\xi) \cos(\theta)$$

$$\begin{aligned} \dot{\omega}_x = & \ddot{\varphi} \cos(\xi) \cos(\theta) - \dot{\varphi} \dot{\xi} \sin(\xi) \cos(\theta) - \dot{\varphi} \dot{\theta} \cos(\xi) \sin(\theta) \\ & - \dot{\xi} \cos(\xi) \sin(\theta) + \dot{\xi}^2 \sin(\xi) \sin(\theta) - \dot{\xi} \dot{\theta} \cos(\xi) \cos(\theta) \end{aligned}$$

$$\omega_y = \dot{\varphi} (\cos(\varphi) \sin(\theta) - \sin(\varphi) \sin(\xi) \cos(\theta)) + \dot{\xi} \cos(\theta)$$

$$\begin{aligned} \dot{\omega}_y = & \ddot{\varphi} \cos(\varphi) \sin(\theta) - \dot{\varphi}^2 \sin(\varphi) \sin(\theta) + \dot{\varphi} \dot{\theta} \cos(\varphi) \cos(\theta) + \dot{\varphi} \sin(\varphi) \sin(\xi) \cos(\theta) \\ & + \dot{\varphi}^2 \cos(\varphi) \sin(\xi) \cos(\theta) + \dot{\varphi} \dot{\xi} \sin(\varphi) \sin(\xi) \cos(\theta) \\ & - \dot{\varphi} \dot{\theta} \sin(\varphi) \sin(\xi) \sin(\theta) + \dot{\xi} \cos(\theta) - \dot{\xi} \dot{\theta} \sin(\theta) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\omega_z &= \dot{\varphi}(\cos(\varphi)\sin(\theta) - \cos(\varphi)\sin(\xi)\cos(\theta)) + \dot{\xi}\sin(\theta)\sin(\theta) + \dot{\theta} \\ \dot{\omega}_z &= \ddot{\varphi}\sin(\varphi)\sin(\theta) + \dot{\varphi}^2\cos(\varphi)\sin(\theta) + \dot{\varphi}\dot{\theta}\sin(\varphi)\cos(\theta) - \ddot{\varphi}\cos(\varphi)\sin(\xi)\cos(\theta) \\ &\quad + \dot{\varphi}^2\sin(\varphi)\sin(\xi)\cos(\theta) - \dot{\varphi}\dot{\xi}\cos(\varphi)\cos(\xi)\cos(\theta) + \dot{\varphi}\dot{\theta}\sin(\varphi)\sin(\xi)\sin(\theta) \\ &\quad + \dot{\xi}^2\sin(\xi)\sin(\theta) + \dot{\xi}^2\cos(\xi)\sin(\theta) + \dot{\xi}\dot{\theta}\sin(\xi)\cos(\theta) + \ddot{\theta}\end{aligned}$$

Η εξίσωση της κίνησης που προκύπτει από το Νόμο του Νεύτωνα και την εφαρμογή του αξιωματος του Euler μπορεί να γραφτεί ως εξής:

$$\underline{M}(\underline{q})\underline{\ddot{q}} + \underline{H}(\underline{q}, \underline{\dot{q}}) = \underline{I}\underline{\tau} \quad (3.5.12)$$

όπου $\underline{q} = [\varphi \quad \xi \quad \theta]^T$, $\underline{\tau} = [M_3 \quad M_\xi \quad M_{12}]^T$, \underline{I} ο μοναδιαίος πίνακας και

$$\underline{M}(\underline{q}) = \begin{bmatrix} J_1 \cos(\xi) \cos(\theta) & -J_1 \cos(\xi) \sin(\theta) & 0 \\ J_2 (\cos(\varphi) \sin(\theta) + \sin(\varphi) \sin(\xi) \cos(\theta)) & J_2 \cos(\theta) & 0 \\ J_3 (\sin(\varphi) \sin(\theta) - \cos(\varphi) \sin(\xi) \cos(\theta)) & J_3 \sin(\xi) \cos(\theta) & J_3 \end{bmatrix}$$

$$\underline{H}(\underline{q}, \underline{\dot{q}}) = \begin{bmatrix} -J_1 (\dot{\varphi} \dot{\xi} \sin(\xi) \cos(\theta) + \dot{\varphi} \dot{\theta} \cos(\xi) \sin(\theta) - \dot{\xi}^2 \sin(\xi) \sin(\theta) \\ + \dot{\xi} \dot{\theta} \cos(\xi) \cos(\theta)) - (J_3 - J_1) \omega_x \omega_z \\ J_2 (-\dot{\varphi}^2 \sin(\varphi) \sin(\theta) + \dot{\varphi} \dot{\theta} \cos(\varphi) \cos(\theta) + \dot{\varphi}^2 \cos(\varphi) \sin(\xi) \cos(\theta) \\ + \dot{\varphi} \dot{\xi} \sin(\varphi) \cos(\xi) \cos(\theta) - \dot{\varphi} \dot{\theta} \sin(\varphi) \sin(\xi) \sin(\theta) \\ - \dot{\xi} \dot{\theta} \sin(\theta)) - (J_3 - J_1) \omega_z \omega_x \\ J_3 (\dot{\varphi}^2 \cos(\varphi) \sin(\theta) + \dot{\varphi} \dot{\theta} \sin(\varphi) \cos(\theta) + \dot{\varphi}^2 \sin(\varphi) \sin(\xi) \cos(\theta) \\ + \dot{\varphi} \dot{\xi} \cos(\varphi) \cos(\xi) \cos(\theta) + \dot{\varphi} \dot{\theta} \cos(\varphi) \cos(\xi) \cos(\theta) + \dot{\xi}^2 \cos(\xi) \sin(\theta) \\ + \dot{\xi} \dot{\theta} \sin(\xi) \cos(\theta)) - (J_1 - J_2) \omega_x \omega_y \end{bmatrix}$$

Παρατηρούμε πως η μετακίνηση του κατόπτρου είναι δυνατή μόνο κατά τις γωνίες φ και θ . Παρ' όλα αυτά η συνάρτηση κίνησης μπορεί να απλοποιηθεί αντικαθιστώντας $x=z=0$ και $\xi = \dot{\xi} = 0$. Η εξίσωση της κίνησης έτσι καταλήγει να είναι η παρακάτω:

$$M_3 = J_1 (\ddot{\varphi} \cos(\theta) - \dot{\varphi} \dot{\theta} \sin(\theta)) - (J_2 - J_3) \dot{\varphi} \cos(\theta) (\dot{\varphi} \sin(\varphi) \sin(\theta) + \dot{\theta}) \quad (3.5.13\alpha)$$

$$\begin{aligned} M_{12} &= J_3 (\ddot{\varphi} \sin(\varphi) \sin(\theta) + \dot{\varphi}^2 \cos(\varphi) \sin(\theta) + \dot{\varphi} \dot{\theta} \sin(\varphi) \cos(\theta) + \ddot{\theta}) \\ &\quad - (J_1 - J_2) \dot{\varphi}^2 \cos(\theta) \cos(\varphi) \sin(\theta) \end{aligned} \quad (3.5.13\beta)$$

όπου $M_3 = M_{03} - b_{03}\dot{\varphi} - k_{03}\varphi$ είναι η συνολική ροπή ανύψωσης, συμπεριλαμβανομένων των ροπών της τριβής (με συντελεστή b) και της δύναμης επαναφοράς (με συντελεστή k), και $M_{12} = M_{012} - b_{012}\dot{\theta} - k_{012}\theta$ είναι η συνολική ροπή περιστροφής.

Αντικαθιστώντας τους παραπάνω όρους για την ορμή που εφαρμόζεται στο κάτοπτρο του εκτοξευτή από την αντανάκλαση, και επανατοποθετώντας τους όρους, οι εξισώσεις κίνησης στην τελική τους μορφή δίνονται παρακάτω:

$$\ddot{\phi} = \frac{1}{J_1 \cos(\theta)} \left(\begin{array}{l} J_1 \dot{\phi} \dot{\theta} \sin(\theta) + J_2 \left(\dot{\phi}^2 \cos(\theta) \sin(\varphi) \sin(\theta) + \dot{\phi} \dot{\theta} \cos(\theta) \right) \\ - J_3 \left(\dot{\phi}^2 \cos(\theta) \sin(\varphi) S(\theta) + \dot{\phi} \dot{\theta} \cos(\theta) \right) + M_{03} - b_{03} \dot{\phi} - k_{03} \phi \end{array} \right) \quad (3.5.14\alpha)$$

$$\ddot{\theta} = \frac{1}{J_3} \left(\begin{array}{l} -J_3 \left(\ddot{\phi} \sin(\varphi) \sin(\theta) - \dot{\phi}^2 \cos(\varphi) \sin(\theta) - \dot{\phi} \dot{\theta} \sin(\varphi) \cos(\theta) \right) \\ + J_1 \dot{\phi}^2 \cos(\varphi) \cos(\theta) \sin(\theta) - J_2 \dot{\phi}^2 \cos(\varphi) \cos(\theta) \sin(\theta) + M_{012} - b_{012} \dot{\theta} - k_{012} \theta \end{array} \right) \quad (3.5.14\beta)$$

Οι μη γραμμικές εξισώσεις (3.5.14) θα χρησιμοποιηθούν παρακάτω για την κατασκευή ενός μοντέλου εξομοίωσης της λειτουργίας του εκτοξευτή κυμάτων.

4 ΕΞΟΜΟΙΩΣΗ ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑΣ ΕΝΟΣ ΜΙΚΡΟΚΥΜΑΤΙΚΟΥ Σ.Α.Ε.

4.1 Γενικά στοιχεία

Σε αυτό το κεφάλαιο θα ασχοληθούμε με την εξομοίωση του μικροκυματικού Σ.Α.Ε. που περιγράψαμε προηγουμένως. Πιο συγκεκριμένα, θα μελετήσουμε τη λειτουργία του κατόπτρου της διάταξης εκτόξευσης κυμάτων ως ελεγχόμενο σύστημα ανοικτού και κλειστού βρόχου. Ο στόχος του ελεγχόμενου συστήματος είναι η ακτινοβολία να εκτοξευτεί προς το πλάσμα υπό συγκεκριμένη γωνία, ώστε να απορροφηθεί από το πλάσμα σε μια επιθυμητή περιοχή (βλέπε Ενότητα 3.3). Η είσοδος του συγκεκριμένου συστήματος είναι οι επιθυμητές γωνίες ή οι αντίστοιχες ροπές (δεν ασχοληθήκαμε εδώ με το μοντέλο λειτουργίας του σερβοκινητήρα, ο οποίος με είσοδο τάση παράγει ροπή), και η έξοδος είναι οι τρέχουσες τιμές των γωνιών.

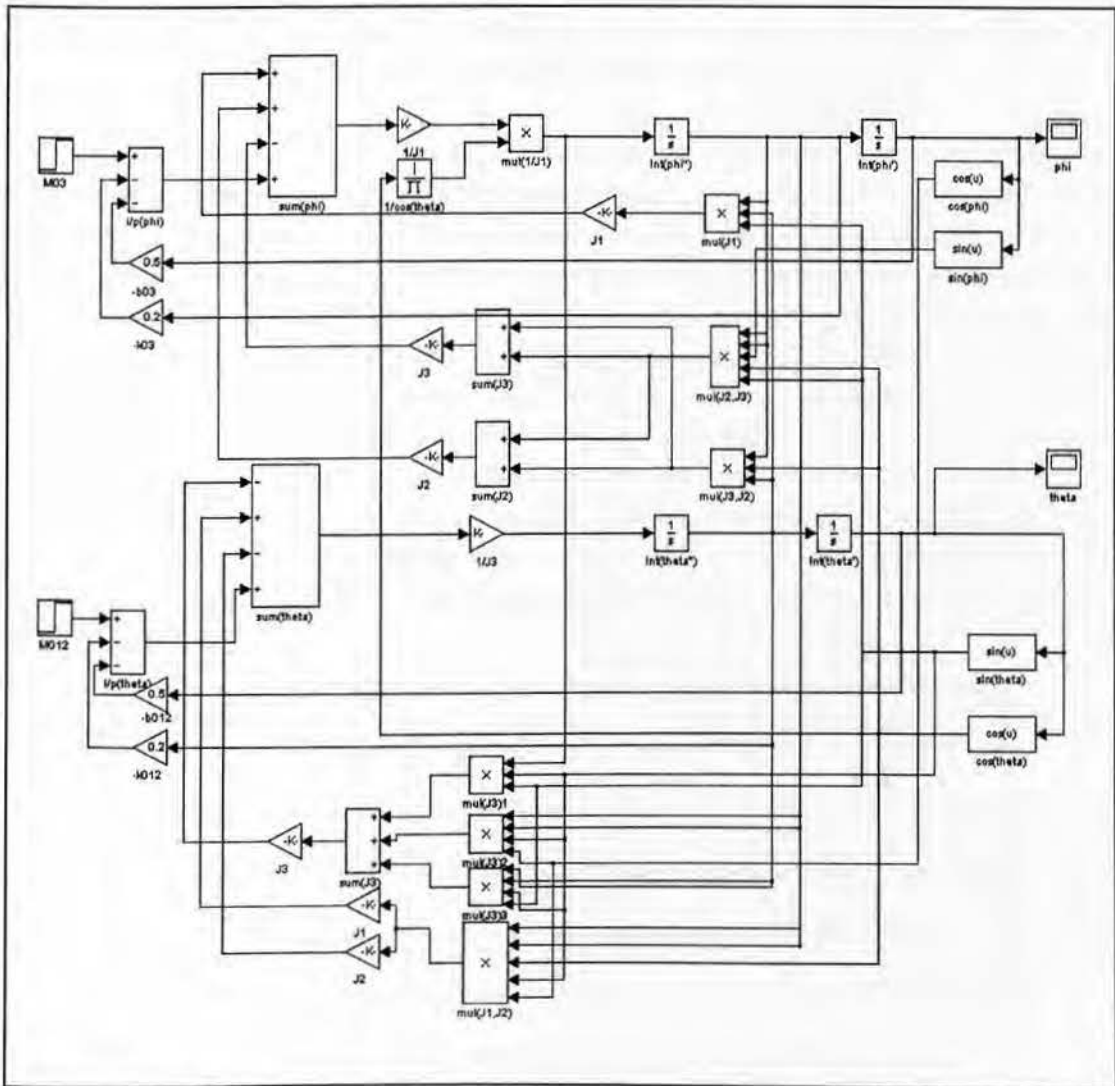
Η εξομοίωση των συστημάτων έχει σαν κύριο στόχο τη δημιουργία μοντέλων για τη δυναμική συμπεριφορά των συστημάτων και τη χρήση τους στο σχεδιασμό κατάλληλων ελεγκτών για έλεγχο κλειστού βρόχου, με απότερο σκοπό την πραγματοποίηση αξιόπιστων εικονικών πειραμάτων του ελεγχόμενου συστήματος, χωρίς δηλαδή τη χρήση του σχετικού εξοπλισμού (hardware). Αυτός είναι ένας ασφαλής τρόπος να μελετήσει κάποιος το σύστημα χωρίς να προξενήσει ζημιές στο πραγματικό σύστημα, αλλά και να σχεδιάσει ενδεχόμενες βελτιώσεις και αναβαθμίσεις του.

Η εξομοίωση της λειτουργίας του εκτοξευτή μπορεί να γίνει με δύο τρόπους, είτε μέσω ενός μοντέλου που προέρχεται από τις φυσικές εξισώσεις εξέλιξης των βαθμίδων του συστήματος, είτε μέσω ενός μοντέλου που προκύπτει από την αναγνώριση του ανοικτού συστήματος από πειραματικές μετρήσεις. Στην εργασία αυτή ακολουθούμε την πρώτη οδό, χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις (3.5.14). Η κάθε μέθοδος για την κατασκευή ενός μοντέλου του συστήματος έχει τα δικά της πλεονεκτήματα και μειονεκτήματα. Τα θεωρητικά μοντέλα παρέχουν μεγαλύτερη πληροφορία για τις σχέσεις αίτιου-αποτελέσματος στη δυναμική του συστήματος και είναι πιο εύκολο να επιδεχθούν βελτιώσεις, όμως συνήθως η επίλυσή τους απαιτεί απλοποιήσεις που αποκλείουν κάποια φαινόμενα από τη μελέτη. Από την άλλη, τα πειραματικά μοντέλα λαμβάνουν υπόψη όλα τα συνεισφέροντα φαινόμενα, όμως δεν είναι δυνατό να διαχωριστεί ο ρόλος του καθενός χωρίς συγκεκριμένες παραδοχές.

Η δομή του παρόντος κεφαλαίου έχει ως εξής: Στην Ενότητα 4.2 πραγματοποιείται η μοντελοποίηση των διαφορικών εξισώσεων του πλήρους (μη γραμμικού) συστήματος σε περιβάλλον Matlab/Simulink. Στην ενότητα 4.3 μελετάται ένα ενδιάμεσο απλοποιημένο μοντέλο και στην ενότητα 4.4 πραγματοποιείται η πλήρης γραμμικοποίηση του συστήματος. Τέλος, στην ενότητα 4.5 εφαρμόζονται μέθοδοι αναλογικού ελέγχου (με ελεγκτή PID) τόσο στο γραμμικό μοντέλο όσο και στο μη γραμμικό με την βοήθεια των ενσωματωμένων εφαρμογών του Matlab/Simulink σε κλειστό σύστημα.

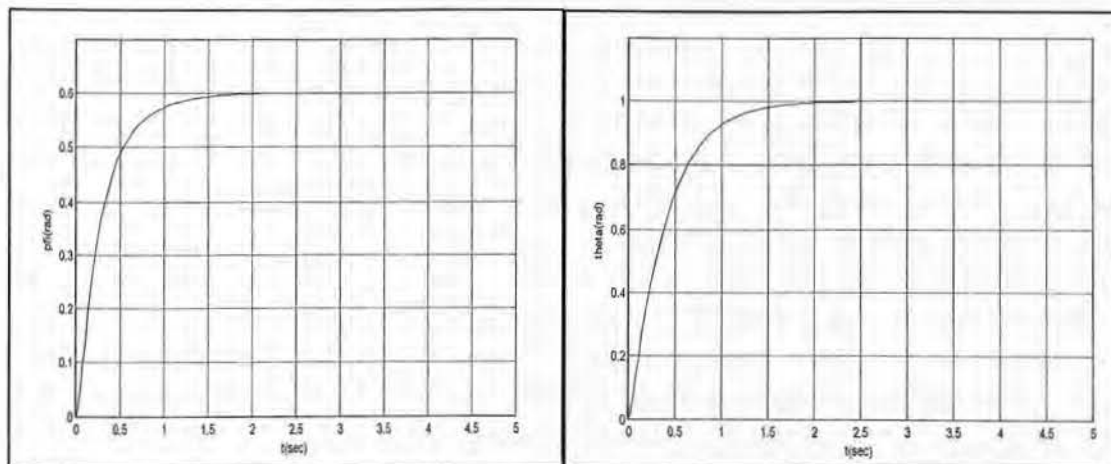
4.2 Μοντελοποίηση του ανοικτού συστήματος

Βάσει των εξισώσεων (3.5.14α) και (3.5.14β) πραγματοποιείται η μοντελοποίηση του συστήματος ανοικτού βρόχου (απουσία ελέγχου) στο Simulink και προκύπτει το αναλογικό διάγραμμα του Σχήματος 4.2.1. Στην είσοδο του συστήματος δίνονται οι ροπές περιστροφής και ανύψωσης M_{12} και M_3 , και στην έξοδο λαμβάνονται οι αντίστοιχες γωνίες θ και ϕ . Οι τιμές των παραμέτρων που έχουμε χρησιμοποιήσει εδώ σχετίζονται με το σύστημα εκτόξευσης H/M κυμάτων που είναι εγκατεστημένο στο tokamak ASDEX Upgrade (Γερμανία). Πιο συγκεκριμένα, η μάζα του κατόπτρου είναι $m=2.4\text{kg}$ και οι τρεις διαστάσεις μήκους του είναι ίσες με $w=3\text{cm}$, $h=34\text{cm}$ και $l=15\text{cm}$, με αποτέλεσμα οι τιμές των ροπών αδρανείας να προκύπτουν $J_1=0.0233\text{N}\cdot\text{m}/\text{s}^2$, $J_2=0.0276\text{N}\cdot\text{m}/\text{s}^2$ και $J_3=0.0047\text{N}\cdot\text{m}/\text{s}^2$. Οι συντελεστές τριβής ανά κίνηση είναι $b_{03}=b_{012}=0.2\text{N}\cdot\text{m}/(\text{rad}/\text{s})$ και οι συντελεστές σκληρότητας του συστήματος μετάδοσης της κίνησης ανά κατεύθυνση είναι $k_{03}=0.3\text{N}$ και $k_{012}=0.5\text{N}$. Με αυτά τα δεδομένα υλοποιούνται όλες οι εξομοιώσεις στη συνέχεια.



Σχήμα 4.2.1: Υλοποίηση στο Simulink του μοντέλου του μη γραμμικού συστήματος που προσομοιώνει τη λειτουργία του συστήματος εκτόξευσης.

Από την εξομοίωση του συστήματος με βηματική είσοδο $M_{012}=0.5\text{N}\cdot\text{m}$ και $M_{03}=0.3\text{N}\cdot\text{m}$ για διάρκεια $t=5\text{s}$ παίρνουμε τις χρονικές αποκρίσεις για τις γωνίες φ και θ που φαίνονται στο Σχήμα 4.2.2.



Σχήμα 4.2.2: Χρονική απόκριση $\varphi(t)$ (αριστερά) και $\theta(t)$ (δεξιά) του συστήματος εκτόξευσης (σε rad) για βηματική είσοδο $M_{03}=0.3\text{N}\cdot\text{m}$ και $M_{012}=0.5\text{N}\cdot\text{m}$.

Παρατηρούμε πως και στις δυο περιπτώσεις, παρότι το σύστημα που αναλύουμε είναι τέταρτης τάξης, οι αποκρίσεις έχουν τη μορφή που θα περιμέναμε να λάβουμε από συστήματα πρώτης τάξης. Αυτή η ομοιότητα θα τεθεί προς διερεύνηση στη συνέχεια κατά την προσπάθεια απλοποίησης του μοντέλου (model reduction). Από τη συμπεριφορά τους στο χρόνο, βγάζουμε το συμπέρασμα πως η διεργασία που αφορά την περιστροφή είναι πιο γρήγορη από αυτή της ανύψωσης, αφού στη δεύτερη περίπτωση η γωνία θ σταθεροποιείται μετά από περίπου 2.2s ενώ η φ ύστερα από 3s.

Με βάση τα αποτελέσματα της παραπάνω εξομοίωσης, είναι δυνατό να καταρτιστεί, για κάθε βαθμό ελευθερίας, μια σχέση μεταξύ της ροπής (σταθερής εισόδου) και της γωνίας (μόνιμης απόκρισης). Στον Πίνακα 4.2.1 δίνονται οι τελικές τιμές των γωνιών φ , θ για διάφορες τιμές της εισόδου M_{012} , M_{03} . Με βάση τις τιμές αυτές, φαίνεται ότι οι σχέσεις μεταξύ των ροπών και των γωνιών εκφράζονται ως $\varphi=2M_{012}$ και $\theta=2M_{03}$.

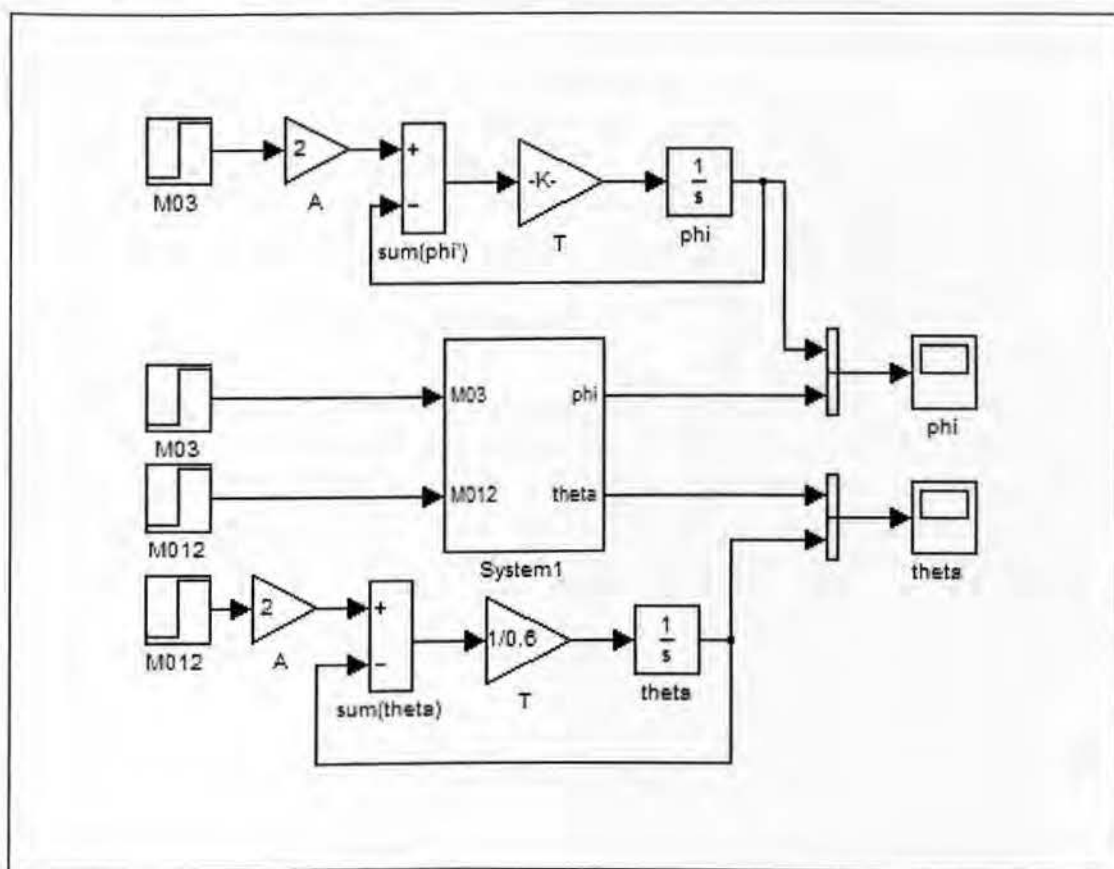
$M_{012} = M_{03} (\text{N}\cdot\text{m})$	φ (rad)	θ (rad)
0.3	0.6	0.6
0.4	0.8	0.8
0.5	1	1
0.6	1.2	1.2
0.8	1.6	1.6

Πίνακας 4.2.1: Τιμές της μόνιμης εξόδου φ , θ για διάφορες τιμές της βηματικής εισόδου $M_{03} = M_{012}$ στο σύστημα ανοικτού βρόχου.

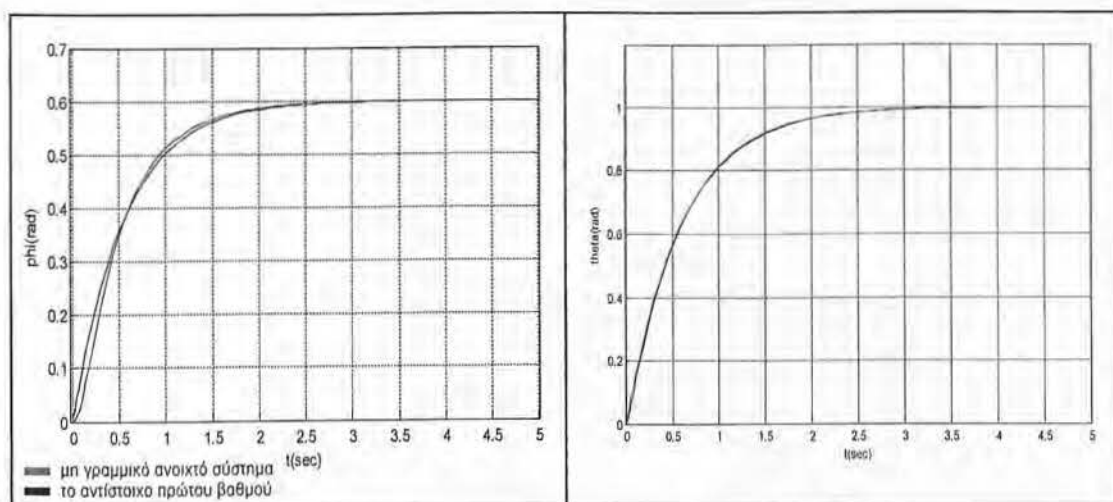
Οι σχέσεις που παρήχθησαν μεταξύ των ροπών και των γωνιών, εκτός από ποσοτικοποίηση της σχέσης αίτιου-αποτελέσματος που συνδέει τα μεγέθη αυτά, στις επόμενες ενότητες θα στηρίξουν την κατασκευή μιας βαθμίδας «μειαιροπέα» ροπής σε γωνία και το αντίθετο, για τις ανάγκες της εξομοίωσης κλειστού συστήματος αυτομάτου ελέγχου του μηχανισμού εκτόξευσης κυμάτων.

Αναφέραμε πιο πάνω ότι ενώ οι εξισώσεις του συστήματος είναι δεύτερης τάξης, οι χρονικές αποκρίσεις είναι αρκετά όμοιες με αυτές του συστήματος πρώτης τάξης. Στην περίπτωση που το σύστημα ήταν γραμμικό, θα οδηγούμασταν σαφώς στο να εξετάσουμε εάν αυτό βρίσκεται στην περιοχή εκθετικής απόκρισης ($z < 1$). Στο μη γραμμικό σύστημα, η μέθοδος που θα ακολουθήσουμε είναι να γίνει σύγκριση της απόκρισης του συστήματος με αυτή ενός μοντέλου πρώτης τάξης $G(s)=A/(Ts+1)$ και κατάλληλη επιλογή (ρύθμιση) των παραμέτρων A , T ώστε η ταύτιση των δύο αποκρίσεων να είναι η καλύτερη δυνατή. Η διαδικασία αυτή ονομάζεται «αναγνώριση συστήματος» (system identification) και έχει ιδιαίτερη πρακτική αξία όταν το υπό μελέτη σύστημα δεν έχει συγκεκριμένη μαθηματική περιγραφή. Στην εφαρμογή της εργασίας μας, το όφελος θα είναι ο υποβιβασμός της τάξης του μη γραμμικού μοντέλου (model reduction), το οποίο συνιστά απλοποίηση του μοντέλου.

Στο Σχήμα 4.2.3 απεικονίζονται τα δύο συγκρινόμενα μοντέλα, όπως αυτά υλοποιήθηκαν στο Simulink, και στο Σχήμα 4.2.4 δίνονται οι γραφικές παραστάσεις που προέκυψαν από την σύγκριση:



Σχήμα 4.2.3: Μοντέλο σύγκρισης του μη γραμμικού ανοικτού και του συστήματος που προέκυψε από την «αναγνώριση» του πρώτου, στο Simulink.



Σχήμα 4.2.4: Σύγκριση των βηματικών αποκρίσεων $\phi(t)$ (αριστερά) και $\theta(t)$ (δεξιά) των δύο μοντέλων (πραγματικού και «αναγνωρισμένου») του συστήματος εκτόξευσης

Οι γραφικές παραστάσεις, οι οποίες συμφωνούν αρκετά ικανοποιητικά, προέκυψαν με επιλογή των τιμών $A=2$, $T=0.55$ όσον αφορά το ϕ και $A=2$, $T=0.6$ όσον αφορά το θ για τις παραμέτρους του μοντέλου αναγνώρισης. Οι συγκεκριμένες τιμές καθορίστηκαν με βάση το πλάτος και τη χρονική σταθερά της βηματικής απόκρισης του ανοικτού συστήματος, όπως αυτά υπολογίστηκαν προσεγγιστικά από τις αντίστοιχες γραφικές παραστάσεις με βάση τους εξής γνωστούς κανόνες:

1. Η απολαβή (ή ενίσχυση) της βαθμίδας του συστήματος ισούται με το λόγο των πλατών της εξόδου και της εισόδου.
2. Η χρονική σταθερά του συστήματος είναι ο χρόνος που χρειάζεται ώστε η απόκριση να φτάσει το $1/e = 63\%$ της τελικής (μόνιμης) τιμής της.

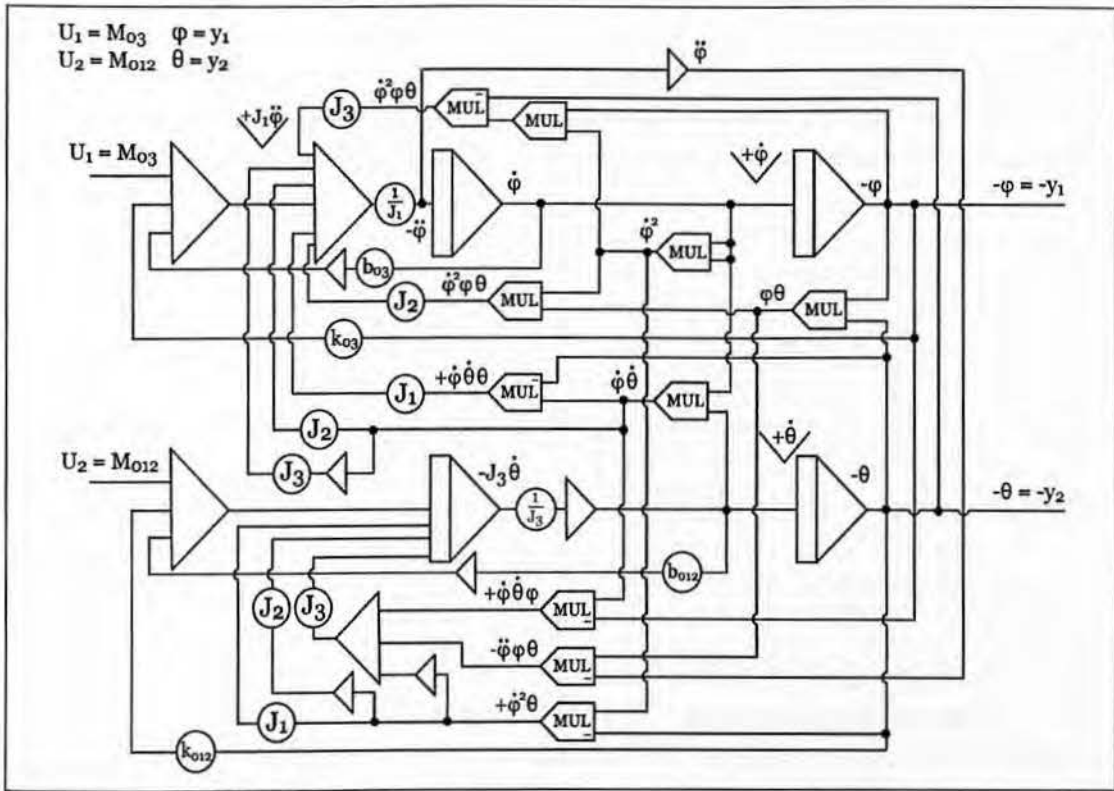
4.3 Απλοποίηση του πλήρους συστήματος

Στις εξισώσεις (3.5.14α) και (3.5.14β), αν υποθέσουμε ότι οι γωνίες θ και φ είναι αρκετά μικρές, μπορούμε να θεωρήσουμε προσεγγιστικά ότι: $\sin(\theta) \cong \theta$, $\cos(\theta) \cong 1$, $\sin(\varphi) \cong \varphi$ και $\cos(\varphi) \cong 1$. Ουσιαστικά, η ενέργεια αυτή αντιστοιχεί σε ανάλυση κατά Fourier των συναρτήσεων \sin και \cos και προσέγγιση τους με τον πρώτο όρο της σειράς Fourier. Με την προσέγγιση αυτή οι εξισώσεις γράφονται ως ακολούθως:

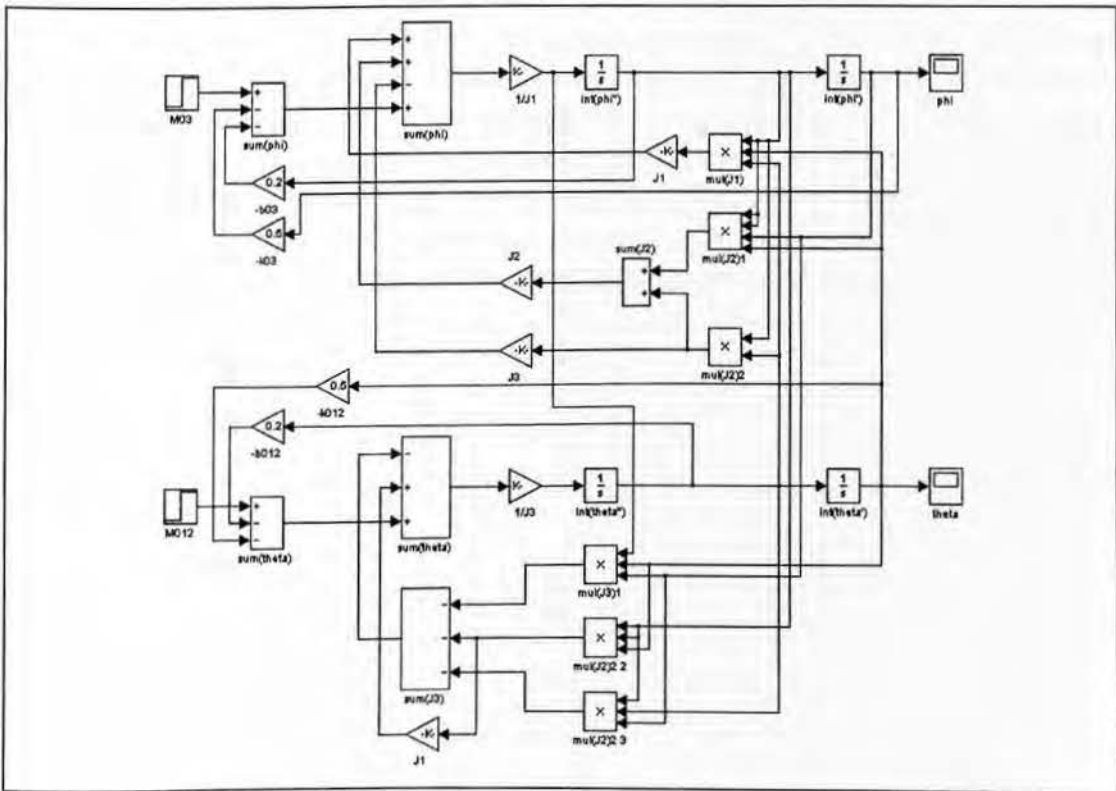
$$\ddot{\varphi} = \frac{1}{J_1}(J_1\dot{\varphi}\dot{\theta} + J_2\varphi\theta + J_2\dot{\varphi}\dot{\theta} - J_3\dot{\varphi}^2\varphi\theta - J_3\dot{\varphi}\dot{\theta} + M_3) \quad (4.3.1\alpha)$$

$$\ddot{\theta} = \frac{1}{J_3}(-J_3\dot{\varphi}\varphi\theta - J_3\dot{\varphi}^2\theta - J_3\dot{\varphi}\dot{\theta}\varphi + J_1\theta - J_2\dot{\varphi}^2\theta + M_{12}) \quad (4.3.1\beta)$$

Στη συνέχεια παρατίθενται το αναλογικό διάγραμμα του απλοποιημένου συστήματος, το οποίο καταρτίστηκε βάσει των παραπάνω εξισώσεων, αλλά και η υλοποίησή του στο Simulink.

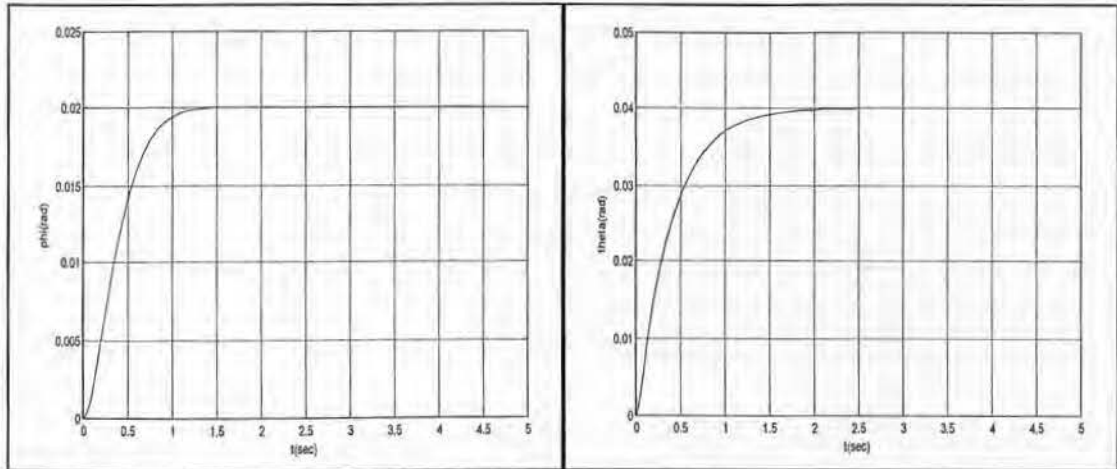


Σχήμα 4.3.1: Αναλογικό διάγραμμα του απλοποιημένου μοντέλου για τη δυναμική του κατόπτρου του συστήματος εκτόξευσης H/M κυμάτων.



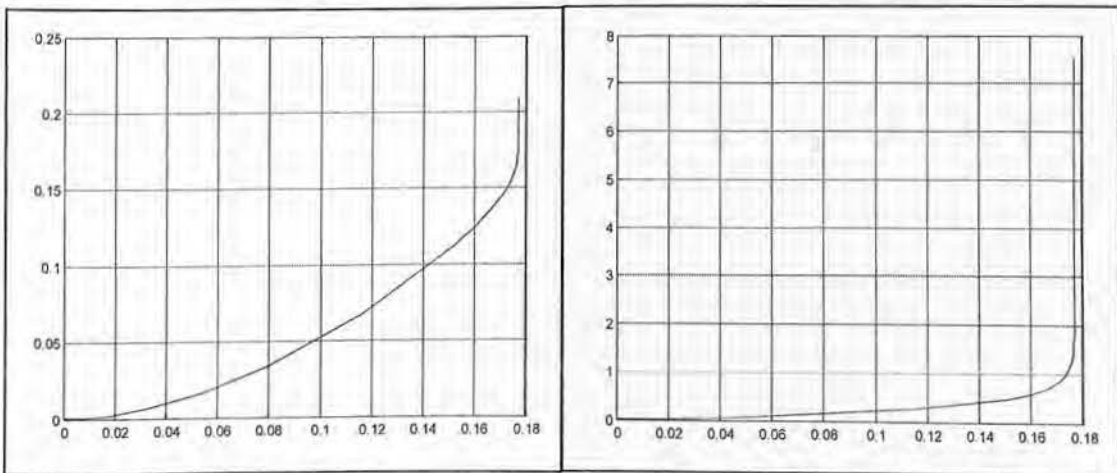
Σχήμα 4.3.2: Υλοποίηση στο Simulink του αναλογικού διαγράμματος 4.3.1.

Λόγω του ότι, στη συγκεκριμένη περίπτωση, η απλοποίηση μπορεί να επιτραπεί μόνο για μικρές τιμές των γωνιών, είναι επόμενο ότι οι εξομοιώσεις θα πρέπει να γίνονται μόνο για μικρές τιμές της ροπών εισόδου. Επομένως, εισάγουμε $M_{03}=0.01\text{N}\cdot\text{m}$ και $M_{012}=0.02\text{N}\cdot\text{m}$ και λαμβάνουμε τελικές τιμές $\varphi=0.02\text{rad}$ (περίπου 1°) και $\theta=0.04\text{rad}$ (περίπου 2°). Οι αντίστοιχες βηματικές χρονικές αποκρίσεις φαίνονται στο Σχήμα 4.3.3.



Σχήμα 4.3.3: Χρονική απόκριση $\varphi(t)$ (αριστερά) και $\theta(t)$ (δεξιά) του συστήματος εκτόξευσης (σε rad) για βηματική είσοδο $M_{03}=0.01\text{N}\cdot\text{m}$ και $M_{012}=0.02\text{N}\cdot\text{m}$.

Βάσει των ανωτέρω χρονικών αποκρίσεων παρατηρούμε ότι το απλοποιημένο μοντέλο, το οποίο προέκυψε από την απλοποίηση του πλήρους μη γραμμικού συστήματος, στην περιοχή ισχύος του έχει την ίδια δυναμική συμπεριφορά με το αρχικό μοντέλο και συνεπώς μπορεί να υιοθετηθεί για τη μελέτη μετατοπίσεων κατά μικρές γωνίες. Παρόλα αυτά, όπως φαίνεται στο Σχήμα 4.3.4, το συγκεκριμένο μοντέλο δεν είναι χρήσιμο όταν οι γωνίες είναι μεγάλες, αφού το σύστημα αποκτά πολύ μεγάλη ενίσχυση. Αυτό συμβαίνει διότι οι τριγωνομετρικοί όροι των αρχικών εξισώσεων αντικαθίστανται με γραμμικούς, οι οποίοι μεταβάλλονται πιο ραγδαία για μεγάλες τιμές των γωνιών. Εναλλακτικά, θα πρέπει δημιουργήσουμε και ένα δεύτερο συμπληρωματικό μοντέλο για μεγάλες γωνίες.



Σχήμα 4.3.4: Χρονική απόκριση του απλοποιημένου μοντέλου του συστήματος εκτόξευσης για μεγάλη βηματική είσοδο $M_{03}=0.3\text{N}\cdot\text{m}$ και $M_{012}=0.6\text{N}\cdot\text{m}$.

4.4 Γραμμικοποίηση του συστήματος

Τόσο στις θεωρητικές μελέτες φυσικών διεργασιών, όσο και στην προσπάθεια δημιουργίας μοντέλων που συνδυάζουν απλότητα και αξιοπιστία για εξομοιώσεις αυτομάτου ελέγχου, είναι αρκετά συχνή η χρήση της τεχνικής της γραμμικοποίησης των (εν γένει) πολύπλοκων εξισώσεων του συστήματος γύρω από ένα σημείο ενδιαφέροντος. Στον αυτόματο έλεγχο, το σημείο αυτό είναι ένα από τα πιθανά ή προτεινόμενα σημεία λειτουργίας της εξομοιούμενης διάταξης και η όλη προσπάθεια γίνεται με σκοπό να απλοποιηθεί ο σχεδιασμός του ελεγκτή, ακόμη και στο επίπεδο της χρήσης συμβατικών ελεγκτών όπως πχ. οι τύπου PID.

Η γραμμικοποίηση συνίσταται στο να αναπτύσσονται σε σειρά Taylor γύρω από το σημείο λειτουργίας όλες οι δυναμικές μεταβλητές (άγνωστες συναρτήσεις) του συστήματος και να διατηρούνται μόνο οι «γραμμικοί» όροι, δηλαδή οι όροι μέχρι πρώτης τάξης, ενώ οι όροι ανώτερης τάξης να απαλείφονται ως πολύ μικροί. Είναι αυληπιό ότι, εν γένει, η προσέγγιση αυτή ισχύει μόνο κοντά στο σημείο λειτουργίας, όμως, ανάλογα με το βαθμό μη γραμμικότητας του συστήματος, το εύρος ισχύος της μπορεί να είναι πιο μεγάλο.

Στη συγκεκριμένη εφαρμογή, επιλέγουμε ως σημείο λειτουργίας το $\theta=\varphi=0$. Στη γραμμική αυτή προσέγγιση, οι εξισώσεις (3.5.14α), (3.5.14β) γράφονται:

$$\ddot{\varphi} = \frac{M_{03} - b_{03}\dot{\varphi} - k_{03}\varphi}{J_1} \quad (4.4.1\alpha)$$

$$\ddot{\theta} = \frac{M_{012} - b_{012}\dot{\varphi} - k_{012}\varphi}{J_3} \quad (4.4.1\beta)$$

Στις παραπάνω εξισώσεις παρατηρούμε ότι δεν υπάρχει κάποια σύζευξη των μεταβλητών θ , φ , και αυτές αποτελούν δύο συστήματα δεύτερης τάξης. Αναλύουμε παραπάνω το σύστημα για τη γωνία φ (ανάλογη είναι η ανάλυση και για τη θ), το οποίο γράφεται:

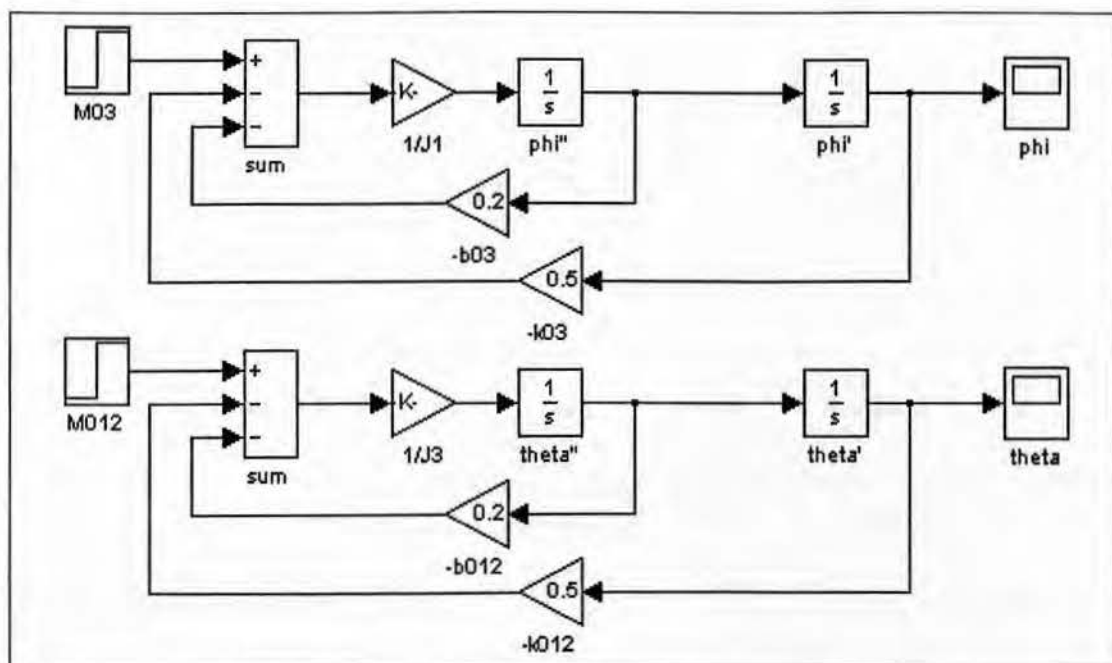
$$\ddot{\varphi} + \frac{b_{03}}{J_1}\dot{\varphi} + \frac{k_{03}}{J_1}\varphi = \frac{M_{03}}{J_1} \quad (4.4.2)$$

και έχει συνάρτηση μεταφοράς

$$G(s) = \frac{M_{03}/J_1}{s^2 + b_{03}/J_1 s + k_{03}/J_1} \quad (4.4.3)$$

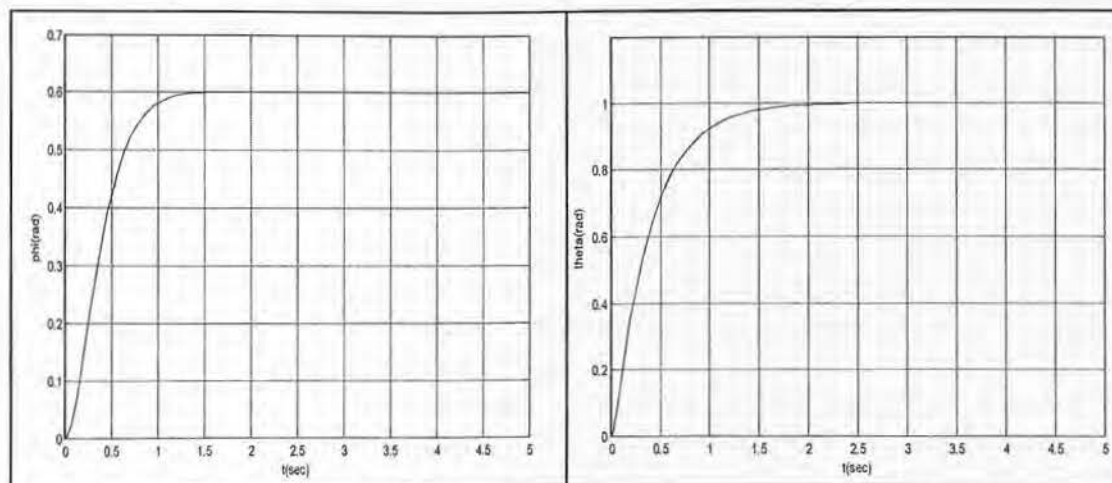
Μελετώντας το χαρακτηριστικό πολυώνυμο της συνάρτησης $G(s)$ διαπιστώσαμε ότι το σύστημα αυτό, για τις συγκεκριμένες τιμές των παραμέτρων b_{03} , k_{03} και J_1 , είναι στην περιοχή της εκθετικής απόκρισης, κι αυτός είναι ένας λόγος που η αναγνώριση συστήματος με μοντέλο πρώτης τάξης ήταν αρκετά επιτυχημένη.

Με βάση τις εξισώσεις (4.4.1α) και (4.4.1β) δημιουργούμε στο Simulink το μοντέλο του γραμμικοποιημένου συστήματος, το οποίο είναι το παρακάτω:



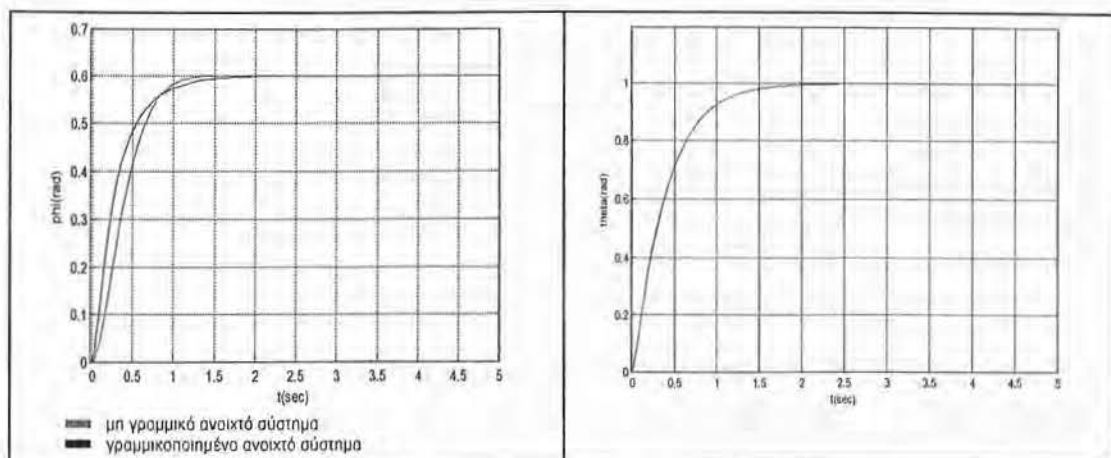
Σχήμα 4.4.1: Μοντέλα εξομοίωσης των εξισώσεων 4.4.1 και 4.4.2, στο Simulink.

Οι χρονικές αποκρίσεις, οι οποίες προκύπτουν από τις εξομοιώσεις του νέου μας συστήματος, είναι οι εξής:



Σχήμα 4.4.2: Χρονική απόκριση του γραμμικοποιημένου μοντέλου του συστήματος εκτόξευσης για βηματική είσοδο $M_{03} = 0.3 \text{ N}\cdot\text{m}$ και $M_{012} = 0.5 \text{ N}\cdot\text{m}$.

Εξετάζοντας σχολαστικά όλες τις παραπάνω χρονικές αποκρίσεις, τόσο του μη γραμμικού μοντέλου, όσο και του απλοποιημένου και του γραμμικού μοντέλου, συμπεραίνουμε πως για τις ίδιες τιμές παραμέτρων του συστήματος (ροπές αδράνειας) και μεταβλητών εισόδου (ροπές) υπάρχει απόλυτη ταύτιση για την γωνία ϕ ενώ και όσον αφορά την γωνία θ οι αποκρίσεις είναι πολύ κοντά (βλέπε Σχήμα 4.4.3). Αυτή η διαπίστωση μας δίνει τη δυνατότητα να χρησιμοποιούμε διαφορετικά μοντέλα για την ίδια διεργασία, ανάλογα με τις απαιτήσεις του συγκεκριμένου προβλήματος.



Σχήμα 4.4.3: Σύγκριση χρονικών αποκρίσεων του μη γραμμικού και του γραμμικοποιημένου μοντέλου του συστήματος εκτόξευσης.

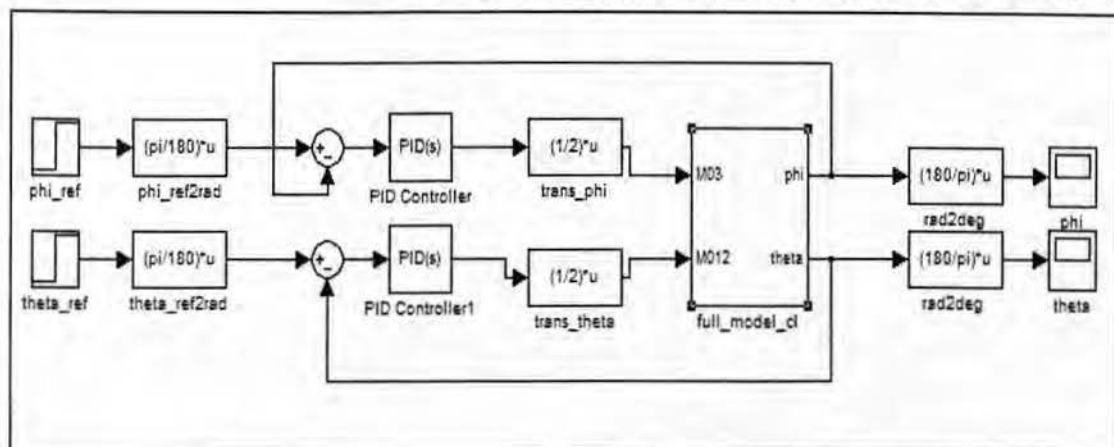
4.5 Εξομοίωση κλειστού Σ.Α.Ε.

Το εύρος της γωνιακής κατεύθυνσης του κατόπτρου είναι περιορισμένο μεταξύ -45° και $+45^\circ$ στην περιστροφική κίνηση και από -30° έως $+30^\circ$ στην ανυψωτική κίνηση, ενώ το κάτοπτρο στην κεντρική θέση του είναι προσανατολισμένο στις 0° και στις δυο κατευθύνσεις. Υπενθυμίζουμε ότι ο βαθμός ελευθερίας της ανύψωσης αντιστοιχεί σε κίνηση του καθρέπτη ως προς την πολοειδή διεύθυνση του πλάσματος, ενώ ο περιστροφικός βαθμός ελευθερίας αντιστοιχεί σε κίνηση ως προς την τοροειδή διεύθυνση.

Οι προδιαγραφές για το μόνιμο σφάλμα και την απόκριση του συστήματος εκτόξευσης καθορίζονται από τη συγκεκριμένη εφαρμογή. Η πιο «απαιτητική» εφαρμογή, την οποία και χρησιμοποιούμε ως σημείο αναφοράς στην εργασία αυτή, έχει να κάνει με τη σταθεροποίηση μαγνητικών νησίδων, όπου το κύμα πρέπει να οδηγηθεί στο κέντρο της νησίδας με ακρίβεια ≈ 1 cm και σε χρόνους μικρότερους από τη χαρακτηρισική κλίμακα αύξησης της αστάθειας (≈ 300 s αναμένεται για το πείραμα ITER). Σε αυτό το πλαίσιο, οι απαιτήσεις για το σφάλμα της τελικής γωνίας είναι $\approx 1^\circ$, ενώ ικανοποιητική ταχύτητα της απόκρισης του συστήματος εκτόξευσης θεωρείται περίπου μια περιστροφή κατά 10° σε χρόνο 0.5 s.

Στις προηγούμενες ενότητες του κεφαλαίου αυτού παρατηρήσαμε πως, στο πλαίσιο όλων των μοντέλων που χρησιμοποιήσαμε για την εξομοίωση του ανοικτού συστήματος, το σύστημα εκτόξευσης «ανταποκρίνεται με επιτυχία» στο «τεστ» της βηματικής εισόδου, καθώς η έξοδος του σταθεροποιείται σε μια μόνιμη τιμή εξόδου. Με άλλα λόγια, η ροπή μετατρέπεται στην επιθυμητή γωνία με σχεική ακρίβεια. Αυτή η ιδιότητα του συστήματος προδιαθέτει για το ότι, με την προσθήκη ενός ελεγκτή PID, ο μηδενισμός του σφάλματος θα είναι μια διαδικασία τριτοβάθμια, ενώ η «πρόκληση» θα είναι η αύξηση της ταχύτητας απόκρισης του συστήματος.

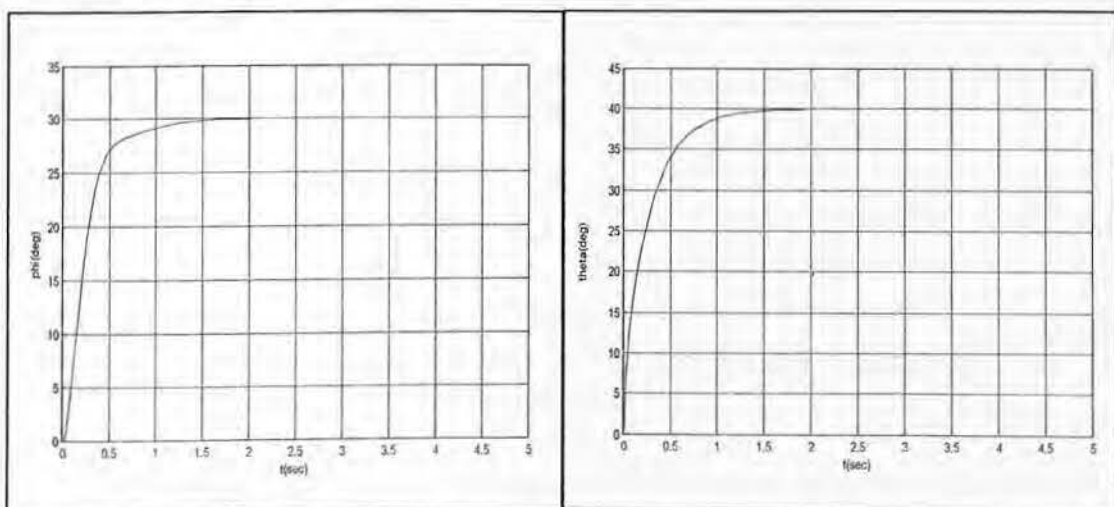
Προχωρώντας περισσότερο την εφαρμογή, κατασκευάστηκαν δυο πρόσθετες βαθμίδες οι οποίες μετατρέπουν την γωνία από μοίρες (deg) σε ακτίνια (rad) και τα ακτίνια σε μοίρες, για να είναι πιο εύκολα και κατανοητά τα μεγέθη. Επίσης προστέθηκε μια βαθμίδα αντιστοίχισης της τιμής της ροπής με την τιμή της γωνίας η οποία βασίζεται όπως προαναφέραμε, στον Πίνακα 4.2.1.



Σχήμα 4.5.1: Μοντέλο εξομοίωσης του κλειστού μη γραμμικού συστήματος στο Simulink.

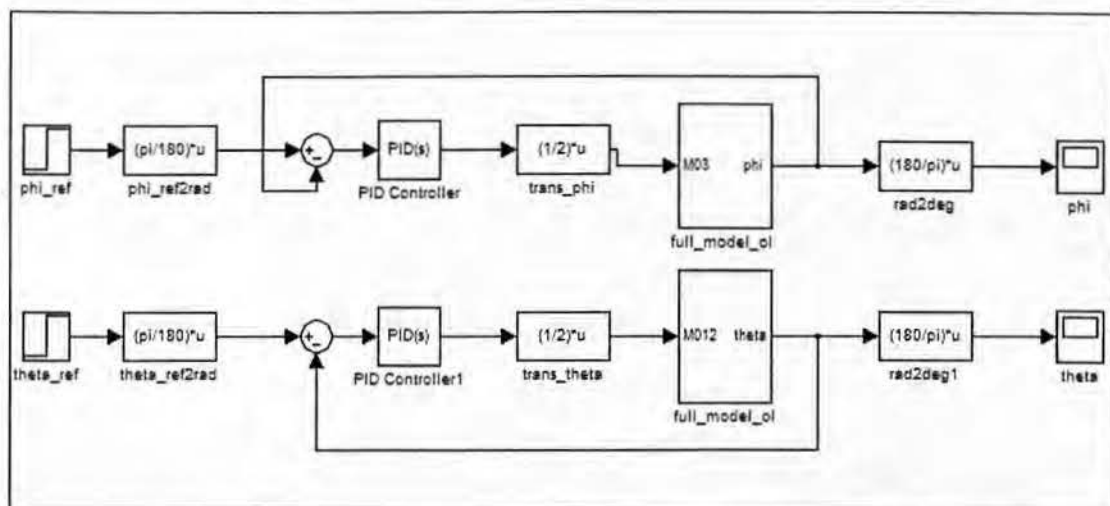
Στο μοντέλο του παραπάνω σχήματος έχουμε την υλοποίηση του κλειστού συστήματος αυτομάτου ελέγχου με τη χρήση PID ελεγκτή. Ο έλεγχος γίνεται στο μοντέλο του μη γραμμικού συστήματος της παραγράφου 4.2. Από τη θεωρία αυτομάτου ελέγχου γνωρίζουμε πως δεν είναι δυνατή η χρήση PID ελεγκτή σε μη γραμμικά συστήματα, εκμεταλλευόμενοι όμως τη δυνατότητα που μας δίνει το Simulink για αυτόματη γραμμικοποίηση του συστήματος στο πλαίσιο της ρύθμισης των παραμέτρων του ελεγκτή, μας παρέχεται ένα ιδιαίτερα αξιόπιστο αποτέλεσμα. Στην εξέλιξη της πτυχιακής εργασίας, υλοποιούμε και το κλειστό σύστημα του γραμμικού συστήματος και κατόπιν το συγκρίνουμε με τα αποτελέσματα του μη γραμμικού μοντέλου.

Στην είσοδο του συστήματος του Σχήματος 4.5.1 θέτουμε την επιθυμητή τιμή της γωνίας (σε μοίρες), στη συνέχεια την μετατρέπουμε σε ακτίνια και τα ακτίνια της γωνίας με έναν μετατροπέα τα αντιστοιχίζουμε με μια τιμή της ροπής. Η έξοδος μας μετατρέπεται και πάλι σε μοίρες (από ακτίνια) με την αντίστροφη διαδικασία της πρώτης βαθμίδας. Οι χρονικές αποκρίσεις $\varphi(t)$ και $\theta(t)$ που προκύπτουν, σε σύγκριση και με τις επιθυμητές τιμές, φαίνονται παρακάτω στο Σχήμα 4.5.2. Οι παράμετροι του PID ελεγκτή για το φ είναι $K_P=1.3$, $K_I=3.8$ και $K_D=0.1$ και για το θ είναι $K_P=1.8$, $K_I=4$ και $K_D=0.1$.



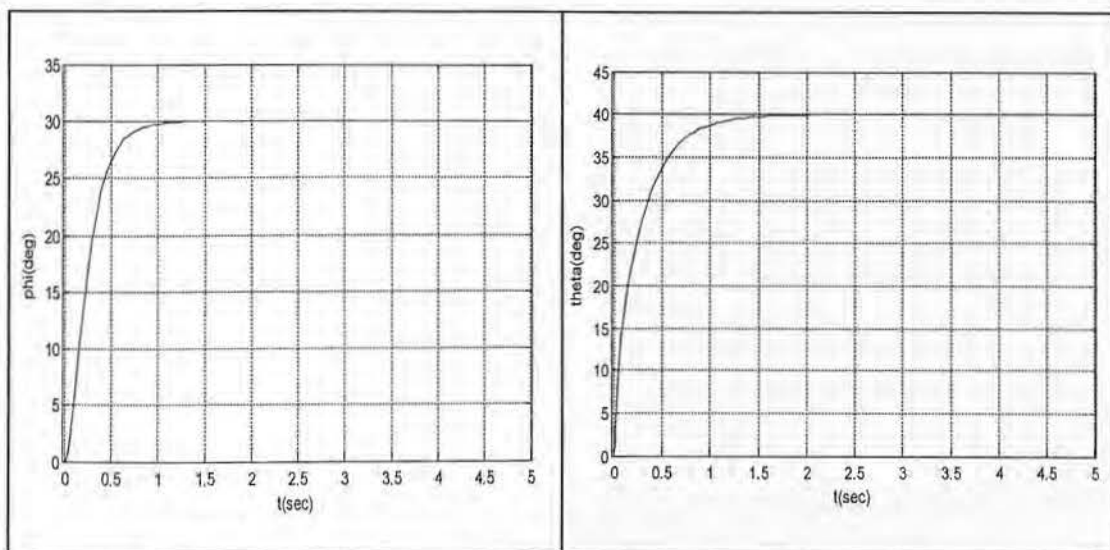
Σχήμα 4.5.2: Χρονικές αποκρίσεις του κλειστού μοντέλου του συστήματος εκτόξευσης για βηματική είσοδο $\varphi_{ref} = 30^\circ$ και $\theta_{ref} = 40^\circ$.

Στη συνέχεια υλοποιείται το κλειστό σύστημα αυτομάτου ελέγχου για το μοντέλο του γραμμικού συστήματος της παραγράφου 2.4.



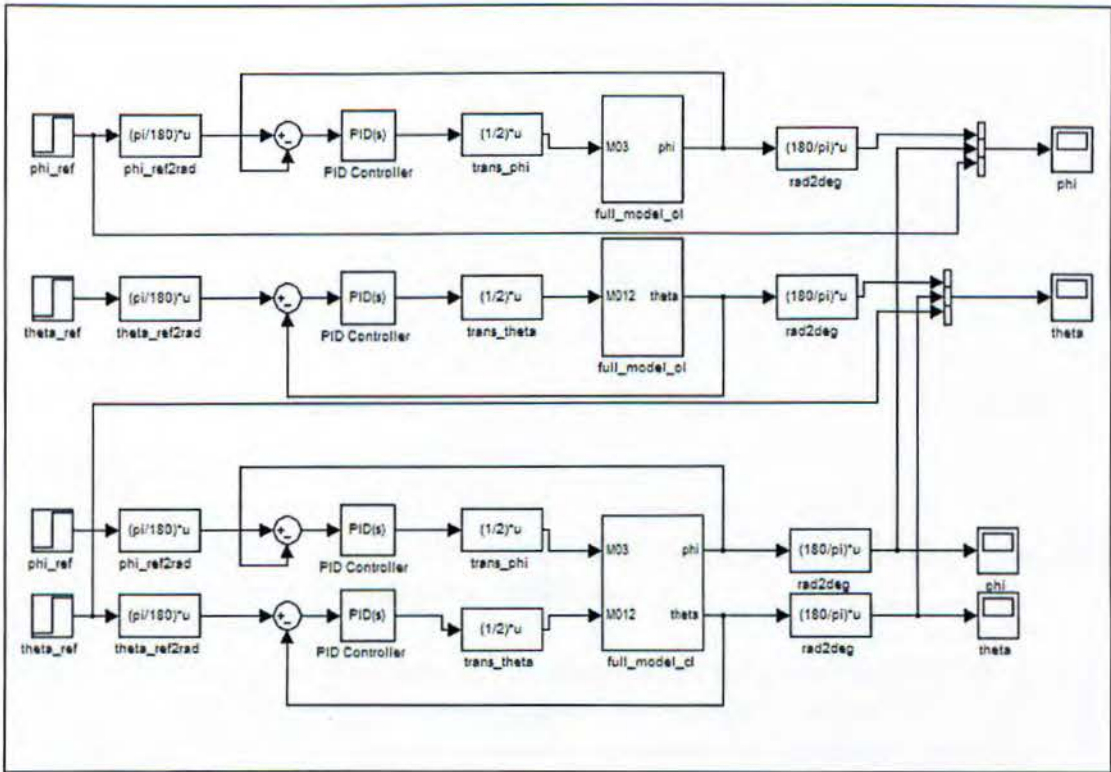
Σχήμα 4.5.3: Μοντέλο εξομοίωσης των κλειστών γραμμικών συστημάτων στο Simulink.

Για την παραμετροποίηση του PID ελεγκτή χρησιμοποιήθηκαν οι ίδιοι ακριβώς παράμετροι που χρησιμοποιήθηκαν και για το μοντέλο του μη γραμμικού Σ.Α.Ε., το οποίο όπως προαναφέραμε γραμμικοποιήθηκε αυτόματα από τον ειδικό αλγόριθμο του Simulink. Βάσει του παραπάνω μοντέλου εξομοίωσης λαμβάνουμε τις παρακάτω χρονικές αποκρίσεις:

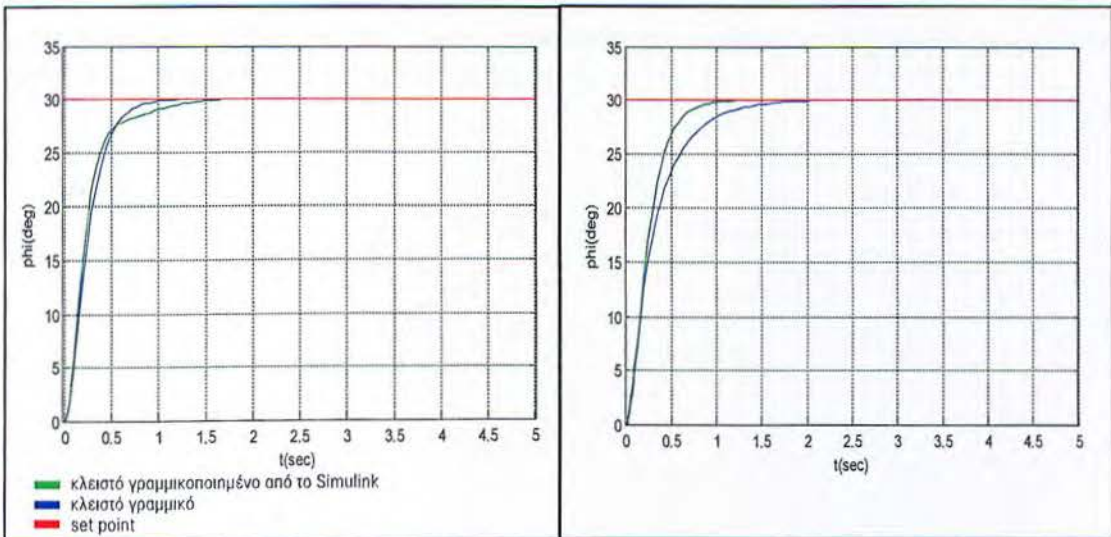


Σχήμα 4.5.4: Χρονικές αποκρίσεις του κλειστού μοντέλου του συστήματος εκτόξευσης για βηματική είσοδο $\varphi_{ref} = 30^\circ$ και $\theta_{ref} = 40^\circ$.

Πιο κάτω συγκρίνουμε τα δυο μοντέλα κλειστών συστημάτων αυτομάτου ελέγχου μεταξύ τους όπως φαίνεται και στο σχήμα 4.5.5 και προκύπτουν δυο χρονικές αποκρίσεις:

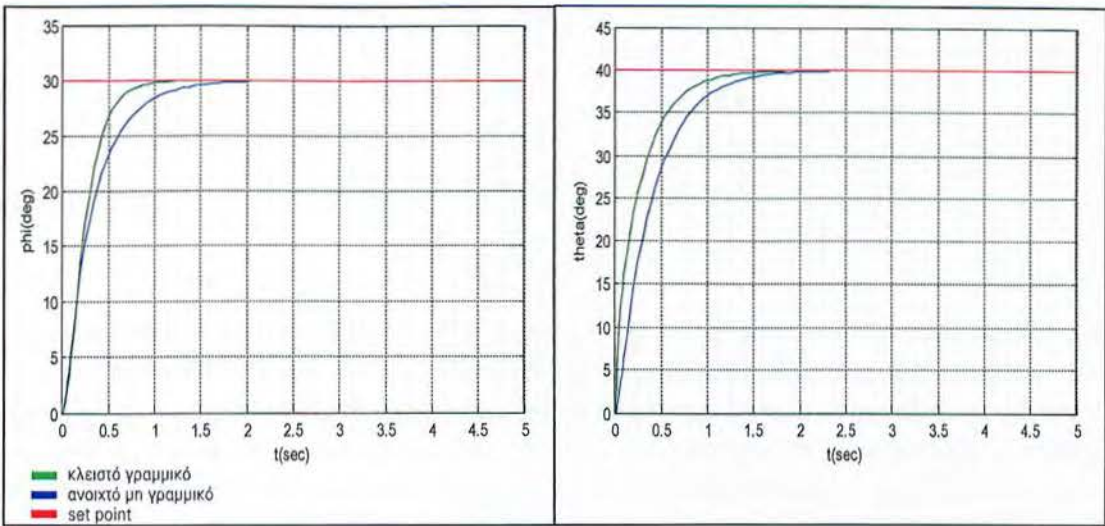


Σχήμα 4.5.5: Υλοποίηση στο Simulink σύγκρισης μεταξύ των δυο κλειστών Σ.Α.Ε.



Σχήμα 4.5.6: Σύγκριση των μοντέλων για το κλειστό Σ.Α.Ε.

Παρατηρούμε πως το κλειστό γραμμικό σύστημα απαντάει πιο ομαλά και πιο γρήγορα από το κλειστό γραμμικοποιημένο από το Simulink για το ϕ ενώ για το θ οι χρονικές αποκρίσεις ταυτίζονται. Συγκρίνοντας στη συνέχεια το κλειστό γραμμικό με το ανοιχτό μη γραμμικό, παρατηρούμε ότι ο χρόνος στον οποίο η έξοδος φτάνει την επιθυμητή τιμή έχει μειωθεί αρκετά, λόγω της χρήσης του PID.



Σχήμα 4.5.2: Σύγκριση χρονικών αποκρίσεων του κλειστού και του ανοιχτού μη γραμμικού μοντέλου του συστήματος εκτόξευσης.

Στον πρώτο πίνακα του Σχήματος 4.5.2 συγκρίνουμε τις φ του ανοιχτού μη γραμμικού και του κλειστού γραμμικού συστήματος. Στο μη γραμμικό η έξοδος φτάνει την επιθυμητή τιμή σε 2.2 s ενώ στο κλειστό η φ φτάνει την επιθυμητή τιμή σε 1.3 s, δηλαδή διαφορά είναι 0.9 s.

Στον δεύτερο πίνακα του Σχήματος 4.5.2 συγκρίνουμε αντίστοιχα τις αποκρίσεις του ανοιχτού μη γραμμικού και του κλειστού για το θ . Εδώ η διαφορά στον χρόνο που η έξοδος φτάνει την επιθυμητή τιμή είναι 0,7 s, όπου το θ του μη γραμμικού κάνει 2.3 s και το θ του κλειστού κάνει 1.6 s.

ΕΠΙΛΟΓΟΣ

Στη συγκεκριμένη εργασία περιγράφηκε το φυσικό και τεχνολογικό πρόβλημα του αυτόματου ελέγχου σε πειράματα θερμοπυρηνικής σύντηξης, με έμφαση στον έλεγχο με μικροκυματικές πηγές. Τα κυριότερα προβλήματα αυτομάτου ελέγχου σε ένα tokamak συνδέονται με τον έλεγχο της μαγνητικής ισορροπίας (καθορισμός σχήματος και θέσης του πλάσματος) και της ευστάθειας του πλάσματος (καταστολή της μαγνητοϋδροδυναμικής δραστηριότητας), τα οποία θεωρούνται και οι μεγαλύτεροι κίνδυνοι για την ομαλή λειτουργία των μελλοντικών πειραμάτων. Στο πλαίσιο αυτό, αναπτύχθηκαν μαθηματικά μοντέλα για την εξομοίωση των κύριων διατάξεων ενός συστήματος αυτόματου ελέγχου της μικροκυματικής διάδοσης. Ως εφαρμογή, υλοποιήθηκε αλγόριθμος εξομοίωσης της διάταξης εκτόξευσης μικροκυματικής ακτινοβολίας στο πλάσμα σε περιβάλλον MATLAB/Simulink.

Στο πλαίσιο της εφαρμογής, μελετήθηκε η λειτουργία του κατόπτρου της διάταξης εκτόξευσης κυμάτων ως ελεγχόμενο σύστημα ανοικτού και κλειστού βρόχου. Ο στόχος του ελεγχόμενου συστήματος είναι το κύμα να εκτοξευτεί προς το πλάσμα υπό συγκεκριμένη γωνία. Η είσοδος του συγκεκριμένου συστήματος είναι οι επιθυμητές γωνίες ή οι αντίστοιχες ροπές, και η έξοδος είναι οι επιτευχθείσες γωνίες. Για την εξομοίωση του συστήματος χρησιμοποιήθηκαν τρία διαφορετικά μοντέλα, το πλήρες (μη γραμμικό), ένα ενδιάμεσο απλοποιημένο μοντέλο και το γραμμικό μοντέλο (προϊόν γραμμικοποίησης του πλήρους συστήματος), ενώ ο έλεγχος κλειστού βρόχου πραγματοποιήθηκε με αναλογικό ελεγκτή PID.

Η μελέτη του ανοικτού συστήματος έδειξε πως είναι εφικτός ο υποβιβασμός της τάξης του μη γραμμικού μοντέλου, το οποίο συνιστά απλοποίηση του μοντέλου. Επί αυτού, το γραμμικό σύστημα, για τις συγκεκριμένες τιμές των παραμέτρων της απόσβεσης, της σκληρότητας και της ροπής αδράνειας, βρέθηκε στην περιοχή της εκθετικής απόκρισης, κι αυτός είναι ένας λόγος που ο υποβιβασμός τάξης του συστήματος επιτυγχάνει. Στο πλαίσιο όλων των μοντέλων, το σύστημα εκτόξευσης ανταποκρίνεται με επάρκεια στη βηματική είσοδο, καθώς η έξοδος σταθεροποιείται σε μια μόνιμη τιμή.

Στο κλειστό σύστημα, οι προδιαγραφές για το μόνιμο σφάλμα και την απόκριση του συστήματος εκτόξευσης για τις εφαρμογές που μας ενδιαφέρουν τίθενται στις τιμές 1° και $20^\circ/s$ αντίστοιχα. Τα αποτελέσματα δείχνουν πως το κλειστό γραμμικό σύστημα αποκρίνεται αρκετά ομαλά (σχεδόν μηδενικό μόνιμο σφάλμα) και σχετικά γρήγορα (εντός της προδιαγραφής για την ταχύτητα περιστροφής) και στις δύο διευθύνσεις. Συγκρίνοντας το κλειστό γραμμικό με το ανοικτό μη γραμμικό, παρατηρούμε ότι ο χρόνος απόκρισης (στον οποίο η έξοδος φτάνει την επιθυμητή τιμή) έχει μειωθεί αρκετά λόγω της επίδρασης του PID.

Στην περίπτωση που ζητείται πιο ταχεία απόκριση του συστήματος, είναι αναγκαία η χρήση άλλου τύπου ελεγκτή (πχ. cascaded PID control). Το θέμα αυτό, μαζί με την ενσωμάτωση του μοντέλου του συστήματος εκτόξευσης σε ένα ευρύτερο διάγραμμα Simulink για την εξομοίωση της όλης διεργασίας της χρήσης του μικροκυματικού Σ.Α.Ε. σε ρεαλιστικές εφαρμογές (εκτόξευση του κύματος, διάδοση στο πλάσμα, δυναμική εξέλιξη της αστάθειας παρουσία του κύματος και μέτρηση των παραμέτρων του πλάσματος με κατάλληλα διαγνωστικά) είναι αντικείμενο τρέχουσας έρευνας.

ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

- [1] Δ. Καλλιγερόπουλος – Σ. Βασιλειάδου, «Συστήματα Αυτομάτου Ελέγχου Ι», Σύγχρονη Εκδοτική, Αθήνα 2005
- [2] Δ. Καλλιγερόπουλος – Σ. Βασιλειάδου, «Συστήματα Αυτομάτου Ελέγχου ΙΙ», Σύγχρονη Εκδοτική, Αθήνα 2005
- [3] Δ. Καλλιγερόπουλος – Σ. Βασιλειάδου, «Αναλογική Εξομοίωση Συστημάτων», Σύγχρονη Εκδοτική, Αθήνα 2005
- [4] «Έρευνα για την ελεγχόμενη θερμοπυρηνική σύντηξη», Ευρωπαϊκή Επιτροπή (Γενική Διεύθυνση Έρευνας), 2007
- [5] C. Tsironis – I. K. Giannopoulos, “Automatic control systems in tokamak plasmas: Current status and needs”, Nova Science Publishers, 2010
- [6] C. Tsironis – I. Kakogiannos – I. Giannopoulos – D. Kalligeropoulos, “Thermonuclear fusion plasma as an automatic control systems: Overview and applications”, eRA-6 International Scientific Conference, Technological Educational Institute of Piraeus, Greece, 2011
- [7] J.G. Ziegler – N. B. Nichols, “Optimum settings for automatic controllers”, Trans. of ASME, 64, pp. 759–768, 1942
- [8] G.H. Cohen – G.A. Coon, “Theoretical Consideration of Retarded Control”, Trans. of ASME, 75, pp. 827 – 834, 1952
- [9] B.A. Hennen, “Modeling and control for fusion plasma stabilization by means of a mechanical ECRH launcher”, Eindhoven, June 2007
- [10] E.M.M. Demarteau, “Launcher position control for ECRH feedback control on magnetic islands in a tokamak”, Eindhoven, June 2007
- [11] T. L. Vincent – W. J. Grantham, “Non Linear and Optimal Control Systems”, John Wiley & Sons, Inc. 1997
- [12] W. J. Nutall, “Fusion as an Energy Source: Challenges and Opportunities”, IOP Publishing, Bristol, UK, 2008
- [13] K. R. Schultz, IEEE Control Systems Magazine 2006, vol. 2, 32
- [14] J. Wesson, “Tokamaks (3rd ed)”, Oxford University Press, New York, USA, 2000
- [15] G. Ambrosino – M. Ariola – A. Pironti – F. Sartori, IEEE Transactions on Control Systems Technology 2008, vol. 6
- [16] M. Ariola – A. Pironti, “Magnetic Control of Tokamak Plasmas; Advances in Industrial Control” Springer Verlag, London, UK, 2008
- [17] M. L. Walker – D. A. Humphreys – D. Mazon – D. Moreau – M. Okabayashi – T. H. Osborne – E. Schuster, IEEE Control Systems Magazine 2006, vol. 2, 35