



**ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ**

**ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ  
ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ  
ΤΟΜΕΑΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΗΣ ΙΣΧΥΟΣ**

**ΑΝΑΛΥΣΗ ΚΑΙ ΠΡΟΒΛΕΨΗ ΑΠΩΛΕΙΩΝ ΚΕΝΟΥ ΦΟΡΤΙΟΥ  
ΜΕΤΑΣΧΗΜΑΤΙΣΤΩΝ ΙΣΧΥΟΣ**

**ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ**

**Καμπουρόπουλος Ι. Αντώνιος**

**Επιβλέπων: Αντώνιος Κλαδάς  
Καθηγητής ΕΜΠ**

**Αθήνα Οκτώβριος 2017**





ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ  
ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ  
ΤΟΜΕΑΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΗΣ ΙΣΧΥΟΣ

**ΑΝΑΛΥΣΗ ΚΑΙ ΠΡΟΒΛΕΨΗ ΑΠΩΛΕΙΩΝ ΚΕΝΟΥ ΦΟΡΤΙΟΥ  
ΜΕΤΑΣΧΗΜΑΤΙΣΤΩΝ ΙΣΧΥΟΣ**

**ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ**

Καμπουρόπουλος Ι. Αντώνιος

Επιβλέπων : Αντώνιος Κλαδάς  
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή την 27<sup>η</sup> Οκτωβρίου 2017.

.....  
Αντώνιος Κλαδάς

Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....  
Στέφανος Μανιάς

Καθηγητής Ε.Μ.Π.

.....  
Στάυρος  
Παπαθανασίου

Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Οκτώβριος 2017

(Υπογραφή)

.....

**Καμπουρόπουλος Αντώνιος**

Διπλωματούχος Ηλεκτρολόγος Μηχανικός και Μηχανικός Υπολογιστών Ε.Μ.Π

© 2017 – All rights reserved

Με επιφύλαξη παντός δικαιώματος. All rights reserved.

Απαγορεύεται η αντιγραφή, αποθήκευση και διανομή της παρούσας εργασίας, εξ ολοκλήρου ή τμήματος αυτής, για εμπορικό σκοπό. Επιτρέπεται η ανατύπωση, αποθήκευση και διανομή για σκοπό μη κερδοσκοπικό, εκπαιδευτικής ή ερευνητικής φύσης, υπό την προϋπόθεση να αναφέρεται η πηγή προέλευσης και να διατηρείται το παρόν μήνυμα. Ερωτήματα που αφορούν τη χρήση της εργασίας για κερδοσκοπικό σκοπό πρέπει να απευθύνονται προς τον συγγραφέα.

Οι απόψεις και τα συμπεράσματα που περιέχονται σε αυτό το έγγραφο εκφράζουν τον συγγραφέα και δεν πρέπει να ερμηνευθεί ότι αντιπροσωπεύουν τις επίσημες θέσεις του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.

# ΠΕΡΙΛΗΨΗ

---

Στην παρούσα διπλωματική εργασία, μελετάμε τις απώλειες μετασχηματιστών κενού φορτίου (Σιδήρου-Fe). Η μελέτη αυτή γίνεται μέσω της μεθόδου πεπερασμένων στοιχείων και της συστηματικής ανάλυσης τοπικών ιδιοτήτων των υλικών που μοντελοποιήσαμε (π.χ υστέρηση, δινορρεύματα).

Αρχικά αναλύθηκε θεωρητικά η δομή και η λειτουργία ενός μετασχηματιστή. Στη συνέχεια αναφέρθηκαν οι απώλειες του με έμφαση στις απώλειες κενού φορτίου και στους τρόπους ελάττωσης τους.

Στην συνέχεια αναλύθηκαν μοντέλα δινορρευμάτων κι έγινε ο προσδιορισμός των απωλειών δινορρευμάτων της εφαρμογής μέσω της εξίσωσης του Steinmetz αλλά και του τροποποιημένου μικροσκοπικού μοντέλου προσδιορισμού Foster.

Έπειτα, έγινε μία μοντελοποίηση του φαινομένου της υστέρησης μέσω του τροποποιημένου μοντέλου Preisach για σιδηρομαγνητική λαμαρίνα που χρησιμοποιείτε για την κατασκευή μετασχηματιστών και υπολογίστηκαν οι απώλειες υστέρησης για συγκεκριμένη είσοδο με σκοπό την περαιτέρω προσαρμογή των μικροσκοπικών ιδιοτήτων των υλικών στην ανάλυση και στα μοντέλα προσδιορισμού των απωλειών κενού φορτίου / σιδήρου.

Ακόμη, η παρούσα εργασία περιλαμβάνει την ανάπτυξη και επεξήγηση της δυσδιάστατης μεθόδου πεπερασμένων στοιχείων, η οποία αποτελεί ένα αξιόπιστο εργαλείο για την μελέτη ηλεκτρομαγνητικών πεδίων. Η μέθοδος αυτή εφαρμόστηκε σε συγκεκριμένη εφαρμογή μετασχηματιστή τυλιχτού πυρήνα και συγκρίθηκαν τα αποτελέσματά της με τα πειραματικά δεδομένα της ίδιας εφαρμογής. Με την ενσωμάτωση των δύο μοντέλων ανάλυσης και πρόβλεψης απωλειών, Foster-δινορρευμάτων και Preisach-υστέρησης, μπορούμε να μελετήσουμε λεπτομερέστερα τις απώλειες κενού φορτίου τόσο τοπικά σε συγκεκριμένα σημεία της γεωμετρίας του πυρήνα όσο και συνολικά, χρησιμοποιώντας ως δεδομένα προς μετεπεξεργασία τα αποτελέσματα της μεθόδου πεπερασμένων στοιχείων.

Τέλος, αναφέρονται τα συμπεράσματα που καταλήξαμε σε αυτή την διπλωματική εργασία και πεδία για περαιτέρω διερεύνησης.

Λέξεις- κλειδιά : Μετασχηματιστής, Απώλειες κενού Φορτίου, Μέθοδος πεπερασμένων στοιχείων, Μοντέλα Foster, Τροποποιημένο μοντέλο υστέρησης Preisach

# ABSTRACT

---

In the present thesis, we study the No-Load transformer losses (iron). The study is carried out with the use of finite element method and the systematic analysis of the local characteristics of the materials we modeled (for example: hysteresis, eddy currents)

At first, we analyzed the structure and the operation of the transformer. Next, the losses of the transformer are referred with emphasis on the No-load losses and ways to reduce them.

Furthermore, we analyzed eddy currents models and we determined the eddy current losses of the application through the Steinmetz equation as well as through the modified microscopic model of specification, Foster.

Moreover, we modeled the phenomenon of hysteresis through the modified Preisach model for iron-magnetic sheet metal, which is used to construct transformers and then we calculated the hysteresis losses for specific input data, with purpose the further adjustment of the microscopic material's capacity to the analysis and the identification models of the No-Load / Iron losses.

Consequently, the current thesis contains the development and the explanation of the two-dimension finite element method, which constitutes a reliable tool for the study of the electromagnetic fields. This method is applied to a specific application of a wound-core transformer and the results are compared with the experiment's results of the same application. With the embodiment of the two models of analysis and prediction of iron losses, Foster-eddy currents and Preisach-hysteresis, we can study in detail as local in specific spots of the core's geometry and as in total, the No-load losses using as data for metaprocesing the results of the finite element method.

In conclusion, we refer to the conclusions we arrived through this thesis and the fields for further investigation.

**Keywords:** Transformer, No-Load losses, Finite element method, Foster models, modified Preisach model of Hysteresis

# ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ :

---

Θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα καθηγητή μου κ. Κλαδά Αντώνη, ο οποίος με την καθοδήγηση και τις πολύτιμες συμβουλές που παρείχε, καλλιέργησε άρτιο κλίμα συνεργασίας σε όλη την πορεία της εργασίας, υπογράφοντας την επιτυχή της ολοκλήρωση.

Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω ιδιαίτερος τον κο Κεφάλα, για την πολύτιμη βοήθεια του και την άδεια που μου παρείχε να χρησιμοποιήσω το λογισμικό του (Coreloss).

Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω την οικογένεια μου και ιδιαίτερος τη μητέρα μου για όλη την στήριξή τους κατά την διάρκεια των σπουδών μου.





# ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ :

---

<b>Κεφάλαιο 1: Εισαγωγή.....</b>	<b>12</b>
1.1: Μεθοδολογία πρόβλεψης απωλειών κενού φορτίου.....	12
1.2: Περιεχόμενα της εργασίας.....	13
<b>Κεφάλαιο 2: Βασικές αρχές, δομή, ισοδύναμο κύκλωμα και λειτουργία μετασχηματιστή.....</b>	<b>14</b>
2.1: Βασικές αρχές , δομή και χαρακτηριστικά των μετασχηματιστών.....	14
2.2: Αρχές λειτουργίας μετασχηματιστών ισχύος – Μαγνητικά και ηλεκτρικά κυκλώματα μετασχηματιστών.....	15
2.3: Ισοδύναμο κύκλωμα και αρχές λειτουργίας ιδανικού μετασχηματιστή.....	19
2.4: Ισοδύναμο κύκλωμα και αρχές λειτουργίας πραγματικού μετασχηματιστή.....	24
<b>Κεφάλαιο 3: Απώλειες μετασχηματιστών.....</b>	<b>28</b>
3.1: Μαγνητικές απώλειες πυρήνα - Απώλειες κενού φορτίου.....	31
3.2: Απώλειες υστέρησης και τρόποι περιορισμού τους.....	32
3.3: Απώλειες δινορρευμάτων και τρόποι περιορισμού τους.....	36
3.4: Συνολικές απώλειες πυρήνα.....	39
<b>Κεφάλαιο 4: Είδη και τεχνολογίες κατασκευής πυρήνα Μετασχηματιστών - Απώλειες κενού φορτίου.....</b>	<b>42</b>
4.1: Είδη μετασχηματιστών και τεχνολογίες κατασκευής τους.....	42
4.2: Προδιαγραφές απωλειών κενού φορτίου.....	45
<b>Κεφάλαιο 5: Μοντέλα υπολογισμού δινορρευμάτων.....</b>	<b>46</b>
5.1: Ανάλυση του φαινομένου των δινορρευμάτων σε ελάσματα .....	46
5.2: Μοντέλα δινορρευμάτων, τροποποιημένο μοντέλο Foster.....	48
5.3: Υπολογισμός και σύγκριση απωλειών δινορρευμάτων σε μαγνητική λαμαρίνα.....	51
<b>Κεφάλαιο 6: Ανάλυση της υστέρησης – τροποποιημένο μοντέλο Preisach.....</b>	<b>54</b>
6.1: Μοντέλο υστέρησης Preisach – Neel.....	54
6.2: Τροποποιημένο μοντέλο Preisach.....	56
6.3: Εφαρμογή τροποποιημένου μοντέλου Preisach.....	57

<b>Κεφάλαιο 7: Ανάλυση απωλειών κενού φορτίου με τη μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων .....</b>	<b>68</b>
7.1: Γεωμετρία, αναπαράσταση υλικών και συνοριακές συνθήκες .....	68
7.2: Προεπεξεργασία για την μέθοδο πεπερασμένων στοιχείων.....	73
7.3: Εκτίμηση απωλειών κενού φορτίου .....	75
7.4: Υπολογισμός απωλειών κενού φορτίου σε τυλιχτό πυρήνα.....	81
7.5: Σύγκριση αποτελεσμάτων προσομοίωσης με πειραματικές μετρήσεις.....	89
<b>Κεφάλαιο 8: Συμπεράσματα και προτάσεις για περαιτέρω διερεύνηση .....</b>	<b>92</b>
8.1: Συμπεράσματα της εργασίας.....	92
8.2: Θέματα για περαιτέρω διερεύνηση.....	93
<b>Παράρτημα Α.....</b>	<b>94</b>
A.1: Ιδιότητες λαμαρίνας υψηλής μαγνήτισης HiB, M-0H, 0.27mm.....	94
A.2: Γεωμετρία εφαρμογής απλού τυλιχτού πυρήνα.....	96
<b>Βιβλιογραφία.....</b>	<b>100</b>



# ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1

---

## Εισαγωγή

---

Στην παρούσα διπλωματική εργασία, μελετάμε τις απώλειες μετασχηματιστών κενού φορτίου (απώλειες σιδήρου-Fe). Η μελέτη αυτή γίνεται μέσω της μεθόδου πεπερασμένων στοιχείων και της συστηματικής ανάλυσης τοπικών ιδιοτήτων των υλικών που μοντελοποιήσαμε (π.χ υστέρηση, δινορρεύματα).

Πιο συγκεκριμένα αφού περιγράψαμε τις βασικές αρχές και την λειτουργία των μετασχηματιστών, με έμφαση στους μετασχηματιστές ισχύος και τις απώλειες που παρουσιάζουν κατά την λειτουργία τους με έμφαση κατά την δοκιμή κενού φορτίου/ανοιχτοκυκλώματος, περιγράψαμε αναλυτικά ένα συγκεκριμένο μοντέλο πρόβλεψης των απωλειών δινορρευμάτων σε μαγνητική λαμαρίνα και ένα μοντέλο αναπαράστασης και κατασκευής των βροχών υστέρησης που οδηγεί στην πρόβλεψη των απωλειών υστέρησης. Επίσης, πραγματοποιήσαμε μία ανάλυση ενός μαγνητικού πεδίου συγκεκριμένης εφαρμογής (μονοφασικός μετασχηματιστής τύπου (τυλιχτού) πυρήνα), με την χρήση προγραμμάτων και αριθμητικών τεχνικών-μοντέλων ανάλυσης μαγνητικού πεδίου πεπερασμένων στοιχείων.

Η συγκεκριμένη διαδικασία πρόβλεψης και υπολογισμού των απωλειών κενού φορτίου παρουσιάζει μεγάλο ενδιαφέρον καθώς οι απώλειες κενού φορτίου μπορούν να θεωρηθούν σχετικά σταθερές για όλη την διάρκεια ζωής του μετασχηματιστή, ανεξάρτητες του φορτίου που συνδέονται και έτσι η μελέτη τους και η δυνατότητα πρόβλεψής τους με υψηλή ακρίβεια και οι τρόποι περιορισμού τους, οδηγεί στην βελτίωση της απόδοσης τους αλλά και στην εξοικονόμηση ενέργειας άρα και κόστους λειτουργίας, κρίσιμο παράγοντα για εταιρίες παραγωγής και διανομής ηλεκτρικής ενέργειας.

### 1.1: Μεθοδολογία πρόβλεψης απωλειών Κενού Φορτίου

Η πιο διαδεδομένη μέθοδος πρόβλεψης απωλειών κενού φορτίου είναι η μέθοδος των πεπερασμένων στοιχείων. Η εργασία περιλαμβάνει την μοντελοποίηση των απωλειών δινορρευμάτων και των βροχών υστέρησης παράλληλα με την διαδικασία υπολογισμού των απωλειών κενού φορτίου μέσω δυσδιάστατων αναλύσεων με την χρήση υπολογιστικών προγραμμάτων και μαγνητοστατικής ανάλυσης για ένα απλό τυλιχτό πυρήνα με διαστάσεις και υλικό κατασκευής που μας δόθηκαν από το εργαστήριο ηλεκτρικών μηχανών και ηλεκτρονικών ισχύος του ΕΜΠ.

Σε αυτό το πλαίσιο έγινε η προσπάθεια λεπτομερούς μοντελοποίησης του μετασχηματιστή της εφαρμογής μονοφασικού μετασχηματιστή τύπου (τυλιχτού) πυρήνα (της γεωμετρίας και των υλικών κατασκευής του), η ανάλυση του μαγνητικού πεδίου αλλά και η θεωρητική ανάλυση της λειτουργίας και των χαρακτηριστικών του. Στην συνέχεια η εξαγωγή η ανάλυση και τα συμπεράσματα των αποτελεσμάτων καθώς και η σύγκριση με τα πειραματικά αποτελέσματα.

Στόχος είναι η δημιουργία ενός μοντέλου που να είναι σε θέση να προβλέπει συστηματικά και με μικρή απόκλιση τις απώλειες κενού φορτίου ενός τυλιχτού πυρήνα, έτσι ώστε αυτό να αποτελέσει μια βάση στην βελτίωση της απόδοσης και της αξιοπιστίας των

μετασχηματιστών καθώς θα παρέχεται η δυνατότητα στους μηχανικούς σχεδίασης να εξετάσουν την βέλτιστη γεωμετρία, σημεία λειτουργίας κ.α των πυρήνων που θα οδηγήσει στην ελαχιστοποίηση των απωλειών κενού φορτίου.

## 1.2: Περιεχόμενα της εργασίας

Τα κεφάλαια της εργασίας έχουν την ακόλουθη δομή:

- Στο Κεφάλαιο 2, αναλύονται οι βασικές αρχές δομής και λειτουργίας των μετασχηματιστών. Δίνεται έμφαση στο ισοδύναμο κύκλωμα του ιδανικού και του πραγματικού μετασχηματιστή και περιγράφεται και ο τρόπος υπολογισμού των παραμέτρων του.
- Στο Κεφάλαιο 3, αναφέρονται τα είδη των απωλειών του μετασχηματιστή και πως προκύπτουν ενώ δίνεται μεγάλη έμφαση στις απώλειες κενού φορτίου.
- Στο Κεφάλαιο 4, καταγράφουμε τα είδη των μετασχηματιστών, δίνουμε ιδιαίτερη έμφαση στους τρόπους κατασκευής των πυρήνων με τα πλεονεκτήματα και τα μειονεκτήματα του κάθε τρόπου και αναφέρουμε την σπουδαιότητα της πρόβλεψης των απωλειών κενού φορτίου στο σήμερα.
- Στο Κεφάλαιο 5, αναλύσαμε δύο τρόπους υπολογισμού των απωλειών δινορευμάτων με ιδιαίτερη έμφαση στην ανάλυση και εφαρμογή του τροποποιημένου μοντέλου υπολογισμού απωλειών δινορρευμάτων Foster και υπολογίσαμε συγκεκριμένα τις απώλειες δινορρευμάτων μιας εφαρμογής απλού τυλιχτού πυρήνα.
- Στο Κεφάλαιο 6, μοντελοποιήσαμε τους βρόχους υστέρησης για ένα σιδηρομαγνητικό υλικό/λαμαρίνα υψηλής μαγνήτισης σύμφωνα με το μοντέλο Preisach αναλύοντας ταυτόχρονα τον συγκεκριμένο τρόπο μοντελοποίησης.
- Στο Κεφάλαιο 7, παρατίθεται λεπτομερώς (γεωμετρία, μοντελοποίηση υλικών, αρχικές τιμές, μαγνητοστατική ανάλυση κ.α) η εφαρμογή της μεθόδου πεπερασμένων στοιχείων ενός μετασχηματιστή τύπου πυρήνα (τυλιχτού) για την πρόβλεψη των απωλειών κενού φορτίου με την χρήση δύο προγραμμάτων επίλυσης αριθμητικής και μαγνητοστατικής ανάλυσης πεπερασμένων στοιχείων. Τέλος, γίνεται η σύγκριση των αποτελεσμάτων με τις τιμές που είχαν παρθεί πειραματικά στην ίδια εφαρμογή στο εργαστήριο.
- Στο Κεφάλαιο 8, παρουσιάζουμε τα συμπεράσματα της παρούσας εργασίας και θέματα για περαιτέρω διερεύνηση.
- Ακολουθεί το παράρτημα Α με τα χαρακτηριστικά του υλικού του πυρήνα της εφαρμογής που προσομοιάσαμε.

# ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2

---

## Βασικές αρχές, δομή, ισοδύναμο κύκλωμα και λειτουργία μετασχηματιστή

---

Ο μετασχηματιστής είναι μία ηλεκτρική συσκευή που μετατρέπει εναλλασσόμενη ηλεκτρική ενέργεια ενός επιπέδου τάσης σε εναλλασσόμενη ηλεκτρική ενέργεια διαφορετικού επιπέδου τάσης χρησιμοποιώντας σαν μέσο το μαγνητικό πεδίο.

### 2.1 : Βασικές αρχές , δομή και χαρακτηριστικά των Μετασχηματιστών

Ένας μετασχηματιστής αποτελείται από δύο ή περισσότερα πηνία που τυλίγονται γύρω από έναν κοινό σιδηρομαγνητικό πυρήνα. Τα πηνία αυτά συνήθως δεν είναι ηλεκτρικά συνδεδεμένα μεταξύ τους. Η μόνη σύζευξη που υπάρχει μεταξύ των σπειρών είναι το κοινό μαγνητικό πεδίο που αναπτύσσεται στο εσωτερικό του πυρήνα.

Το ένα από τα δύο πηνία του μετασχηματιστή συνδέεται με μία πηγή εναλλασσόμενης τάσης, ενώ το δεύτερο συνδέεται με το φορτίο. Το πρώτο τύλιγμα ονομάζεται πρωτεύον τύλιγμα ή τύλιγμα εισόδου του μετασχηματιστή και το δεύτερο ονομάζεται δευτερεύον ή τύλιγμα εξόδου.

Ο σπουδαιότερος σκοπός των μετασχηματιστών είναι η προσαρμογή της ηλεκτρικής ενέργειας στην εκάστοτε τάση. Μπορεί να είναι μονοφασικοί ή τριφασικοί. Οι τελευταίοι χρησιμοποιούνται ιδιαίτερα στη διανομή ηλεκτρικής ενέργειας με ηλεκτρικά δίκτυα, π.χ. της ΔΕΗ. Η ΔΕΗ χρησιμοποιεί μετασχηματιστές για να αυξήσει την τάση του παραγόμενου ρεύματος το οποίο μεταφέρεται με γραμμές υψηλής τάσης, έτσι ώστε να περιορίζονται οι απώλειες. Προκειμένου όμως να παραχθεί η χαμηλή τάση των 230V, εγκαθίστανται άλλοι μετασχηματιστές που μετατρέπουν την υψηλή τάση σε μεσαία και τελικά σε χαμηλή. Η τελευταία υποβίβαση είναι συνήθως από 20-21 kV σε 230/400 V που χρησιμοποιούνται στην κατανάλωση.

Το σύστημα συνεχούς ρεύματος ένεκα της αδυναμίας μετασχηματισμού και ένεκα ανεπάρκειας των μηχανών συνεχούς ρεύματος είχε αρχικά παραμεριστεί όσον αφορά στη μεταφορά ενέργειας. Ο μετασχηματιστής έχει την ικανότητα να υψώνει την τάση της γεννήτριας σε μία επιθυμητή τιμή και έτσι παρέχει την ικανότητα εύκολης μεταφοράς μεγάλης ισχύος (π.χ. 1500MVA) μίας σύγχρονης γεννήτριας. Οι μετασχηματιστές χρησιμοποιούνται και σε άλλες εφαρμογές, όπως στην αποβολή υψηλών συχνοτήτων και απομόνωση κυκλωμάτων, σε συστήματα ελέγχου, σε τροφοδοτικά, σε τηλεπικοινωνιακά κυκλώματα, σε μετατροπείς από 220V σε 110V και αντίστροφα. Ανάλογα με τη χρήση τους, διακρίνονται σε μετασχηματιστές απομόνωσης (isolation transformers), αυτομετασχηματιστές (autotransformers) και μετασχηματιστές ρεύματος ή ισχύος (power transformers). Στον ενεργειακό κλάδο ο μετασχηματιστής χρησιμοποιείται επίσης για τη σύνδεση δύο δικτύων.

Ο σκοπός για τον οποίο προορίζεται κάθε φορά ο μετασχηματιστής υπαγορεύει τα χαρακτηριστικά του αλλά και τον τρόπο κατασκευής του. Οι πλέον συνήθεις μετασχηματιστές είναι:

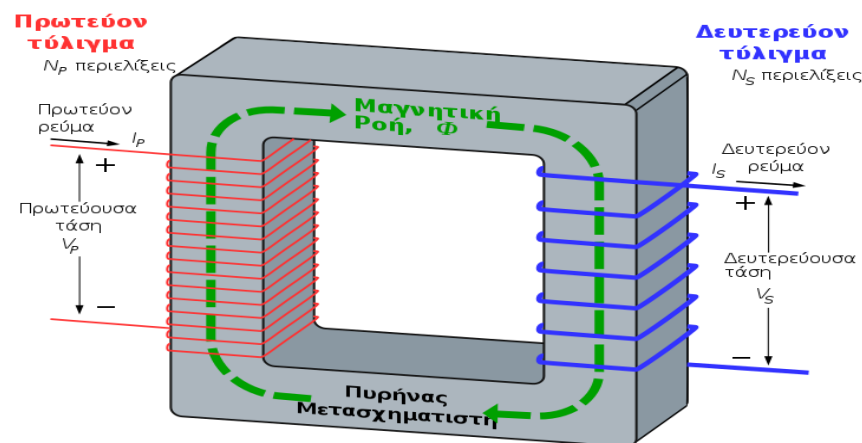
- i. Μετασχηματιστές ισχύος για τη μεταφορά και διανομή ηλεκτρικής ενέργειας αλλά και για ειδικές εφαρμογές (ηλεκτρικοί κλίβανοι, συγκολλήσεις κλπ) .
- ii. Μετασχηματιστές για την τροφοδότηση διατάξεων στατικών μετατροπών
- iii. Μετασχηματιστές μετρήσεων, για τη σύνδεση οργάνων μετρήσεως σε δίκτυα
- iv. Μετασχηματιστές τηλεπικοινωνιών κ.λπ.

Θα αναφερθούμε εκτενέστερα στο Κεφάλαιο 4.

Τελευταία η πρόοδος στα ολοκληρωμένα κυκλώματα επιτρέπει την αντικατάσταση των μετασχηματιστών (και των επαγωγών) από κυκλώματα αντιστάσεων, πυκνωτών και τελεστικών ενισχυτών, που παράγονται πιο εύκολα και οικονομικά. Ωστόσο, οι μετασχηματιστές είναι και θα παραμείνουν σημαντικές ηλεκτρικές συσκευές στη μεταφορά και διανομή της ηλεκτρικής ενέργειας.

## 2.2 : Αρχές λειτουργίας μετασχηματιστών ισχύος – Μαγνητικά και ηλεκτρικά κυκλώματα μετασχηματιστών

Ο μετασχηματιστής βασίζεται σε δύο αρχές : 1) Πρώτον, ότι ένα ηλεκτρικό ρεύμα μπορεί να παράγει ένα μαγνητικό πεδίο (ηλεκτρομαγνητισμός) και 2) δεύτερον, ότι ένα μεταβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο τύλιγμα, επάγει διαφορά δυναμικού στα άκρα του τυλίγματος (ηλεκτρομαγνητική επαγωγή). Μεταβάλλοντας το ρεύμα στο πρωτεύον τύλιγμα, αλλάζει η ένταση του μαγνητικού του πεδίου. Εφόσον το μεταβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο εκτείνεται και στο δευτερεύον τύλιγμα, επάγεται διαφορά δυναμικού στα άκρα του δευτερεύοντος.



**Σχήμα 2.1:** Παράδειγμα ιδανικού μετασχηματιστή υποβιβασμού τάσης με επισημασμένη την μαγνητική ροή στον πυρήνα του. [19].

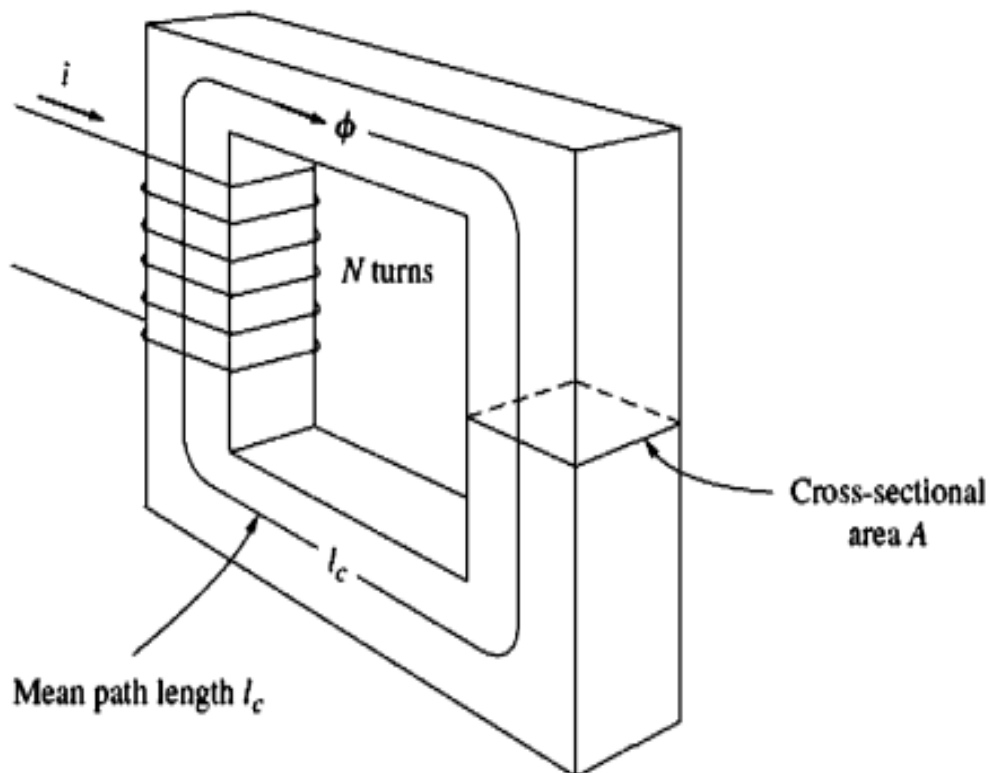
Στο παραπάνω σχήμα (2.1) φαίνεται ένας απλοποιημένος μετασχηματιστής. Ηλεκτρικό ρεύμα περνάει μέσα από το πρωτεύον τύλιγμα δημιουργώντας μαγνητικό πεδίο. Τόσο το πρωτεύον όσο και το δευτερεύον τύλιγμα περιελίσσονται γύρω από ένα μαγνητικό πυρήνα πολύ υψηλής μαγνητικής διαπερατότητας, π.χ. από σίδηρο. Με αυτόν τον τρόπο εξασφαλίζεται ότι όσο το δυνατόν περισσότερες γραμμές του μαγνητικού πεδίου που

παράγει το πρωτεύον ρεύμα, βρίσκονται εντός του πυρήνα και περνούν τόσο από το πρωτεύον όσο και από το δευτερεύον τύλιγμα.

Το σιδηρομαγνητικό υλικό από το οποίο κατασκευάζεται ο πυρήνας του Μ/Σ έχει τα εξής χαρακτηριστικά :

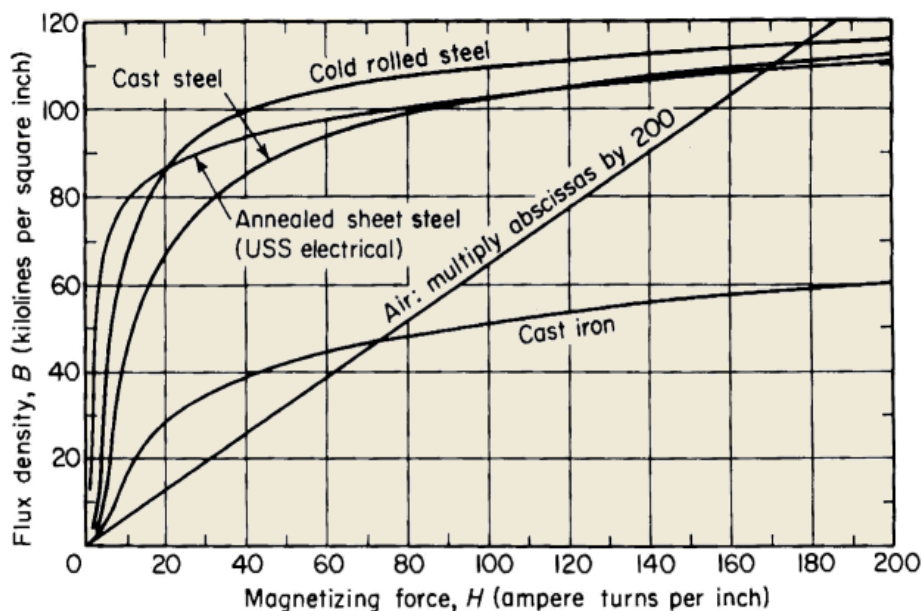
- 1) Την διατομή του **S**
- 2) Το μέσο μήκος του **Lverage**
- 3) Την μαγνητική του διαπερατότητα  **$\mu$**
- 4) Την μάζα του **M**
- 5) Συντελεστής απομόνωσης **stacking/lamination factor  $c_{sf}$**   
(το ποσοστό : το υλικό του ο πυρήνας π.χ Fe προς (/) το υλικό π.χ Fe + το πλαστικό υλικό μόνωσης που αποτελείται ο πυρήνας)

Η συμπεριφορά της διαπερατότητας του σιδηρομαγνητικού υλικού του πυρήνα φαίνεται από την καμπύλη μαγνήτισης του, η οποία είναι μη γραμμική  **$\mathbf{B} = \mathbf{F}(\mathbf{H})$**  και χαρακτηρίζεται από τα μεγέθη B,H, $\mu$ . Τα μεγέθη αυτά αλλά και κάποια απ' αυτά που θα χρησιμοποιηθούν στην συνέχεια της παραγράφου καθώς και της εργασίας παρουσιάζονται στον παρακάτω πίνακα (Πινάκας 2.1).



α.





β.

Σχήμα 2.2 α) Παράδειγμα απλού μαγνητικού κυκλώματος, β) Παράδειγμα τυπικών καμπυλών μαγνήτισης για διάφορα υλικά. [6].

Όνομα	Σύμβολο	Μονάδες
Ένταση μαγνητικού πεδίου	H	(A / m)
Μαγνητική επαγωγή	B	(T)
Μαγνητική ροή	Φ	(wb)
Μαγνητική διαπερατότητα υλικού	μ	(H / m)
Σχετική μαγνητική διαπερατότητα	μ <sub>r</sub>	-
Μαγνητική διαπερατότητα του κενού	μ <sub>0</sub>	(H / m)

Πίνακας 2.1 Βασικά μεγέθη μαγνητικού πεδίου

Στο σχήμα 2.2 μπορούμε να παρατηρήσουμε τις τρεις περιοχές τις εκάστοτε καμπύλης μαγνήτισης :

**Περιοχή 1 ) Η ακόρεστη περιοχή** στην οποία μια μικρή μεταβολή της έντασης του μαγνητικού πεδίου H προκαλεί μεγάλη αύξηση της μαγνητικής επαγωγής B.

**Περιοχή 2 ) Το γόνατο κορεσμού**, στην οποία η αύξηση της έντασης H προκαλεί εμφαντικά μικρότερη μεταβολή στην μαγνητική επαγωγή B. Αυτή η περιοχή ουσιαστικά αποτελεί την μετάβαση από την ακόρεστη περιοχή στην κορεσμένη περιοχή.

**Περιοχή 3) Η κορεσμένη περιοχή**, όπου η καμπύλη της μαγνητικής επαγωγής τείνει να γίνει παράλληλη με αυτήν της έντασης H.

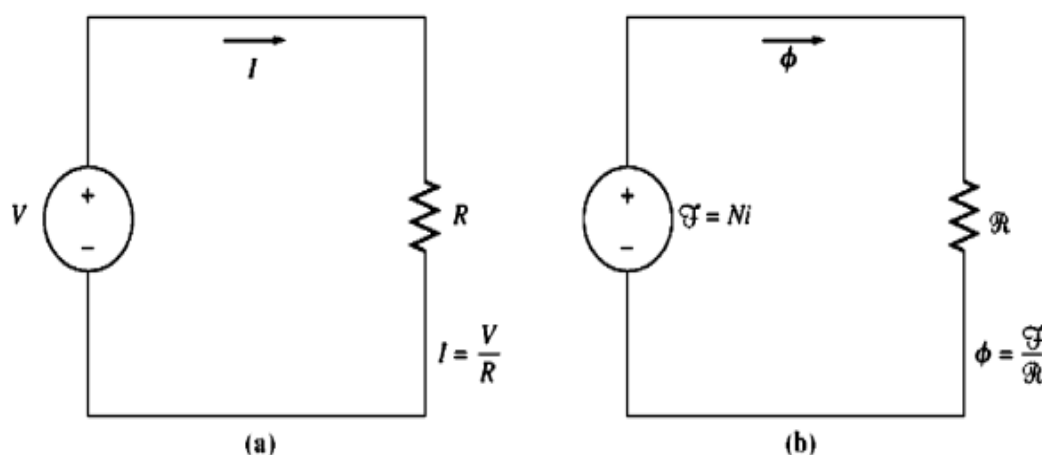
Η χρήση αυτών των σιδηρομαγνητικών υλικών στους μετασχηματιστές προκρίνεται γιατί στο εσωτερικό τους για συγκεκριμένη ένταση  $H$  παράγεται πολλαπλάσια μαγνητική ροή  $\Phi$  έναντι άλλων υλικών όπως ο αέρας.

Η χρήση αυτών των σιδηρομαγνητικών υλικών στους μετασχηματιστές προκρίνεται γιατί στο εσωτερικό τους για συγκεκριμένη ένταση  $H$  παράγεται πολλαπλάσια μαγνητική ροή  $\Phi$  έναντι άλλων υλικών όπως ο αέρας.

Όπως φαίνεται και από τις παραπάνω φωτογραφίες τα πηνία είναι τυλιγμένα γύρω από τον πυρήνα (σιδηρομαγνητικό υλικό) με  $N$  σπείρες ηλεκτρικά μονωμένες τόσο μεταξύ τους όσο και μεταξύ του πυρήνα.

Το ρεύμα το οποίο διαρρέει το πηνίο στην πλευρά του πυρήνα παράγει στο εσωτερικό του που κάποια μαγνητική ροή  $\Phi = BS$  (2.01). Σε ένα απλό ηλεκτρικό κύκλωμα η σχέση του νόμου του Ohm  $V = IR$  (2.02) όπου η τάση  $V$  (ΗΕΔ-ηλεκτρεγερτική δύναμη) προκαλεί ρεύμα  $I$  που διαρρέει την αντίσταση  $R$  εντελώς ανάλογα αντιστοιχίζεται σε ένα απλό μαγνητικό κύκλωμα με την μαγνητρεγερτική δύναμη (ΜΕΔ)  $F$  και ισούται με  $F = NI$  (2.03) την ένταση του ρεύματος που εφαρμόζεται στον πυρήνα. Αντίστοιχα την 'θέση' του ρεύματος στο μαγνητικό κύκλωμα παίρνει η μαγνητική ροή  $\Phi$  και της αντίστασης η μαγνητική αντίσταση  $R_m$  και συνδέονται μέσω της εξίσωσης  $\Phi = F/R_m$  (2.04).

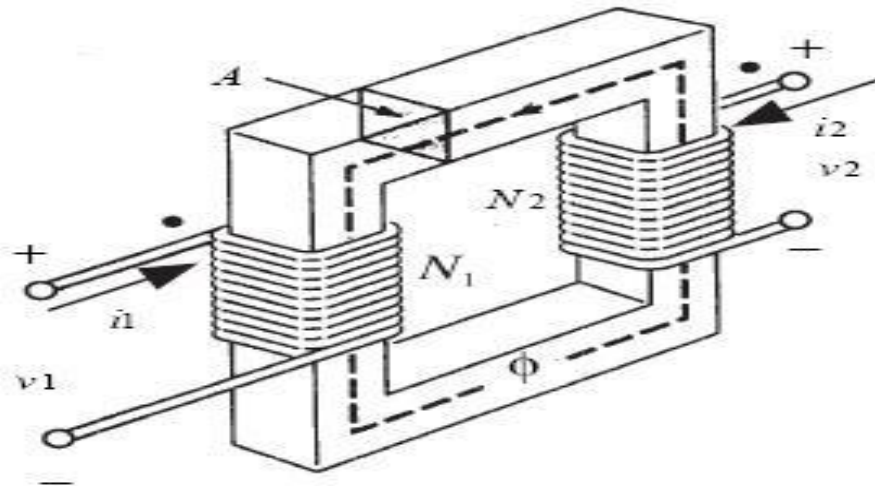
Βέβαια αυτή η αντιστοίχιση είναι κυρίως προσεγγιστική καθώς υπάρχει η **ροή σκέδασης**, δηλαδή η μαγνητική ροή που ξεφεύγει από τον πυρήνα και πηγαίνει προς τον αέρα, η **μαγνητική διαπερατότητα** δεν είναι σταθερή αλλά εξαρτάται απ την ένταση του μαγνητικού πεδίου και τέλος ούτε η **μαγνητική αντίσταση** είναι σταθερή σε όλο το μήκος του πυρήνα και πλάτος του πυρήνα.



Σχήμα 2.3: Απλό ηλεκτρικό και μαγνητικό κύκλωμα. [6].

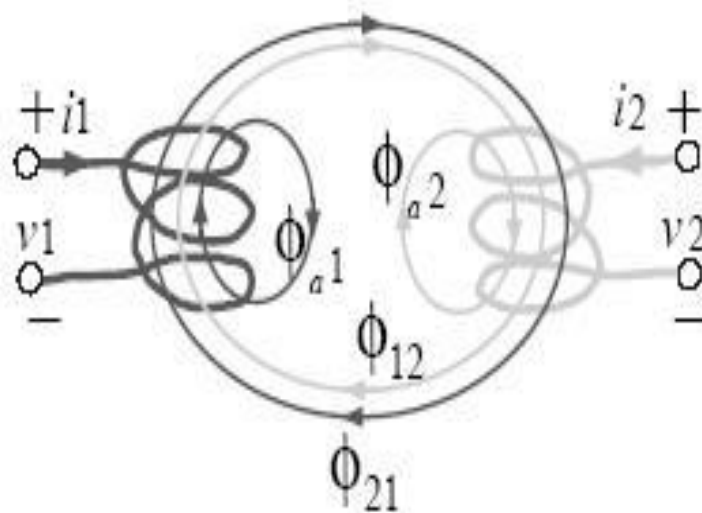
### 2.3: Ισοδύναμο κύκλωμα και αρχές λειτουργίας ιδανικού μετασχηματιστή

Ο μετασχηματιστής αποτελεί ένα δίθυρο ηλεκτρικό στοιχείο στο οποίο εμφανίζεται το φαινόμενο της αλληλεπαγωγής. Ο μετασχηματιστής αποτελείται από δύο επαγωγές (πηνία) πολλών τυλιγμάτων (σπειρών) με κοινό πυρήνα. Ο μετασχηματιστής έχει τέσσερις ακροδέκτες και δύο θύρες από τις οποίες λαμβάνει ή αποδίδει ενέργεια. Για το λόγο αυτό, από άποψη συστημάτων είναι ένα ηλεκτρικό δίθυρο.



Σχήμα 2.4: Μετασχηματιστής με θετικό συντελεστή αλληλεπαγωγής. [16].

Τα δύο πηνία ενός μετασχηματιστή φαίνονται στο σχήμα 2.5. Σε αυτό το σχήμα, καθώς και στην ανάλυση που ακολουθεί, παραλείπουμε την αντίσταση που αντιστοιχεί στο μεγάλο μήκος του σύρματος των πηνίων, υποθέτουμε δηλαδή ιδανικά πηνία



Σχήμα 2.5: Πηνία σε μαγνητική σύζευξη. [16].

Το πηνίο 1 διαρρέεται από ρεύμα  $i_1$  και το πηνίο 2 από ρεύμα  $i_2$ . Το ρεύμα  $i_1$  προκαλεί μαγνητική ροή  $\varphi_{21}$  που εμπλέκει το πηνίο 2 και ροή  $\varphi_{a1}$  που εμπλέκει το πηνίο 1. Κατ' αναλογία, το ρεύμα  $i_2$  προκαλεί μαγνητική ροή  $\varphi_{12}$  που εμπλέκει το πηνίο 1 και ροή  $\varphi_{a2}$  που εμπλέκει το πηνίο 2. Επομένως, η συνολική πεπλεγμένη ροή που διέρχεται από το πηνίο 1 είναι :

$$\lambda_1 = N_1 (\varphi_{a1} + \varphi_{21} + \varphi_{12}) = N_1(\varphi_{11} + \varphi_{12}) \quad (2.05)$$

όπου  $\varphi_{11}$  είναι η συνολική ροή που οφείλεται στο ρεύμα  $i_1$ . Για το πηνίο 2, η συνολική πεπλεγμένη ροή είναι :

$$\lambda_2 = N_2 (\varphi_{a2} + \varphi_{12} + \varphi_{21}) = N_2(\varphi_{22} + \varphi_{21}) \quad (2.06)$$

όπου  $\varphi_{22}$  η συνολική ροή που οφείλεται στο ρεύμα  $i_2$ . Από τη θεωρία των μαγνητικών κυκλωμάτων, οι σχέσεις αυτές μπορούν να γραφούν σαν συνάρτηση των ρευμάτων που προκαλούν τις αντίστοιχες ροές ως εξής :

$$\lambda_1 = N_1 P_{11} i_1 + N_2 P_{12} i_2 = N_1 N_2 P_{12} i_2 + N_1^2 P_{11} i_1 \quad (2.07)$$

$$\lambda_2 = N_2 P_{22} i_2 + N_1 P_{21} i_1 = N_1 N_2 P_{21} i_1 + N_2^2 P_{22} i_2 \quad (2.08)$$

όπου οι παράμετροι  $P_{ij}$  είναι σταθερές που εξαρτώνται από τη γεωμετρία και τη μορφή του μαγνητικού πεδίου.

Στη συνέχεια εφαρμόζεται ο νόμος του Faraday :

$$v = \frac{d\lambda}{dt} \quad (2.09)$$

οπότε προκύπτει ότι :

$$V_1 = N_1^2 P_{11} \frac{di_1}{dt} + N_1 N_2 P_{12} \frac{di_2}{dt} = L_{11} \frac{di_1}{dt} + L_{12} \frac{di_2}{dt} \quad (2.10)$$

Όπου :

$$L_{11} = N_1^2 P_{11} \quad (2.11)$$

$$L_{12} = N_1 N_2 P_{12} \quad (2.12)$$

$$L_{21} = N_1 N_2 P_{21} \quad (2.13)$$

$$L_{22} = N_2^2 P_{22} \quad (2.14)$$

Όλοι οι συντελεστές των παραπάνω 4 εξισώσεων έχουν μονάδες αυτεπαγωγής και μετρώνται σε H. Ο συντελεστής  $L_{11}$  είναι ο συντελεστής αυτεπαγωγής του πρώτου πηνίου, ενώ ο συντελεστής  $L_{22}$  είναι ο συντελεστής αυτεπαγωγής του δεύτερου πηνίου. Οι άλλοι δύο συντελεστές οφείλονται στη σύζευξη των πηνίων. Εάν το μέσο από το οποίο διέρχεται η ροή είναι γραμμικό, τότε ισχύει ότι:

$$L_{21} = L_{12} = M \quad (2.15)$$

Η σταθερά  $M$  λέγεται συντελεστής αλληλεπαγωγής των πηνίων. Για ευκολία, θέτουμε  $L_{11}=L_{12}$ ,  $L_{22}=L_{21}$ .

Με αυτές τις παρατηρήσεις, θα έχουμε για τις τάσεις  $v_1$  και  $v_2$  συναρτήσεις του χρόνου  $t$ :

$$v_1(t) = L_1 \frac{di_1}{dt} + M \frac{di_2}{dt} \quad (2.16)$$

$$v_2(t) = L_2 \frac{di_1}{dt} + M \frac{di_2}{dt} \quad (2.17)$$

Οι παραπάνω εξισώσεις τάσης-ρεύματος αποτελούν τις εξισώσεις στοιχείου του γραμμικού μετασχηματιστή.

Στην παραπάνω ανάλυση υποτέθηκε ότι η ροή  $\phi_{12}$  προστίθεται με τη ροή  $\phi_{11}$ . Εάν όμως το τύλιγμα του πηνίου 2 είχε περιελιχθεί με αντίστροφη φορά, τότε αυτή η ροή θα έπρεπε να αφαιρεθεί από την  $\phi_{11}$ . Για το λόγο αυτό, στις παραπάνω εξισώσεις, ο όρος που περιέχει το συντελεστή αλληλεπαγωγής δύο πηνίων μπορεί να έχει θετικό ή αρνητικό πρόσημο. Για παράδειγμα, οι εξισώσεις αυτές είναι ορθές γιατί στο σχήμα 2.5 η ροή  $\phi_{12}$  προστίθεται με τη ροή  $\phi_{21}$  (έχουν την ίδια φορά). Η φορά εξαρτάται από τη γεωμετρία κατασκευής του μετασχηματιστή και το νόμο του δεξιόστροφου κοχλία.

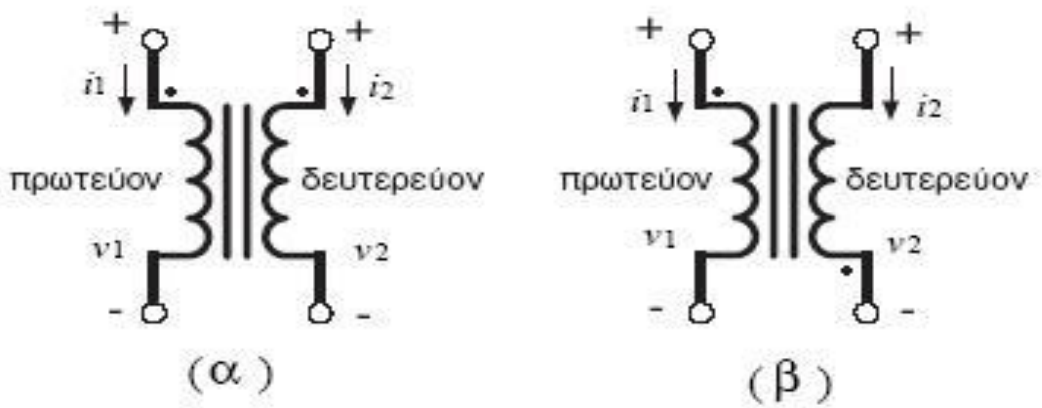
Επειδή όταν επιλύονται κυκλώματα δεν είναι δυνατό να σχεδιάζεται προσεκτικά τη γεωμετρία περιέλιξης, χρησιμοποιείται η σύμβαση των στιγμών.

Κατά τη σύμβαση αυτή, τοποθετείται αυθαίρετα μία στιγμή στον ένα ακροδέκτη του ενός πηνίου και άλλη στιγμή στον ακροδέκτη του άλλου πηνίου, έτσι ώστε αν και από τους δύο ακροδέκτες με στιγμή εισέλθουν θετικά ρεύματα, οι μαγνητικές ροές να προστίθενται. Αυτό συμβαίνει και στο μετασχηματιστή του σχήματος 2.4.

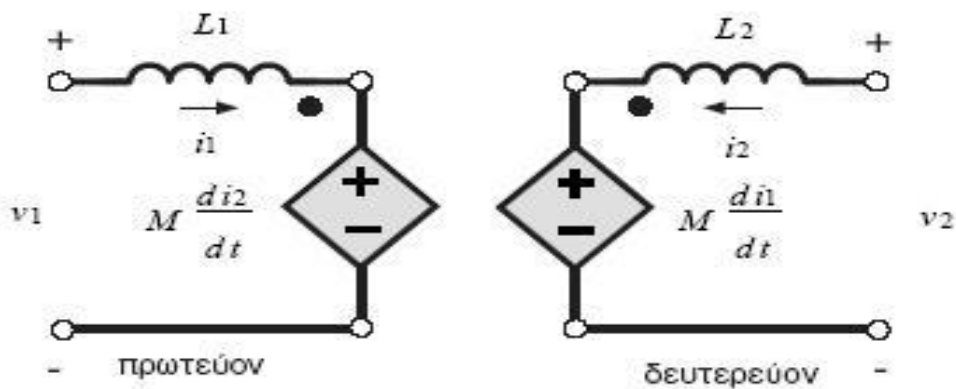
Εάν οι στιγμές έχουν τεθεί, τότε η σύμβαση χρησιμοποιείται ως εξής: Σε κάθε πηνίο, εκλέγεται η φορά αναφοράς του ρεύματος έτσι ώστε τα ρεύματα να εισέρχονται από το θετικό ακροδέκτη. Εάν τα ρεύματα και των δύο πηνίων εισέρχονται ή εξέρχονται από τους ακροδέκτες με τη στιγμή, ο  $M$  λαμβάνεται με θετικό πρόσημο. Σε αντίθετη περίπτωση, λαμβάνεται με αρνητικό.

Το σχήμα 2.6 περιλαμβάνει δύο κυκλωματικά σύμβολα μετασχηματιστών που διαφέρουν μόνο κατά τη θέση των στιγμών. Όπως φαίνεται στο ίδιο σχήμα, το ένα από τα πηνία ονομάζεται πρωτεύον και το άλλο δευτερεύον. Συνήθως, πρωτεύον είναι το πηνίο που είναι συνδεδεμένο με μια πηγή ενέργειας, ενώ δευτερεύον είναι το πηνίο που συνδέεται με το φορτίο (καταβόθρα ενέργειας).

Τέλος, οι εξισώσεις στοιχείου ενός μετασχηματιστή μπορούν να χρησιμοποιηθούν για να κατασκευαστεί ένα μοντέλο με τη βοήθεια εξαρτημένων πηγών τάσης, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.7. Πράγματι, στις εξισώσεις αυτές, οι όροι που περιέχουν τους συντελεστές αυτεπαγωγής  $L_1$  και  $L_2$  αντιστοιχούν σε δύο επαγωγές. Οι όροι που περιέχουν την αλληλεπαγωγή αντιστοιχούν σε τάση ανάλογη της παραγωγού του ρεύματος του άλλου πηνίου και επομένως αντιστοιχούν σε εξαρτημένες πηγές.



Σχήμα 2.6: Σύμβολα μετασχηματιστών σε κύκλωμα. [16].



Σχήμα 2.7: Μοντέλο μετασχηματιστή με εξαρτημένες πηγές. [16].

Ο ιδανικός μετασχηματιστής είναι ένα απλό μοντέλο μετασχηματιστή, όπου ο συντελεστής ζεύξης  $k$  ισούται με τη μονάδα και οι παράμετροι  $P_{ij}$  έχουν πολύ μεγάλες τιμές. Στην πράξη, υπάρχουν μετασχηματιστές που προσεγγίζουν το μοντέλο αυτό. Στην περίπτωση αυτή ισχύει ότι:

$$\frac{L2}{L1} = \frac{N2^2}{N1^2} = n^2 \quad (2.18)$$

Με

$$n = \frac{N2}{N1} \quad (2.19)$$

όπου  $n$  είναι ο λόγος σπειρών του ιδανικού μετασχηματιστή. Οι εξισώσεις στοιχείου του μετασχηματιστή δίνουν:

$$u1(t) = L1 \frac{di1}{dt} + nL1 \frac{di2}{dt}$$

$$u2(t) = nL1 \frac{di1}{dt} + n^2 L1 \frac{di2}{dt}$$

Και τελικά καταλήγουν στην εξίσωση :

$$\frac{u_1(t)}{u_2(t)} = \frac{N_1}{N_2} = \frac{1}{n} \quad (2.20)$$

Επίσης, στο όριο όπου ο  $L_1$  απειρίζεται (διότι το  $P_{11}$  είναι πολύ μεγάλο), ισχύει :

$$\frac{di_1}{dt} + n \frac{di_2}{dt} = 0 \quad (2.21)$$

Ολοκληρώνοντας τη  $v$  εξίσωση και στα δύο μέρη από το μείων άπειρο ( $-\infty$ ) έως το μηδέν (0) καταλήγει στην εξίσωση :

$$\frac{i_1(t)}{-i_2(t)} = \frac{N_2}{N_1} = n \quad (2.22)$$

Αυτές οι σχέσεις (2.20, 2.22) είναι οι εξισώσεις του ιδανικού μετασχηματιστή (μεταξύ των θυρών 1 και 2).

Για τη συνολική ισχύ που προσδίδεται ή αποδίδεται από έναν ιδανικό μετασχηματιστή βρίσκουμε ότι:

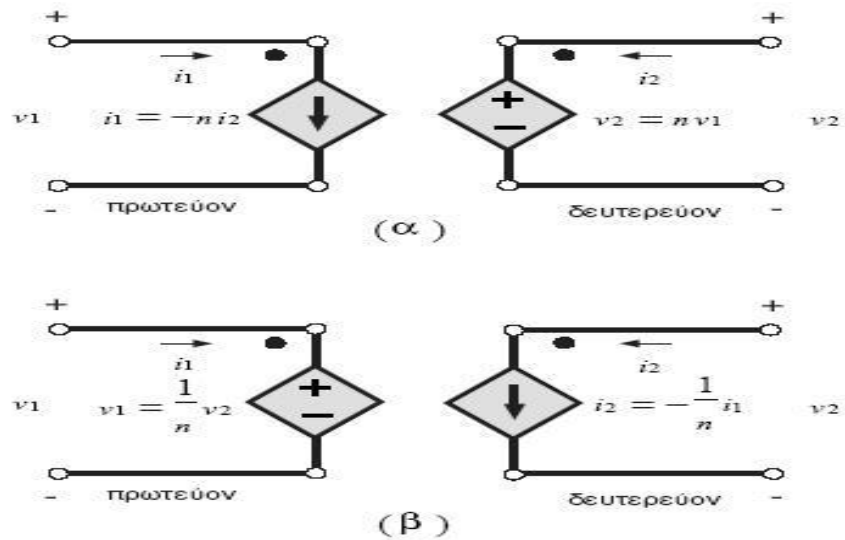
$$p(t) = v_1(t)i_1(t) + v_2(t)i_2(t) = 0 \quad (2.23)$$

Επομένως, όση ισχύς εισέρχεται από τη μία θύρα του ιδανικού μετασχηματιστή, πρέπει απαραίτητα να εξέλθει από την άλλη. Η συνέπεια αυτής της σημαντικής παρατήρησης είναι ότι ο ιδανικός μετασχηματιστής έχει μηδενικές απώλειες ηλεκτρικής ισχύος. Επίσης, εάν η τελευταία εξίσωση ολοκληρωθεί, θα δώσει ενέργεια μηδέν, δηλαδή ο ιδανικός μετασχηματιστής δε μπορεί να αποθηκεύσει ενέργεια και είναι ένα στατικό στοιχείο μετασχηματισμού τάσεων και ρευμάτων.

Μετά από τις παρατηρήσεις αυτές, κατασκευάζουμε το κυκλωματικό μοντέλο του ιδανικού μετασχηματιστή. Λόγω της παραπάνω μητρικής εξίσωσης, εάν το ρεύμα μίας θύρας καθορίζεται από το κύκλωμα, τότε το ρεύμα της άλλης θύρας θα παράγεται από εξαρτημένη πηγή. Το ίδιο ισχύει και για τις τάσεις. Εάν μία τάση του μετασχηματιστή καθορίζεται από το κύκλωμα, η άλλη θα παράγεται από εξαρτημένη πηγή.

Έτσι, εάν θεωρήσουμε ότι το ρεύμα  $i_2$  καθορίζεται από το κύκλωμα, το ρεύμα  $i_1$  θα αντιστοιχεί σε εξαρτημένη πηγή ρεύματος. Για το λόγο αυτό, στο σχήμα 2.8 χρησιμοποιούμε μία εξαρτημένη πηγή ρεύματος στον κλάδο 1. Για την πηγή αυτή, η τάση δε μπορεί να είναι εξαρτημένη, αλλά θα πρέπει να καθορίζεται από το κύκλωμα. Άρα η τάση  $v_1$  πρέπει να καθορίζεται από το κύκλωμα, και τότε η τάση  $v_2$  θα παράγεται από εξαρτημένη πηγή τάσης. Χρειαζόμαστε λοιπόν και μία εξαρτημένη πηγή τάσης στον κλάδο 2, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.8(α).

Εάν όμως θεωρήσουμε ότι το ρεύμα  $i_1$  καθορίζεται από το κύκλωμα, ο παραπάνω συλλογισμός μας δίνει το μοντέλο του σχήματος 2.8(β). Άλλο μοντέλο δεν είναι δυνατό να προκύψει. Η επιλογή του μοντέλου θα εξαρτηθεί από το κύκλωμα στο οποίο συνδέεται ο μετασχηματιστής.



Σχήμα 2.8 Μοντέλα ιδανικού μετασχηματιστή με εξαρτημένες πηγές. [16].

## 2.4: Ισοδύναμο κύκλωμα και αρχές λειτουργίας πραγματικού μετασχηματιστή

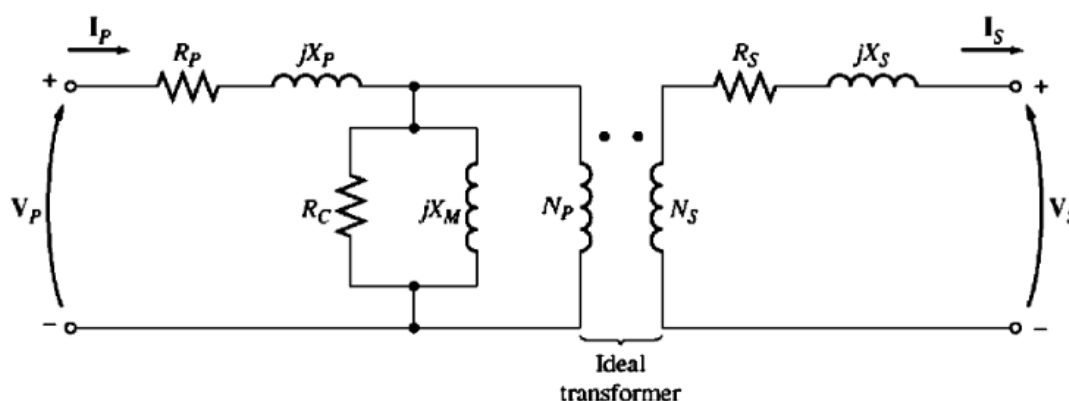
Η λειτουργία ενός πραγματικού μετασχηματιστή φυσικά του προσομοιάζει με τον ιδανικό μετασχηματιστή που αναφέρθηκε στην παραπάνω ενότητα. Κατασκευάζεται από δύο ή περισσότερα πηνία τυλιγμένα γύρω από κάποιο σιδηρομαγνητικό πυρήνα αλλά σε σχέση με τον ιδανικό παρουσιάζει διαφορετικά είδη απωλειών κατά την λειτουργία του. Οι κυριότερες απώλειες εξ' αυτών είναι :

1. Οι **απώλειες γαλκού** που οφείλονται στην ωμική αντίσταση των αγωγών που αποτελούν τα πηνία του μετασχηματιστή. Αυτές οι απώλειες αντιστοιχούν στην ηλεκτρική ενέργεια που μετατρέπεται σε θερμότητα (θερμικές απώλειες) και είναι ανάλογες με το τετράγωνο του ρεύματος γραμμής ( $P_{\pi} = I^2 R$ ).
2. Οι **απώλειες πυρήνα** οι οποίες χωρίζονται σε δύο βασικά είδη με την σειρά τους :
  - Στις **απώλειες υστέρησης** οι οποίες οφείλονται στην αναδιάταξη των μαγνητικών τμημάτων του πυρήνα σε κάθε ημiperίοδο της τάσης εισόδου.
  - Στις **απώλειες δινορευμάτων** που είναι και αυτές θερμικές απώλειες και οφείλονται στα ρεύματα που δημιουργούνται λόγω της μαγνητικής ροής που δημιουργείται στον ηλεκτρικά αγωγίμο πυρήνα (βλ. σίδηρος) και έχουν την μορφή στροβίλων.
3. Οι **απώλειες διαρροής – Ροή σκέδασης** που αποτελούν την μαγνητική ροή που διαρρέει από τον πυρήνα στον αέρα, όπως έχει προαναφερθεί. Αυτή η ροή ουσιαστικά «παράγει» τις αυτεπαγωγές των τυλιγμάτων και αποτελείται από την ροή διαρροής του πρωτεύοντος τυλίγματος  $\Phi_{1p}$  και του δευτερεύοντος  $\Phi_{1s}$ .

Τα είδη των απωλειών πυρήνα θα αναλυθούν με μεγαλύτερη βαρύτητα στην συνέχεια της εργασίας. (Κεφάλαιο 3).



Οι συγκεκριμένες απώλειες οδηγούν και στην δημιουργία του ισοδύναμου κυκλώματος ενός πραγματικού μετασχηματιστή.



**Σχήμα 2.9:** Ισοδύναμο κύκλωμα πραγματικού μετασχηματιστή. [6]

Όπως φαίνεται και στο κύκλωμα του σχήματος 2.9, οι ωμικές αντιστάσεις  $R_p$  και  $R_s$  του πρωτεύοντος και του δευτερεύοντος αντίστοιχα, ουσιαστικά ενσωματώνουν τις απώλειες χαλκού-θερμικές απώλειες.

Οι ροές διαρροής  $\Phi_{lp}$  και  $\Phi_{ls}$  παράγεις τις τάσεις  $e_{lp}$  και  $e_{ls}$  για το πρωτεύον και το δευτερεύον αντίστοιχα. Αυτές βρίσκονται μέσω των εξισώσεων:

$$e_{lp}(t) = N_p \frac{d\phi_{lp}}{dt} \quad (2.24)$$

$$e_{ls}(t) = N_s \frac{d\phi_{lp}}{dt} \quad (2.25)$$

Οι διαδρομές των ροών σκέδασης βρίσκονται στον αέρα του οποίου η μαγνητική αντίσταση είναι σταθερή και πολύ μεγαλύτερη της μαγνητικής αντίστασης του πυρήνα, η ροή  $\Phi_{lp}$  είναι ανάλογη του ρεύματος του πρωτεύοντος  $i_p$ , ενώ η  $\Phi_{ls}$  είναι ανάλογη του ρεύματος του δευτερεύοντος  $i_s$  και της μαγνητικής αγωγιμότητας της διαδρομής της μαγνητικής ροής  $P$  και των αριθμών των σπειρών στο πρωτεύον και στο δευτερεύον τύλιγμα  $N_p$  και  $N_s$ .

$$\Phi_{lp} = (PN_p)i_p \quad (2.26)$$

$$\Phi_{ls} = (PN_s)i_s \quad (2.27)$$

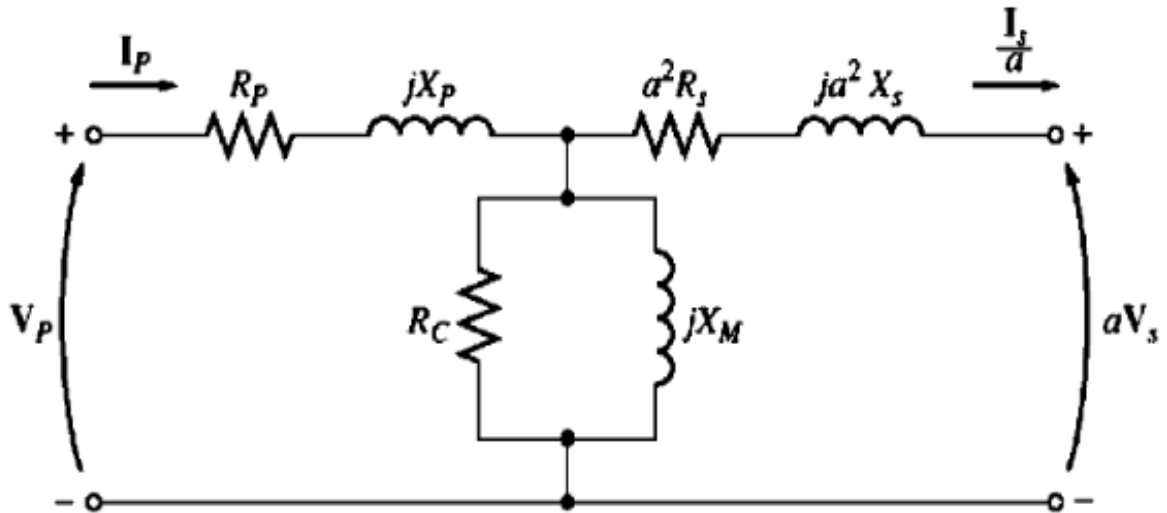
Αναλύοντας αυτές τις τέσσερις σχέσεις προκύπτει ότι:

$$e_{lp} = L_p \frac{di_p}{dt} \quad (2.28)$$

$$e_{ls} = L_s \frac{di_s}{dt} \quad (2.29)$$

Όπου  $L_p = N_p^2 P$  και  $L_s = N_s^2 P$ , οι αυτεπαγωγές του ισοδύναμου του πραγματικού μετασχηματιστή (2.9).

Τέλος ο πυρήνας του μετασχηματιστή και οι κυριότερες απώλειες του (υστέρησης, δινορρέυματα) και το ρεύμα μαγνήτισης, που εφαρμόζεται στον πυρήνα του μετασχηματιστή και έπεται της κυματομορφής της τάσης εισόδου κατά  $\frac{\pi}{2}$ , αντιστοιχίζεται στο ισοδύναμο κύκλωμα μέσω της αντίστασης  $R_c$  και αντίδρασης μαγνήτισης  $X_m$ .



Σχημα 2.10: Ισοδύναμο κύκλωμα πραγματικού μετασχηματιστή ανηγμένο στο πρωτεύον. [6].



# ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3

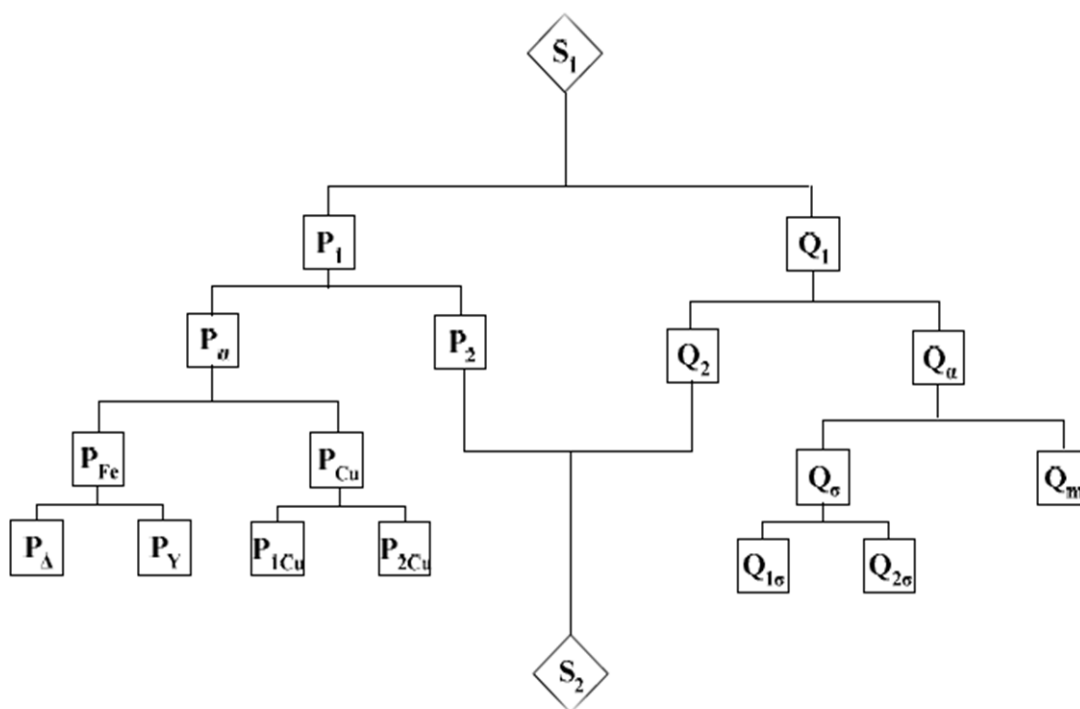
## Απώλειες μετασχηματιστών

Η μετατροπή ισχύος από τους μετασχηματιστές συνοδεύεται πάντα από κάποιες απώλειες μερικές από τις οποίες αναφέραμε και παραπάνω.

Η σχεδίαση των σύγχρονων μετασχηματιστών ισχύος υπερβαίνει συνήθως το 95% σε λειτουργικότητα. Στο σχήμα 3.1 απεικονίζεται το διάγραμμα ροής ισχύος ενός μετασχηματιστή. Στο διάγραμμα αυτό φαίνεται το μέρος της ισχύος εισόδου, το οποίο καταναλώνεται στο μετασχηματιστή με τη μορφή απωλειών και στη συνέχεια παρατίθεται μία συνοπτική περιγραφή του κάθε είδους απωλειών.

Αρχικά, υπάρχουν απώλειες ισχύος που οφείλονται στην αντίσταση των τυλιγμάτων και οι οποίες εμφανίζονται με τη μορφή θερμότητας που διαχέεται μέσα από την αντίσταση των αγωγών που μεταφέρουν το ηλεκτρικό ρεύμα. Τα μεγάλα μήκη αγωγού που απαιτούν οι μετασχηματιστές καθιστούν τις απώλειες αυτές ένα σημαντικό παράγοντα, ενώ η αύξηση των διαστάσεων των τυλιγμάτων οδηγεί σε μείωση των απωλειών, με ταυτόχρονη ωστόσο σημαντική αύξηση στο κόστος, το μέγεθος και το βάρος.

Επίσης, η λειτουργία των μετασχηματιστών σε εναλλασσόμενο πεδίο δημιουργεί εναλλασσόμενες ροές στα μαγνητικά τους κυκλώματα, προκαλώντας ρεύματα, τα οποία παράγουν θερμότητα στο υλικό του πυρήνα. Οι απώλειες, οι οποίες λαμβάνουν χώρα στο υλικό του πυρήνα διακρίνονται σε απώλειες υστέρησης (hysteresis losses) και απώλειες δινορευμάτων (eddy current losses). Οι πιο σημαντικές είναι οι απώλειες δινορευμάτων, οι οποίες είναι ωμικές και οφείλονται στη διαδρομή επαγόμενων ρευμάτων μέσα από τον πυρήνα σιδήρου.



Σχήμα 3.1: Διάγραμμα ροής ισχύος μετασχηματιστή. [7].

Όπου:

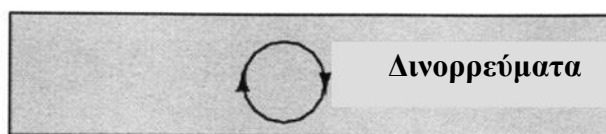
$S_1$ :	Φαινόμενη ισχύς εισόδου	$P_Y$ :	Απώλειες δινορευμάτων
$S_2$ :	Φαινόμενη ισχύς εξόδου	$P_{\Delta}$ :	Απώλειες υστέρησης
$P_1$ :	Πραγματική ισχύς εισόδου	$P_{1cu}$ :	Απώλειες χαλκού στο πρωτεύον τύλιγμα
$P_2$ :	Πραγματική ισχύς εξόδου	$P_{2cu}$ :	Απώλειες χαλκού στο δευτερεύον τύλιγμα
$Q_1$ :	Άεργη ισχύς εισόδου	$Q_{ap}$ :	Άεργες απώλειες
$Q_2$ :	Άεργη ισχύς εξόδου	$Q_{\sigma}$ :	Απώλειες σκέδασης
$P_{ap}$ :	Πραγματικές απώλειες	$Q_{1\sigma}$ :	Απώλειες σκέδασης στο πρωτεύον τύλιγμα
$P_{fe}$ :	Απώλειες σιδήρου	$Q_{2\sigma}$ :	Απώλειες σκέδασης στο δευτερεύον τύλιγμα

Το εναλλασσόμενο μαγνητικό πεδίο οδηγεί σε ύπαρξη επαγόμενων ρευμάτων στα δευτερεύοντα τυλίγματα, εξαιτίας της χρονικά μεταβαλλόμενης ροής αναπτύσσονται τάσεις από επαγωγή (νόμος Faraday), οι οποίες έχουν σαν αποτέλεσμα την κυκλοφορία ρευμάτων (δινορευμάτων) στο εσωτερικό του υλικού (κάθετα προς τα ελίγματα του πρωτεύοντος). Σ' αυτήν την περιστροφική κίνηση οφείλουν και το όνομα τους (όπως οι δίνες ενός ρέματος που δεν κινούνται σε ευθύγραμμες τροχιές, αλλά περιστρέφονται). Τα ρεύματα αυτά προκαλούν απώλειες Joule, υπό μορφή θερμότητας, που ονομάζονται απώλειες δινορευμάτων. Ωστόσο, ο σίδηρος δεν είναι τόσο καλός αγωγός του ηλεκτρισμού όσο ο χαλκός ή το αλουμίνιο, υλικά από τα οποία κατασκευάζονται συνήθως τα τυλίγματα. Για το λόγο αυτό τα δινορρέυματα πρέπει να υπερνικήσουν σημαντική ηλεκτρική αντίσταση καθώς περιστρέφονται γύρω από τον πυρήνα. Υπερνικώντας την αντίσταση που οφείλεται στο σίδηρο, ελευθερώνουν ισχύ με τη μορφή θερμότητας, η οποία αποτελεί αιτία μείωσης της απόδοσης του μετασχηματιστή και είναι δύσκολο να εξαλειφθεί.

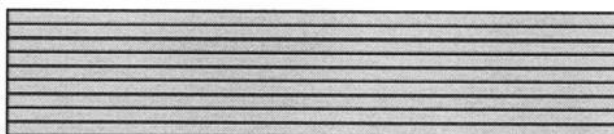
Η κύρια στρατηγική μείωσης των περιττών δινορευμάτων στους πυρήνες των μετασχηματιστών είναι η διαμόρφωση τους σε ελάσματα, καθένα από τα οποία επικαλύπτεται με μονωτικό υλικό, έτσι ώστε ο πυρήνας να διαμερίζεται σε λεπτά τμήματα και τελικά να επιτυγχάνεται κυκλοφορία των δινορευμάτων σε πολύ μικρό βάθος πυρήνα. Οι πυρήνες με ελάσματα είναι καθιερωμένοι σε όλους σχεδόν τους μετασχηματιστές που λειτουργούν σε χαμηλές συχνότητες. Η αύξηση των απωλειών δινορευμάτων με τη συχνότητα (π.χ. τα 400 Hz που χρησιμοποιούνται σε πολλές στρατιωτικές και αεροναυτικές εφαρμογές) καθιστά αναγκαία τη χρησιμοποίηση λεπτότερων στρωμάτων ώστε να διατηρούνται οι απώλειες σε ένα ελάχιστο επίπεδο με το ανεπιθύμητο όμως αποτέλεσμα της αύξησης του κατασκευαστικού κόστους του μετασχηματιστή.

Εναλλακτικά, μία παρόμοια τεχνική ελαχιστοποίησης των απωλειών δινορευμάτων, πιο αποτελεσματική σε εφαρμογές υψηλών συχνοτήτων, είναι η κατασκευή του πυρήνα από ρινίσματα σιδήρου αντί λεπτών φύλλων. Όπως τα ελάσματα, τα ρινίσματα σιδήρου επικαλύπτονται ξεχωριστά με ένα ηλεκτρικά μονωτικό υλικό, το οποίο καθιστά τον πυρήνα μη αγωγίμο εκτός από το πάχος του κάθε τεμαχίου. Τέτοιοι πυρήνες απαντώνται συχνά σε μετασχηματιστές που χειρίζονται ρεύματα στην περιοχή των ραδιοσυχνοτήτων.

### συμπαγής πυρήνας σιδήρος



### πυρήνας σιδήρου με ελάσματα



**Σχήμα 3.2:** Διαμόρφωση υλικού πυρήνα μετασχηματιστών για τη μείωση των δινορευμάτων.[3].

Ένα άλλο είδος «απωλειών πυρήνα» είναι εκείνο της μαγνητικής υστέρησης. Όλα τα σιδηρομαγνητικά υλικά έχουν την τάση να διατηρήσουν κάποιο επίπεδο μαγνήτισης μετά την έκθεσή τους σε κάποιο εξωτερικό μαγνητικό πεδίο. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται μαγνητική υστέρηση. Για να υπερνικηθεί η αντίθεση κατά την εκάστοτε αλλαγή πολικότητας του μαγνητικού πεδίου, το οποίο παράγεται από τα τυλίγματα του πρωτεύοντος, απαιτείται κάποια επένδυση σε ενέργεια. Η μείωση αυτού του είδους απωλειών μπορεί να επιτευχθεί μέσα από σωστή επιλογή υλικού για τον πυρήνα, π.χ. ένα κράμα με χαμηλή υστέρηση, όπως αποδεικνύεται από μία «λεπτή» καμπύλη υστέρησης  $B-H$ , καθώς και από μία σχεδίαση, η οποία θα επιτρέπει ένα ελάχιστο όριο ανοχής του πυρήνα στην πυκνότητα της μαγνητικής ροής (μεγάλη περιοχή διατομής).

Οι απώλειες ενέργειας στους μετασχηματιστές έχουν την τάση να επιδεινώνονται αυξανόμενης της συχνότητας. Το επιδερμικό φαινόμενο μέσα στα τυλίγματα των αγωγών μειώνει τη διαθέσιμη επιφάνεια διατομής για τη ροή ηλεκτρονίων, αυξάνοντας την ενεργό αντίσταση σε συνάρτηση με τη συχνότητα και προκαλώντας περισσότερες απώλειες ισχύος μέσω των αντιστάσεων. Οι μαγνητικές απώλειες πυρήνα αυξάνονται επίσης ραγδαία με τη συχνότητα, οδηγώντας σε σοβαρές επιπτώσεις από τα φαινόμενα της υστέρησης και των δινορευμάτων. Για το λόγο αυτό, οι μετασχηματιστές μεγάλου μεγέθους σχεδιάζονται έτσι ώστε να εξασφαλίζεται η αποτελεσματική λειτουργία τους σε ένα περιορισμένο εύρος συχνοτήτων. Στα περισσότερα συστήματα διανομής ηλεκτρικής ενέργειας όπου η συχνότητα των γραμμών μεταφοράς είναι πολύ σταθερή, μπορεί να θεωρηθεί ότι η μεγάλη συχνότητα δεν αποτελεί ποτέ πρόβλημα, σε αντίθεση με τις περιπτώσεις αρμονικών που παράγονται από μη γραμμικά φορτία.

Όπως είναι γνωστό, οι μη ημιτονοειδείς κυματομορφές είναι ισοδύναμες με μία σειρά πολλαπλών ημιτονοειδών κυματομορφών με διαφορετικά πλάτη και συχνότητες. Σε συστήματα ισχύος οι συχνότητες αυτές είναι ακέραια πολλαπλάσια της θεμελιώδους, δηλαδή είναι πάντα υψηλότερες από τη συχνότητα σχεδίασης του μετασχηματιστή (3.3). Για πάρα πολύ υψηλές

μάλιστα συχνότητες είναι δυνατό να προκληθεί σοβαρή υπερθέρμανση. Οι μετασχηματιστές ισχύος μπορούν να σχεδιαστούν έτσι ώστε να χειρίζονται συγκεκριμένα επίπεδα αρμονικών στα ενεργειακά συστήματα και η ικανότητα αυτή δηλώνεται μερικές φορές με το ονομαστικό μέγεθος του «παράγοντα K».

### **3.1: Μαγνητικές απώλειες πυρήνα - Απώλειες κενού φορτίου**

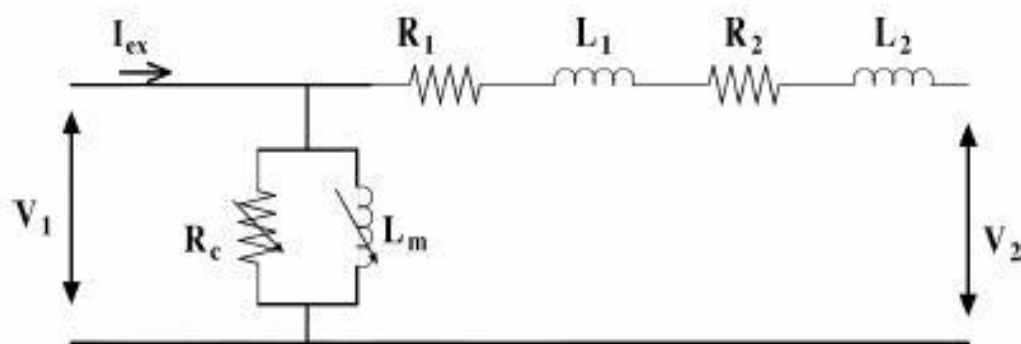
Για την κατασκευή των πυρήνων των μετασχηματιστών χρησιμοποιούνται ελάσματα σιδηρομαγνητικού υλικού, μονωμένα μεταξύ τους. Το σιδηρομαγνητικό υλικό αποτελείται από κράμα πυριτίου-σιδήρου με προσανατολισμένους κόκκους. Ο σίδηρος χρησιμοποιείται επειδή έχει μεγάλη μαγνητική διαπερατότητα (δηλαδή πολύ καλές μαγνητικές ιδιότητες), επιτρέποντας λειτουργία σε υψηλή μαγνητική επαγωγή σε εναλλασσόμενο μαγνητικό πεδίο και το χαμηλότερο κόστος από όλα τα διαθέσιμα σιδηρομαγνητικά υλικά. Ο προσανατολισμός των κόκκων ευνοεί τη διέλευση της μαγνητικής ροής προς μία ορισμένη διεύθυνση, η οποία ονομάζεται διεύθυνση κύλισης. Η διεύθυνση κύλισης είναι συνεπώς η κατεύθυνση με τις ιδανικές μαγνητικές ιδιότητες, ενώ στις υπόλοιπες διευθύνσεις του υλικού οι μαγνητικές του ιδιότητες είναι αρκετά διαφορετικές. Το γεγονός αυτό καθιστά το υλικό έντονα ανισότροπο. Οι κατασκευαστές των μαγνητικών υλικών χρησιμοποιούν τη μέθοδο της ψυχρής εξέλασης για να πετύχουν τον προσανατολισμό των κόκκων.

Με κατάλληλες μηχανικές και χημικές επεξεργασίες το σιδηρομαγνητικό υλικό αποκτά τις ιδιότητες εκείνες που είναι απαραίτητες για να χρησιμοποιηθεί ως υλικό κατασκευής του μαγνητικού κυκλώματος των μετασχηματιστών και οι οποίες είναι οι εξής:

- Μέγιστη μαγνητική επαγωγή για απόκτηση υψηλής επαγωγής εντός εναλλασσόμενου πεδίου.
- Ελάχιστες ειδικές απώλειες πυρήνα για χαμηλές απώλειες κενού φορτίου.
- Χαμηλή φαινόμενη ισχύς εισόδου για χαμηλό ρεύμα κενού φορτίου.
- Χαμηλή μαγνητοσυστολή (δηλαδή αλλαγή των διαστάσεων του υλικού από την επίδραση του μαγνητισμού) για χαμηλό επίπεδο θορύβου.
- Υψηλό βαθμός μόνωσης.
- Καλές μηχανικές ιδιότητες (απαραίτητες για την επεξεργασία του υλικού κατά τη διάρκεια κατασκευής του πυρήνα του μετασχηματιστή).

Στο σχήμα 3.3 παριστάνεται το κυκλωματικό μοντέλο για τη μελέτη των μαγνητικών απωλειών πυρήνα ενός μονοφασικού μετασχηματιστή με λειτουργία στο κενό φορτίο. Στο πρωτεύον τύλιγμα η πτώση τάσης αγνοείται. Η μη γραμμική συμπεριφορά των απωλειών πυρήνα αναπαρίσταται από μία μεταβλητή αντίσταση  $R_c$  και από μια μεταβλητή επαγωγή  $L_m$ .

Η αντίσταση και η επαγωγή σκέδασης πρωτεύοντος συμβολίζονται  $R_1$  και  $L_1$ , αντίστοιχα, ενώ η αντίσταση και η επαγωγή σκέδασης δευτερεύοντος, ανηγμένες στο πρωτεύον τύλιγμα, συμβολίζονται, αντίστοιχα,  $R_2$  και  $L_2$ . Οι στιγμιαίες τάσεις εισόδου και εξόδου δηλώνονται ως  $V_1$  και  $V_2$ .



**Σχήμα 3.3:** Κυκλωματικό μοντέλο μονοφασικού μετασχηματιστή υπό κενό φορτίο. [17].

Σε συνθήκες κενού φορτίου μετρώνται οι μαγνητικές απώλειες πυρήνα, οι οποίες όπως έχει ήδη αναφερθεί έχουν δύο συνιστώσες, τις απώλειες υστέρησης και τις απώλειες δινορευμάτων. Η μονάδα μέτρησής τους είναι το Watt/kg σε ειδικά πάχη ελασμάτων, συχνότητα και μέγιστη πυκνότητα ροής. (Αντίστοιχα, σε συνθήκες βραχυκυκλώματος, μετρώνται οι απώλειες φορτίου, οι οποίες οφείλονται στο ρεύμα που διέρχεται από τα τυλίγματα. Αποτελούνται από τις απώλειες τυλιγμάτων και τις διαφεύγουσες απώλειες στα τυλίγματα, τα τοιχώματα του κελύφους, τις γωνιακές συνδέσεις των πυρήνων κτλ.). Θα πρέπει να σημειωθεί ότι εκτός από τα δύο γενικευμένα είδη απωλειών σιδήρου, στο υλικό του πυρήνα υπάρχουν και πρόσθετες απώλειες που προκαλούνται από το συντελεστή κατασκευής (Lamination Factor), ο οποίος επιφέρει μία αύξηση 10% στις απώλειες πυρήνα. Ο συντελεστής αυτός είναι γενικά μία συνάρτηση του είδους του υλικού του πυρήνα, της γεωμετρίας του, του τρόπου συσσώρευσης των ελασμάτων και της ποιότητας κατασκευής του.

Μία περιοδική παροχή τάσης  $V_1$  στο κύκλωμα του σχήματος 3.3 παράγει ένα βρόχο υστέρησης συνεχούς ρεύματος (ΣΡ). Η περιοχή στο εσωτερικό του βρόχου B-H αναπαριστά τις απώλειες υστέρησης ΣΡ, οι οποίες αυξάνονται με τη μέγιστη πυκνότητα ροής  $B_m$  και τη συχνότητα διέγερσης  $f$ . Οι κατασκευαστές ελασμάτων παρέχουν τόσο τις απώλειες υστέρησης όσο και τα δεδομένα των μαγνητικών απωλειών πυρήνα συναρτήσεως του  $B_m$  για διάφορες συχνότητες. Οι κλασσικές απώλειες δινορευμάτων εξαρτώνται από τα  $f$ ,  $B_m$ , καθώς επίσης και από την αντίσταση και το πάχος των ελασμάτων του υλικού του πυρήνα. Όπως είναι γνωστό, η επίδραση των δινορευμάτων συνίσταται στην αύξηση του  $H$  για δεδομένο  $B$  επάνω στο βρόχο υστέρησης.

### 3.2: Απώλειες υστέρησης και τρόποι περιορισμού τους

Οι απώλειες υστέρησης συνδέονται στενά με την απορρόφηση ενέργειας από μέσο, το οποίο διαπερνάται από μαγνητικό πεδίο. Εάν το μέσο είναι οτιδήποτε άλλο εκτός του κενού, αποθηκεύεται σε αυτό μόνο μέρος της ενέργειας που λαμβάνεται από το ηλεκτρικό κύκλωμα διέγερσης, το οποίο είναι ανακτήσιμο από το μέσο όταν η μαγνητεγερτική δύναμη (ΜΕΔ) διέγερσης αφαιρεθεί. Το υπόλοιπο της ενέργειας μετατρέπεται σε θερμότητα ως αποτέλεσμα έργου που εκτελείται στο υλικό του μέσου κατά τη διάρκεια της απόκρισής του στη μαγνήτιση.



Για τον υπολογισμό των απωλειών υστέρησης, καθορίζεται αρχικά η αποθηκευμένη ενέργεια ανά μονάδα όγκου σε σημείο του μαγνητικού πεδίου όταν η μαγνητική επαγωγή στο σημείο αυτό μεταβληθεί από την τιμή  $B_1$  στην τιμή  $B_2$ . Στην περίπτωση αυτή η ενέργεια ανά μονάδα όγκου που απορροφάται από το μέσο εκφράζεται από την ακόλουθη σχέση (3.01):

$$w = \int_{B_1}^{B_2} H dB \quad (3.01)$$

όπου  $B$  είναι η μαγνητική επαγωγή (ή πυκνότητα μαγνητικής ροής) και  $H$  είναι η μαγνητική ένταση.

Για την ολοκλήρωση της σχέσης (3.01) προϋποθέτει τη γνώση της  $H$  ως συνάρτησης της  $B$  για τη θεωρούμενη μεταβολή της πυκνότητας μαγνητικής ροής. Έτσι, αν η πυκνότητα ροής  $B$  εκτελεί κυκλική μεταβολή και το μέσο το οποίο διαπερνάται από τη ροή είναι σιδηρομαγνητικό υλικό απαιτείται η καμπύλη μαγνήτισης του υλικού του πυρήνα κατά τη διάρκεια ενός πλήρους κύκλου.

Η μαγνητική επαγωγή  $B$  και η πεδιακή ένταση  $H$  συνδέονται με την ακόλουθη σχέση:

$$B = \mu_0 H + M \quad (3.02)$$

όπου  $M$  είναι η μαγνήτιση και  $\mu_0$  η μαγνητική διαπερατότητα του κενού ( $\mu_0 = 4\pi 10^{-7} \text{ H/m}$ ).

Η σχέση (3.2) εφαρμόζεται στους μόνιμους μαγνήτες, ενώ στα μαλακά σιδηρομαγνητικά υλικά, όπου το  $M$  διαφέρει πολύ λίγο από το  $B$ , χρησιμοποιείται ευρύτατα η σχέση:

$$B = \mu_0 \mu_r H = \mu H \quad (3.03)$$

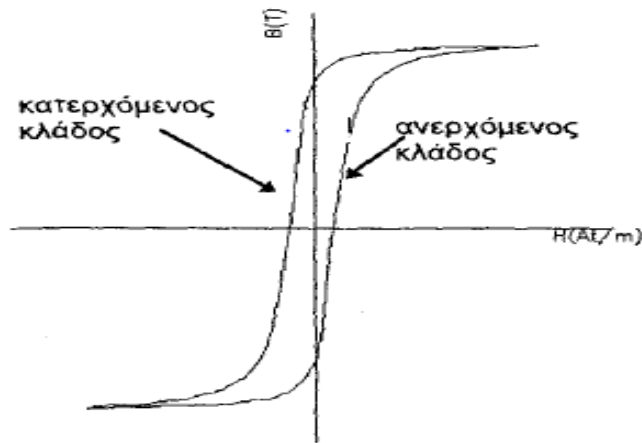
όπου  $\mu$  η μαγνητική διαπερατότητα του υλικού και  $\mu_r$  η σχετική μαγνητική διαπερατότητα του.

Η σχέση (3.03) ισχύει στη γραμμική περιοχή της καμπύλης μαγνήτισης, στην οποία το  $B$  είναι ευθέως ανάλογο του  $H$ . Ωστόσο, μπορεί να επεκταθεί και να ισχύει προσεγγιστικά και στη μη γραμμική περιοχή. Στην περίπτωση όμως αυτή το  $\mu$  δεν είναι σταθερό, αλλά συνάρτηση του  $H$ ,  $\mu(H)$ , οπότε η σχέση (3.3) γίνεται:

$$B = \mu(H)H \quad (3.04)$$

Το ολοκλήρωμα της σχέσης (3.01) είναι ανάλογο του εμβαδού που ορίζεται από την καμπύλη  $B(H)$  του μέσου και εξαρτάται από τις τιμές των  $B_1$  και  $B_2$ , καθώς και από τη μορφή της καμπύλης. Εάν η πυκνότητα ροής μειωθεί από μία ορισμένη τιμή σε μία μικρότερη τιμή, το αλγεβρικό σημείο του  $w$  είναι αρνητικό και αποδίδεται ενέργεια από το υλικό. Όταν το θεωρούμενο μέσο είναι σιδηρομαγνητικό υλικό, η καμπύλη μαγνήτισης μεταξύ δύο οποιοδήποτε τιμών  $B_1$  και  $B_2$ , οι οποίες αντιστοιχούν σε μειούμενες τιμές του  $H$ , είναι διαφορετική από την καμπύλη η οποία αντιστοιχεί σε αυξανόμενες τιμές του  $H$ .

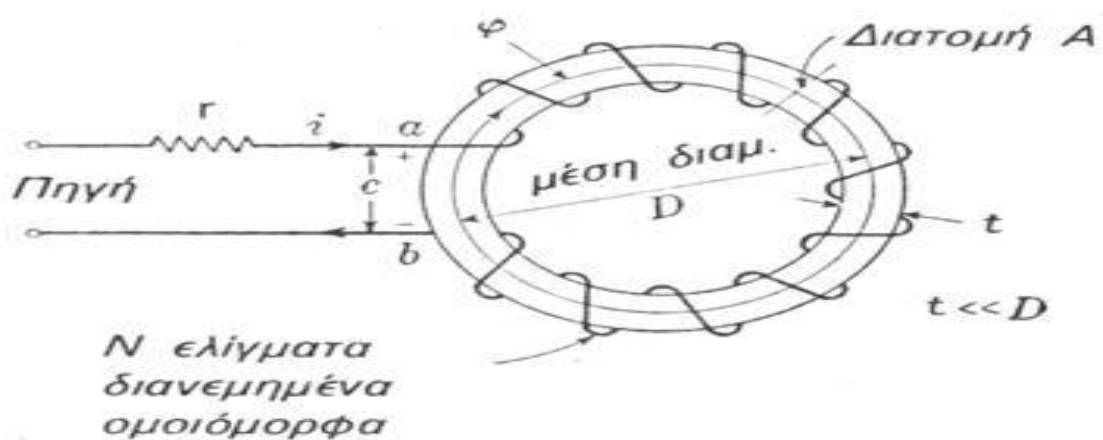
Όπως φαίνεται και από το σχήμα 3.4, ο βρόχος υστέρησης του σιδηρομαγνητικού υλικού αποτελείται από δύο κλάδους, τον ανερχόμενο κλάδο ή κλάδο μαγνήτισης και τον κατερχόμενο κλάδο ή κλάδο απομαγνήτισης. Λόγω της διαφορετικότητας των καμπυλών των δύο κλάδων, η ενέργεια που απορροφάται από το υλικό όταν η πυκνότητα ροής αυξηθεί από  $B_1$  σε  $B_2$  είναι μεγαλύτερη από την ενέργεια που επιστρέφεται όταν η πυκνότητα ροής μειώνεται από  $B_2$  σε  $B_1$ . Η διαφορά των δύο αυτών ενεργειών είναι ίση με το μέτρο των απωλειών υστέρησης.



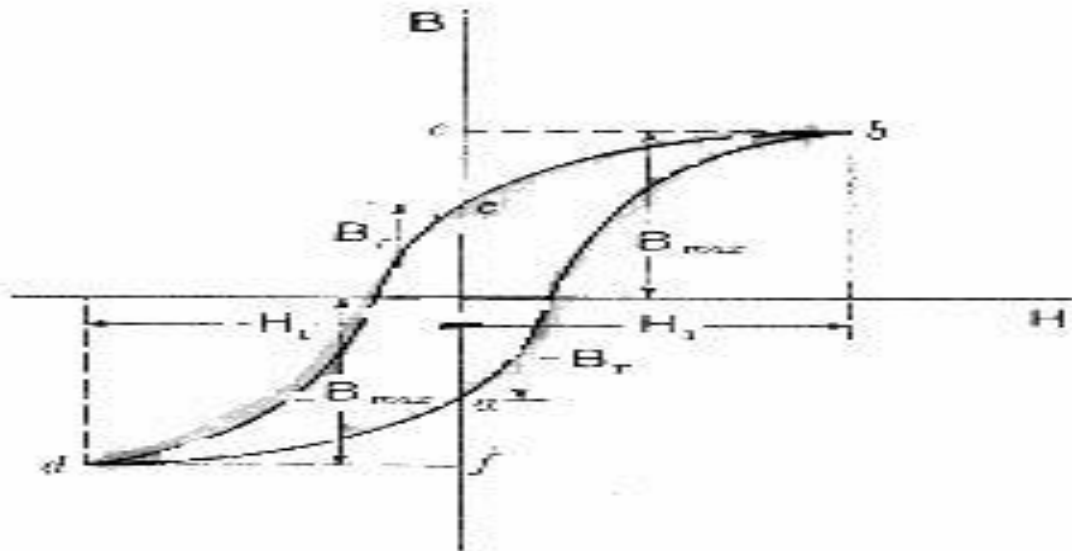
**Σχήμα 3.4:** Βρόχος υστέρησης σιδηρομαγνητικού υλικού. [17].

Ο βρόχος υστέρησης εκτελείται τόσες φορές στη μονάδα του χρόνου όσες ορίζει η συχνότητα του επιβαλλόμενου πεδίου, ενώ το εμβαδόν του βρόχου είναι ευθέως ανάλογο των απωλειών υστέρησης. Προκύπτει με κυκλική μαγνήτιση σιδηρομαγνητικού υλικού όπως του δακτυλίου που απεικονίζεται στο σχήμα 3.5. Με γραφικό υπολογισμό του ολοκληρώματος της παραπάνω εξίσωσης είναι δυνατός ο καθορισμός της απώλειας υστέρησης ανά κύκλο, λόγω της μαγνητικής υστέρησης.

Ο Πίνακας 3.1 παρουσιάζει τη γραφική μέθοδο για την περίπτωση της αποθηκευμένης ενέργειας στο σύστημα του δακτυλίου του σχήματος 3.5. Το πηνίο διέγερσης του δακτυλίου φέρει εναλλασσόμενο ρεύμα έτσι ώστε η ένταση του μαγνητικού πεδίου να αναστρέφεται κυκλικά μεταξύ των ορίων  $+H_1$  και  $-H_1$ , ενώ η συσχέτιση μεταξύ  $B$  και  $H$  φαίνεται στο βρόχο υστέρησης του σχήματος 3.6.



**Σχήμα 3.5:** Δακτυλιοειδές μαγνητικό κύκλωμα διεγερόμενο από πηνίο για την εξαγωγή ενεργειακών σχέσεων. [9].



Σχήμα 3.6: Συσχέτιση B και H σε βρόχο υστέρησης. [9].

Κατά την διάρκεια του τμήματος	Ενέργεια η οποία απορροφάται μαγνητικά από τον πυρήνα (+) ή αποδίδεται στο ηλεκτρικό κύκλωμα από το μαγνητικό πεδίο(-)
ab	$w_1 = \int_{-B_r}^{B_m} Hdb = +\text{εμβαδόν (abae)}$
bc	$w_2 = \int_{B_m}^{B_r} Hdb = -\text{εμβαδόν (bceb)}$
cd	$w_3 = \int_{B_r}^{-B_m} Hdb = +\text{εμβαδόν (adfc)}$
da	$w_4 = \int_{-B_m}^{-B_r} Hdb = -\text{εμβαδόν (dafd)}$

Πίνακας 3.1: Γραφική μέθοδος υπολογισμού αποθηκευμένης ενέργειας συστήματος δακτυλίου.

Η καθαρή ενέργεια  $w$ , η οποία απορροφάται από το μαγνητικό πεδίο ανά μονάδα όγκου για έναν πλήρη κύκλο είναι  $w_h = w_1 + w_2 + w_3 + w_4 = \text{εμβαδόν}(abcd)$  του βρόχου υστέρησης

Η παρουσία της υστέρησης ασκεί σημαντική επίδραση στην απόδοση, την ανύψωση της θερμοκρασίας και ως εκ τούτου στην ικανότητα πολλών ηλεκτρομαγνητικών συσκευών. Το ποσό της ενέργειας, η οποία χάνεται στον πυρήνα ανά μονάδα όγκου και ανά κύκλο λόγω της υστέρησης εκφράζεται μέσω του εμβαδού του κλειστού βρόχου υστέρησης, δε λαμβάνεται όμως κάποια πληροφορία για το τμήμα του κύκλου όπου συμβαίνει η απώλεια.

Εμπειρικά, μέσω των αποτελεσμάτων μεγάλου αριθμού μετρήσεων πάνω σε δείγματα διαφόρων σιδήρων και χαλύβων που χρησιμοποιούνται συνήθως στην κατασκευή ηλεκτρομαγνητικών συσκευών, προέκυψε ότι οι απώλειες υστέρησης ανά μονάδα όγκου και ανά κύκλο δίνονται από την παρακάτω σχέση (3.05):

$$w = \eta B m^n \quad (3.05)$$

όπου  $\eta$  και  $n$  είναι σταθερές που λαμβάνουν τιμές εξαρτώμενες από το υλικό και  $B_m$  είναι η μέγιστη πυκνότητα μαγνητικής ροής.

Οι συνολικές απώλειες υστέρησης σε υλικό όγκου  $V$  (σε  $m^3$ ), σε όλα τα σημεία του οποίου η πυκνότητα ροής είναι ομοιόμορφη και μεταβάλλεται κυκλικά με συχνότητα  $f$  κύκλους ανά δευτερόλεπτο μπορεί να εκφραστεί εμπειρικά ως εξής:

$$P_{hys} = \eta V f B m^n \quad (3.06)$$

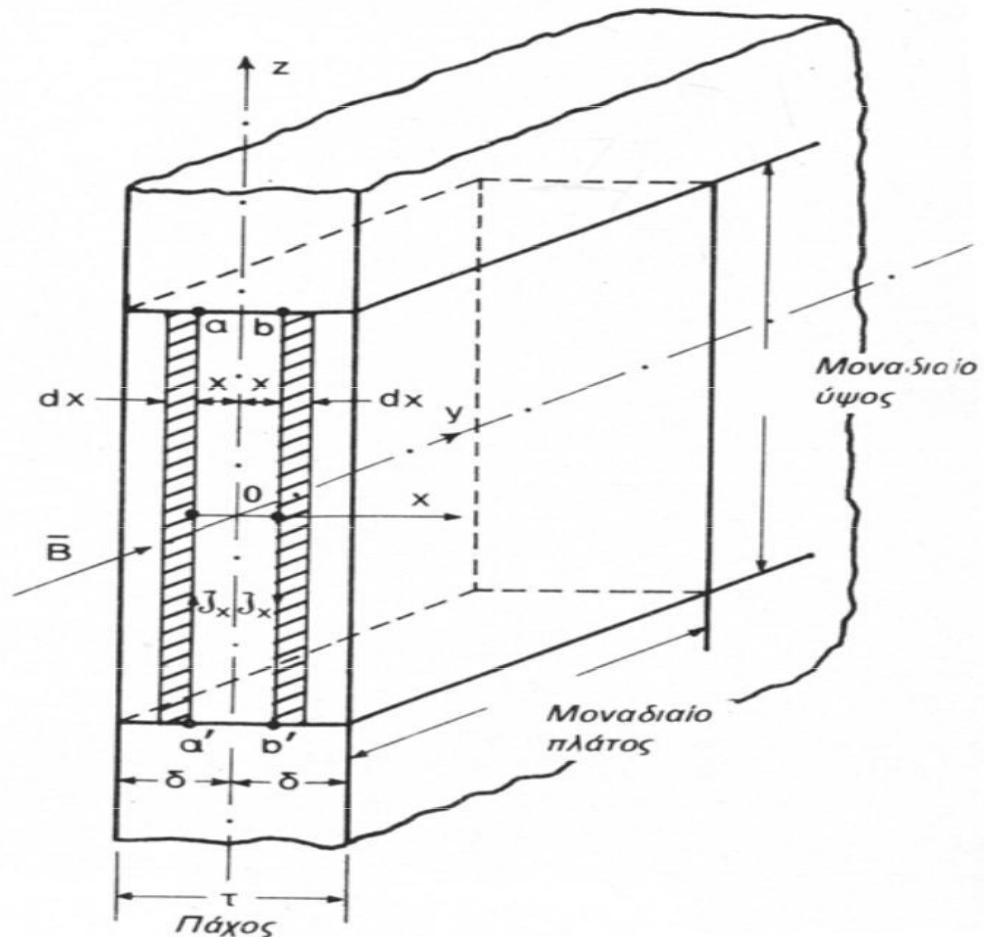
Οι σχέσεις (3.05) και (3.06) ισχύουν μόνο κάτω από τη θεώρηση συμμετρικών βρόχων υστέρησης στους οποίους η πυκνότητα ροής  $B$  μεταβάλλεται μεταξύ ίσων θετικών και αρνητικών τιμών και στους οποίους δεν υφίστανται τοπικά επανεισερχόμενοι βρόχοι.

### 3.3: Απώλειες δινορευμάτων και τρόποι περιορισμού τους

Όταν σε ένα μέσο η μαγνητική ροή μεταβάλλεται με το χρόνο, εμφανίζεται σε αυτό ένα ηλεκτρικό πεδίο  $E$ , το γραμμικό ολοκλήρωμα του οποίου πάνω σε μία κλειστή διαδρομή, δίνεται από το νόμο επαγωγής του Faraday:

$$\oint_l \bar{E} d\bar{l} = - \frac{d}{dt} \int \bar{B} \cdot \bar{n} dS \quad (3.07)$$

όπου  $l$  είναι η κλειστή διαδρομή, η οποία περικλείει το εμβαδόν που προσπίπτει η ροή  $\varphi$ , δηλαδή  $\int B_n ds$  και  $n$  το μοναδιαίο άνυσμα κάθετα προς την επιφάνεια αυτή. Εάν το μέσο είναι αγώγιμο εγκαθίσταται ένα ρεύμα γύρω από την κλειστή διαδρομή εξαιτίας της επαγόμενης ηλεκτρεγερτικής δύναμης  $e$ , η οποία προέρχεται από το επικαμπύλιο (ή γραμμικό) ολοκλήρωμα του ηλεκτρικού πεδίου  $E$ . Τα ρεύματα αυτά ονομάζονται δινορρεύματα και η παρουσία τους έχει σαν αποτέλεσμα απώλειες θερμότητας (φαινόμενο *Joule*) λόγω της κυκλοφορίας ρευμάτων εντός του υλικού, οι οποίες ονομάζονται απώλειες δινορευμάτων. Η ενέργεια απορροφάται από το κύκλωμα, το οποίο προκαλεί το πεδίο και μετατρέπεται σε θερμότητα στο μέσο.



**Σχήμα 3.7:** Μοναδιαίο στοιχείο ελάσματος για υπολογισμό απώλειας από δινορρεύματα. [9].

Η σχετικά μεγάλη πυκνότητα ροής σε σιδηρομαγνητικά υλικά και το γεγονός ότι η ειδική αντίσταση των υλικών αυτών δεν είναι πολύ υψηλή, καθιστούν τις επαγόμενες ηλεκτρεγερτικές δυνάμεις και συνεπώς τα δινορρεύματα και την απώλεια από αυτά υπολογίσιμα εάν δε ληφθούν μέτρα για μείωσή τους. Οι απώλειες αυτές έχουν ιδιαίτερη σημασία για τον καθορισμό της απόδοσης της ανύψωσης της θερμοκρασίας και επομένως της ικανότητας των ηλεκτρομαγνητικών συσκευών στις οποίες παρατηρείται μεταβολή της πυκνότητας ροής.

Για τον υπολογισμό των εν λόγω απωλειών σε συνθήκες όμοιες με αυτές που υφίστανται στον πυρήνα του μετασχηματιστή, θεωρείται επίπεδη λεπτή μεταλλική πλάκα (σχήμα 3.7) από ηλεκτρικά αγώγιμο υλικό, η οποία διαπερνάται από εναλλασσόμενη ροή  $\varphi$ . Έστω  $\tau$  το πάχος της πλάκας και  $\rho$  η ειδική αντίσταση όγκου του υλικού. Θεωρούμε επίσης ότι η πλάκα αποτελείται από όμοια ελάσματα με τέλεια μόνωση μεταξύ τους, έτσι ώστε να μην υφίστανται ρεύματα κάθετα προς τα ελάσματα. Ισχύει επίσης η παραδοχή ότι προσπίπτει στην πλάκα ομοιόμορφα διανεμημένο μαγνητικό πεδίο, η διεύθυνση του οποίου είναι παράλληλη προς τον άξονα (κατά μήκος) της πλάκας και το μέτρο του μεταβάλλεται με το χρόνο:

$$B = B_m \cos(\omega t) \quad (3.08)$$

Η επαγόμενη ΗΕΔ  $e$  στην οριακή γραμμή  $aa'b'ba$  μιας επιφάνειας μέσω της οποίας μεταβάλλεται η ροή, δίνεται από τη σχέση:

$$e = - \frac{d\varphi}{dt} \quad (3.09)$$

Η επίδραση της τάσης αυτής στο κύκλωμα aa'b'ba, προκαλεί κυκλοφορία ρεύματος γύρω από την οριακή γραμμή και συνεπώς δημιουργία μαγνητεγερτικής δύναμης με φορά αντίθετη στη μεταβολή της ροής  $\phi$ . Η διανομή της ροής στο θεωρούμενο εμβαδόν είναι τέτοια ώστε να εμφανίζεται μικρότερη πυκνότητα ροής στο κέντρο της πλάκας παρά κοντά στην περιβάλλουσα επιφάνεια, εκφράζοντας την τάση της συνολικής ροής να συγκεντρωθεί κοντά στην περιβάλλουσα επιφάνεια της πλάκας. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται επιδερμικό. Παρόμοιο φαινόμενο συμβαίνει σε ηλεκτρικό αγωγό μεταβαλλόμενου ρεύματος, ακόμα και αν είναι κατασκευασμένος από μη μαγνητικό υλικό, έχοντας δηλαδή μοναδιαία σχετική μαγνητική διαπερατότητα. Σε έναν τέτοιο αγωγό η πυκνότητα του ηλεκτρικού ρεύματος είναι μεγαλύτερη κοντά στην επιφάνεια.

Τόσο το μαγνητικό όσο και το ηλεκτρικό επιδερμικό φαινόμενο έχουν την ίδια φύση, και επομένως υπόκεινται στην ίδια μαθηματική ανάλυση, η οποία συνίσταται στην επίλυση της διαφορικής εξίσωσης της διάχυσης, λαμβάνοντας υπόψη τις σχετικές οριακές συνθήκες.

Η περιπλοκότητα όμως μιας τέτοιας ανάλυσης έχει σαν αποτέλεσμα να αγνοείται συνήθως αυτό το φαινόμενο και τα αποτελέσματα που προκύπτουν έχουν μια σχετική ακρίβεια για πολλές εφαρμογές, ειδικά σε συσκευές οι οποίες διαθέτουν πυρήνες με ελάσματα.

Με βάση τις θεωρήσεις αυτές αποδεικνύεται ότι σε μαγνητικό κύκλωμα, το οποίο περιέχει όγκο  $V$  υλικού πυρήνα σε ελάσματα και το οποίο υπόκειται στις ίδιες μαγνητικές συνθήκες με το μοναδιαίο όγκο του σχήματος 3.7, η μέση τιμή των απωλειών ισχύος από δινορρεύματα, δίνεται από τη σχέση:

$$Pe = \frac{\pi^2 f^2 \tau^2 B_m^2 V}{6\rho} \quad (3.10)$$

όπου ο όγκος του υλικού του πυρήνα  $V$  εκφράζεται σε  $m^3$ ,  $B_m$  είναι η μέγιστη πυκνότητα μαγνητικής ροής σε Tesla,  $f$  η συχνότητα μεταβολής της μαγνητικής επαγωγής (ή πυκνότητας ροής) σε Hz,  $\rho$  η ειδική αντίσταση του υλικού σε  $\Omega m$ ,  $\tau$  το πάχος του ελάσματος σε m και η τιμή  $P_e$  σε Watts.

Η σχέση (3.10) δείχνει τον τρόπο με τον οποίο οι απώλειες δινορρευμάτων εξαρτώνται από τους διάφορους παράγοντες και δεν αποτελεί ακριβή σχέση υπολογισμού των πραγματικών απωλειών πυρήνα. Με βάση τη σχέση αυτή, οι απώλειες αυτές είναι ανάλογες προς το τετράγωνο της συχνότητας, το τετράγωνο του πάχους του ελάσματος και το τετράγωνο της πυκνότητας ροής και αντιστρόφως ανάλογες της ειδικής αντίστασης του υλικού. Η απώλεια δινορρευμάτων για ορισμένο υλικό γράφεται και ως εξής:

$$Pe = Ke f^2 \tau^2 B_m^2 V \quad (3.11)$$

όπου θεωρητικά η σταθερά  $Ke$  για ένα μαγνητικό υλικό υπολογίζεται από τη σχέση:

$$Ke = \frac{\pi^2}{6\rho} \quad (3.12)$$

Προτιμάται, ωστόσο, ο καθορισμός του  $Ke$  από μετρήσεις σε δείγμα του υλικού, ώστε να αρθούν αποκλίσεις από τις παραδοχές που ισχύουν λόγω του πεπερασμένου όγκου του υλικού, της χαμηλής αντίστασης μεταξύ των ελασμάτων και των διακένων αέρα μέσα στον πυρήνα.

### 3.4: Συνολικές απώλειες πυρήνα

Οι συνολικές απώλειες ισχύος που λαμβάνουν χώρα σε πυρήνες μετασχηματιστών, οι οποίοι υπόκεινται σε εναλλασσόμενο μαγνητικό πεδίο είναι ίσες με το άθροισμα των απωλειών υστέρησης και δινορευμάτων. Εάν η μέση τιμή της πυκνότητας ροής είναι η ίδια σε όλο τον όγκο  $V$  του πυρήνα, οι συνολικές απώλειες στον όγκο αυτό είναι:

$$P_{\pi} = V p_{\pi} \quad (3.13)$$

Συσκευές με σιδηρομαγνητικά υλικά τα οποία φέρουν εναλλασσόμενες ροές διαθέτουν σχεδόν πάντα ηλεκτρικά κυκλώματα, τα οποία εμπλέκουν τα αντίστοιχα μαγνητικά, π.χ. μετασχηματιστές και αντιδραστήρες σιδηρού πυρήνα έχουν σιδηρομαγνητικούς πυρήνες με ελάσματα ή από σκόνη, γύρω από τους οποίους τυλίγονται τα ελίγματα ενός ή περισσότερων πηνίων. Οι συνολικές απώλειες πυρήνα σχετίζονται με την ηλεκτρεγερτική δύναμη που επάγεται σε ένα τέτοιο πηνίο από τη μεταβαλλόμενη ροή. Η μέγιστη τιμή  $\Phi_m$  της ροής συναρτήσεται της ενδεικνυόμενης τιμής  $E$  της επαγόμενης ΗΕΔ σε πηνίο  $N$  ελιγμάτων, δίνεται από τη σχέση (3.14) και ισχύει στις περιπτώσεις που η ροή και συνεπώς η ΗΕΔ μεταβάλλονται ημιτονοειδώς με το χρόνο:

$$\Phi_m = \frac{E}{4.44 f N} \quad (3.14)$$

Εάν η πυκνότητα ροής στο εμβαδόν  $A$  της διατομής του πυρήνα είναι ομοιόμορφη, τότε ισχύει η ακόλουθη σχέση:

$$B_m = \frac{\Phi_m}{A} = \frac{E}{4.44 N A} \quad (3.15)$$

Για δεδομένο μετασχηματιστή, ο αριθμός ελιγμάτων και η διατομή του πυρήνα είναι σταθερά από κατασκευής. Έτσι η προηγούμενη σχέση γράφεται ως εξής:

$$B_m = K \frac{E}{f} \quad (3.16)$$

Όπου  $K=1/4.44NA$  σταθερά.

Τελικά προκύπτει ότι η συνολική απώλεια ισχύος ανά μονάδα όγκου δίνεται από την παρακάτω σχέση:

$$P_{\pi} = n f \left( \frac{KE}{f} \right)^n + \frac{\pi^2 f^2 \tau^2 K^2 E^2}{6 \rho f^2} \quad (3.17)$$

Η εξίσωση αυτή ισχύει μόνο όταν η μορφή του κύματος είναι ημιτονοειδής. Αν και η απώλεια υστέρησης εξαρτάται από τη μέγιστη τιμή της πυκνότητας ροής και είναι ανεξάρτητη της μορφής κύματος της ροής, εφόσον ο κύκλος υστέρησης είναι συμμετρικός και χωρίς μερικούς κύκλους, η σχέση μεταξύ της μέγιστης τιμής της πυκνότητας ροής και της ενδεικνυόμενης τιμής της επαγόμενης ΗΕΔ εξαρτάται από την κυματομορφή. Επομένως, οι απώλειες υστέρησης εκφρασμένες συναρτήσεται της ενδεικνυόμενης τιμής της ΗΕΔ δίνονται από τον πρώτο όρο του δεύτερου μέλους της (3.17), μόνο για την περίπτωση ημιτονοειδούς κυματομορφής.

Αντίθετα, ο δεύτερος όρος των απωλειών πυρήνα της (3.17) παρέχει τις απώλειες δινορευμάτων ανεξάρτητα από τη μορφή του κύματος, υπό τον όρο ότι οι συχνότητες των αρμονικών του μη ημιτονοειδούς κύματος δεν είναι αρκετά υψηλές ώστε να προκαλούν έντονο επιδερμικό φαινόμενο. Όταν το κύμα ροής αποτελείται από συνιστώσες διαφόρων συχνοτήτων, η κάθε μία από τις συνιστώσες αυτές επάγει δινορρεύματα στον πυρήνα. Οι απώλειες δινορευμάτων που παράγονται από κάθε αρμονική συνιστώσα της ροής είναι ανάλογες του τετραγώνου της αυτής αρμονικής συνιστώσας της ΗΕΔ, η οποία επάγεται στο τύλιγμα. Εάν  $E_1, E_3, E_5, \dots$  είναι οι ενδεικνυόμενες τιμές της θεμελιώδους και των αρμονικών συνιστωσών της επαγόμενης ΗΕΔ, οι συνολικές απώλειες δινορευμάτων ανά μονάδα όγκου προκύπτουν, σύμφωνα με το δεύτερο όρο της ανωτέρω εξίσωσης:

$$Pe = K_{\sigma}(E_1^2 + E_3^2 + E_5^2 + \dots) \quad (3.19)$$

όπου  $K_{\sigma}$  κατάλληλη σταθερά. Σημειώνεται εδώ ότι το άθροισμα των  $E_1^2, E_3^2, E_5^2 \dots$  ισούται με το τετράγωνο της ενεργού τιμής  $E$  της επαγόμενης ηλεκτρεγερτικής δύναμης (ή ενδεικνυόμενης τιμής  $E$  της ΗΕΔ). Επίσης, οι απώλειες δινορευμάτων όταν εκφράζονται συναρτήσει του  $E$  είναι ανεξάρτητες της συχνότητας.

Οι μεταβολές της θερμοκρασίας όπως αυτές απαντώνται στην πράξη έχουν αμελητέα επίδραση στις απώλειες από υστέρηση, ενώ αύξηση της θερμοκρασίας δύναται να προκαλέσει κάποια ελάττωση στις απώλειες δινορευμάτων. Για δοσμένη μεταβολή της ροής, οι απώλειες αυτού του είδους είναι αντιστρόφως ανάλογες της ειδικής αντίστασης του υλικού του πυρήνα, δεδομένου ότι η ειδική αντίσταση αυξάνει με τη θερμοκρασία. Σε πυρήνες δοθέντος σχηματισμού και δεδομένων συνθηκών για τη χρησιμοποίηση αυτών, οι απώλειες υστέρησης μπορούν να μειωθούν με την εισαγωγή υλικού πυρήνα, το οποίο έχει βρόχο υστέρησης μικρού εμβαδού.

Οι απώλειες δινορευμάτων μπορούν να ελαττωθούν με τη χρήση λεπτών ελασμάτων υλικού, το οποίο έχει υψηλή ειδική αντίσταση και μόνωση μεταξύ των ελασμάτων. Σκόνη του κράματος Permaloy (Ni, Cr) το οποίο έχει μικρό βρόχο υστέρησης, αναμιγνύεται συνήθως με μονωτική συνδετική ουσία και συμπιέζεται σε συμπαγή πυρήνα του επιθυμητού σχήματος. Το κράμα αυτό εμφανίζει μεγάλη ειδική αντίσταση. Γενικά, με κατάλληλα κράματα και θερμικές κατεργασίες είναι δυνατή η επίτευξη των επιθυμητών ιδιοτήτων σε αρκετό βαθμό.

Εάν η δέσμη από ελάσματα μετασχηματιστή φέρει πείρους ή συσφιγκτήρες για τη σύσφιξη ή άλλα συμπαγή τεμάχια μετάλλου στην περιοχή όπου υφίσταται η μεταβαλλόμενη ροή, τότε οι απώλειες αυξάνονται. Εξάλλου, η χρήση πολύ λεπτών ελασμάτων αυξάνει το κόστος κατασκευής και το μέγεθος της συσκευής, λόγω ελάττωσης του συντελεστή σώρευσης.

Στις βιομηχανικές συχνότητες, οι απώλειες δινορευμάτων μπορούν να μειωθούν εύκολα σε αρκετά χαμηλή τιμή με τη χρήση λεπτών ελασμάτων υψηλής ειδικής αντίστασης. Αντίθετα, η ελάττωση των απωλειών υστέρησης είναι δυσκολότερη, καθώς απαιτείται υλικό με μικρό βρόχο υστέρησης. Για το λόγο αυτό, οι απώλειες υστέρησης είναι συνήθως τα 2/3 ως τα 3/4 περίπου των συνολικών απωλειών πυρήνα στη συχνότητα των 50 Hz.





# ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4

## Είδη και τεχνολογίες κατασκευής πυρήνα μετασχηματιστών - Απώλειες κενού φορτίου

Υπάρχουν διαφορετικά είδη μετασχηματιστών και διακρίνονται ανάλογα με την λειτουργία τους, τις εφαρμογές που χρησιμοποιούνται και φυσικά τον τρόπο κατασκευής τους.

Οι απώλειες των μετασχηματιστών είναι πολύ κρίσιμες κυρίως για τα δίκτυα μεταφοράς ενέργειας καθώς καθορίζουν την αποδοτικότητα και των δικτύων μεταφοράς, την απόδοση των συσκευών αλλά και το συνολικό κόστος. Η μελέτη τους καθώς και η πρόβλεψη τους αποτελεί αντικείμενο συνεχούς μελέτης αλλά και της παρούσας εργασίας αφορά τόσο τα υλικά από τα οποία αποτελούνται οι μετασχηματιστές όσο και τον τρόπο κατασκευής τους. Ακόμα και κατά τον σχεδιασμό και την λειτουργία ενός μετασχηματιστή πρέπει να τηρούνται τα διεθνή όρια για τις απώλειες μετασχηματιστών για την αποφυγή της πληρωμής προστίμων εξαιτίας της ρήτρας απωλειών.

### 4.1: Είδη Μετασχηματιστών και τεχνολογίες κατασκευής τους

Οι μετασχηματιστές χωρίζονται σε διάφορες κατηγορίες. Οι κυριότερες από αυτές είναι ως προς την ισχύ, τον αριθμό των φάσεων, τον χώρο λειτουργίας, τον τρόπο ψύξης, την χρήση και τον τύπο κατασκευής του πυρήνα τους.

#### 1. Μετασχηματιστές οργάνων

Οι συγκεκριμένοι μετασχηματιστές έχουν μικρή ισχύ και βρίσκουν εφαρμογή κυρίως σε όργανα μέτρησης ή σε πίνακες ηλεκτρικών εγκαταστάσεων.

#### 2. Μετασχηματιστές ισχύος

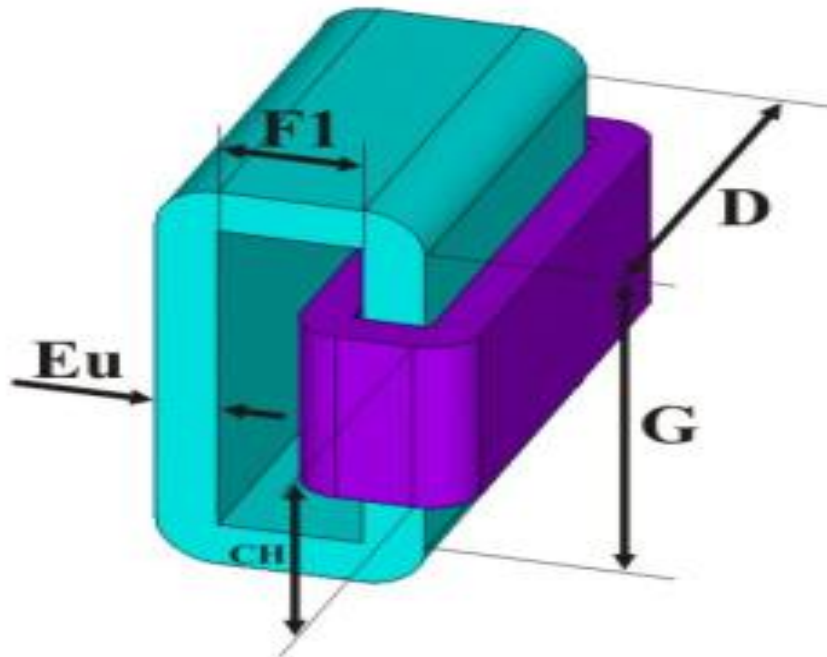
Ουσιαστικά μεταφέρουν μεγάλες ισχύς και βρίσκουν εφαρμογή σε μεγάλα δίκτυα μεταφοράς και διανομής ηλεκτρικής ενέργειας.

Αυτοί με την σειρά τους χωρίζονται σε :

- **Μονοφασικούς και Τριφασικούς** ανάλογα με τον αριθμό των φάσεων που έχουν και την μετατροπή της τάσης σε ένα μονοφασικό ή τριφασικό σύστημα.
- **Ξηρού τύπου ή Λαδιού** ανάλογα με τον τρόπο ψύξης τους. Οι ξηρού τύπου ψύχονται με αέρα ενώ οι λαδιού μέσω της κυκλοφορίας ενός ειδικού τύπου λαδιού στο εσωτερικό τους.
- **Ανυψώσεως ή διανομής-υποβιβασμού.** Οι πρώτοι χρησιμοποιούνται συχνότερα για την σύνδεση των μεγάλων γεννητριών με τις γραμμές μεταφοράς ώστε να ανυψώσουν την τάση σε υψηλότερα επίπεδα ενώ οι δεύτεροι αντίστροφα για να υποβιβάσουν την τάση από το δίκτυο σε κάποιο υποσταθμό ή στα επίπεδα χρησιμοποίησης από τους καταναλωτές.

### 3. Μετασχηματιστές τύπου (τυλιχτού) πυρήνα.

Τα τυλίγματα του μετασχηματιστή (πηνία) τοποθετούνται γύρω τον σχεδόν ορθογώνιου πυρήνα όπως φαίνεται και στο σχήμα 4.1.



Σχήμα 4.1: Τυλιχτός πυρήνας. [11].

Οι μετασχηματιστές τυλιχτού πυρήνα παρουσιάζουν τα εξής πλεονεκτήματα :

- Έχουν μικρότερο ρεύμα μαγνήτισης.
- Έχουν μικρότερο θόρυβο διότι αποτελούνται από μικρότερα φύλλα μαγνητικού υλικού.
- Υπάρχει πλήρης εκμετάλλευση της διατομής του πυρήνα.
- Μικρότερες απώλειες πυρήνα.
- Δεν απαιτείται σημαντική εργασία διότι η τύλιξη γίνεται με κατάλληλη αυτόματη μηχανή.

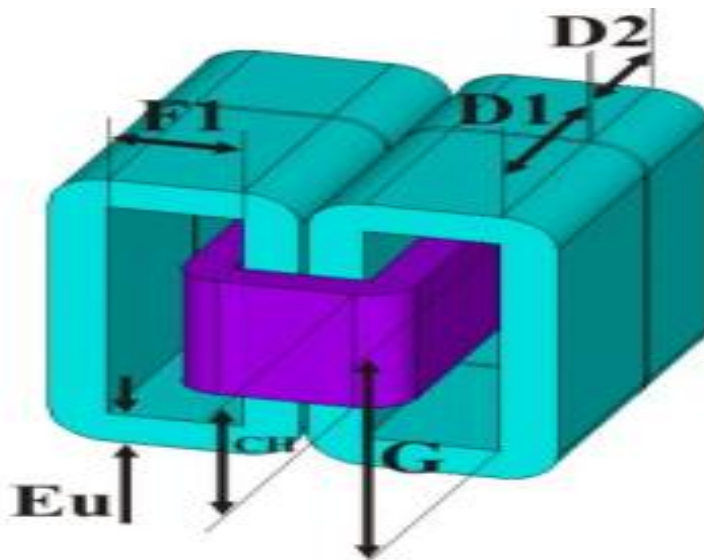
Τα μειονεκτήματα τους είναι :

- Τα κενά αέρος πιθανόν να διαφέρουν μεταξύ τους λόγω των ανοχών της μηχανής περιέλιξης των πυρήνων και λόγω των δυσκολιών στην επεξεργασία του μαγνητικού υλικού.
- Οι επιθυμητές διαστάσεις των τυλιχτών πυρήνων δεν μπορούν να επιτευχθούν με ακρίβεια.
- Η μηχανή περιέλιξης πυρήνων έχει συγκεκριμένες δυνατότητες. Μπορεί να τυλίξει πυρήνες έως ένα μέγιστο βάρος και μέχρι κάποια μέγιστη διάμετρο. Αντίθετα οι στοιβαχτοί πυρήνες κατασκευάζονται για οποιαδήποτε επιθυμητή διάσταση.

#### 4. Μετασχηματιστές τύπου κελύφους/μανδύα.

Σε αυτούς τους μετασχηματιστές τα τυλίγματα του μετασχηματιστή τοποθετούνται στο μεσαίο σκέλος και η ροή κλείνει κύκλωμα από τα ακριανά σκέλη και το ζύγωμα. Ο πυρήνας περιβάλλει τα τυλίγματα όπως φαίνεται και στο σχήμα 4.2.

- Οι μετασχηματιστές τύπου κελύφους έχουν μικρότερη ροή σκεδάσεως από τους μετασχηματιστές τύπου πυρήνα



**Σχήμα 4.2:** Μονοφασικός μετασχηματιστής τύπου κελύφους. [11].

Φυσικά και υπάρχουν όπως καταγράψαμε και στο Κεφάλαιο 2 και μετασχηματιστές τηλεπικοινωνιών, αυτομετασχηματιστές και πολλοί ακόμα.

Τα τυλίγματα της υψηλής και της χαμηλής τάσης μπορούν και αυτά να τοποθετηθούν είτε ομόκεντρα δηλαδή το τύλιγμα της χαμηλής τάσης να βρίσκεται στο εσωτερικό του τυλίγματος της υψηλής τάσης είτε σε δίσκους, όπου τα δύο τυλίγματα χωρίζονται σε δίσκους (υποπηνία) και τοποθετούνται εναλλάξ ένας δίσκος χαμηλής τάσης, ένας δίσκος υψηλής τάσης κ.ο.κ.

Ο πυρήνας όπως έχει προαναφερθεί και παραπάνω είναι κατασκευασμένος από πολλά λεπτά σιδηρομαγνητικά ελάσματα πολύ μικρού πάχους (0.25mm-0.5mm), μονωμένα με ειδικό βερνίκι ή πλαστικό μεταξύ τους, και στοιβαγμένα το ένα πάνω στο άλλο, για την μείωση των απωλειών πυρήνα.

Τέλος, η διαδικασία παραγωγής των πυρήνων αποτελείται από 5 βασικά στάδια:

- Κοπή ρολού μαγνητικής λαμαρίνας.
- Τύλιγμα πυρήνα.
- Διαμόρφωση πυρήνα.
- Ανόπτηση πυρήνα.
- Συναρμολόγηση ενεργού μέρους μετασχηματιστή.

## 4.2: Προδιαγραφές απωλειών κενού φορτίου

Οι απώλειες που προσδιορίζονται από την προδιαγραφή του χρήστη του μετασχηματιστή ονομάζονται εγγυημένες απώλειες. Ο μηχανικός σχεδιάζει το μετασχηματιστή έτσι ώστε οι απώλειες κενού φορτίου και φορτίου να είναι πολύ κοντά στις εγγυημένες απώλειες. Επίσης, οι απώλειες πρέπει να βρίσκονται εντός των ανοχών που προσδιορίζονται από διεθνείς προδιαγραφές, προκειμένου να αποφευχθεί η πληρωμή ρητρών απωλειών από πλευράς του κατασκευαστή μετασχηματιστών. Οι απώλειες, οι οποίες υπολογίζονται κατά τη διάρκεια της μελέτης του μετασχηματιστή ονομάζονται θεωρητικές απώλειες. Στο τέλος της παραγωγής, μετρώνται οι απώλειες του μετασχηματιστή, οι οποίες ονομάζονται πραγματικές απώλειες. Έτσι, οι πραγματικές απώλειες κενού φορτίου και οι πραγματικές απώλειες φορτίου πρέπει να ικανοποιούν τις απαιτήσεις του χρήστη του μετασχηματιστή και τους διεθνείς κανονισμούς.

Έστω  $P_{NLL}^s$ ,  $P_{NLL}^a$  (No Load Loss) εγγυημένες και οι πραγματικές απώλειες κενού φορτίου και  $P_{LL}^s$ ,  $P_{LL}^a$  (Load Loss) οι εγγυημένες και οι πραγματικές απώλειες φορτίου, αντίστοιχα. Σύμφωνα με τις προδιαγραφές IEC60076 οι ανοχές των απωλειών του μετασχηματιστή πρέπει να ικανοποιούν ταυτόχρονα τις ακόλουθες ανισοτικές σχέσεις, οπότε και ο μετασχηματιστής είναι αποδεκτός κατά IEC :

$$P_{NLL}^a + P_{LL}^a < 1.10(P_{NLL}^s + P_{LL}^s) \quad (4.01)$$

$$P_{NLL}^a < 1.15P_{NLL}^s \quad (4.02)$$

$$P_{LL}^a < 1.15P_{LL}^s \quad (4.03)$$

Για παράδειγμα σύμφωνα με τον ΑΔΜΗΕ :

([http://www.admie.gr/fileadmin/groups/ADMIE\\_DAPM/406501/406501\\_el\\_PRODIAGRAFI.pdf](http://www.admie.gr/fileadmin/groups/ADMIE_DAPM/406501/406501_el_PRODIAGRAFI.pdf))

Ένας τριφασικός μετασχηματιστής 40/50 MVA, (150/16-21)kV, 50Hz δεν μπορεί να ξεπερνάει σε απώλειες κενού φορτίου τα 24kW.

# ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5

---

## Μοντέλα υπολογισμού απωλειών δινορευμάτων

---

Στο παρόν κεφάλαιο, θα προσπαθήσουμε να υπολογίσουμε τις απώλειες δινορευμάτων της εφαρμογής που μόλις αναλύσαμε στο παραπάνω κεφάλαιο και είναι ιδιαίτερα κρίσιμες για την απόδοση των μετασχηματιστών.

Αυτή η ανάλυση βασίζεται στην μικροσκοπική ανάλυση του υλικού της λαμαρίνας υψηλής μαγνήτισης και θα γίνει με δύο τρόπους:

- Με τον τύπο του Steinmetz όπως αναλύθηκε στο κεφάλαιο 3, με τις εξισώσεις (3.13) και (3.14):

$$Pe = Kef^2\tau^2Bm^2V$$

- Με το τροποποιημένο μοντέλο Foster, που αποτελεί ένα μοντέλο μικροσκοπικής αναπαράστασης των δινορευμάτων και ένας τρόπος πρόβλεψης των απωλειών δινορευμάτων.

### 5.1: Ανάλυση του φαινομένου των δινορευμάτων σε ελάσματα

Το φαινόμενο των δινορευμάτων αν απλουστευθεί ως ένα μονοδιάστατο πρόβλημα, επιλύεται ως με την ολοκλήρωση των ηλεκτρομαγνητικών εξισώσεων που αναπτύσσονται πάνω στην επιφάνεια του σιδηρομαγνητικού υλικού.

Σε ένα έλασμα, πλάτους  $w$  και πάχους  $2b$ , εφαρμόζεται μαγνητικό πεδίο πλάτους  $H_0$ , που εφαρμόζεται ημιτονοειδώς με το χρόνο και οι εξισώσεις Maxwell, η καταστατική εξίσωση του υλικού και ο νόμος του Ohm μορφοποιούνται ως εξής:

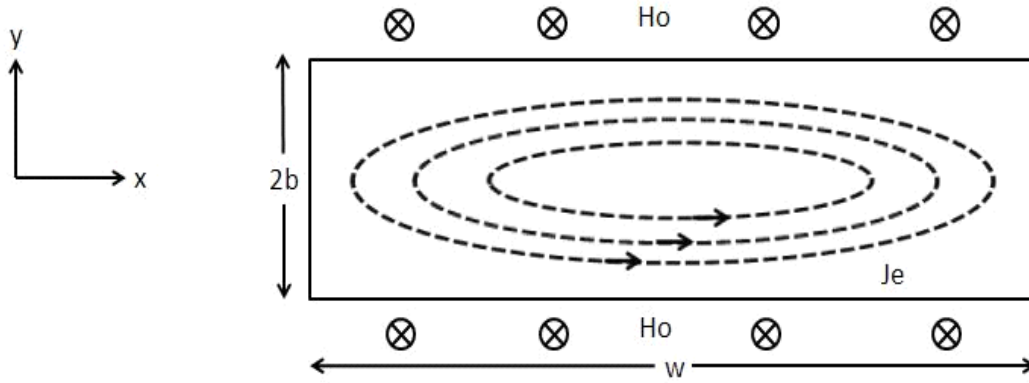
$$\nabla \times H = J_e \tag{5.01}$$

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \tag{5.02}$$

$$J_e = \sigma E \tag{5.03}$$

$$B = \mu H \tag{5.04}$$

Όπου  $J_e$ : πυκνότητα δινορευμάτων.



**Σχήμα 5.1:** Μαγνητικό έλασμα λαμαρίνας – ανάπτυξη δινορευμάτων. [12].

Αν συνδυαστούν αυτές οι εξισώσεις προκύπτουν οι εξισώσεις:

$$\nabla^2 H = -\mu\sigma \frac{\partial H}{\partial t} \quad (5.05)$$

Αν θεωρήσουμε ότι το πλάτος είναι πολύ μεγαλύτερο από το πάχος τότε χωρίς βλάβη της γενικότητας μπορούμε να θεωρήσουμε ότι το πεδίο  $H$  είναι υπάρχει μόνο κατά την διεύθυνση ( $z$ )-την κάθετη στο επίπεδο του σχήματος και μεταβάλλεται κατά την διεύθυνση του πάχους του ελάσματος ( $y$ ). Τότε η παραπάνω εξίσωση μετασχηματίζεται σε:

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial y^2} = -\mu\sigma \frac{\partial H_z}{\partial t} \quad (5.06)$$

Και λύνεται ως:

$$H_z(y) = k_1 \cosh(ay) + k_2 \sinh(ay) \quad (5.07)$$

$$\text{Όπου } a = \sqrt{j\omega\mu\sigma}$$

Οι συνοριακές συνθήκες θέτονται ως:

$$H_z(-b) = H_z(+b) = H_0 \quad (5.08)$$

Δηλαδή στα άκρα της σιδηρομαγνητικής λαμαρίνας το πεδίο ισούται με το εξωτερικό επιβαλλόμενο πεδίο, η πυκνότητα ρεύματος δινορευμάτων και ένταση του ηλεκτρικού πεδίου. Άρα η λύση που προκύπτει είναι:

$$H_z(y) = H_0 \frac{\cosh(ay)}{\cosh(ab)} \quad (5.09)$$

$$J_x(y) = aH_0 \frac{\sinh(ay)}{\cosh(ab)} \quad (5.10)$$

$$E_x(y) = \frac{1}{\sigma} aH_0 \frac{\sinh(ay)}{\cosh(ab)} \quad (5.11)$$

## 5.2: Μοντέλα δινορρευμάτων, τροποποιημένο μοντέλο Foster

Τα μοντέλα δινορρευμάτων βασίζονται σε μοντέλα αναλυτικής έκφρασης για τον υπολογισμό της σύνθετης αντίστασης μαγνήτισης, ως συνάρτηση της συχνότητας  $f$  και μοντέλα υποδιαίρεσης των ελασμάτων σε υποελάσματα αναπτύσσοντας τα ηλεκτρικά ισοδύναμά τους.

Μία έκφραση για την ισοδύναμη σύνθετη αντίσταση ενός πηνίου με ελασματοποιημένο πυρήνα σιδηρομαγνητικού υλικού προκύπτει από την επίλυση των εξισώσεων Maxwell με την προϋπόθεση ότι η κατανομή του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου είναι ίδια σε όλα τα ελάσματα.

Η ισοδύναμη αντίσταση συνάρτηση της συχνότητας είναι:

$$Z(j\omega) = \frac{4N^2 Sx}{q(2b)^2 \sigma} \tanh(x) \quad (5.12)$$

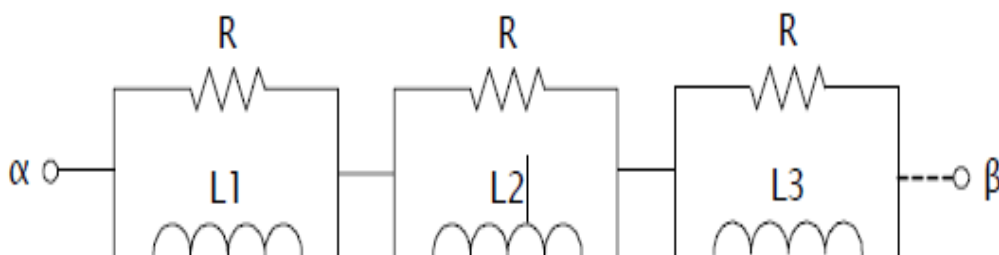
$$\text{Όπου } x = \sqrt{j\omega\mu\sigma/2} \quad (5.13)$$

- S διατομή δοκιμίου
- $\mu$  μαγνητική διαπερατότητα
- $\sigma$  αγωγιμότητα
- 2b πάχος ελάσματος
- q μήκος δοκιμίου
- N αριθμός σπειρών διέγερσης τυλίγματος.

Και το ανάπτυγμα της υπερβολικής εφαπτομένης σε σειρά δίνεται από την εξίσωση:

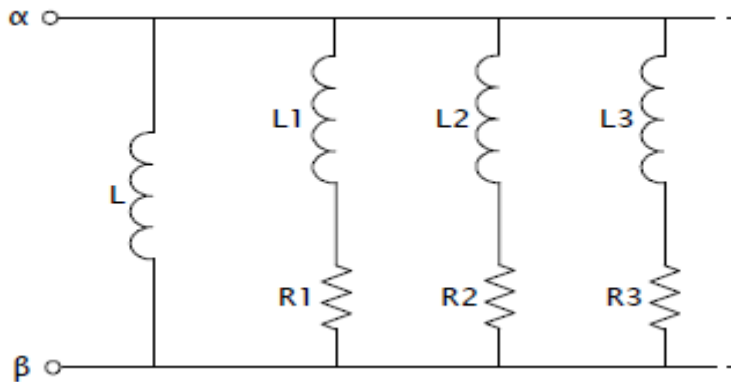
$$\tanh(x) = 2x \sum_{k=1}^{\infty} \frac{1}{x^2 + \left(\frac{\pi^2 k^2}{2}\right)^2} \quad (5.14)$$

Συνδέοντας τις παραπάνω εξισώσεις η ισοδύναμη σύνθετη αντίσταση  $Z(j\omega)$  μπορεί να συντεθεί χρησιμοποιώντας μία σύνδεση σειράς παράλληλων κλάδων R-L. Αντίστοιχα, ένα άλλο δυαδικό κύκλωμα μπορεί να προκύψει χρησιμοποιώντας την υπερβολική συνεφαπτομένη. Αυτές οι δύο εκφράσεις αναφέρονται ως ισοδύναμα Foster σειράς και παράλληλα. Η ακρίβεια αυτών των μοντέλων εξαρτάται από τον αριθμό των όρων που χρησιμοποιούνται αλλά και από την συχνότητα.



Σχήμα 5.2: Ισοδύναμο κύκλωμα σειράς Foster. [13].





**Σχήμα 5.3:** Ισοδύναμο κύκλωμα παράλληλο Foster. [13].

Για τον προσδιορισμό των παραμέτρων των κυκλωμάτων σειράς και παραλλήλου κατά Foster χρησιμοποιούνται οι εξισώσεις (5.15) και (5.16) αντίστοιχα:

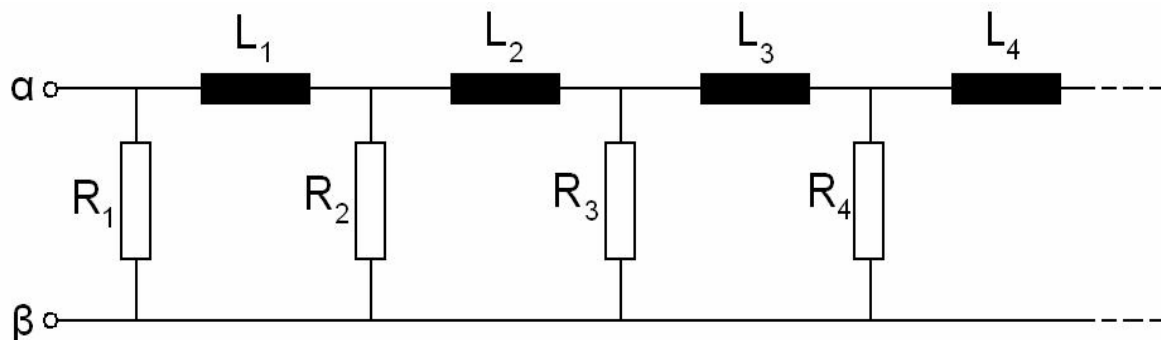
$$R = \frac{8N^2S}{d^2l\sigma} \quad L_k = \frac{L}{(2k-1)} \quad L = \frac{8N^2S\mu}{\pi^2l} \quad (5.15)$$

$$R = \frac{2N^2\pi^2S}{d^2l\sigma} \quad R_k = R_k^2 \quad L = \frac{N^2S\mu}{l} \quad L_k = \frac{L}{2} \quad (5.16)$$

Ένα άλλο μοντέλο δινορευμάτων έχει βασιστεί όπως ειπώθηκε στην αρχή του κεφαλαίου στην υποδιαίρεση κάθε ελάσματος σε υποελάσματα και αν υποθέσουμε ότι αυτά έχουν μια ομοιόμορφη κατανομή ροής μέσα σε κάθε υποέλασμα. Με την εφαρμογή των εξισώσεων Maxwell σε υποελάσματα ίσου πάχους οδηγεί στην αναπαράσταση του σχήματος 5.4 για το ισοδύναμο του κυκλώματος ενός σιδηρομαγνητικού πυρήνα για “n” υποελάσματα με τις αντιστάσεις και τις αυτεπαγωγές R και L να δίνονται από τις σχέσεις:

$$L = \frac{N^2S\mu}{nl} \quad (5.17)$$

$$R = \frac{2N^2Sn}{d^2l\sigma} \quad (5.18)$$



**Σχήμα 5.4:** Ισοδύναμο κύκλωμα υποελασμάτων, παράλληλο Foster. [13].

Τα μοντέλα δινορρευμάτων που αναφέρθηκαν απαιτούν έναν άπειρο αριθμό τμημάτων προκειμένου να αναπαραστήσουν ακριβώς την αναλυτική λύση. Εντούτοις, για να επιτευχθεί μια ικανοποιητική ακρίβεια για ένα πεπερασμένο φάσμα συχνότητας, μόνο ένας πεπερασμένος αριθμός τμημάτων πρέπει να διατηρηθεί σε οποιαδήποτε από αυτά τα πρότυπα. Όσο μεγαλύτερη είναι η ακρίβεια και ευρύτερο το φάσμα συχνότητας τόσο περισσότερα τμήματα θα πρέπει να διατηρηθούν.

Το τροποποιημένο μοντέλο δινορρευμάτων βασίζεται στην ερμηνεία του φαινομένου των δινορρευμάτων ως εξής:

Η μαγνητική λαμαρίνα ανάλογα με την συχνότητα του πεδίου διέγερσης διακριτοποιείται σε ένα πλήθος ιδεατών υποελασμάτων καθένα από τα οποία η μαγνητική ροή και η πυκνότητα δινορρευμάτων διατηρούνται κατά προσέγγιση σταθερά. Διατρέχοντας τα υποελάσματα αυτά από τη εξωτερική επιφάνεια της λαμαρίνας προς το εσωτερικό της, διαπιστώνουμε ότι η μαγνητική ροή και η πυκνότητα των δινορρευμάτων μειώνεται.

Επειδή η μαγνητική ροή μπορεί να αντιστοιχισθεί με μια επαγωγή, η δε πυκνότητα δινορρευμάτων με μια ωμική αντίσταση, η ανομοιόμορφη χωρική κατανομή των πεδιακών μεγεθών ισοδυναμεί με μια μεταβολή στις τιμές αυτών των στοιχείων.

Από την σχέση (5.11) που δίνει την κατανομή της ηλεκτρικής εντάσεως  $E$  στο πάχος κάθε ελάσματος προκύπτει, ότι η τιμή αυτή της εντάσεως στην επιφάνεια του ελάσματος όπου ( $y=b$ ), είναι η εξίσωση (5.09).

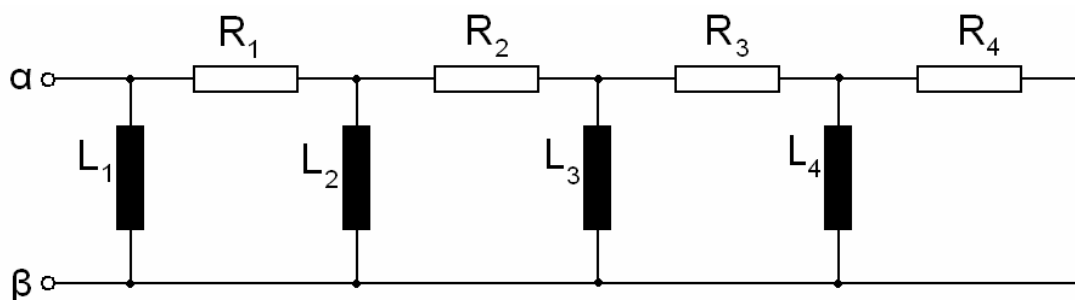
$$E_x(b) = \frac{1}{\sigma} a H_0 \tanh(ab) \quad (5.19)$$

Από την πεδιακή αυτή ένταση προκύπτει η σύνθετη αντίσταση:

$$Z(s) = \frac{N^2 S}{qb\sigma} \tanh(ab) \quad (5.20)$$

Η ισοδύναμη σύνθετη αντίσταση μπορεί να πραγματοποιηθεί υπό μορφή δικτύου σκάλας που παρουσιάζεται στο σχήμα 5.5 με τις αυτεπαγωγές στους εγκάρσιους κλάδους, και τις αντιστάσεις στους διαμήκεις κλάδους.

Σύμφωνα με το τροποποιημένο μοντέλο Foster, η κατάλληλη διάταξη από άποψη ακρίβειας και πολυπλοκότητας είναι το μοντέλο που παρουσιάζεται στο σχήμα 5.4 που αποτελείται από τέσσερις κλάδους.



Σχήμα 5.5: Τροποποιημένο κύκλωμα Foster δινορρευμάτων. [13].

Στο παραπάνω κύκλωμα οι τιμές των στοιχείων δίνονται από τις εξισώσεις (5.20) και (5.21).

$$L_0 = \frac{N^2 S \mu}{q} \quad L_k = \frac{L_0}{(4k-1)} \quad (5.20)$$

$$R_0 = \frac{N^2 S}{q b^2 \sigma} \quad R_k = R_0 (4k - 1) \quad (5.21)$$

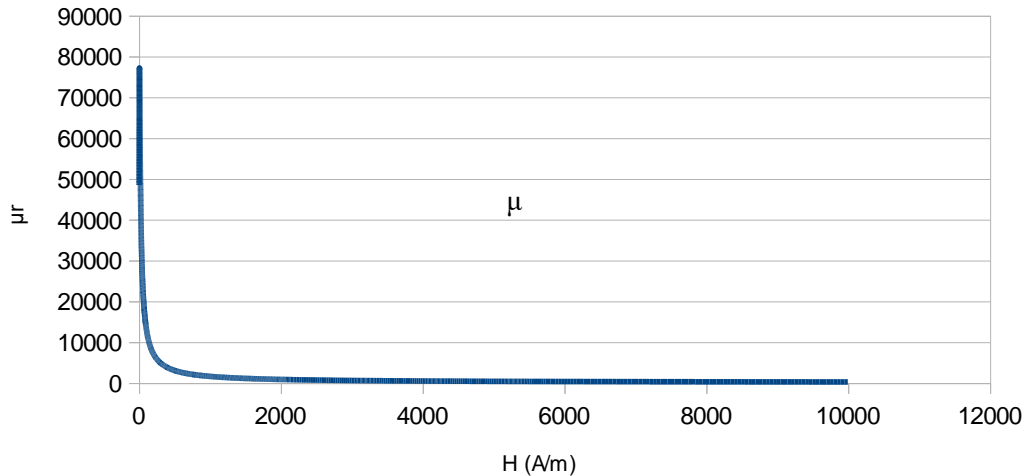
Στις χαμηλές συχνότητες, ενεργό ρόλο έχουν μόνο τα R1 - L1 που αντιστοιχούν στην αντίδραση μαγνητίσεως και αντίσταση απωλειών που συνήθως χρησιμοποιούνται για το ηλεκτρικό ισodύναμο ενός μαγνητικού κυκλώματος. Όσο η συχνότητα λειτουργίας του πεδίου αυξάνεται τόσο η κατανομή του μαγνητικού πεδίου στο εσωτερικό της μαγνητικής λαμαρίνας γίνεται πιο ανομοιόμορφη, (μειώνεται το βάθος διείσδυσης της εξωτερικής μαγνητικής ροής στο εσωτερικό του μαγνητικού υλικού) και τόσο περισσότερα R-L κυκλώματα ενεργοποιούνται. Έτσι αυξάνεται η αντίσταση σε σειρά με την R1 και τελικά και η συνολική αντίσταση Z.

### 5.3: Υπολογισμός και σύγκριση απωλειών δινορρευμάτων σε μαγνητική λαμαρίνα

Αρχικά χρησιμοποιήσαμε τον τύπο του Steinmetz για τον υπολογισμό των απωλειών δινορρευμάτων. Σύμφωνα με την γεωμετρία του τυλιχτού πυρήνα (σχήμα 7.1) και τα χαρακτηριστικά του υλικού :

$\sigma$ ( $\Omega/m$ )	2083333.33
w (m)	0.19
2b (m)	0.00027
$\mu$	0.08754
q (m)	0.4632
n(ελάσματα)	88
S(ενεργός διατομή) ( $m^2$ )	0.00447
N (σπείρες)	23
Vrms (V)	30
Dms (πυκνότητα υλικού) ( $kg/m^3$ )	7300
Mcore (kg)	18.4941
V(όγκος) ( $m^3$ )	0.00267

Όπου η μαγνητική διαπερατότητα  $\mu$  υπολογίστηκε λόγω της μη γραμμικότητας του προβλήματος, υπολογίστηκε για είσοδο  $V_{rms} = 30V$  μέσω της καμπύλης  $\mu$ -H και της χρήσης της μεθόδου γραμμικής παρεμβολής, που κατασκευάστηκε από τα στοιχεία του υλικού που βρίσκονται στο παράρτημα Α μέσω της εξίσωσης  $\mu_r = \frac{B}{H\mu_0}$ .

$\mu\text{-H}(y,x)$  M-OH.HiB,0.27mm


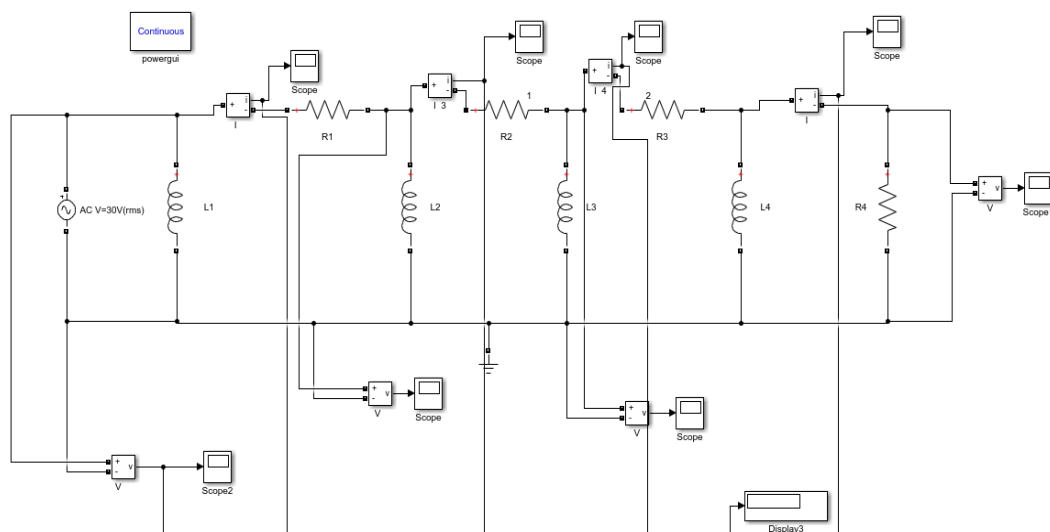
**Σχήμα 5.6:** Καμπύλη ειδικής μαγνητικής διαπερατότητας  $\mu\text{-H}$ .

Χρησιμοποιώντας τα παραπάνω δεδομένα υπολογίσαμε τις απώλειες δινορρευμάτων με τον τύπο του Steinmetz,  $Pe = Kef^2\tau^2 Bm^2V = 2.8723 \text{ W}$ .

Στην συνέχεια χρησιμοποιώντας τους τύπους (5.10) και (5.11), κατασκευάσαμε το τροποποιημένο ισοδύναμο Foster με τιμές στις αντιστάσεις και τις αυτεπαγωγές:

$R_0$ (Ohm)	269.14
$R_1$	807.41
$R_3$	1883.96
$R_4$	4037.06
$L_0$ (Henry)	0.895
$L_1$	0.895
$L_2$	0.179
$L_3$	0.099
$L_4$	0.069

Και μέσω του Matlab-Simulink υπολογίσαμε τις απώλειες σε κάθε κλάδο.



**Σχήμα 5.7:** Τροποποιημένο μοντέλο Foster, για την εφαρμογή απλού τυλιχτού πυρήνα.

Μέσω του παραπάνω μοντέλου υπολογίστηκε  $Pe_1=2.214W$  στον πρώτο κλάδο,  $Pe_2=0.00772W$  και μηδέν στον τρίτο και τέταρτο κλάδο. Συνολικά λοιπόν οι απώλειες δινορρευμάτων με το μοντέλο Foster υπολογίστηκαν στις:  $Pe = 2.22172W$ .

Σύμφωνα και με την βιβλιογραφία, για τις χαμηλές συχνότητες έως και 5kHz, ένας μόνο κλάδος (R1-L1) μας δίνει με ικανοποιητική ακρίβεια το αποτέλεσμα όπως είδαμε και από πάνω στην εφαρμογή του απλού τυλιχτού πυρήνα στα 50Hz.

Παρατηρούμε πως ενώ υπάρχει πολύ μεγάλη απόκλιση μεταξύ των δύο μεθόδων υπολογισμού δεν μπορεί να θεωρηθεί πολύ σημαντική για τις χαμηλές συχνότητες (βλ.50Hz). Αυτό κυρίως οφείλεται στο γεγονός πως τα μοντέλα Foster κυρίως χρησιμοποιούνται για την εύρεση των απωλειών δινορρευμάτων σε πολύ υψηλότερες συχνότητες και το σφάλμα στις χαμηλές συχνότητες είναι αισθητό. Από την άλλη αποτελεί μια καλύτερη μικροσκοπική προσέγγιση σε σχέση με τον τύπο του Steinmetz και μπορεί να βρει μεγαλύτερο πεδίο εφαρμογής για το πρόβλημα της πρόβλεψης των απωλειών δινορρευμάτων σε μετασχηματιστές, ηλεκτρικές μηχανές κλπ.

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6

---

### Ανάλυση της υστέρησης – τροποποιημένο μοντέλο Preisach

---

Η μοντελοποίηση του μαγνητικού πυρήνα χωρίς να συμπεριλαμβάνεται η υστέρηση μπορεί να είναι αρκετά ακριβής για μερικές μελέτες συστημάτων, αλλά μπορεί να μην προσφέρει ικανοποιητική ακρίβεια για την αναπαράσταση μερικών μη γραμμικών επιδράσεων των μεταβατικών φαινομένων στις ηλεκτρικές συσκευές. Όταν υπάρχει ανάγκη για μεγαλύτερη ακρίβεια, πρέπει να περιληφθεί επίσης η υστέρηση στην μοντελοποίηση. Αρκετά προβλήματα προκύπτουν στην προσπάθεια να μοντελοποιηθεί η μαγνητική υστέρηση :

- Η μορφή των βρόχων υστέρησης είναι παρόμοια με τη καμπύλη μέσης μαγνήτισης. Αυτό σημαίνει ότι δεν μπορεί να περιγραφεί εύκολα με μια αναλυτική συνάρτηση.
- Η διαμόρφωση των ελασσόνων βρόχων υστέρησης μπορεί να αποδειχθεί πολύ δυσεπίτευκτος στόχος, λόγω των διάφορων περιορισμών. Για παράδειγμα, ένας περιορισμός είναι η σταθερότητα των ελασσόνων βρόχων : όταν εφαρμόζουμε το ίδιο μεταβαλλόμενο πεδίο, η χαρακτηριστική  $B(H)$  πρέπει να παραμένει στον ίδιο ελάσσονα βρόχο (αυτό το πρόβλημα υπάρχει σε μερικά μοντέλα της υστέρησης).

Τα μοντέλα υστέρησης μπορούν να χωρισθούν σε δύο κύριες κατηγορίες:

- Τα μικρο-μαγνητικά μοντέλα, τα οποία θεωρούν όλες τις γνωστές ενέργειες πάνω σε μια πολύ μικρή κλίμακα και βρίσκουν την μαγνητική διαμόρφωση που δίνει την ελάχιστη ενέργεια. Το γνωστό μοντέλο Preisach και οι βελτιωμένες εκδόσεις του είναι ίσως η αντιπροσωπευτικότερη περίπτωση αυτών των μοντέλων.
- Μοντέλα του μη γραμμικού φαινομένου υστέρησης που εμφανίζεται μακροσκοπικά στα μαγνητικά κυκλώματα των μηχανών. Σε αυτήν την περίπτωση, η επίδραση της υστέρησης μοντελοποιείται από τη μακροσκοπική συμπεριφορά των μηχανών σε διάφορα επίπεδα ονομαστικής τάσης όπου πολλές από αυτές τις μοντελοποιήσεις αποτελούν ακριβή προσαρμογή καμπυλών χωρίς το θεωρητικό βάθος.

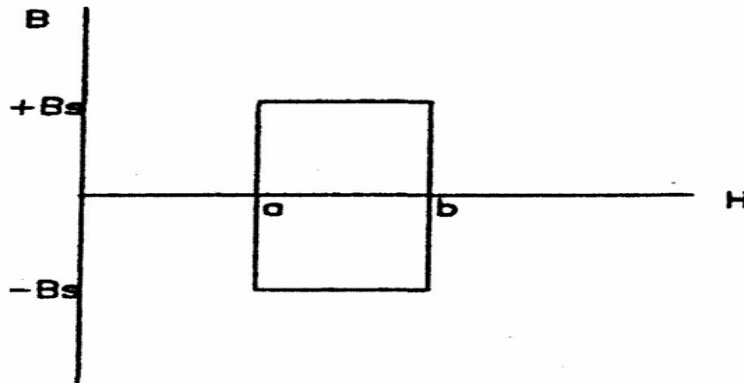
Τα πρώτα μοντέλα θεωρούνται ακριβή αλλά απαιτούν δεδομένα που είναι συχνά μη διαθέσιμα, ενώ τα δεύτερα έχουν αποδειχθεί ότι στις περισσότερες περιπτώσεις δεν προσφέρουν ικανοποιητική ακρίβεια.

#### 6.1: Μοντέλο υστέρησης Preisach – Neel

Το μοντέλο υστέρησης Preisach-Neel θεωρείται από τους πλέον ακριβείς τρόπους εξομοίωσης του φαινομένου υστέρησης γενικά, κι όχι μόνον για τα μαγνητικά υλικά. Για το λόγο αυτό, στη βιβλιογραφία συναντάται συχνά ως ένα μαθηματικό μοντέλο που συνδέει τη διέγερση με την υστερούσα (ως προς αυτήν) απόκριση ενός συστήματος. Στην ειδική περίπτωση που το σύστημα είναι ένα μαγνητικό υλικό, ως διέγερση θεωρείται η πεδιακή ένταση  $H$  ενώ ως απόκριση η μαγνητική επαγωγή  $B$ .

Σύμφωνα με τη μεθοδολογία κατά Preisach, το μαγνητικό υλικό απαρτίζεται από ένα πολύ μεγάλο αριθμό (σχεδόν άπειρο) μαγνητικών δίπολων. Κάθε δίπολο έχει ένα στοιχειώδη

ορθογώνιο βρόχο υστέρησης, που αντιστοιχεί μόνον σε δύο καταστάσεις μαγνητίσεως, τη θετική και την αρνητική (σχήμα 6.1). Η συνολική μαγνήτιση του όλου δοκιμίου προκύπτει συσσωρευτικά από τη μαγνήτιση όλων των δίπολων, ή ισοδύναμα προσδιορίζεται από την μαγνητική κατάσταση της πλειοψηφίας των δίπολων.



**Σχήμα 6.1:** Ορθογώνιος στοιχειώδης βρόχος υστέρησης δίπολου κατά Preisach. [15].

Ειδικότερα, η σχέση εισόδου-εξόδου μεταξύ  $H$  και  $B$  είναι της μορφής :

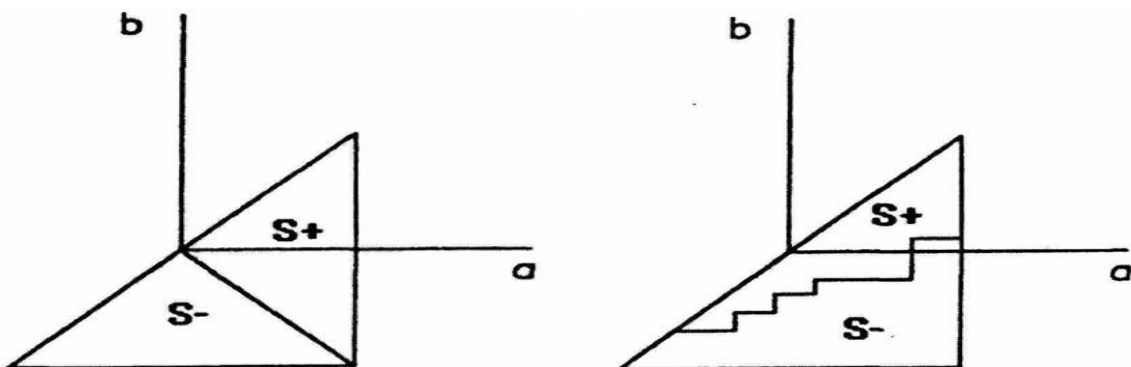
$$B = 2Bs \iint_{a \geq b} \varphi(a, b) \gamma(a, b) da db \quad (6.01)$$

Όπου  $\varphi(a, b)$  είναι μία συνάρτηση βάρους, με τιμές μη μηδενικές εντός των ορίων του κυρίου βρόχου υστερήσεως, ο οποίος αντιστοιχίζεται με ένα ισοσκελές τρίγωνο (σχήμα 6.2α) το τρίγωνο Preisach. Ο άξονας  $a$  αντιστοιχεί σε αυξήσεις του  $H$ , ενώ ο άξονας  $b$  σε μειώσεις του  $H$ . Στο αμαγνήτιστο υλικό το τρίγωνο είναι συμμετρικό ως προς τον άξονα  $a=-b$ , που αντανακλά τη συμμετρία του κυρίου βρόχου υστερήσεως ως προς την αρχή των αξόνων.

Η συμμετρία αυτή σημαίνει ότι :

$$\varphi(-a, -b) = \varphi(a, b) \quad (6.02)$$

Ο τελεστής  $\gamma(a, b)$  ισούται με +1 εάν αντιστοιχεί σε στοιχειώδη επιφάνεια  $da db$  από θετικά μαγνητισμένα δίπολα, ενώ ισούται με -1 στην περίπτωση αρνητικά μαγνητισμένης στοιχειώδους επιφάνειας.



**Σχήμα 6.2:** α) Τρίγωνο Preisach αμαγνήτιστου υλικού. β) Τρίγωνο Preisach μαγνητισμένου υλικού. [15].

Σε ένα τυχαίο σημείο λειτουργίας, η επιφάνεια του τριγώνου διαιρείται σε δύο υποπεριοχές, (σχήμα 6.2), τη θετική  $S+$  που περιλαμβάνει τα θετικά μαγνητισμένα δίπολα και την αρνητική  $S-$  με τα αρνητικά μαγνητισμένα δίπολα. Οι δύο περιοχές αυτές είναι ίσες μεταξύ τους όταν το υλικό είναι αμαγνήτιστο (σχήμα 7.2α). Σε κάθε άλλη περίπτωση (σχήμα 6.2β), χωρίζονται από μία γραμμή που εξαρτάται από την προϊστορία, καθώς τα σημεία θλάσεως (γόνατα) της γραμμής αυτής αντιστοιχούν στα σημεία αντιστροφής (reversing points) του διεγείροντος μαγνητικού πεδίου  $H$ , δηλαδή τα σημεία στα οποία αλλάζει το πρόσημο της παραγώγου  $dB/dH$ . Ισοδύναμα, κάθε σημείο αντιστροφής ταυτίζεται με το σημείο κορυφής ενός εκκινούντος ελάσσονος βρόχου.

Η συνάρτηση βάρους  $\varphi(a,b)$ , δηλαδή το ποσοστό των δίπολων με βρόχο που χαρακτηρίζεται από τις τιμές  $a$  και  $b$ , μπορεί ισοδύναμα να εκληφθεί ως μία συνάρτηση πυκνότητας πιθανότητας. Έτσι, η ποσότητα  $\varphi(a,b)da db$  ισούται με την πιθανότητα ένα αυθαίρετα εκλεγμένο δίπολο να έχει βρόχο  $(a,b)$ . Σημειώνεται ότι στη σχέση (6.01), η συνάρτηση  $\varphi(a,b)$  είναι κανονικοποιημένη στην μονάδα, ενώ η τιμή του  $B$  σε απόλυτη τιμή (Tesla) προκύπτει από τον πολλαπλασιασμό με τη μέγιστη τιμή  $B_s$ .

Οι τιμές της συνάρτησης βάρους  $\varphi(a,b)$  λαμβάνονται διαφορίζοντας την εξίσωση (6.01) ως προς  $a$  και  $b$ , ενώ οι τιμές των παραγώγων (στο αριστερό μέλος της (6.01)) λαμβάνονται από μετρημένους βρόχους υστερήσεως (τον κύριο και ελάσσονες).

Αξίζει να τονισθεί ότι οι ελάσσονες βρόχοι χαρακτηρίζονται από την τάξη τους δηλαδή πρώτης τάξεως ορίζονται οι βρόχοι που εκκινούν από τον κύριο βρόχο, δεύτερης τάξεως αυτοί που εκκινούν από ελάσσονες βρόχους πρώτης τάξεως κ.ο.κ.

Είναι προφανές, ότι η ακρίβεια του μοντέλου αυξάνεται όσο μεγαλύτερο είναι το πλήθος των διαθέσιμων βρόχων πολλών τάξεων. Σημειώνεται τέλος, ότι στην αυστηρά πρωτότυπη έκδοση του μοντέλου, η σχέση (6.01) συνδέει όχι το  $B$  και το  $H$  αλλά το  $M$  και το  $H$ . Ωστόσο, όπως ειπώθηκε και παραπάνω στα μαλακά μαγνητικά υλικά, η αριθμητική διαφορά μεταξύ μαγνητίσεως  $M$  και μαγνητικής επαγωγής  $B$  είναι αμελητέα.

## 6.2: Το τροποποιημένο μοντέλο Preisach

Όταν το κλασικό μοντέλο Preisach, που περιγράφεται στην προηγούμενη παράγραφο, χρησιμοποιείται για ηλεκτρομαγνητικά μεταβατικά φαινόμενα, προκύπτουν τρία σημαντικά προβλήματα :

- Αυξανόμενες απαιτήσεις δεδομένων. Στις περισσότερες περιπτώσεις, στον πρακτικό μηχανικό παρέχονται μόνο τα βασικά στοιχεία του μαγνητικού υλικού του πυρήνα, δηλ. η αρχική καμπύλη μαγνήτισης και ο κύριος βρόχος υστέρησης.
- Αυξανόμενες απαιτήσεις μνήμης. Η ακριβής αναπαράσταση της επίδρασης της υστέρησης με το μοντέλο Preisach απαιτεί τη διαδιάστατη μήτρα  $Maxb$  όπου αποθηκεύεται η συνάρτηση βάρους  $\varphi(a,b)$ . Εάν αυτό το μοντέλο υστέρησης εφαρμοστεί σε ένα πρόγραμμα ανάλυσης ενός συστήματος ισχύος, θα υπήρχε απαίτηση για αυξανόμενη μνήμη υπολογιστών.
- Προσαρμογή εισόδου-εξόδου στο μοντέλο. Συνήθως, για την ανάλυση συστημάτων δίνονται οι χρονικές μεταβολές των τάσεων και ζητούνται τα ρεύματα. Αυτό θα σημαίνει ότι η σχέση



$B(H)$  πρέπει να αντιστραφεί, δεδομένου ότι η πυκνότητα ροής  $B$  είναι άμεσα ανάλογη προς την τάση (που εφαρμόζεται) ενώ η ένταση πεδίου  $H$  είναι ανάλογη προς το ρεύμα (έξοδος).

Σύμφωνα με την βιβλιογραφία [4], προτείνεται μια τροποποίηση του κλασσικού μοντέλου Preisach. Σύμφωνα με το προτεινόμενο μοντέλο, η συνάρτηση βάρους  $\varphi(a,b)$  αναλύεται σε δύο ξεχωριστές μεταβλητές συναρτήσεις:

$$\varphi(a, b) = \varphi_1(a) \varphi_2(b) \quad (6.03)$$

Ο προσδιορισμός των δύο νέων συναρτήσεων  $\varphi_1(a)$  και  $\varphi_2(b)$  γίνεται με παρόμοιο τρόπο με τον προσδιορισμό της κανονικοποιημένης συνάρτησης βάρους  $\varphi(a,b)$  και θα γίνει πιο εκτενής αναφορά στην εφαρμογή της μεθόδου στην παρακάτω υποενότητα. Η ανάλυση της συνάρτησης βάρους προσφέρει τη λύση στα πρώτα δύο προαναφερθέντα προβλήματα, δηλαδή αυτό των δεδομένων εισόδου και των απαιτήσεων μνήμης υπολογιστών.

### 6.3: Εφαρμογή τροποποιημένου μοντέλου Preisach σε μαγνητική λαμαρίνα

Όπως αναλύθηκε στην παραπάνω υποενότητα, η συνάρτηση βάρους (6.03)  $\varphi(a, b) = \varphi_1(a) \varphi_2(b)$  θεωρείται ως το γινόμενο των συναρτήσεων  $\varphi_1(a)$  και  $\varphi_2(b)$ .

Οι τιμές των συναρτήσεων βάρους υπολογίζονται μόνο με την βοήθεια της αρχικής καμπύλης μαγνήτισης και του κύριου βρόχου υστέρησης.

Αν εφαρμόσουμε αυξανόμενο μαγνητικό πεδίο κατά βήμα  $\Delta b$ , διατρέχοντας τον θετικό κλάδο της αρχικής καμπύλης μαγνήτισης, ορίζεται ένα σύνολο εξισώσεων, με αγνώστους τις συναρτήσεις βάρους  $\varphi_1(a)$  και  $\varphi_2(b)$ :

$$\frac{1}{2Bs} \frac{dB}{dH} = \varphi_1(a) \int_{-\alpha}^{+\alpha} \varphi_2(b) db \quad (6.04)$$

Και προκύπτει από την διαφορήση της εξίσωσης (6.01).

Σε διακριτή μορφή μετασχηματίζεται σε:

$$\frac{1}{2Bs} \frac{B(i+1) - B(i-1)}{H(i+1) - H(i-1)} = \Delta b \varphi_1(i) \sum_{j=-i}^i \varphi_2(j) \quad , i = 0, \dots, N \quad (6.05)$$

Όπου  $N$  : το φάσμα διακριτοποίησης του τριγώνου Preisach.

Το αριστερό μέλος των εξισώσεων (6.05) αποτελείται από κανονικοποιημένες παραγώγους του  $B$  συναρτήσει του  $H$ , που συμβολίζονται ως  $f(i)$ .

Διατρέχοντας αντίστοιχα τον κατερχόμενο κλάδο του κύριου βρόχου, δηλαδή εφαρμόζοντας μειούμενο μαγνητικό πεδίο κατά βήματα  $\Delta a$ , ορίζεται ένα δεύτερο σύνολο εξισώσεων με αγνώστους τα  $\varphi_1(a)$  και  $\varphi_2(b)$  και προκύπτει αντίστοιχα από την διαφορήση της εξίσωσης (6.01) ως προς το πεδίο  $H$ :

$$-\frac{1}{2Bs} \frac{dB}{dH} = \varphi_2(b) \int_{|b|}^{Hs} \varphi_1(a) da \quad \text{αν } H \geq 0 \quad (6.06)$$

$$-\frac{1}{2Bs} \frac{dB}{dH} - f(H) = \varphi_2(b) \int_{|b|}^{Hs} \varphi_1(a) da \quad \text{αν } H < 0 \quad (6.07)$$

το οποίο σε διακριτή μορφή είναι:

$$\frac{1}{2Bs} \frac{B(j+1)-B(j-1)}{H(j+1)-H(j-1)} = \Delta a \varphi_2(j) \sum_{i=j}^N \varphi_1(i) \quad , i = N, \dots, 0 \quad (6.08)$$

$$\frac{1}{2Bs} \frac{B(j+1)-B(j-1)}{H(j+1)-H(j-1)} - f(-j) = \Delta b \varphi_1(i) \sum_{i=|j|}^N \varphi_1(i) \quad , i = -1, \dots, -N \quad (6.09)$$

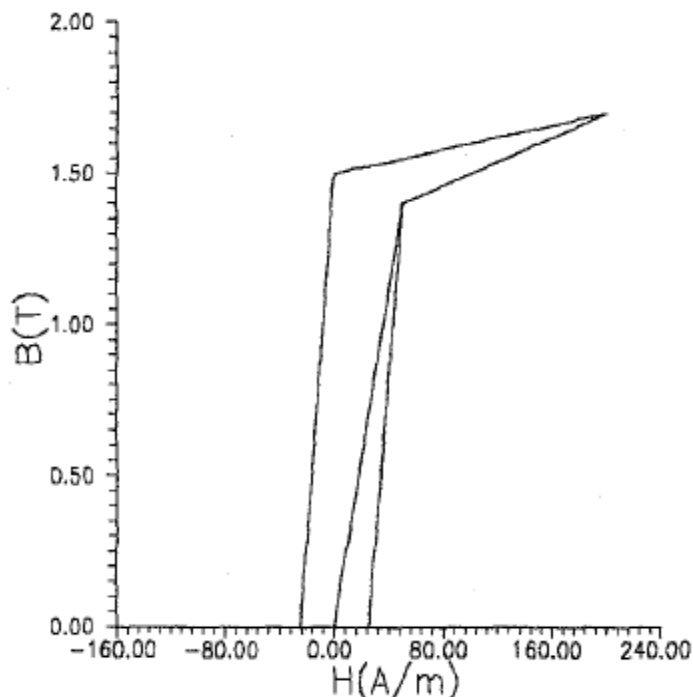
Το αριστερό μέλος των εξισώσεων (6.08) και (6.09) αποτελείται από κανονικοποιημένες παραγώγους του  $B$  συναρτήσει του  $H$ , που συμβολίζονται ως  $g(j)$ .

Στις τελευταίες δύο εξισώσεις έχει ληφθεί υπόψη η συμμετρία η συμμετρία ως προς τον άξονα  $a=-b$ .

Για τον προσδιορισμό των βαρών του μοντέλου που αναπτύχθηκε, χρησιμοποιήθηκαν οι καμπύλες πρώτης μαγνήτισης και του κύριου βρόχου υστέρησης, ενός τυποποιημένου σιδηρομαγνητικού υλικού που χρησιμοποιείται για την κατασκευή μετασχηματιστών ισχύος.

Επειδή το μοντέλο απαιτεί λεπτομερή διακριτοποίηση αναγάγαμε τις καμπύλες σε ευθύγραμμα τμήματα χωρίς να διαφέρουν πολύ από τις πραγματικές καμπύλες του υλικού, για την μείωση της πολυπλοκότητας της μοντελοποίησης.

Οι καμπύλες που χρησιμοποιήθηκαν είναι οι εξής:



**Σχήμα 6.3:** Καμπύλη αρχικής μαγνήτισης και κύριος βρόχος υστέρησης.

Χρησιμοποιώντας τα δύο σύνολα εξισώσεων, (6.05) και (6.08), (6.09) για τις παραπάνω καμπύλες για  $B_s = 1.7T$ , βήμα  $\Delta a = \Delta b = 25 \text{ A/m}$  και  $N=8$ , διατρέχοντας τις καμπύλες του σχήματος 6.3, δημιουργήθηκαν τα παρακάτω σύνολα.

Κατά την αρχική μαγνήτιση:

$$\Delta b \varphi_1(0)\varphi_2(0) = f(0)$$

$$\Delta b \varphi_1(1)\{\varphi_2(-1) + \varphi_2(0) + \varphi_2(1)\} = f(1)$$

.

.

$$\Delta b \varphi_1(8)\{\varphi_2(-8) + \dots + \varphi_2(0) + \dots + \varphi_2(8)\} = f(8) \quad (6.10)$$

και κατά τον κατερχόμενο κλάδο του κύριου βρόχου υστέρησης:

$$\Delta a \varphi_1(8)\varphi_2(8) = g(8)$$

$$\Delta a \varphi_2(7)\{\varphi_1(8) + \varphi_1(7)\} = g(1)$$

.

.

$$\Delta b \varphi_2(0)\{\varphi_1(8) + \dots + \varphi_1(-1)\} = g(8) \quad (6.11)$$

Και υπολογίστηκαν :

i	H (A/m)	f(i)
0	0	8.24E-03
1	25	8.24E-03
2	50	4.41E-03
3	75	5.88E-04
4	100	5.88E-04
5	125	5.88E-04
6	150	5.88E-04
7	175	5.88E-04
8	200	5.88E-04

**Πίνακας 6.1:** Κανονικοποιημένες παράγωγοι για την καμπύλη αρχικής μαγνήτισης.

j	H (A/m)	g(j)
-8	-200	0
-7	-175	0
-6	-150	0
-5	-125	0
-4	-100	0
-3	-75	0
-2	-50	4.12E-03
-1	-25	8.82E-03
0	0	2.94E-04
1	25	2.94E-04
2	50	2.94E-04
3	75	2.94E-04
4	100	2.94E-04
5	125	2.94E-04
6	150	2.94E-04
7	175	2.94E-04
8	200	2.94E-04

**Πίνακας 6.2:** Κανονικοποιημένες παράγωγοι για τον κατερχόμενο κλάδο του κύριου βρόχου υστέρησης.

Τα δύο σύνολα εξισώσεων (6.10) και (6.11) επιλύονται με επαναληπτικές μεθόδους υπολογισμού όπως η μέθοδος Gauss-Siedel, ορίζοντας ένα όριο ανοχής. Κατά την πρώτη επανάληψη, οι τιμές των  $\varphi_1(a)$  και  $\varphi_2(j)$  εκλέγονται αυθαίρετα. Οι λύσεις των συνόλων των εξισώσεων για την συγκεκριμένη εφαρμογή είναι οι:

H (A/m)- $\alpha$	$\varphi_1(\alpha)$
0	9,21E-01
25	1,03E-01
50	1,72E-03
75	1,98E-03
100	1,68E-03
125	1,36E-03
150	1,04E-03
175	7,19E-04
200	3,79E-04

**Πίνακας 6.3:** Συνάρτηση βάρους  $\varphi_1(a)$ .

H_loop(A/m)- b	$\varphi_2(\beta)$
200	3,10E-02
175	1,07E-02
150	5,49E-03
125	3,36E-03
100	2,27E-03
75	1,64E-03
50	4,83E-04
25	9,26E-05
0	3,43E-04
-25	2,78E-03
-50	6,76E-03
-75	0,00E+00
-100	0,00E+00
-125	0,00E+00
-150	0,00E+00
-175	0,00E+00
-200	0,00E+00

**Πίνακας 6.4:** Συνάρτηση βάρους  $\varphi_2(b)$ .



Ακολούθως, οι βρόχοι υστέρησης μοντελοποιήθηκαν μέσω του τριγώνου Preisach, που το ήμισυ του τριγώνου είναι της μορφής:

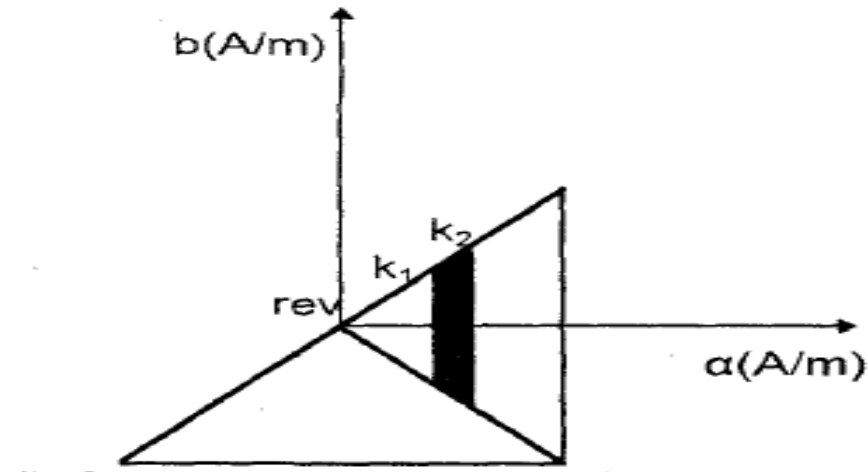
									1,18E-05
								7,7E-06	4,06E-06
							5,73E-06	3,95E-06	2,08E-06
						4,57E-06	3,51E-06	2,41E-06	1,27E-06
					3,8E-06	3,09E-06	2,37E-06	1,63E-06	8,62E-07
				3,26E-06	2,75E-06	2,24E-06	1,71E-06	1,18E-06	6,23E-07
			2,82E-06	9,59E-07	8,09E-07	6,58E-07	5,05E-07	3,47E-07	1,83E-07
		9,51E-06	1,59E-07	1,84E-07	1,55E-07	1,26E-07	9,67E-08	6,66E-08	3,51E-08
0,000315	3,52E-05	5,89E-07	6,8E-07	5,74E-07	4,67E-07	3,58E-07	2,46E-07	1,3E-07	
	0,000285	4,78E-06	5,52E-06	4,65E-06	3,79E-06	2,9E-06	2E-06	1,05E-06	
		1,16E-05	1,34E-05	1,13E-05	9,21E-06	7,06E-06	4,86E-06	2,57E-06	
			0	0	0	0	0	0	0
				0	0	0	0	0	0
					0	0	0	0	0
						0	0	0	0
							0	0	0
								0	0
									0

**Σχήμα 7.4:** Το μισό τρίγωνο βαρών Preisach του κύριου βρόχου υστέρησης διακριτοποιημένο σε 8 κομμάτια.

Το τρίγωνο Preisach αποτελείται από δύο όμοια τρίγωνα (σχήμα 7.4) συμμετρικά ως προς την διαγώνιο του συνολικού τριγώνου που βρίσκεται πάνω στην ευθεία  $y=x$  όπως φαίνεται στην παραπάνω υποενότητα 6.1 στο σχήμα 6.2.

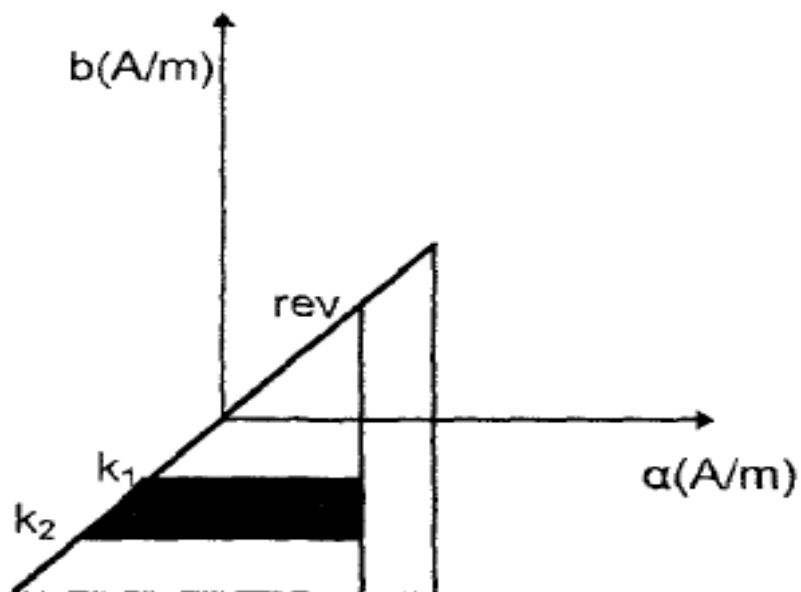


για το  $H$  ίσο με το βήμα διακριτοποίησης  $\Delta a$ ,  $\Delta b$  που χρησιμοποιήθηκε για την εξαγωγή των βαρών του τριγώνου, ενώ το  $B$  που αντιστοιχεί σε κάθε βήμα μπορεί να υπολογιστεί αθροίζοντας τα βάρη του τριγώνου στα οποία πραγματοποιείται μεταβολή της κατάστασης μαγνήτισης



a. Αρχική θετική μαγνήτιση.

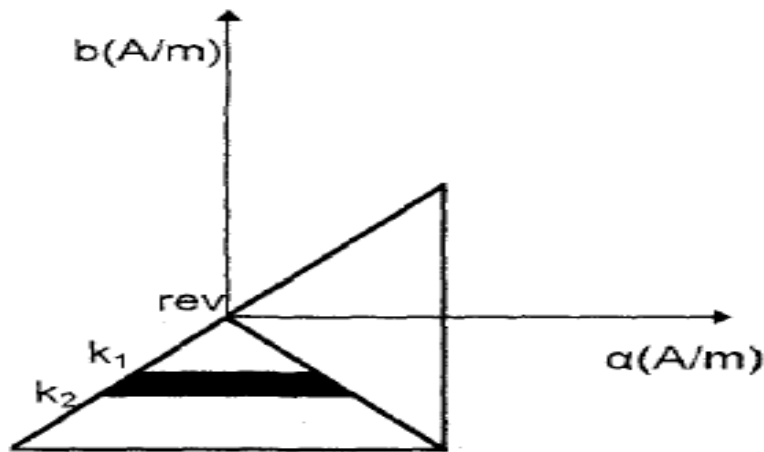
$$B = \Delta a \Delta b \sum_{i=k_1}^{k_2} \varphi_1(i) \sum_{j=-i}^i \varphi_2(j)$$



b. Μετάβαση σε κατερχόμενο κλάδο.

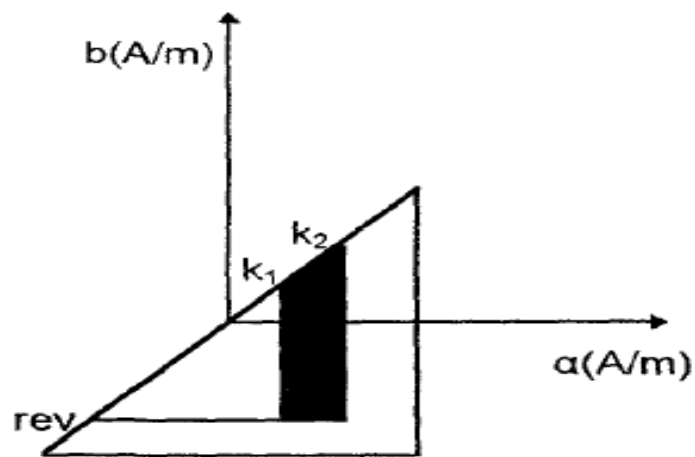
$$B = B_{rev} - \Delta a \Delta b \sum_{j=k_1}^{k_2} \varphi_2(j) \sum_{i=rev}^j \varphi_1(i)$$





c. Αρχική αρνητική μαγνήτιση.

$$B = -\Delta a \Delta b \sum_{j=k_1}^{k_2} \varphi_2(j) \sum_{i=-j}^j \varphi_1(i)$$



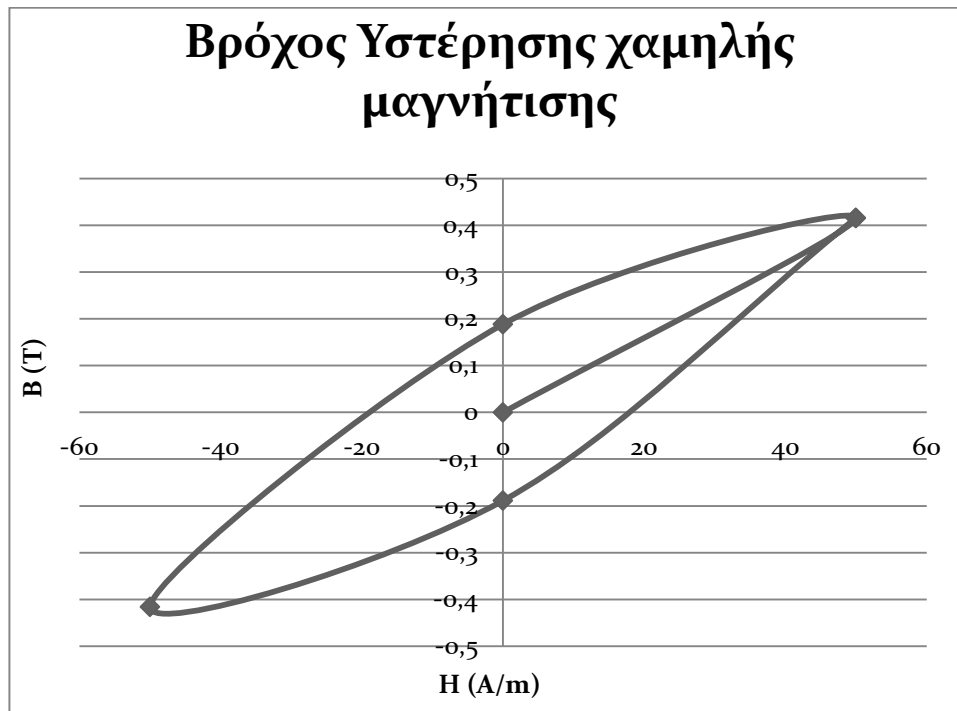
d. Μετάβαση σε ανερχόμενο κλάδο.

$$B = B_{rev} + \Delta a \Delta b \sum_{i=k_1}^{k_2} \varphi_1(i) \sum_{j=rev}^i \varphi_2(j)$$

Σχήμα 6.6 (a,b,c,d): Διαδικασία κατασκευή βρόχων υστέρησης. [15].

Με βάση αυτή την διακριτοποίηση του τριγώνου Preisach και ακολουθώντας την παραπάνω διαδικασία μπορούμε να κατασκευάσουμε και τους ελάσσωνες βρόχους υστέρησης του σιδηρομαγνητικού υλικού.

Κατασκευάσαμε ως παράδειγμα το βρόχο υστέρησης για  $H = 50(\text{A/m}) - N=2$ , και σας τον παρουσιάζουμε από κάτω:



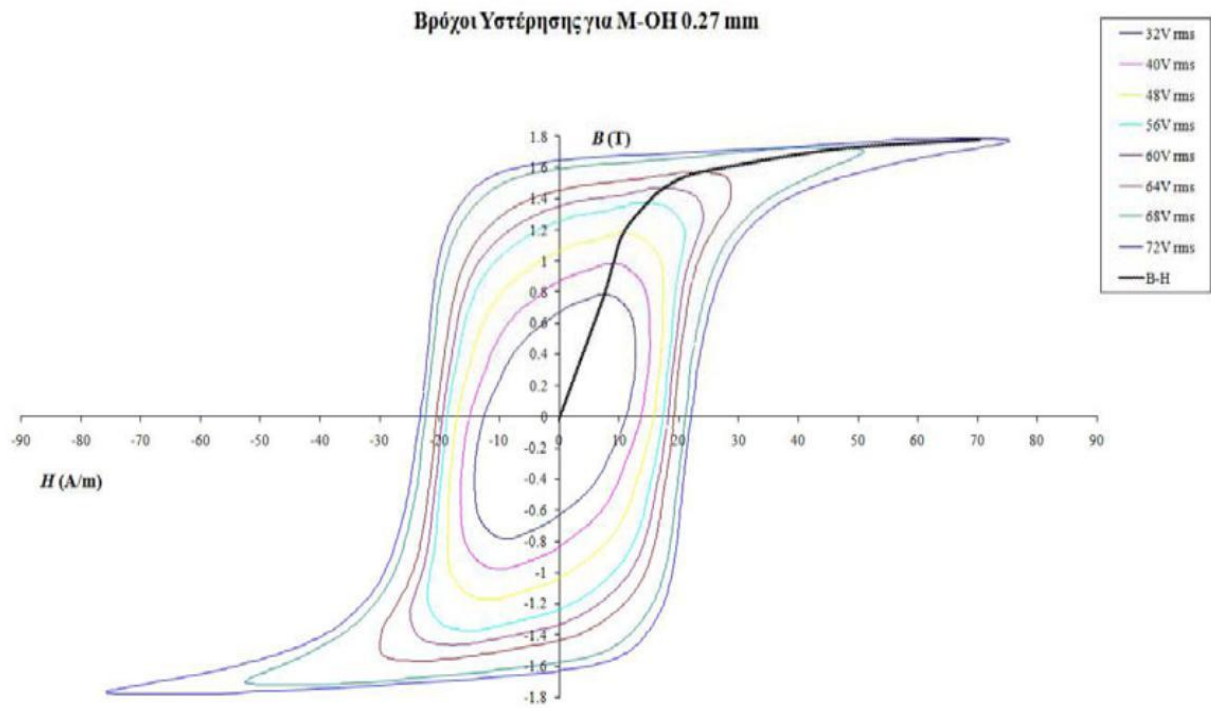
**Σχήμα 6.7:** Βρόχος υστέρησης για  $H = 50 \text{ A/m}$ ,  $B_{\text{rev}} = 0.42 \text{ T}$ .

Ο υπολογισμός των απωλειών υστέρησης για κάθε σημείο λειτουργίας γίνεται υπολογίζοντας το εκάστοτε εμβαδόν του βρόχου υστέρησης. Το εμβαδά των ελασσόνων βρόχων είναι ανάλογο των απωλειών υστερήσεως και πιο συγκεκριμένα της ενέργειας που καταναλίσκεται σε  $\text{J}(\text{m}^3)$  του μαγνητικού υλικού. Επίσης και ο τύπος του Steinmetz για τον υπολογισμό των απωλειών υστέρησης,  $P_{\text{hys}} = \eta V f B m^n$  μπορεί προσεγγιστικά να φανεί χρήσιμος.

Όπως φαίνεται και από το παραπάνω σχήμα στις χαμηλές μαγνητίσεις οι βρόχοι υστέρησης έχουν σχήμα οβάλ ενώ καθώς πλησιάζουμε προς τον κορεσμό της καμπύλης αρχικής μαγνήτισης αρχίζει και μεταβάλλεται αυτό το κυκλικό σχήμα για να καταλήξει τελικά στον σχήμα του κύριου βρόχου υστέρησης.

Επειδή δεν καταφέραμε να συλλέξουμε αναλυτικά τα δεδομένα του κύριου βρόχου υστέρησης για την μαγνητική λαμαρίνα της εφαρμογής του κεφαλαίου 7, του μετασχηματιστή απλού τυλιχτού πυρήνα, δεν μοντελοποιήσαμε την υστέρηση του συγκεκριμένου υλικού. Παρόλα αυτά μπορεί να γίνει με παρόμοιο τρόπο με αυτόν που μόλις παρουσιάσαμε.

Στο εργαστήριο Ηλεκτρικών μηχανών και Ηλεκτρονικών ισχύος του ΕΜΠ και μετά από επεξεργασία των αποτελεσμάτων της εφαρμογής του μετασχηματιστή τυλιχτού πυρήνα και για διάφορα επίπεδα της ενεργού τιμής της τάσεως, από 32 V μέχρι και 72 V. Οι οχτώ συνολικά βρόχοι  $B - H$  που προέκυψαν από το εικονικό όργανο :



**Σχήμα 6.8:** Βρόχοι υστέρησης για σιδηρομαγνητική λαμαρίνα HiB, M-OH, 0.27mm.

Με βάση τους υπολογισμένους βρόχους υστέρησης για την εφαρμογή του απλού τυλιχτού πυρήνα μπορούμε πλέον ανάλογα να υπολογίσουμε και τις απώλειες υστέρησης που είναι ανάλογες του εμβαδού των βρόχων. Για είσοδο  $V_{rms} = 30V$  οι απώλειες υστέρησης υπολογίζονται (από 3.06) περίπου στα,  $P_{hys} = 8.1W$ .

## ΚΕΦΑΛΑΙΟ 7

### Ανάλυση απωλειών κενού φορτίου με τη μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων

Εφαρμόσαμε την μέθοδο πεπερασμένων στοιχείων πρόβλεψης απωλειών κενού φορτίου, που αναφέρουμε τα βήματα της μεθόδου και της μαγνητοστατικής ανάλυσης που έγινε για την επίλυση της εκτενέστερα παρακάτω, σε μία εφαρμογή υπολογισμού των απωλειών κενού φορτίου ενός μετασχηματιστή τύπου τυλιχτού πυρήνα. Μοντελοποιήσαμε την γεωμετρία και τα υλικά του πυρήνα, δημιουργήσαμε το κατάλληλο πλέγμα, υπολογίσαμε το ρεύμα του πηνίου προσομοιώνοντας σε δισδιάστατο περιβάλλον στα λογισμικά Femm και Coreloss, την δοκιμή κενού φορτίου, υπολογίσαμε της απώλειες και τις συγκρίναμε με αυτές της εφαρμογής που έγινε στο εργαστήριο ηλεκτρικών μηχανών και ηλεκτρονικών ισχύος του ΕΜΠ.

Η μέθοδος των πεπερασμένων στοιχείων μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως εργαλείο για να εξάγουμε αποτελέσματα για την ένταση του μαγνητικού πεδίου, την μαγνητική επαγωγή, την πυκνότητα του ρεύματος σε κάθε σημείο του σιδηρομαγνητικού πυρήνα. Στην συνέχεια μπορούν τα αποτελέσματα της μεθόδου πεπερασμένων στοιχείων ως προϊόν μετεπεξεργασίας με τα μοντέλα των δινορρευμάτων (Foster) και της υστέρησης (Preisach) που αναπτύχθηκαν στα κεφάλαια 5 και 6 να αναλυθούν εκτενέστερα τόσο τοπικά όσο και συνολικά οι απώλειες κενού φορτίου. Η άμεση συσχέτιση της μαγνητικής έντασης  $H$  με το μοντέλο δινορρευμάτων-Foster και της μαγνητικής επαγωγής  $B$  με την τεχνική μοντελοποίησης των βρόχων υστέρησης κατά Preisach μας δίνει την δυνατότητα ενσωμάτωσης των μοντέλων που αναπτύχθηκαν στην μέθοδο πεπερασμένων στοιχείων για την εξαγωγή ακόμα πιο αξιόπιστων αποτελεσμάτων αλλά για την πρόβλεψη των απωλειών πυρήνα των μετασχηματιστών με προσαρμογή για τη θεώρηση των διαδικασιών κατασκευής των πυρήνων (κοπή, διαμόρφωση κλπ.).

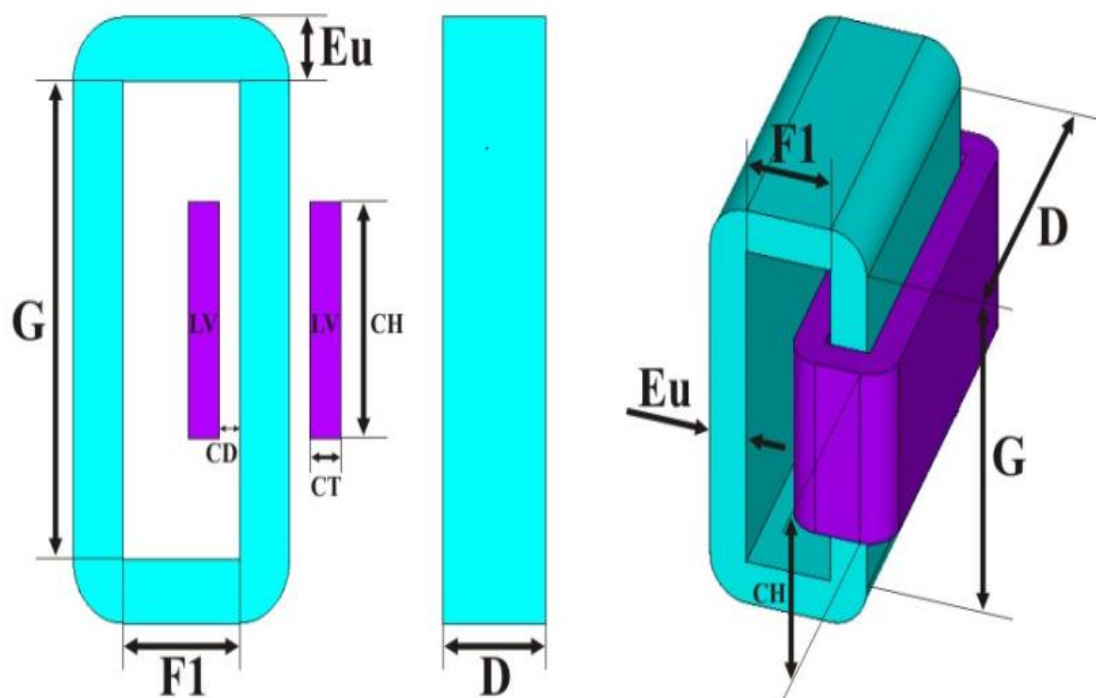
#### 7.1: Γεωμετρία, αναπαράσταση υλικών και συνοριακές συνθήκες

Προκειμένου να κατασκευαστεί το πλέγμα του δισδιάστατου μοντέλου πεπερασμένων στοιχείων θα πρέπει πρώτα να οριστεί η γεωμετρία του, να αποδοθούν τα υλικά που τον αποτελούν στις κατάλληλες περιοχές και να τοποθετηθούν και οι κατάλληλες συνοριακές συνθήκες.

Μέσω των προγραμμάτων Femm και Coreloss οι τα παραπάνω δεδομένα αποθηκεύονται και χρησιμοποιούνται μέσω του πλεγματοποιητή triangle που χρησιμοποιούν τα προγράμματα έτσι ώστε να κατασκευαστεί το πλέγμα του δισδιάστατου μοντέλου. Όσο πιο πυκνό είναι το πλέγμα τόσο πιο αξιόπιστα θα είναι και τα αποτελέσματα όμως αυξάνεται σημαντικά το υπολογιστικό κόστος.

Για να μειωθεί δραστικά το υπολογιστικό κόστος θα σχεδιαστεί μόνο το  $\frac{1}{2}$  της γεωμετρίας της συνολικής γεωμετρίας. Για να προκύψει όμως η ορθή λύση λήφθηκε υπόψη η συμμετρία της γεωμετρίας και εφαρμόστηκαν οι κατάλληλες συνοριακές συνθήκες.

Η γεωμετρία του απλού τυλιχτού πυρήνα που αναλύεται στην παρούσα εργασία είναι αυτή :



Σχήμα 7.1: Γεωμετρία του απλού τυλιχτού πυρήνα και του πηνίου διεγέρσεως. [11].

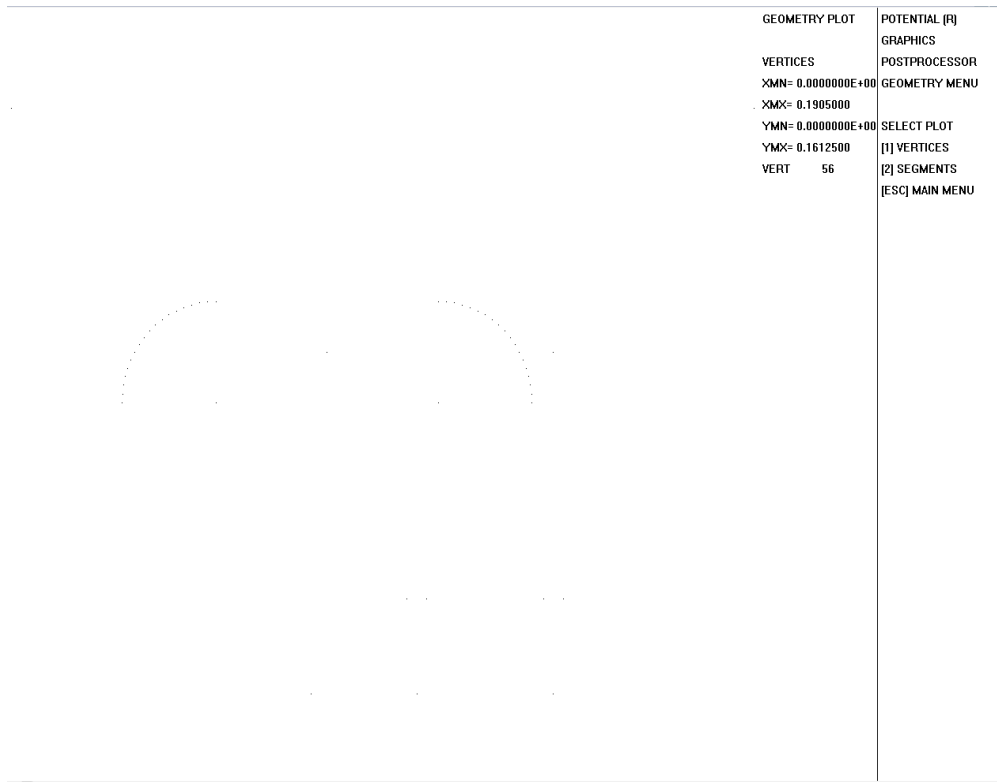
Όπου:

- $F1 = 57\text{mm}$
- $Eu = 24.3\text{mm}$
- $G = 183\text{mm}$
- $CH = 90\text{mm}$  = Το πλάτος στρώσεως του πηνίου χαμηλής τάσης.
- $CT = 5\text{mm}$  = Το πάχος του πηνίου χαμηλής τάσης.
- $CD = 3\text{mm}$  = Η απόσταση μεταξύ του πηνίου χαμηλής τάσης και του πυρήνα.
- $D = 190\text{mm}$  = Το βάθος του πυρήνα.

Το πηνίο υψηλής τάσης δεν μοντελοποιείται καθώς η δοκιμή κενού φορτίου γίνεται από την πλευρά χαμηλής τάσης του μετασχηματιστή για πρακτικούς λόγους. Συνεπώς η πυκνότητα ρεύματος στο πηνίο υψηλής τάσης είναι μηδενική κατά την διάρκεια της δοκιμής κενού φορτίου.

Επίσης όπως αναφέραμε πώς για λόγο συμμετρίας θα αναπαρασταθεί το  $\frac{1}{2}$  της συνολικής γεωμετρίας.

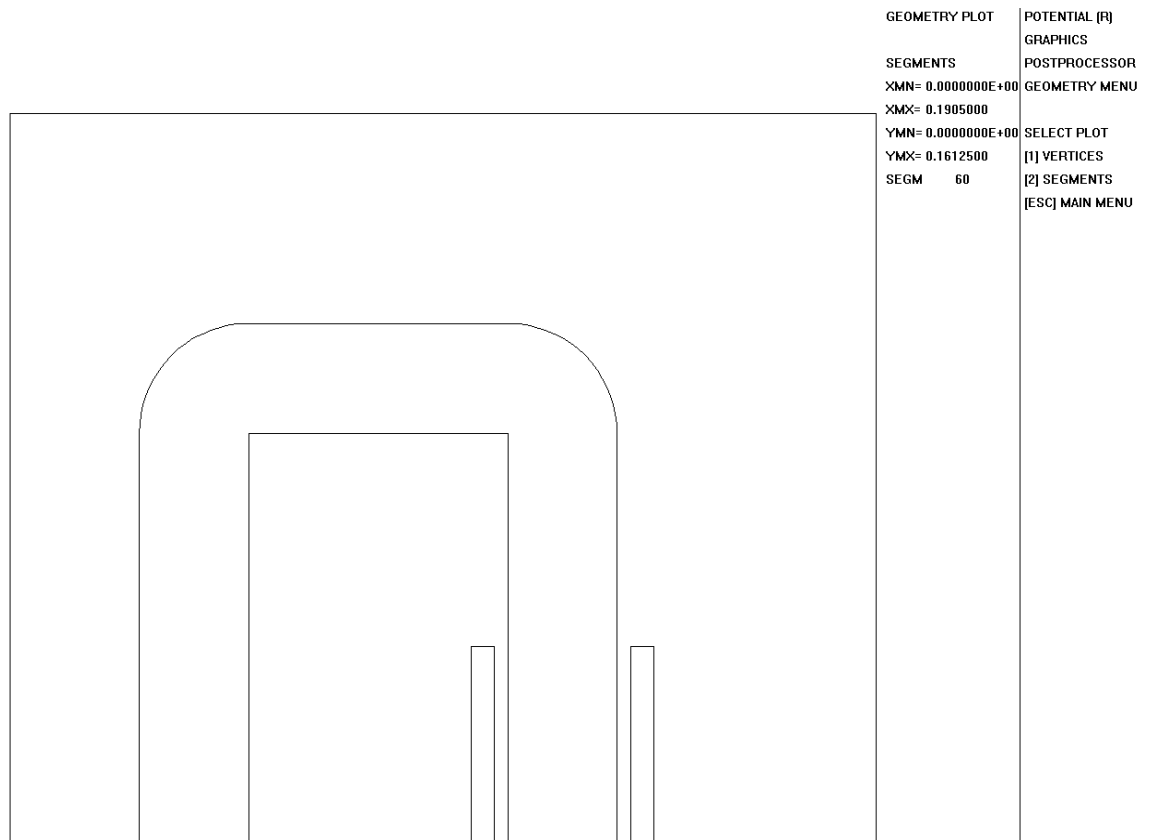
Τα σημεία της αναπαράστασης της γεωμετρίας ως προς άξονες (x,y) βρίσκονται στον πίνακα 7.1 στο Παράρτημα Α.2 της εργασίας.



**Σχήμα 7.2:** Διάταξη των σημείων του δισδιάστατου μοντέλου τυλιχτού πυρήνα.

Ενώνοντας όλα αυτά τα σημεία ως ευθύγραμμα τμήματα και τα σημεία 7 και 25 μέσω ενός τόξου  $90^\circ$  μοιρών και τα σημεία 26 και 44 μέσω ενός τόξου  $-90^\circ$  μοιρών.

Καταλήγουμε στην παρακάτω γεωμετρία:

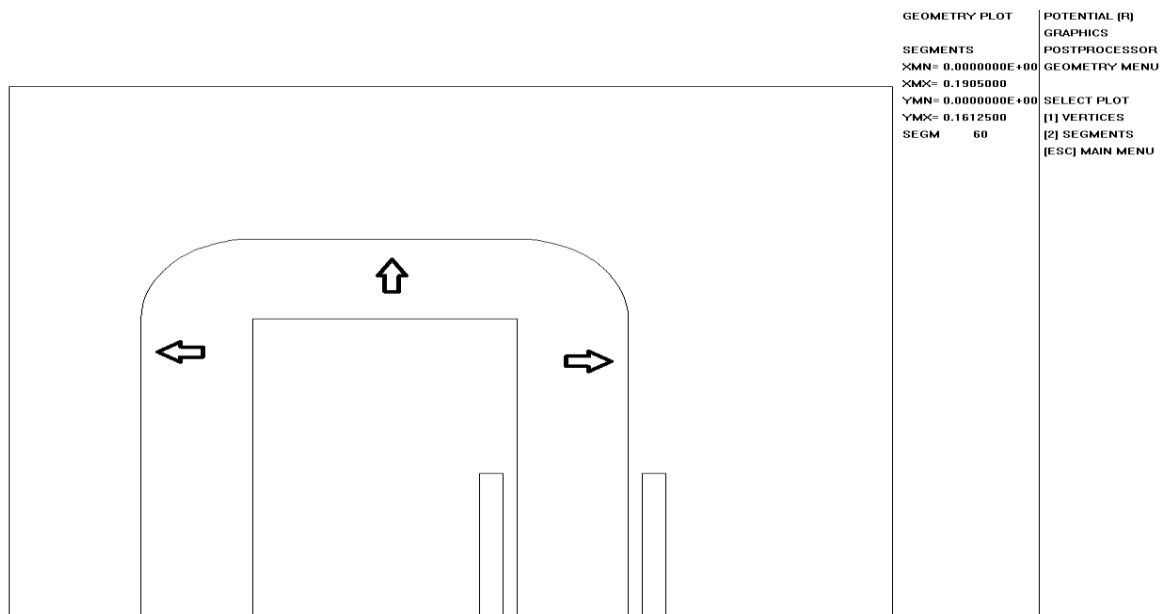


**Σχήμα 7.3 :** Ευθύγραμμα τμήματα του δισδιάστατου μοντέλου απλού τυλιχτού πυρήνα.

**Οι συνοριακές συνθήκες** του μπορούν να είναι τριών ειδών :

1. **Dirichlet** όταν ορίζεται η τιμή του διανυσματικού δυναμικού  $A$  στο σύνορο. Η συνθήκη  $A=0$  (φυσική συνθήκη Dirichlet), αναπαριστά τα όρια μέσα στα οποία περιορίζεται το πεδίο. Η επίπεδα συμμετρίας της γεωμετρίας του προβλήματος όπου οι πηγές έχουν αντίθετη κατεύθυνση.
2. **Neuman** όταν ορίζεται η τιμή της κάθε παραγώγου  $\frac{\partial A}{\partial n}$  στο σύνορο. Θέτοντας  $\frac{\partial A}{\partial n} = 0$ , (φυσική συνθήκη Neuman) περιγράφεται ένα πεδίο το οποίο διαπερνά κάθετα το σύνορο αυτό. Μια τέτοια οριακή συνθήκη σχετίζεται με σύνορα μεταξύ αέρα και υλικών υψηλής μαγνητικής διαπερατότητας.
3. **Robin** (μεικτές) όταν ορίζεται μια σχέση μεταξύ του  $A$  και της κάθετης παραγώγου του  $\frac{\partial A}{\partial n}$ , σε διάφορα σημεία του συνόρου. Συχνά εμφανίζονται τέτοιες οριακές συνθήκες σε προβλήματα δινορευμάτων.

Στην συγκεκριμένη εφαρμογή θα εφαρμοστεί η συνοριακή συνθήκη Neuman σε όλα τα ευθύγραμμα τμήματα εκτός από τα τρία ευθύγραμμα τμήματα πάνω αριστερά και δεξιά του πυρήνα όπου επειδή θέλουμε οι ισοδυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου να είναι παράλληλες θα εφαρμόσουμε την συνθήκη Dirichlet,  $A=0$ .

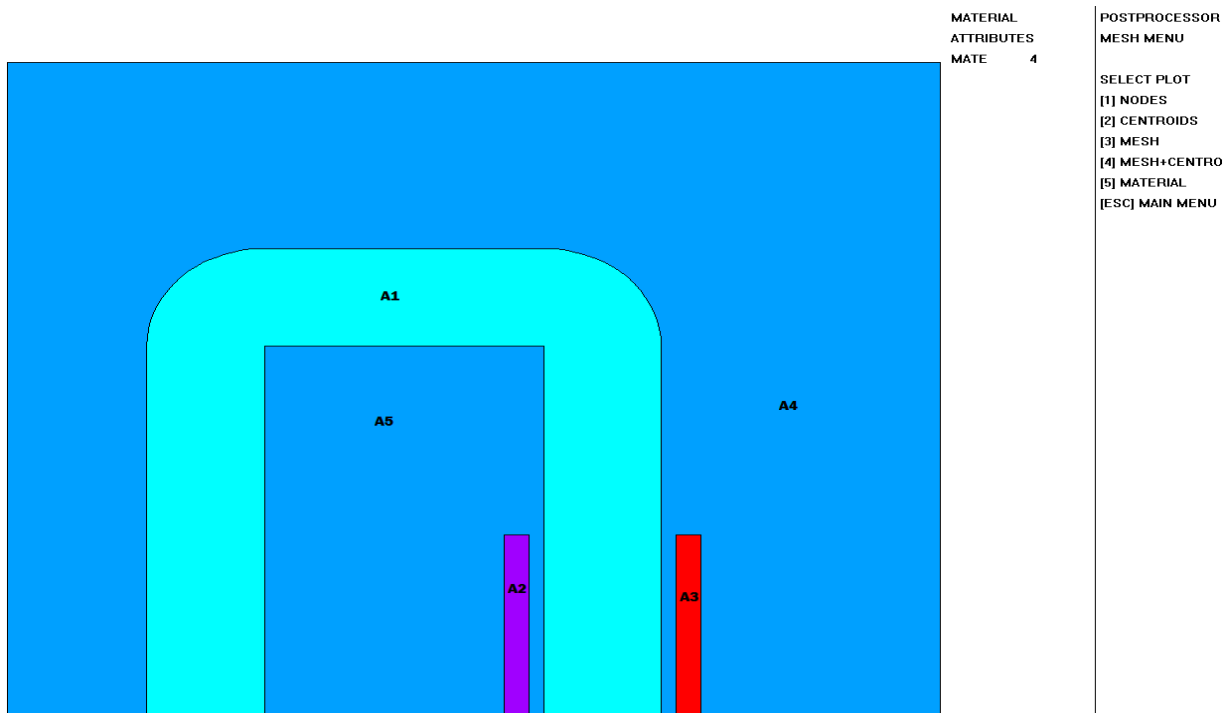


**Σχήμα 7.4** : Τα ευθύγραμμα τμήματα που εφαρμόζεται η συνθήκη Dirichlet.

Σε κάθε μία από τις **περιοχές** της γεωμετρίας που δημιουργήσαμε θα αποδώσουμε τις ιδιότητες των υλικών από τις οποίες αποτελείται ο πυρήνας και τα πηνία.

Στην συγκεκριμένη εφαρμογή του τυλιχτού πυρήνα απεικονίζονται στο παρακάτω σχήμα 7.5 οι πέντε περιοχές και είναι οι εξής :

- A1 Η περιοχή του πυρήνα.
- A2 Η περιοχή του πηνίου χαμηλής τάσης με θετική πυκνότητα ρεύματος.
- A3 Η περιοχή του πηνίου χαμηλής τάσης με αρνητική πυκνότητα ρεύματος.
- A4 Η περιοχή του αέρα που περιβάλλει τον πυρήνα και την περιοχή A3.
- A5 Η περιοχή του αέρα στο παράθυρο του πυρήνα, που περιβάλλει την περιοχή A2.

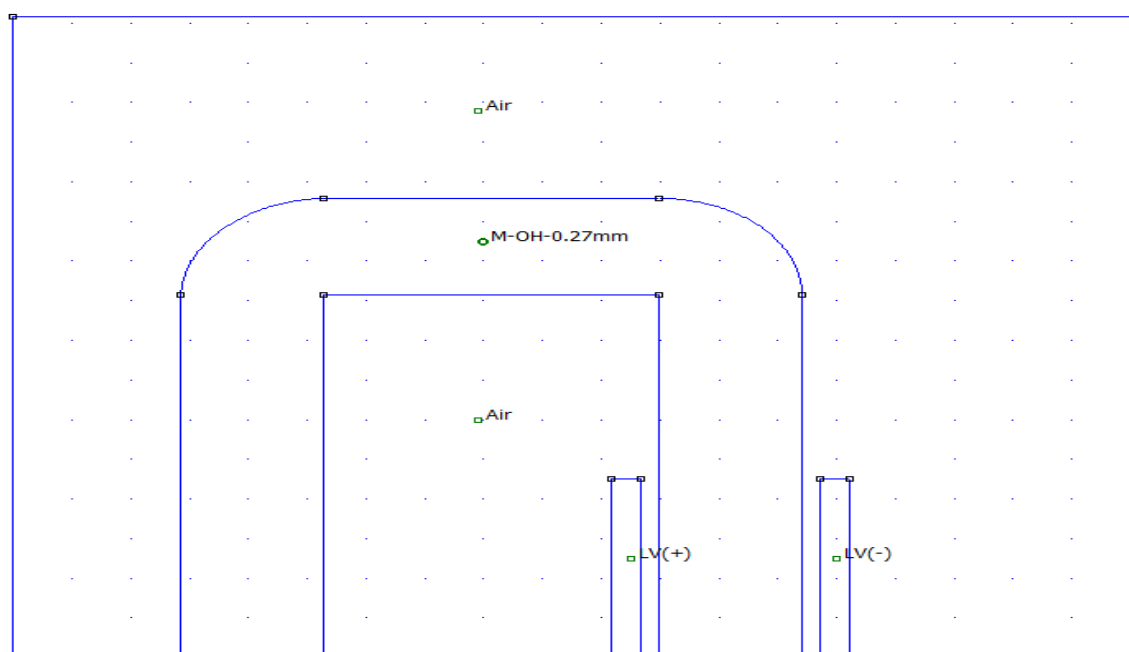


**Σχήμα 7.5 :** Οι πέντε περιοχές που απαρτίζουν την εφαρμογή απλού τυλιχτού πυρήνα.

Τα υλικά της κάθε περιοχής είναι:

- Στην περιοχή A1 το αποδιδόμενο υλικό είναι η λαμαρίνα υψηλής μαγνήτισης , M-0H,HiB 0.27mm (που θα αναλυθεί παρακάτω εκτενέστερα.)
- Στις περιοχές A5 και A4 το αποδιδόμενο υλικό είναι ο Αέρας που σχετική μαγνητική διαπερατότητα  $\mu_r=1$ .
- Στις περιοχές A2 και A3 αποδίδεται υλικό με σχετική μαγνητική διαπερατότητα  $\mu_r=1$  αλλά με θετική και αρνητική πυκνότητα ρεύματος  $J$  αντίστοιχα.

Τέλος παραθέτουμε και την γεωμετρία, τις περιοχές και τα υλικά στο πρόγραμμα Femm που είναι παρόμοια με αυτή που χρησιμοποιήσαμε παραπάνω (μέσω του προγράμματος Coreloss):



**Σχήμα 7.6 :** Γεωμετρία, περιοχές και υλικά απλού τυλιχτού πυρήνα στο Femm.



## 7.2: Προεπεξεργασία για τη μέθοδο πεπερασμένων στοιχείων

Για τον υπολογισμό των απωλειών κενού φορτίου της εφαρμογής δημιουργήσαμε το πλέγμα στα μέσω του πλεγματοποιητή Triangle που χρησιμοποιούν τα περισσότερα προγράμματα.

Οι πλεγματοποιητές παράγουν ακριβείς και δεσμευμένες τριγωνοποιήσεις Delauney ή και Voronoi και τριγωνικά στοιχεία πρώτης ή δεύτερης τάξης με 3 ή 6 κόμβους και άρα ένα υψηλής ποιότητας πλέγμα κατάλληλο για την μέθοδο πεπερασμένων στοιχείων.

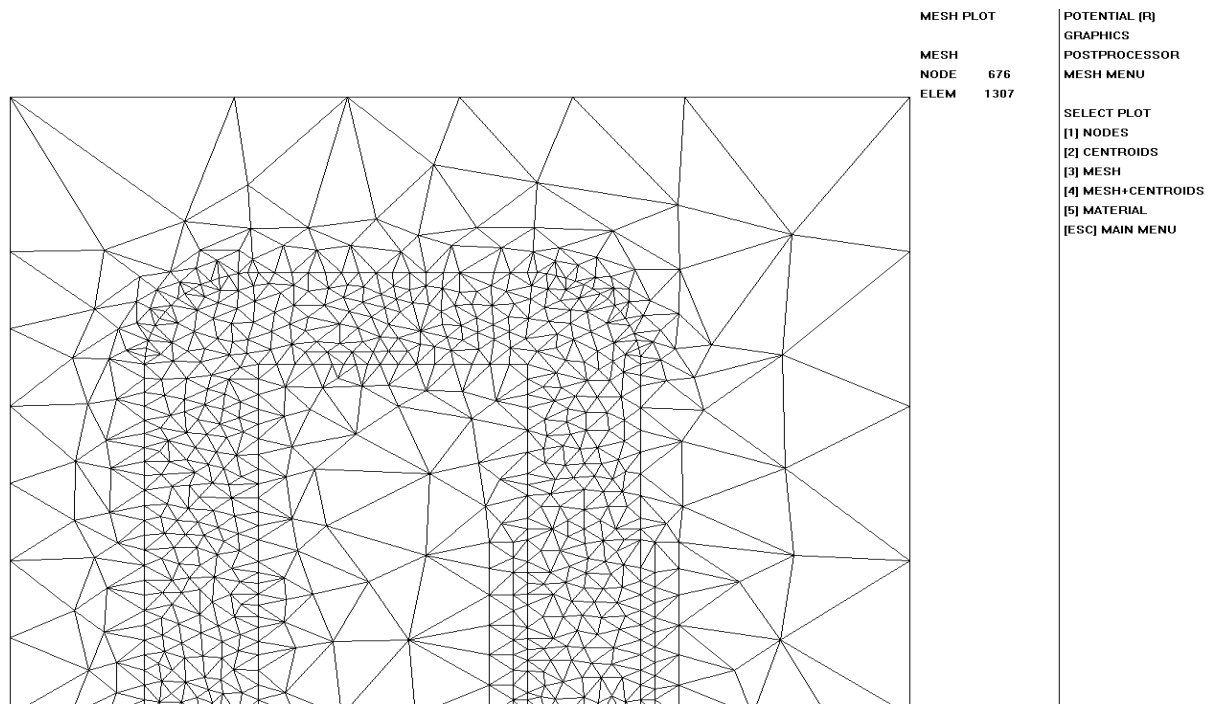
Για να πάρουμε όσο πιο ακριβή αποτελέσματα γίνεται το πλέγμα στα σημεία του πυρήνα θα πρέπει να είναι αρκετά πυκνό λόγω της μαγνητικής επαγωγής που θέλουμε να μετρήσουμε. Παρόλα αυτά όπως αναφέραμε, θα πρέπει να κρατήσουμε μια ισορροπία για να μην ανεβάσουμε κατά πολύ το υπολογιστικό κόστος της επίλυσης.

Για αυτόν ακριβώς τον λόγο στην περιοχή του πυρήνα η πυκνότητα του πλέγματος θα καθοριστεί από την εξίσωση CMDV (Core Mesh Density Variable):

$$CMDV = \frac{(F1+G)Eu + \frac{\pi Eu^2}{2}}{n} \quad (7.01)$$

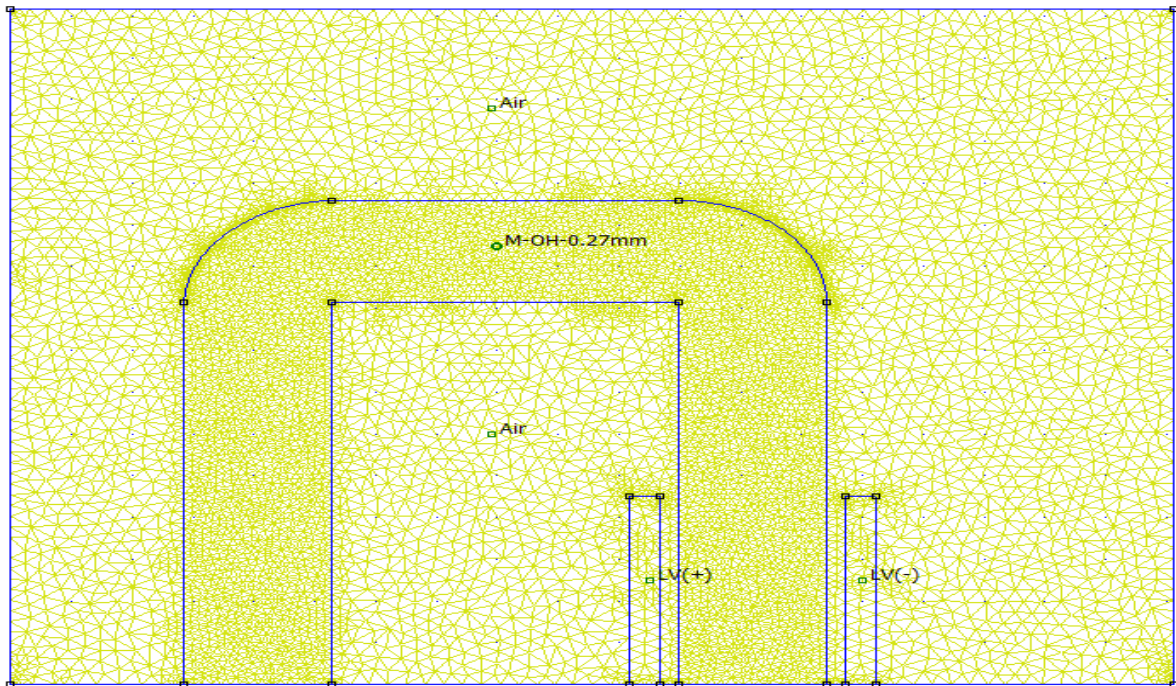
Όπου n, τα στοιχεία που αποτελούν την περιοχή του πλέγματος. Μετρήθηκε λοιπόν αυτός ο συντελεστής πυκνότητας πλέγματος για τον πυρήνα: CMDV= 1.2923.

Το πλέγμα που προέκυψε είναι το εξής:



**Σχήμα 7.7 :** Πλέγμα στο Coreloss.

Το πλέγμα αυτό αποτελείται από 1676 κόμβους

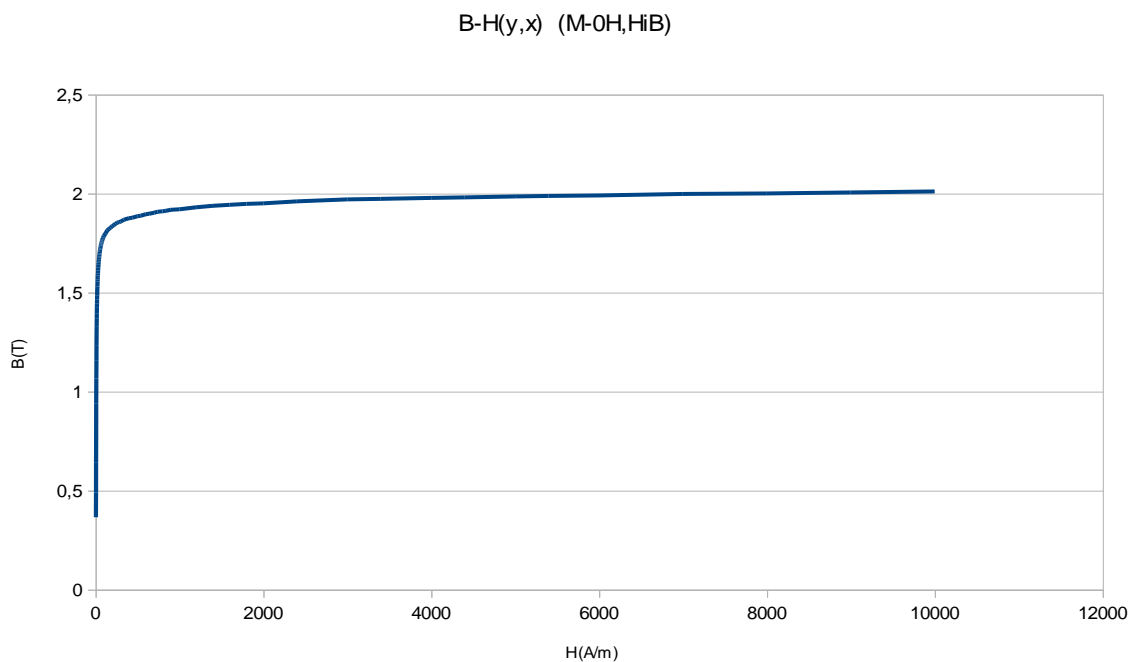


**Σχήμα 7.8 :** Πλέγμα στο Femm.

Εδώ το πλέγμα είναι σαφώς πιο πυκνό και αποτελείται από 9179 κόμβους.

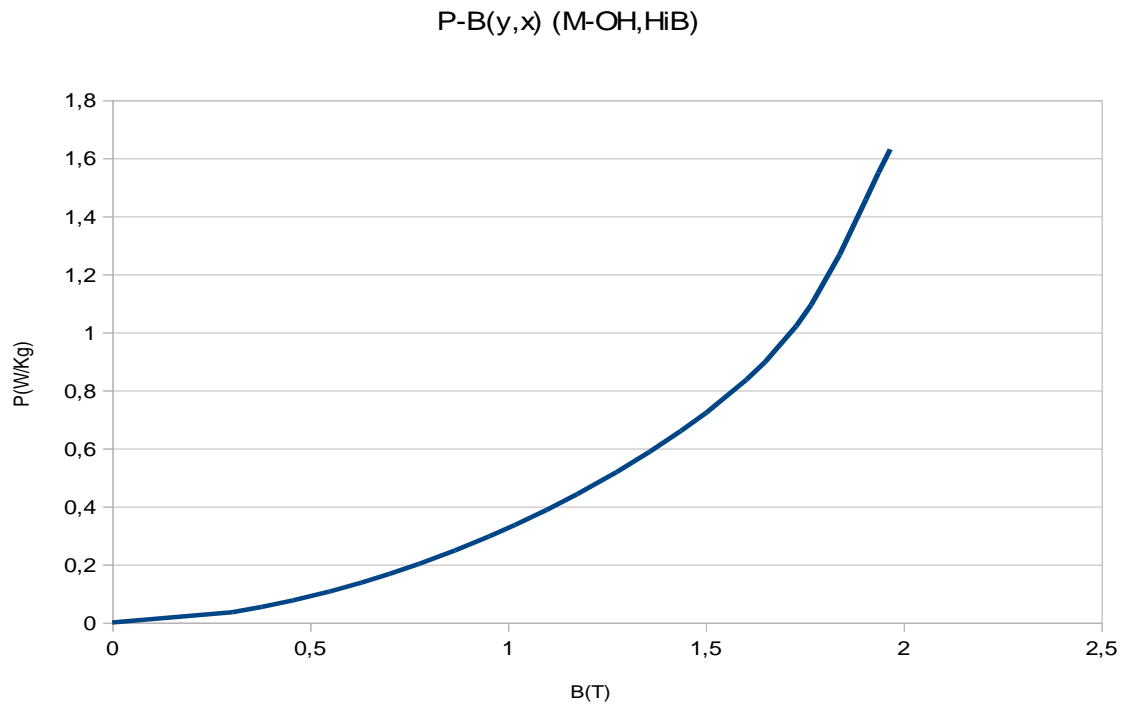
Η μοντελοποίηση του υλικού του πυρήνα είναι πολύ σημαντική ώστε να πραγματοποιηθεί η επίλυση του μη γραμμικού μαγνητοστατικού προβλήματος της εφαρμογής απλού τυλιχτού πυρήνα.

Το υλικό που χρησιμοποιήθηκε είναι μαγνητική λαμαρίνα υψηλής μαγνήτισης M-0H, 0.27 χιλιοστών. Η τυπική μορφή της καμπύλης πρώτης μαγνήτισης, που πάρθηκε ως δεδομένη,  $B(T)$ - $H(A/m)$  είναι :



**Σχήμα 7.9:** Καμπύλη μαγνήτισης B-H.

Ενώ η καμπύλη των ειδικών απωλειών του υλικού είναι η εξής:



**Σχήμα 7.10:** Καμπύλη ειδικών απωλειών  $P_{sc1}$  (specific core loss)

Τα δεδομένα των δύο αυτών καμπυλών βρίσκονται στο Παράρτημα Α.

Το πηνίο χαμηλή τάσης στις περιοχές Α2 και Α3, μοντελοποιήθηκε ως ένα υλικό με μαγνητική διαπερατότητα  $\mu_r = 1$  και θετική και αρνητική πυκνότητα ρεύματος  $J$  αντίστοιχα.

### 7.3: Εκτίμηση απωλειών κενού φορτίου

Θα περιγράψουμε συνοπτικά τον τρόπο επίλυσης μαγνητοστατικών προβλημάτων, ο οποίος ανήκει και η ανάλυση του μαγνητικού πεδίου του μετασχηματιστή που παρουσιάστηκε προηγούμενα.

Μαγνητοστατικά είναι τα προβλήματα στα οποία το μαγνητικό πεδίο είναι χρονικά αμετάβλητο. Σ' αυτήν την περίπτωση, η ένταση  $H$  και η πυκνότητα μαγνητικού πεδίου  $B$  (ή μαγνητική επαγωγή) ικανοποιούν τις σχέσεις:

$$\nabla \times H = J \text{ (διαφορική μορφή νόμου Ampere)} \quad (7.14)$$

$$\nabla \times B = 0 \text{ (διαφορική μορφή νόμου Gauss)} \quad (7.15)$$

Και συνδέονται μέσω της σχέσης:

$$B = \mu H \quad (7.16)$$

όπου  $\mu$  η μαγνητική διαπερατότητα του υλικού, η οποία συνδέεται με τη μαγνητική διαπερατότητα του κενού  $\mu_0$  με τη σχέση:

$$\mu = \mu_0 \mu_r \quad (7.17)$$

Αν το μαγνητικό υλικό που εξετάζεται είναι μη γραμμικό, η μαγνητική διαπερατότητα

είναι συνάρτηση της μαγνητικής επαγωγής και δίνεται από τη σχέση:

$$\mu = \frac{H}{H(B)} \quad (7.18)$$

Η επίλυση των εξισώσεων (7.14) και (7.15) στις δύο διαστάσεις γίνεται με χρήση του διανυσματικού μαγνητικού δυναμικού  $A$ , το οποίο ορίζεται από τη σχέση:

$$B = \nabla_{\times} A \quad (7.19)$$

Μέσω αυτής της σχέσης η σχέση (7.14) μετασχηματίζεται σε :

$$\nabla_{\times} \frac{1}{\mu} \nabla_{\times} A = J \quad (7.20)$$

Έτσι, ο υπολογισμός του διανυσματικού δυναμικού  $A$  ανάγεται στην επίλυση μιας μερικής διαφορικής εξίσωσης ελλειπτικού τύπου. Στη συνέχεια, οι τιμές των  $B$  και  $H$  μπορούν να προκύψουν με διαφορίση του  $A$ . Η επίλυση εξασφαλίζεται με ορισμό των κατάλληλων οριακών συνθηκών όπως αναλύθηκαν.

Η μέθοδος των πεπερασμένων στοιχείων είναι αριθμητική τεχνική για την επίλυση προβλημάτων που περιγράφονται με μερικές διαφορικές εξισώσεις. Το πεδίο ενδιαφέροντος αναπαρίσταται ως μία ομάδα από πεπερασμένα στοιχεία. Η διακριτοποίηση του χώρου γίνεται συνήθως με τρίγωνα ή τετράεδρα, αν το πρόβλημα είναι δισδιάστατο ή τρισδιάστατο αντίστοιχα και το πεδίο προσεγγίζεται με συναρτήσεις μορφής, με άγνωστες τιμές στις κορυφές των τριγώνων του χώρου.

Έτσι ένα συνεχές φυσικό πρόβλημα μετατρέπεται σε διακριτό πρόβλημα πεπερασμένων στοιχείων με άγνωστες τιμές στους κόμβους των κορυφών τους. Η επίλυση ενός τέτοιου προβλήματος ανάγεται σε σύστημα αλγεβρικών εξισώσεων, ενώ οι τιμές του πεδίου στο εσωτερικό των στοιχείων μπορούν να ανακτηθούν με τη βοήθεια των υπολογισμένων τιμών στις κορυφές τους.

Δύο αξιοσημείωτα χαρακτηριστικά της μεθόδου των πεπερασμένων στοιχείων είναι τα εξής:

- Η προσέγγιση του φυσικού πεδίου με πεπερασμένα στοιχεία παρέχει ικανοποιητική ακρίβεια (ακόμη και όταν οι συναρτήσεις μορφής είναι απλές) η οποία μεγαλώνει με την αύξηση του αριθμού των στοιχείων
- Η προσέγγιση του πεδίου με τιμές στους κόμβους των πεπερασμένων στοιχείων οδηγεί σε συστήματα εξισώσεων με «αραιές» μήτρες. Αυτό σημαίνει ότι με επιλογή κατάλληλης μεθόδου μπορούν να επιλυθούν προβλήματα με μεγάλο αριθμό αγνώστων.

Με βάση τα παραπάνω, η επίλυση ενός μαγνητοστατικού προβλήματος με τη βοήθεια προγράμματος που χρησιμοποιεί τη μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων γίνεται με την ακόλουθη διαδικασία : Η περιοχή, στην οποία πρέπει να υπολογιστεί η μαγνητική επαγωγή  $B$ , χωρίζεται σε πεπερασμένα στοιχεία (τρίγωνα στο επίπεδο, τετράεδρα στο χώρο κ.λ.π.). Για τη διαδικασία διακριτοποίησης του χώρου, έχουν αναπτυχθεί διάφορες μέθοδοι που δημιουργούν αυτόματα το πλέγμα. Η πλεγματοποίηση ξεκινά συνήθως από τα σύνορα του χώρου και λαμβάνει υπόψη την απαιτούμενη ακρίβεια στις διάφορες περιοχές του πλέγματος. Ο διαχωρισμός της περιοχής του πλέγματος σε ολοένα και μικρότερα τρίγωνα περιορίζεται από την χωρητικότητα (κατάληψη μεγάλου χώρου μνήμης του υπολογιστή) και το «κόστος» των υπολογισμών (χρόνος υπολογισμού). Στην συγκεκριμένη εφαρμογή η

πλεγματοποίηση έγινε όπως αναφέραμε στην παράγραφο 7.2. Τα στοιχεία λαμβάνονται επαρκώς μικρά ώστε να μπορεί να θεωρηθεί μαγνητική επαγωγή σταθερή στο εσωτερικό τους ενώ το μαγνητικό δυναμικό  $A$  υπολογίζεται στις κορυφές των τριγώνων και θεωρείται ότι μεταβάλλεται γραμμικά μεταξύ των στοιχείων (πεπερασμένα στοιχεία πρώτου βαθμού). Μπορεί εξίσου να θεωρηθεί ότι στο εσωτερικό κάθε στοιχείου, το διανυσματικό δυναμικό ακολουθεί πολυωνυμική κατανομή, παραδοχή που μπορεί να οδηγήσει σε χρόνο υπολογισμού πιο σύντομο για δεδομένη ακρίβεια.

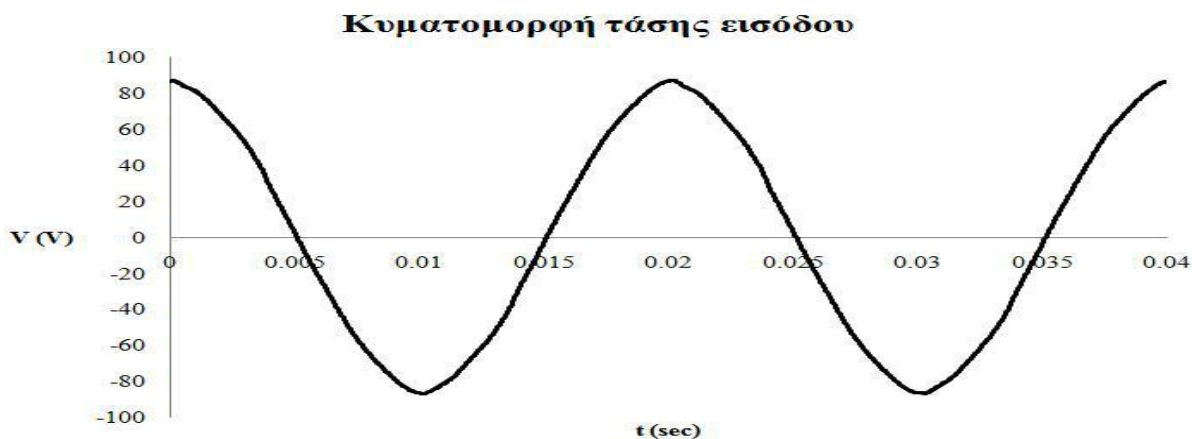
Στην συνέχεια θα γίνει η **προσομοίωση της δοκιμής κενού** φορτίου για την εφαρμογή απλού τυλιχτού πυρήνα.

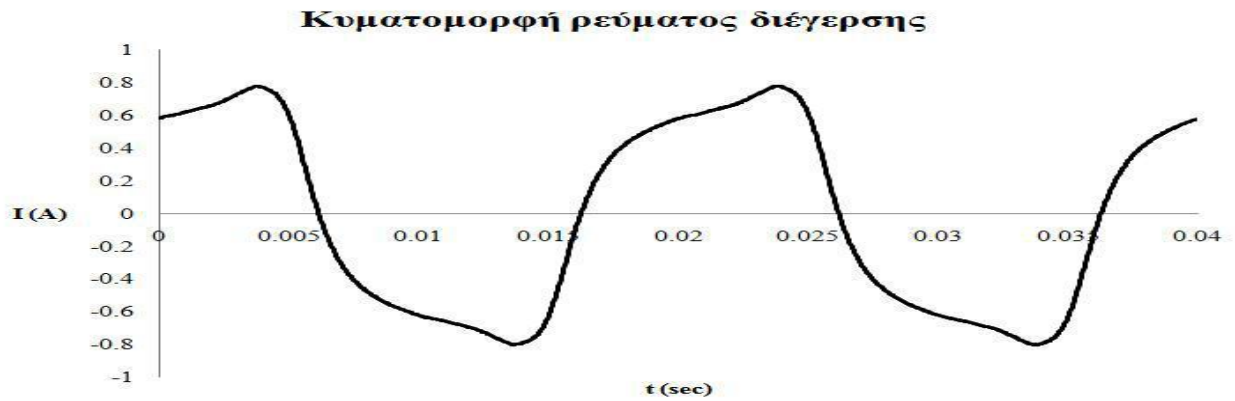
Η δοκιμή ανοιχτοκύκλωσης πραγματοποιείται με εφαρμογή τάσης στο δευτερεύον τύλιγμα (τύλιγμα χαμηλής τάσης) ενώ το πρωτεύον τύλιγμα (τύλιγμα υψηλής τάσης) ανοιχτοκυκλώνεται. Υπό αυτές τις συνθήκες το τύλιγμα χαμηλής τάσης διαρρέεται από το ρεύμα μαγνήτισης, ενώ το τύλιγμα υψηλής τάσης δε διαρρέεται από ρεύμα. Έτσι, για τη μελέτη του μαγνητικού πεδίου του μετασχηματιστή υπό συνθήκες ανοιχτοκυκλώματος, θεωρείται ότι τα αμπερελίγματα του τυλίγματος χαμηλής τάσης λαμβάνονται ίσα με τον αριθμό των ελιγμάτων του πηνίου πολλαπλασιασμένο με το ρεύμα μαγνήτισης.

Η είσοδος στη μαγνητοστατική ανάλυση με πεπερασμένα στοιχεία είναι η πυκνότητα του ρεύματος  $J$ , η οποία προκύπτει από το ρεύμα μαγνήτισης/αμπερελίγματα και όχι η τάση εισόδου  $V$ . Οπότε η δυσκολία έγκειται στην εύρεση της τιμής της πυκνότητας ρεύματος, δηλαδή της κατάλληλης τιμής εισόδου, η οποία αν χρησιμοποιηθεί σε μία μαγνητοστατική ανάλυση να δώσει την κατανομή του μέτρου της μαγνητικής επαγωγής η οποία να αντιστοιχεί στην τιμή κορυφής της μαγνητικής επαγωγής που προκύπτει για δεδομένη τάση εισόδου. Πρέπει επίσης να τονιστεί το γεγονός ότι η συγκεκριμένη τιμή του ρεύματος θα είναι διαφορετική για διαφορετική τάση εισόδου, για διαφορετική γεωμετρία πυρήνα, για πυρήνα κατασκευασμένο από διαφορετική μαγνητική λαμαρίνα και για διαφορετικό αριθμό σπειρών του τυλίγματος χαμηλής τάσης.

Αυτή η διαδικασία γίνεται με τρεις πιθανούς τρόπους:

1. *Πειραματικά*, μέσω μίας διάταξης δειγματοληψίας και είναι η τιμή του ρεύματος εισόδου για την οποία η πεπλεγμένη ροή  $\Lambda$  του πρωτεύοντος τυλίγματος παίρνει τη μέγιστη τιμή της ή όταν η τάση εισόδου έχει μηδενική τιμή. Μέσω μετρήσεων που έγιναν στο εργαστήριο ηλεκτρικών μηχανών και ηλεκτρονικών ισχύος πάρθηκαν οι παρακάτω κυματομορφές.





**Σχήμα 7.11:** Κυματομορφές τάσης και ρεύματος εισόδου.

Πρέπει να σημειωθεί ότι και η πεπλεγμένη ροή έχει παρόμοια κυματομορφή με αυτήν της τάσεως, όταν η τάση είναι ημιτονοειδούς μορφής, και παίρνει τη μέγιστη τιμή της όταν η τάση είναι μηδέν.

2. Χρησιμοποιώντας σε ένα έτοιμο μετασχηματιστή τα στοιχεία από το datasheet, δηλαδή χρησιμοποιώντας το ρεύμα της δοκιμής κενού φορτίου/ανοιχτοκύκλωσης που έχει γίνει ήδη στον μετασχηματιστή και μετά υπολογίζεται η πυκνότητα ρεύματος πολλαπλασιάζοντας με τα τυλίγματα του πρωτεύοντος.
3. Θεωρητικά, μέσω μαθητοστατικής ανάλυσης. Αυτή την μέθοδο χρησιμοποιήσαμε κι εμείς στην εφαρμογή μας.

Η εξίσωση του μαγνητοστατικού πεδίου στην περίπτωση του δισδιάστατου προβλήματος δίνεται από την παρακάτω εξίσωση Poisson, όπου  $\nu$  είναι η μη γραμμική ειδική μαγνητική αντίσταση (το αντίστροφο της ειδικής μαγνητικής διαπερατότητας), η οποία μπορεί να είναι βαθμιδωτή ποσότητα,  $A$  είναι το μαγνητικό διανυσματικό δυναμικό και  $J$  είναι η πυκνότητα ρεύματος.

$$\nabla \times (\nu \nabla \times A) = J \quad (7.21)$$

Για τον απλό τυλιχτό πυρήνα η κυκλωματική εξίσωση δίνεται από την παρακάτω σχέση όπου,  $V$  είναι η τάση εισόδου του πρωτεύοντος πηνίου,  $I$  είναι το ρεύμα του πρωτεύοντος τυλίγματος,  $R$  είναι η ωμική αντίσταση του πρωτεύοντος τυλίγματος και τέλος  $\lambda$  είναι η πεπλεγμένη ροή.

$$V = RI + \frac{d\lambda}{dt} \quad (7.22)$$

Η σύζευξη μεταξύ της εξίσωσης πεδίου και της κυκλωματικής εξίσωσης επιτυγχάνεται μέσω της παρακάτω εξίσωσης που συνδέει την πυκνότητα ρεύματος  $J$  με την ένταση του ρεύματος  $I$ .

$$I = \iint_S J dS \quad (7.23)$$

Η ανάλυση μπορεί να απλοποιηθεί λαμβάνοντας υπόψη ότι στη λειτουργία κενού φορτίου το ρεύμα κενού φορτίου είναι ένα πολύ μικρό κλάσμα του ρεύματος πλήρους φορτίου και επίσης ότι η αντίσταση του πηνίου χαμηλής τάσης είναι της τάξης των  $m\Omega$ . Συνεπώς η (7.22) απλοποιείται στην (7.24) εφόσον  $RI \ll d\lambda / dt$ .

$$V = \frac{d\lambda}{dt} \quad (7.24)$$

Προκειμένου για τάση ημιτονοειδούς κυματομορφής η σχέση που συνδέει την ενεργό τιμή της τάσης και την τιμή κορυφής της πεπλεγμένης ροής δίνεται από την (7.25).

$$\lambda_{peak} = \frac{\sqrt{2}V_{rms}}{2\pi f} \quad (7.25)$$

Η τιμή του ρεύματος εισόδου σε μία μαγνητοστατική ανάλυση πεπερασμένων στοιχείων η οποία εξασφαλίζει την τιμή κορυφής της πεπλεγμένης ροής, μπορεί να βρεθεί επαναληπτικά με την απλή μέθοδο της διχοτόμησης πάνω στην εξίσωση (7.25).

$$f(I) = \lambda(I) - \frac{\sqrt{2}V_{rms}}{2\pi f} \quad (7.26)$$

,και στη συνέχεια η μαγνητική ροή μπορεί να υπολογιστεί με βάση το διανυσματικό δυναμικό σύμφωνα με το παρακάτω επικαμπύλιο ολοκλήρωμα. Στην περίπτωση του δισδιάστατου προβλήματος ο υπολογισμός της ροής απλουστεύεται επειδή το διανυσματικό δυναμικό  $A$  έχει μόνο μία συνιστώσα και συγκεκριμένα κατά τον άξονα  $z$ .

$$\Phi = \oint_r Adl \quad (7.27)$$

Η παραπάνω τεχνική μπορεί να απλοποιηθεί έτσι ώστε να μειωθεί περαιτέρω ο υπολογιστικός χρόνος. Οι πρακτικοί μετασχηματιστές διανομής τυλιχτού πυρήνα είναι κατασκευασμένοι από μαγνητική λαμαρίνα κατευθυνόμενων κόκκων και λειτουργούν σε επίπεδα μέσης επαγωγής μικρότερα των 1,8T. Συνεπώς οι σκεδάσεις κατά τη δοκιμή κενού φορτίου είναι αμελητέες και μπορούν να αγνοηθούν.

Το ίδιο ακριβώς ισχύει και στην περίπτωση της λαμαρίνας HiB, M-0H 0.27mm που χρησιμοποιούμε στην εφαρμογή απλού τυλιχτού πυρήνα η μέση μαγνητική επαγωγή μπορεί να υπολογιστεί με την παρακάτω διαδικασία.

Η ενεργός διατομή  $A$ , του σκέλους του μονοφασικού μετασχηματιστή, προκύπτει από την επόμενη σχέση, όπου  $c_{sf}$  είναι ο συντελεστής πληρότητας του πυρήνα (Lamfactor).

$$A = c_{sf} E u D \quad (7.28)$$

Οι απλοποιημένες σχέσεις που συνδέουν την πεπλεγμένη ροή  $\lambda$ , με τη μαγνητική ροή  $\Phi$ , και τη μαγνητική ροή με τη μαγνητική επαγωγή  $B$ , στην περίπτωση που ζητείται το πλάτος της μέσης μαγνητικής επαγωγής, είναι αντίστοιχα:

$$\lambda = N\Phi \quad (7.29)$$

$$\Phi = BA \quad (7.30)$$

Η μέση τιμή του πλάτους της μαγνητικής επαγωγής  $B$ , μπορεί να υπολογιστεί από το νόμο του Faraday. Η παραδοχή η οποία υιοθετείται είναι ότι εφαρμόζεται ημιτονοειδούς κυματομορφής τάση  $v(t)$ , στα άκρα του πρωτεύοντος τυλίγματος του μετασχηματιστή, γωνιακής ταχύτητας  $\omega$  και συχνότητας  $f$ ,  $v(t) = V \cos(\omega t)$ . Οπότε θα ισχύουν διαδοχικά οι παρακάτω εξισώσεις:

$$v(t) = \frac{d\lambda(t)}{dt} \rightarrow \lambda(t) = \int v(t)dt \rightarrow \lambda(t) = \int V \cos(\omega t)dt \rightarrow \lambda(t) = \frac{V}{\omega} \sin(\omega t) \quad (7.31)$$

$$B = \frac{V}{N A \omega} = \frac{\sqrt{2}V_{rms}}{N A \omega} = \frac{\sqrt{2}V_{rms}}{N c_{sf} E u D 2\pi f} \quad (7.32)$$

Γνωρίζοντας τη μέση τιμή της μαγνητικής επαγωγής μπορεί να υπολογιστεί και η μέση τιμή της έντασης του μαγνητικού πεδίου  $H$ , μέσω της καμπύλης κανονικής μαγνήτισης (σχήμα 7.9).

Στην συνέχεια για τον υπολογισμό της έντασης του ρεύματος αρχικά υπολογίζουμε το μέσο μήκος του τυλιχτού πυρήνα που μπορεί να υπολογιστεί ως η μέση τιμή του εσωτερικού και του εξωτερικού μήκους του πυρήνα ( $L_{inner}$  και  $L_{outer}$  αντίστοιχα) τα οποία δίνονται από τις δύο επόμενες σχέσεις βάση και της γεωμετρίας του τυλιχτού πυρήνα (σχήμα 7.6).

$$L_{inner} = 2F1 + 2G \quad (7.33)$$

$$L_{outer} = 2F1 + 2G + 2\pi Eu \quad (7.34)$$

Τα μέσο μήκος του πυρήνα θα είναι σύμφωνα με τα παραπάνω ίσο με:

$$L_{average} = \frac{L_{inner} + L_{outer}}{2} = 2F1 + 2G + \pi Eu \quad (7.35)$$

Η ένταση του ηλεκτρικού ρεύματος μπορεί να υπολογιστεί από το νόμο του Ampere, όπου επιλέγεται ως διαδρομή ολοκλήρωσης, για το επικαμπύλιο ολοκλήρωμα, η μέση διαδρομή που ορίστηκε παραπάνω. Η παραδοχή η οποία υιοθετείται είναι ότι η ένταση του μαγνητικού πεδίου είναι σταθερή σε όλο το μήκος της μέσης διαδρομής. Οπότε θα ισχύουν διαδοχικά οι παρακάτω εξισώσεις, όπου  $N$  είναι ο αριθμός των σπειρών του τυλίγματος του μετασχηματιστή και  $I$  είναι η ένταση του ρεύματος που το διαρρέει.

$$\oint H dl = NI \rightarrow H L_{average} = NI \quad (7.36)$$

$$I = H \left( \frac{2F1 + 2G + \pi Eu}{N} \right) \quad (7.37)$$

Η τιμή της χωρικής πυκνότητας ρεύματος του πρωτεύοντος η οποία θα χρησιμοποιηθεί για τη μαγνητοστατική ανάλυση, δεδομένου ότι έχει μοντελοποιηθεί λόγω συμμετρίας το ένα δεύτερο της γεωμετρίας όπως αναφέρθηκε στην αρχή του κεφαλαίου, θα είναι ίση με:

$$I = J Scu \rightarrow \frac{IN}{2} = J Scu \rightarrow J = \frac{IN}{2Scu} \quad (A/m^2) \quad (7.38)$$

Με τον παραπάνω τρόπο είναι δυνατή η εύρεση της κατανομής της μαγνητικής επαγωγής τη χρονική στιγμή που μεγιστοποιείται η πεπλεγμένη ροή, με μία μόνο μαγνητοστατική ανάλυση. Με τη συγκεκριμένη διαδικασία ελαχιστοποιείται το υπολογιστικό κόστος και ο χρόνος της ανάλυσης, γεγονός το οποίο είναι ιδιαίτερα σημαντικό για τους κατασκευαστές μετασχηματιστών.

Στον παρακάτω πίνακα παρουσιάζουμε τις τιμές που υπολογίσθηκαν μέσω ενός φύλλου Excel μέσω της ανάλυσης που περιγράφηκε παραπάνω, χρησιμοποιώντας την γεωμετρία της εφαρμογής (σχήμα 7.1), την καμπύλη μαγνήτισης (σχήμα 7.9) και με την χρήση της μεθόδου γραμμικής παρεμβολής όπου χρειάστηκε, τιμές από το πείραμα που είχε γίνει στο εργαστήριο (π.χ αριθμός σπειρών, τάση εισόδου, μάζα πυρήνα κλπ) και τιμές από το datasheet της λαμαρίνας υψηλής μαγνήτισης M-0H, HiB 0.27mm. Οι τιμές είναι εκφρασμένες σε κατάλληλες μονάδες για την εισαγωγή τους στο πρόγραμμα Femm.

Εδώ μπορούμε να προσθέσουμε πως την συνολική μάζα  $M_{core}$  του πυρήνα μπορούμε να την υπολογίσουμε και θεωρητικά, προθέτοντας την μάζα του κάθε ελάσματος της λαμαρίνας που αναφερόμαστε μέσω του  $\sum_{i=0}^k M_{core} = dms \cdot Vk$  όπου  $k$  το εκάστοτε έλασμα  $dms$  = πυκνότητα της λαμαρίνας (στην συγκεκριμένη περίπτωση 7300 (kg/m<sup>3</sup>)) και  $V$  ο όγκος του ελάσματος.

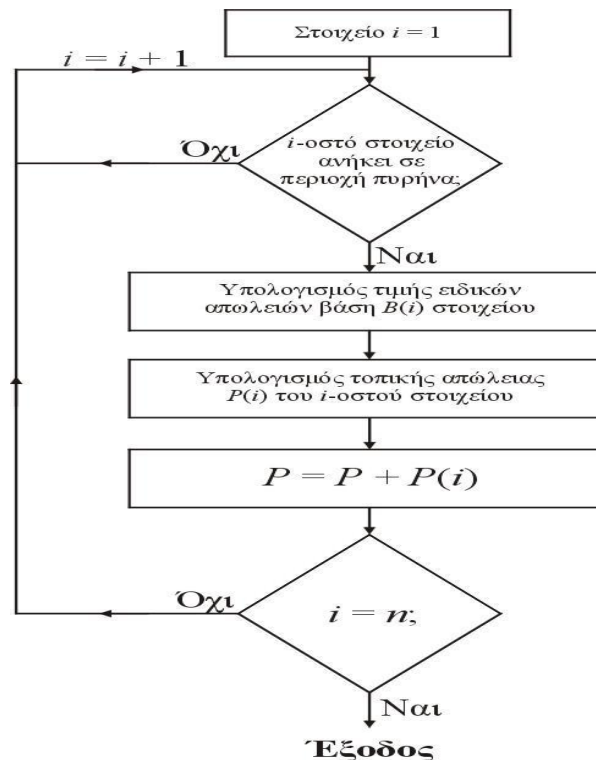


$V_{rms}$ (V)	32
$N$ (turns-Cu)	23
$F$ (Hz)	50
$LamFactor$	0.969
$M_{core}(Fe)$	18.4913
$\sigma$ (MS/m)	0.20833
$CMDV$	1.2923
$B$ (Tesla)	1.3131
$Laverage$ (mm)	556.3
$Scu$ (mm <sup>2</sup> )	225
$H$ (A/m)	14.81
$I$ (kA)	358.1934
$J$ (MA/m <sup>2</sup> )	0.01831

**Πίνακας 7.2:** Αποτελέσματα θεωρητικής ανάλυσης για τον υπολογισμό της πυκνότητας ρεύματος για την εφαρμογή απλού τυλιχτού πυρήνα.

#### 7.4: Υπολογισμός απωλειών κενού φορτίου σε τυλιχτό πυρήνα

Ο αλγόριθμος ο οποίος χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό των απωλειών κενού φορτίου βάση της τοπικής κατανομής της μαγνητικής επαγωγής, μετά τη λύση του μη γραμμικού μαγνητοστατικού προβλήματος με τη μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων, απεικονίζεται στο επόμενο σχήμα.



**Σχήμα 7.12:** Διάγραμμα ροής υπολογισμού των απωλειών κενού φορτίου με βάση τις πεδιακές τιμές του πυρήνα.

Ως είσοδος για την πυκνότητα ρεύματος στο μοντέλο του Femm χρησιμοποιήθηκαν οι τιμές του πίνακα 7.2 οι οποίες είναι παρόμοιες με τις τιμές που λήφθηκαν πειραματικά για 32V τάση εισόδου στο εργαστήριο από τον κο Κεφάλα.

Για τον υπολογισμό των απωλειών κενού φορτίου της εφαρμογής πρέπει να υπολογιστεί η μαγνητική επαγωγή  $B$  σε κάθε τρίγωνο του πλέγματος του πυρήνα (σχήμα 7.7 και 7.8) και στην συνέχεια μέσω της καμπύλης ειδικών απωλειών πυρήνα (σχήμα 7.10) για κάθε

μαγνητική επαγωγή  $B$  κάθε στοιχείου θα υπολογίζουμε την απώλεια την εκάστοτε απώλεια κάθε στοιχείου του πλέγματος και θα αθροίζονται ως ειδικές απώλειες  $P_{scl}$  (W/kg).

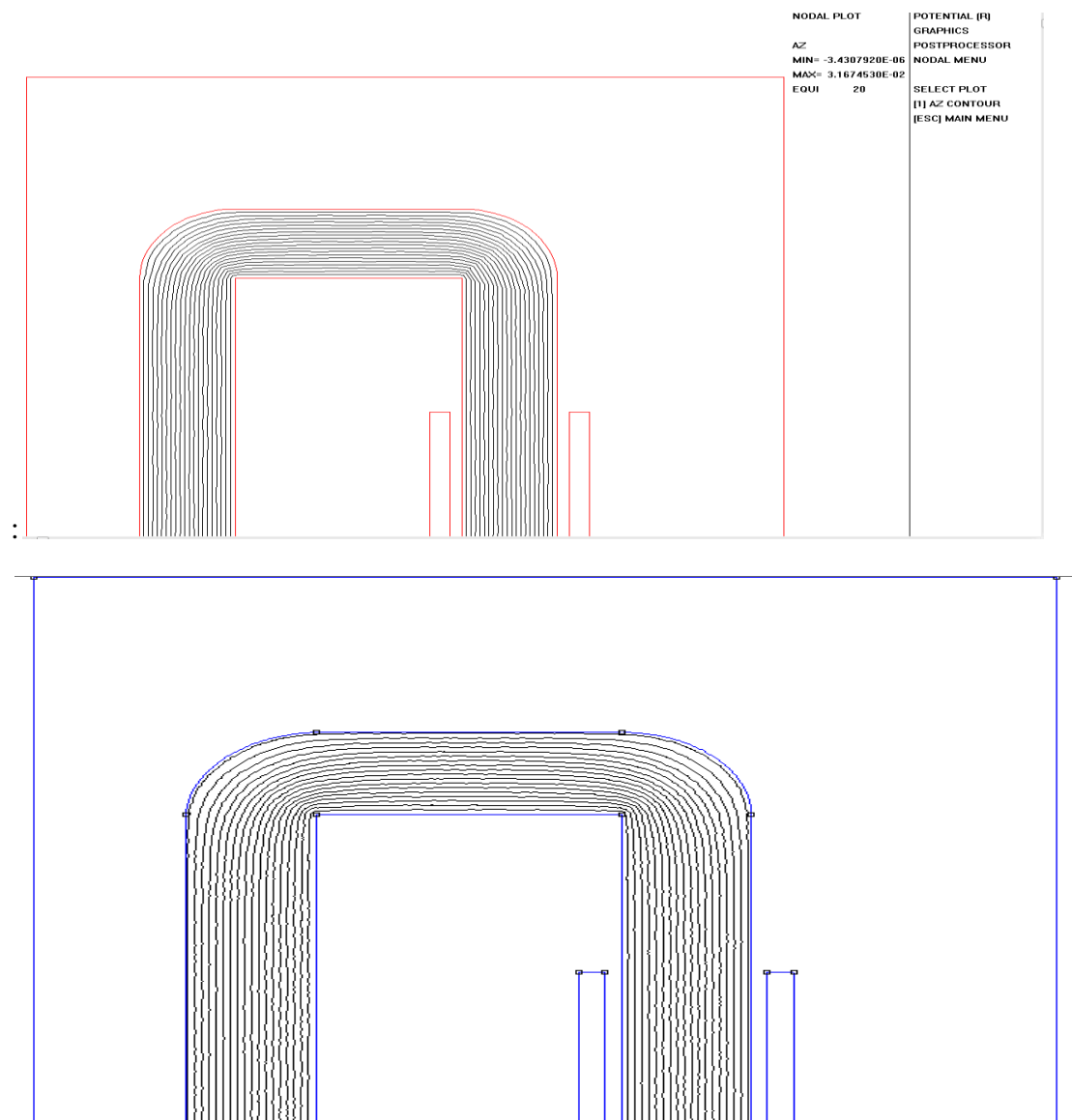
Μια γρηγορότερη επίλυση είναι να βρεθεί εκ νέου μέσω των προγραμμάτων επίλυσης μαγνητοστατικών προβλημάτων η μέση τιμή της μαγνητικής επαγωγής  $\bar{B}$  και από εκεί πάλι οι ειδικές απώλειες του πυρήνα  $P_{scl}$  μέσω της καμπύλης  $P_{scl}(W/kg)-B(T)$  (σχήμα 7.10).

Τέλος οι συνολικές απώλειες  $P_{NLL}$  (No Load Loss) θα υπολογιστούν πολλαπλασιάζοντας τις ειδικές απώλειες του πυρήνα με την συνολική μάζα του σιδηρομαγνητικού υλικού (M-0H, HiB,027mm υψηλής μαγνήτισης) που είναι κατασκευασμένος.

$$P_{NLL} = M_{core} \cdot P_{scl} \quad (7.39)$$

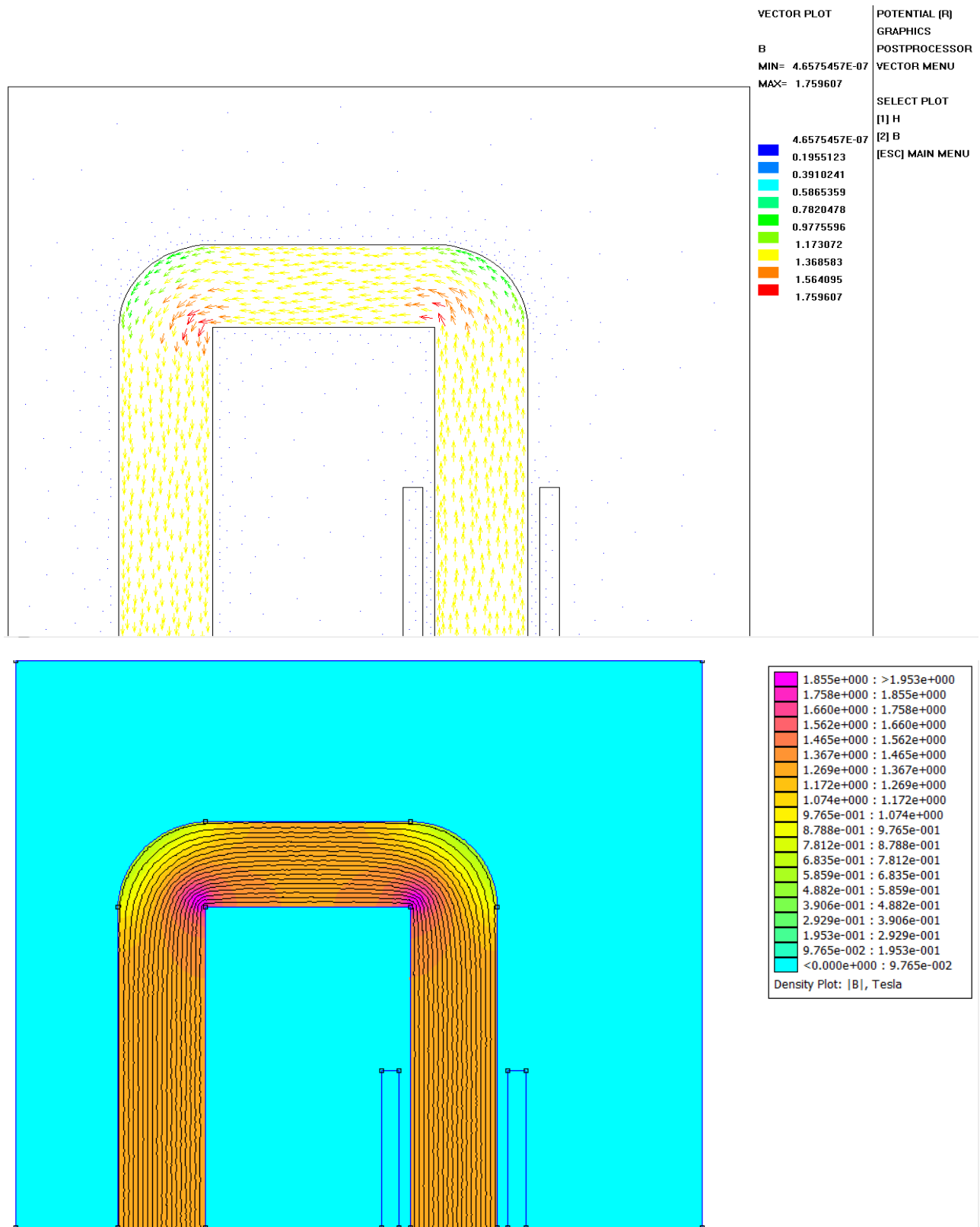
Η εφαρμογή εκτελέστηκε σε δύο προγράμματα και πάρθηκαν λίγο διαφορετικά **αποτελέσματα** της μαγνητικής επαγωγής που θα παρουσιάσουμε παρακάτω, υπολογίστηκαν οι απώλειες και στην συνέχεια έγινε σύγκριση με τα **αποτελέσματα** του πειράματος που είχε γίνει στο εργαστήριο.

Αρχικά παρουσιάζουμε τις **δυναμικές γραμμές** όπως διαμορφώθηκαν:



**Σχήμα 7.13:** Δυναμικές γραμμές στα δύο προγράμματα επίλυσης Coreloss και Femm.

Στην συνέχεια, παραθέτουμε την διάχυση (και κατεύθυνση) της μαγνητικής επαγωγής  $B$  στον πυρήνα:



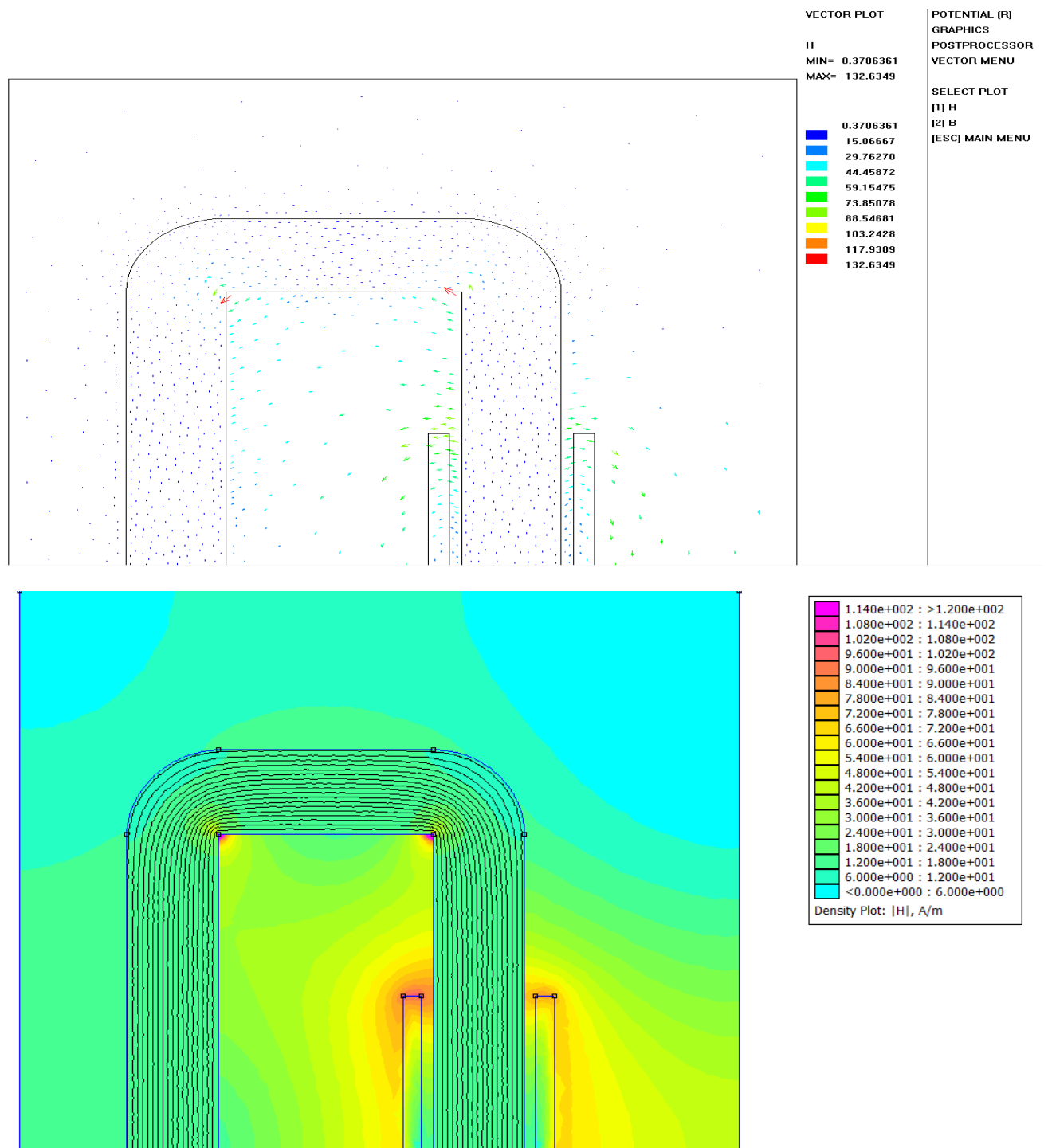
Σχήμα 7.14: Μαγνητική επαγωγή  $B$  σε Coreloss και Femm

Πάνω δεξιά μπορούμε να δούμε και τις τιμές που λαμβάνει η μαγνητική επαγωγή  $B$  σε όλη τη γεωμετρία της εφαρμογής. Το ίδιο ισχύει και για τα επόμενα σχήματα.

Όπως αναπτύχθηκε στο κεφάλαιο 6, η μοντελοποίηση των βρόχων υστέρησης άρα και ο υπολογισμός των απωλειών υστέρησης εξαρτάται από την τιμή της μαγνητικής επαγωγής.

Με την χρήση των παραπάνω αποτελεσμάτων και με την μετεπεξεργασία των αποτελεσμάτων της μεθόδου που μόλις χρησιμοποιήσαμε μπορούμε να υπολογίσουμε τις απώλειες υστέρησης σε όλα τα σημεία της δισδιάστατης γεωμετρίας χρησιμοποιώντας το μοντέλο Preisach με μεγαλύτερη διακριτότητα. Όπως φαίνεται η μαγνητική επαγωγή δεν είναι ομοιόμορφα κατανομημένη σε όλη την περιοχή του πυρήνα και η ενσωμάτωση της μεθόδου Preisach στην μέθοδο πεπερασμένων στοιχείων, ουσιαστικά θα μπορούσε να προβλέψει τις απώλειες υστέρησης σε κάθε σημείο της δισδιάστατης γεωμετρίας διότι σε κάθε σημείο με διαφορετική μαγνητική επαγωγή θα αντιστοιχούσε διαφορετικός βρόχος υστέρησης διαφορετικού εμβαδού που θα έδινε ουσιαστικά αποτελέσματα για την κατανομή των απωλειών υστέρησης τοπικά στα διάφορα σημεία του σιδηρομαγνητικού πυρήνα που βρίσκονται σε διαφορετική κατάσταση κορεσμού.

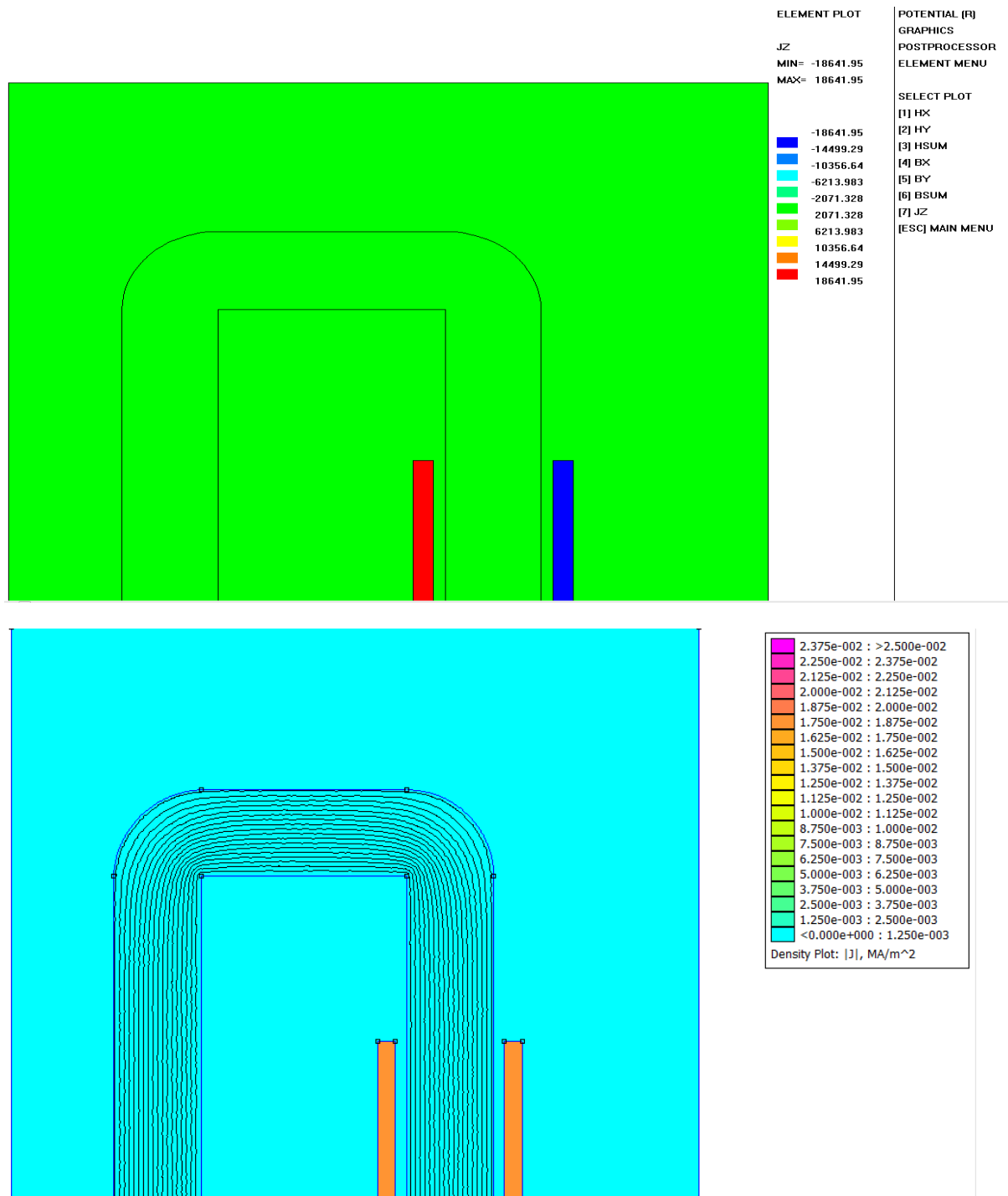
Ακόμα παραθέτουμε και την ένταση του μαγνητικού πεδίου  $H$ :



Σχήμα 7.15: Ένταση μαγνητικού πεδίου  $H$  σε Coreloss και Femm.

Όπως ήταν αναμενόμενο παρατηρούμε την ένταση του μαγνητικού πεδίου να είναι αρκετά περιορισμένη στην περιοχή του πυρήνα σε αντίθεση με την περιοχή του αέρα που είναι σαφώς ενισχυμένη. Μέσω της συγκεκριμένης ανάλυσης, χρησιμοποιώντας τα αποτελέσματα της μαγνητικής έντασης για κάθε σημείο του πλέγματος και με δεδομένη την συσχέτιση της  $H$  με το μοντέλο δινορρευμάτων Foster όπως αναπτύχθηκε στο κεφάλαιο 5, είναι δυνατή η εύρεση των απωλειών δινορρευμάτων σε κάθε σημείο της παραπάνω γεωμετρίας. Μια τέτοια ανάλυση μπορεί στις χαμηλές συχνότητες να μην έδινε πολύ διαφορετικά αποτελέσματα καθώς ενεργό ρόλο θα διαδραματίζουν μόνο μία αντίσταση και μια αυτεπαγωγή του μοντέλου, όσο αφορά τη θεμελιώδη συνιστώσα. Παρόλα αυτά για υψηλότερες συχνότητες αλλά και ενσωματώνοντας ανώτερες αρμονικές συνιστώσες σίγουρα θα παρουσίαζε σημαντική διαφοροποίηση στα αποτελέσματα.

Όπως και την πυκνότητα ρεύματος  $J$  όπως την ορίσαμε:



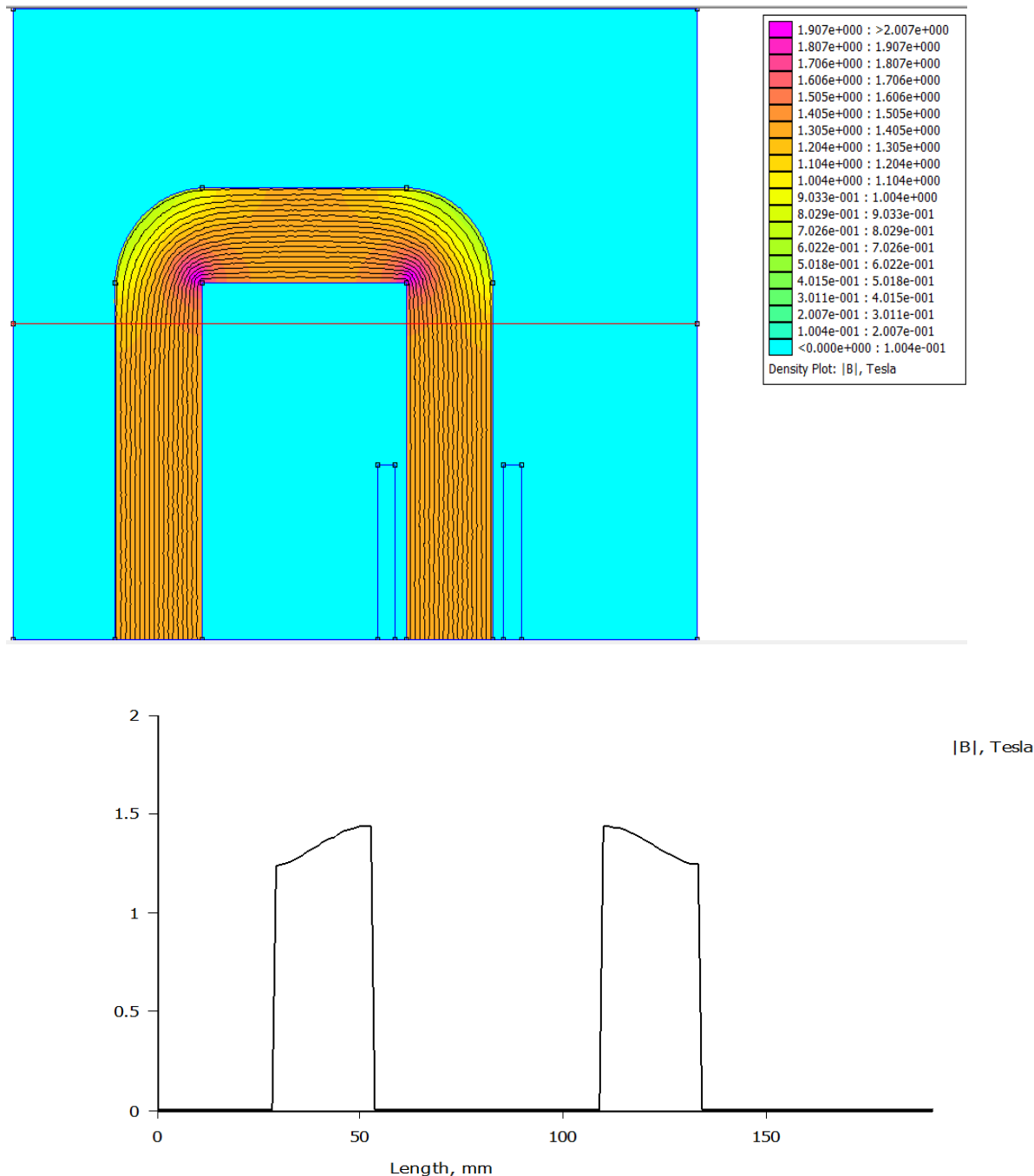
Σχήμα 7.16: Πυκνότητα ρεύματος  $J$  σε Coreloss και Femm.

Στο σχήμα 7.14 και μέσω της εφαρμογής femmplot.exe καταγράψαμε το αρχείο με την μαγνητική επαγωγή  $B$  σε κάθε τρίγωνο του πλέγματος του σιδηρομαγνητικού πυρήνα.

Επίσης υπολογίστηκε και η μέση μαγνητική επαγωγή  $\bar{B}$  για όλο τον πυρήνα μέσω του Coreloss στο  $\bar{B} = 1.3343 \text{ T}$  και μέσω του Femm  $\bar{B} = 1.3418 \text{ T}$ .

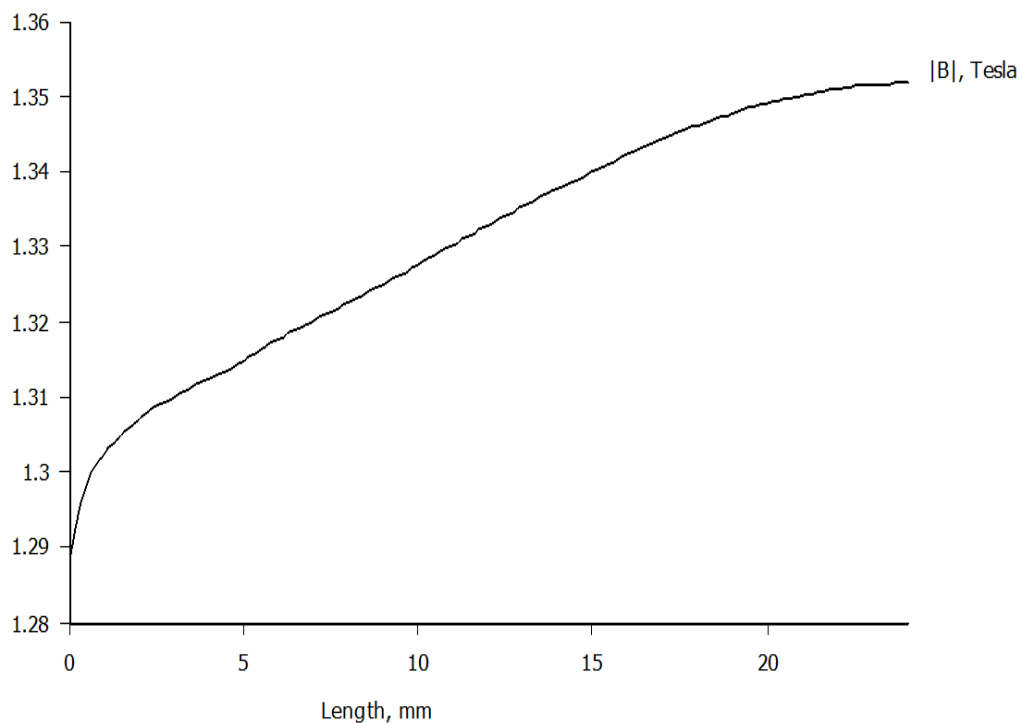
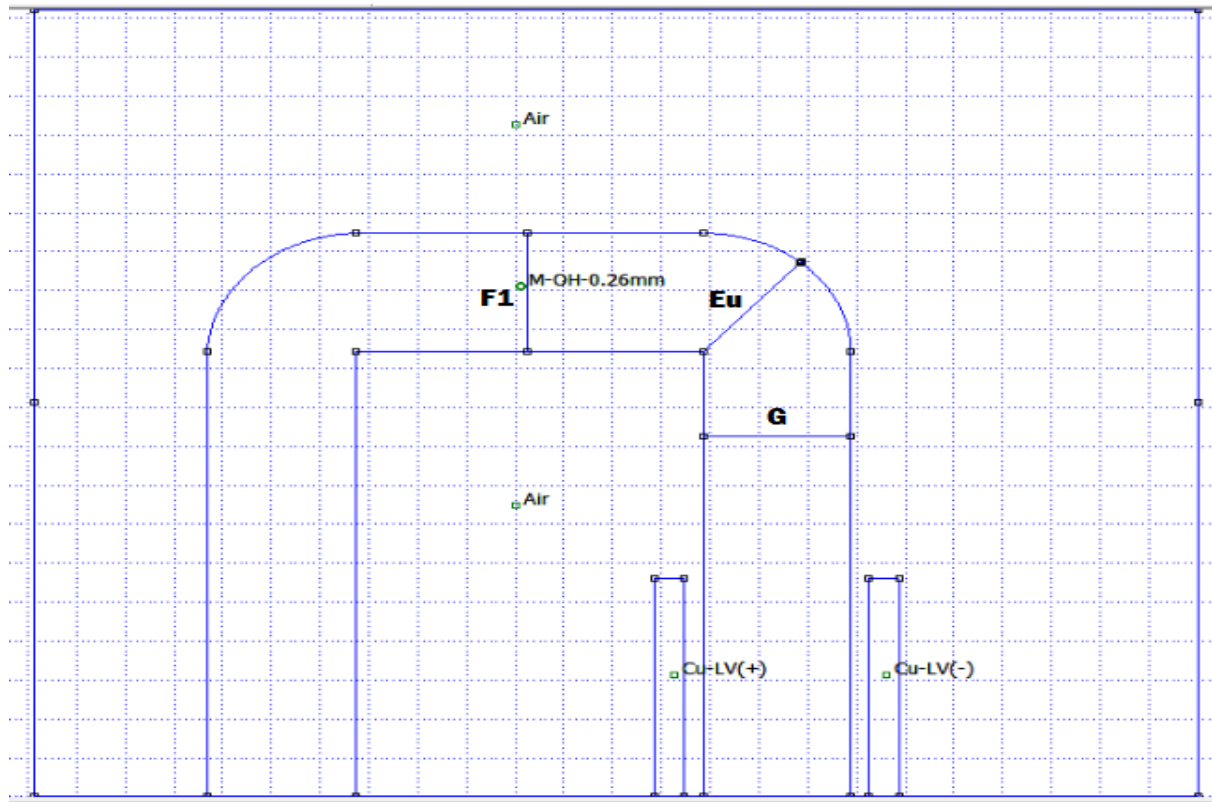
Οι διαφορές οφείλονται στο διαφορετικό πλέγμα των δύο αναλύσεων αλλά και στην διαφορετική δομή και τρόπο επίλυσης των δύο προγραμμάτων επίλυσης.

Χαρακτηριστικά η κατανομή της κάθετης συνιστώσας της μαγνητικής επαγωγής είναι περίπου σταθερή στον πυρήνα, αρκετά υψηλή στην μικρή καμπύλη του εσωτερικού τόξου της γεωμετρίας ενώ στα διάκενα πέφτει κοντά στο μηδέν (σχήμα 7.17).

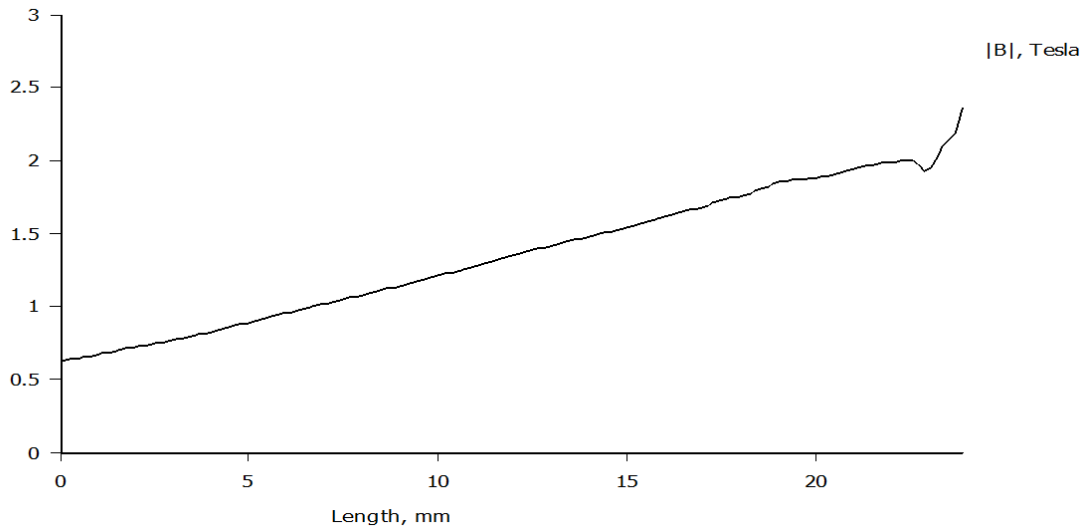


**Σχήμα 7.17:** Γραφική απεικόνιση της κάθετης συνιστώσας της μαγνητικής επαγωγής  $B$  κατά μήκος της διαδρομής της γραμμής του σχήματος.

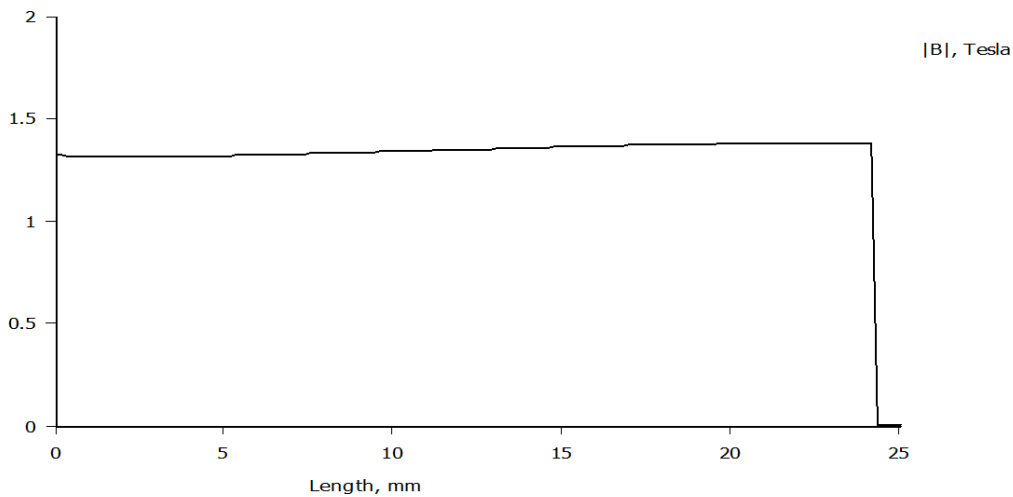
Ακόμα, επιλέξαμε να παρουσιάσουμε τρεις ακόμα διαδρομές της μαγνητικής επαγωγής που παρουσιάζουν ενδιαφέρον (και επιβεβαιώνουν και γραφικά το πώς κατανέμεται η μαγνητική επαγωγή στον πυρήνα), κατά μήκος των γραμμών F1, Eu και G της γεωμετρίας και καταγράφονται στο παρακάτω σχήμα (7.18) :



**a.**



b.



c.

**Σχήμα 7.18:** Μαγνητική επαγωγή  $B$  κατά μήκος των γραμμών της γεωμετρίας του πυρήνα F1 (a.), Eu (b.) και G (c.).

Στα παραπάνω σχήματα μπορούμε να παρατηρήσουμε πώς η μαγνητική επαγωγή είναι σχεδόν σταθερή σε όλο τον πυρήνα σε περιοχή κοντά στον κορεσμό αλλά στα εσωτερικά τόξα της δισδιάστατης γεωμετρίας του πυρήνα φτάνει έντονα σε κορεσμό ενώ στα εξωτερικά τόξα της γεωμετρίας το υλικό βρίσκεται στην ακόρεστη περιοχή.

Στο επόμενο βήμα, εφόσον υπολογίστηκε η μαγνητική επαγωγή στον πυρήνα και μέσω της καμπύλης  $P_{scl} (W/kg)-B(T)$  του υλικού της λαμαρίνας του πυρήνα και με την χρήση της μεθόδου της γραμμικής παρεμβολής όπου χρειάστηκε, υπολογίσαμε την τιμή ειδικών απωλειών του πυρήνα με τα δύο προγράμματα:

$$P_{scl} = 0.5671 \text{ W/kg στο Coreloss}$$

$$P_{scl} = 0.5806 \text{ W/kg στο Femm.}$$

Και οι συνολικές απώλειες κενού φορτίου είναι:

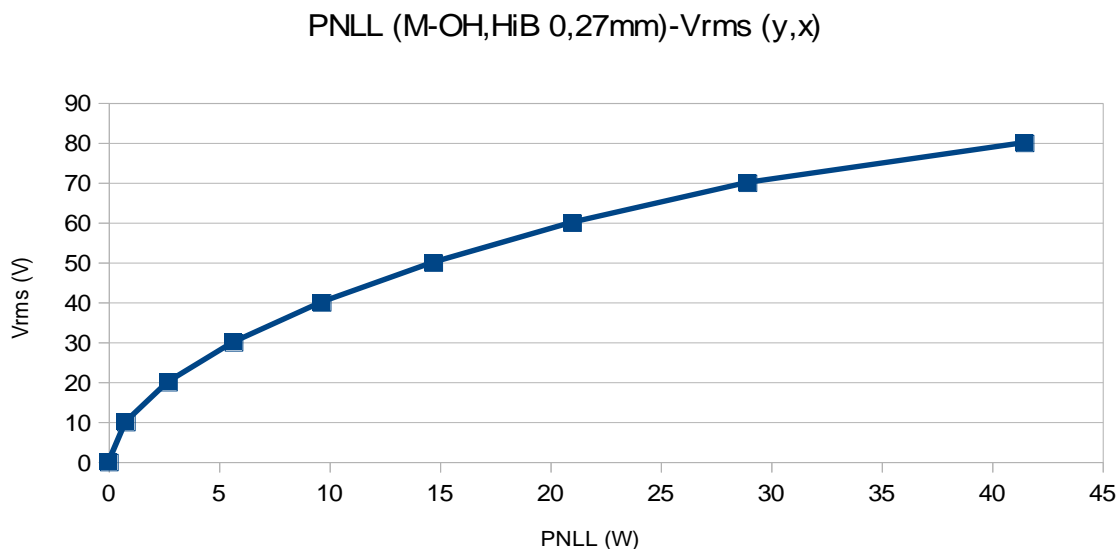
$$P_{NLL} = 10.49 \text{ W στο Coreloss}$$



$$P_{NLL} = 10.74 \text{ W στο Femm.}$$

Επιπλέον, κάνοντας διάφορες δοκιμές παρατηρήσαμε πως οι συνολικές απώλειες αυξάνονται απότομα με την αύξηση της τάσης εισόδου  $V_{rms}$ .

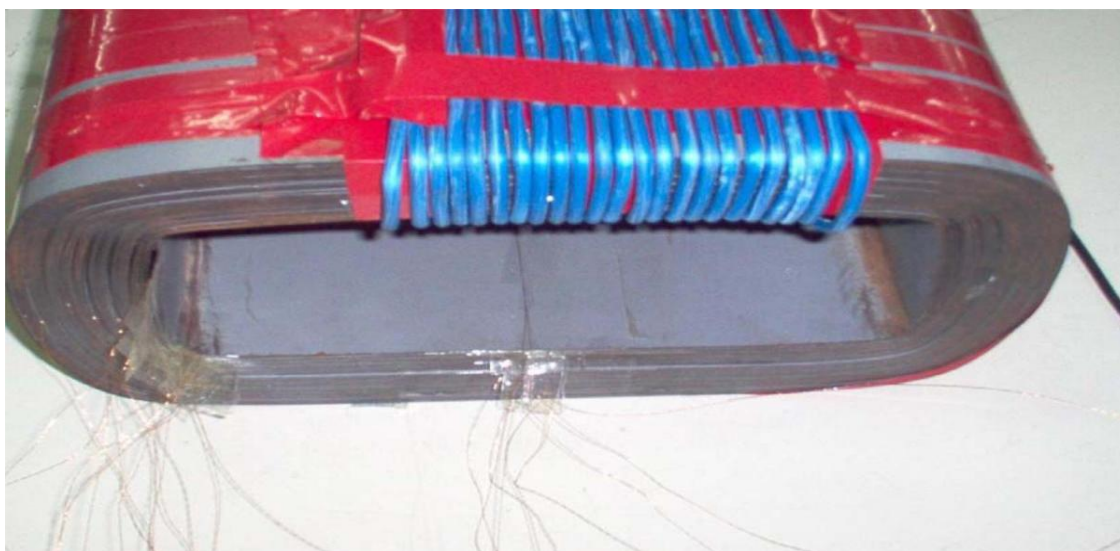
Υπολογίσαμε τις απώλειες για διαφορετικές τάσεις εισόδου και τις καταγράψαμε στο παρακάτω διάγραμμα:



**Σχήμα 7.19:** Απώλειες κενού φορτίου συναρτήσει της ενεργού τιμής της τάσεως εισόδου.

## 7.5: Σύγκριση αποτελεσμάτων προσομοίωσης με πειραματικές μετρήσεις

Στο εργαστήριο ηλεκτρικών μηχανών και ηλεκτρονικών ισχύος του ΕΜΠ, έχει πραγματοποιηθεί η παραπάνω εφαρμογή.



**7.20:** Τυλιχτός πυρήνας και δοκιμαστικό πηνίο. [19].

και έχουν παρθεί τα παρακάτω αποτελέσματα :

- Μέση μαγνητική επαγωγή  $\bar{B} = 1.3788 \text{ T}$
- Ειδικές απώλειες πυρήνα  $P_{scl} = 0.6464 \text{ W/kg}$
- Συνολικές απώλειες κενού φορτίου  $P_{NLL} = 11.205 \text{ W}$

Παραθέτουμε συγκριτικά τα αποτελέσματα του πειράματος με την επίλυση που έγινε μέσω των δύο λογισμικών στο κεφάλαιο 7 στον παρακάτω πίνακα:

<b>Συνολικές απώλειες κενού φορτίου <math>P_{NLL}</math></b>		
Femm	Coreloss	Πείραμα
10.74	10.49	11.2

**Πίνακας 7.3:** Αποτελέσματα απωλειών κενού φορτίου σε: Femm, Coreloss και πείραμα.

Παρατηρούμε ότι οι απώλειες κενού φορτίου είναι 0.47–0.72 Watt μεγαλύτερες από αυτές που υπολογίσαμε με την μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων.

Αυτή η διαφοροποίηση οφείλεται κυρίως :

- Στις μηχανικές αλλά και τις θερμικές καταπονήσεις που υφίσταται ο πυρήνας κατά την λειτουργία του και με την πάροδο του χρόνου που τροποποιεί σημαντικά τα αρχικά μαγνητικά χαρακτηριστικά του υλικού του πυρήνα. Σκεφτείτε πώς ο η καμπύλη των ειδικών απωλειών αντιστοιχεί σε υλικό πριν την κατεργασία του.
- Κατά την λειτουργία του μετασχηματιστή και στην δοκιμή κενού φορτίου αναπτύσσονται ανώτερες αρμονικές ρεύματος, οι οποίες επηρεάζουν τις αρκετά απώλειες πυρήνα. Αν και τα προγράμματα που χρησιμοποιήθηκαν συμπεριλαμβάνουν μέσω αριθμητικών μοντέλων τις μεγάλες αρμονικές (βλ. 3<sup>η</sup>, 5<sup>η</sup> αρμονική) αγνοούν τις μικρότερες αρμονικές συνιστώσες και σίγουρα δημιουργούν κάποιο σφάλμα στα τελικά αποτελέσματα.
- Η μέθοδος πεπερασμένων στοιχείων πραγματοποιείται σε μακροσκοπική κλίμακα, αγνοεί φαινόμενα που διαδραματίζονται σε μικροσκοπική κλίμακα και έτσι η αναπαράσταση των υλικών είναι ατελής.

Η απόκλιση που έχουμε είναι περίπου στο 4% μέσα στα επιτρεπόμενα όρια (3.5-6)% για τιμές μαγνητικής επαγωγής (1.3 – 1.8) Tesla.

Οι δύο μεθοδολογίες που αναπτύχθηκαν στα κεφάλαια 5 και 6 συνδυαζόμενες με την μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων οδηγούν σε πιο ολοκληρωμένα συμπεράσματα, καθώς η μέθοδος που αναπτύχθηκε βασίζεται στις καμπύλες ειδικών απωλειών και η χρήση των μοντέλων Foster και Preisach για την μετεπεξεργασία των δεδομένων που αποκομίζουμε από την μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων θα οδηγήσει σε μια πιο λεπτομερή αναπαράσταση των απωλειών τόσο τοπικά στα διάφορα σημεία του πλέγματος του πυρήνα όσο και συνολικά.



# ΚΕΦΑΛΑΙΟ 8

---

## Συμπεράσματα και προτάσεις για περαιτέρω διερεύνηση

---

### 8.1: Συμπεράσματα της εργασίας

Κατά την εκπόνηση της παρούσας διπλωματικής εργασίας μελετήθηκαν οι απώλειες κενού φορτίου στους μετασχηματιστές. Δόθηκε ιδιαίτερη βαρύτητα στην πρόβλεψη των απωλειών, η μείωση των οποίων είναι καθοριστική για τους κατασκευαστές γιατί μπορεί να εξασφαλίσει υψηλή απόδοση και αξιοπιστία, εξοικονομώντας ενέργεια κρατώντας χαμηλά το κόστος των υλικών και στην αποφυγή της πληρωμής ρητρών απωλειών σύμφωνα με τους διεθνείς κανονισμούς.

Εφαρμόσαμε το τροποποιημένο μοντέλο Foster για την πρόβλεψη των απωλειών δινορρευμάτων και συγκρίθηκαν τα αποτελέσματα του με αυτά της εξίσωσης Steinmetz για τις απώλειες δινορρευμάτων. Καταλήξαμε πως παρότι υπάρχει μια υπαρκτή απόκλιση το μοντέλο που χρησιμοποιήσαμε είναι αρκετά αξιόπιστο και για χαμηλές αλλά και για υψηλότερες συχνότητες (μέχρι τουλάχιστον 5kHz).

Ακόμη, εφαρμόσαμε το τροποποιημένο μοντέλο Preisach για την μοντελοποίηση και αναπαράσταση του φαινομένου και των βρόχων υστέρησης κατασκευάζοντας το τρίγωνο Preisach και ακολουθώντας την διαδικασία κατασκευής των βρόχων υστέρησης μπορούμε να συμπεράνουμε πως χρειάζεται αρκετά μεγάλο φάσμα διακριτοποίησης για να λάβουμε αξιόπιστα αποτελέσματα.

Τέλος, η μελέτη των απωλειών σιδήρου έγινε με την χρήση της μεθόδου των πεπερασμένων στοιχείων, μέσω της μαγνητοστατικής ανάλυσης και εφαρμόστηκε πάνω σε μια εφαρμογή μετασχηματιστή τυλιχτού πυρήνα.

Παρατηρήθηκε μια απόκλιση από τα πειραματικά αποτελέσματα του εργαστηρίου ηλεκτρικών μηχανών και ηλεκτρονικών ισχύος του ΕΜΠ της τάξης του 4%, η οποία οφείλεται:

1. Στις μηχανικές και θερμικές καταπονήσεις του υλικού που δεν λήφθηκαν υπόψη.
2. Στις αρμονικές συνιστώσες του ρεύματος που δεν ληφθήκαν στο σύνολό τους υπόψη.
3. Στην μέθοδο των πεπερασμένων στοιχείων που αγνοεί ένα μέρος της μοντελοποίησης των υλικών (κυρίως με μικροσκοπική κλίμακα).
4. Στην χρήση του ρεύματος μαγνήτισης ( $i_m$ ) ως δεδομένο στα προγράμματα επίλυσης Femm και Coreloss, γιατί εισάγει σφάλμα και αυτό με την σειρά του καθώς επηρεάζεται από τα κατασκευαστικά χαρακτηριστικά του πυρήνα.

Τα μοντέλα που αναπτύχθηκαν είναι κατάλληλα για την πρόβλεψη των απωλειών πυρήνα των μετασχηματιστών με προσαρμογή για τη θεώρηση των διαδικασιών κατασκευής των πυρήνων (κοπή, διαμόρφωση κλπ.). Με βάση τα αποτελέσματα της μεθόδου των πεπερασμένων στοιχείων, η ανάλυση των απωλειών κενού φορτίου μπορεί να γίνει μέσω της μετεπεξεργασίας αυτών των δεδομένων με τις μεθόδους Foster, για την πρόβλεψη των

απωλειών δινορευμάτων και την μέθοδο υπολογισμού των βρόχων υστέρησης κατά Preisach για τον αντίστοιχο υπολογισμό των απωλειών υστέρησης.

## 8.2: Θέματα για περαιτέρω διερεύνηση

Το μοντέλο που παρουσιάστηκε στην παρούσα εργασία αν τροποποιηθεί κατάλληλα μπορεί να αποτελέσει την βάση για την δημιουργία ενός πιο αποδοτικού εργαλείου πρόβλεψης. Τρεις τρόποι για την βελτίωση της αξιοπιστίας του της μεθόδου είναι:

1. Η χρήση της επιβαλλόμενης τάσης στην κατά την δοκιμή κενού φορτίου, θα οδηγήσει στην μείωση των παρατηρούμενων αποκλίσεων. Αυτό θα απαιτούσε την τροποποίηση των εξισώσεων της μεθόδου του τρόπου επίλυσης μη γραμμικών προβλημάτων υπολογισμού του μαγνητικού πεδίου κάτι που μέσω και του προγράμματος Femm δεν κατέστη δυνατό σε αυτή την εργασία.
2. Η εισαγωγή δεδομένων από τοπικές πεδιακές μετρήσεις του υλικού του πυρήνα θα προσαρμόζει αισθητά την μακροσκοπική μέθοδο πεπερασμένων στοιχείων με τις μικροσκοπικές ιδιότητες των υλικών.
3. Μία πιο λεπτομερής αναπαράσταση της γεωμετρίας του πυρήνα.
4. Η μοντελοποίηση της υστέρησης και των δινορευμάτων με πολλαπλές μεθόδους και η σύγκριση των αποτελεσμάτων για διαφορετικά είδη υλικών.

Τέλος, θα ήταν ενδιαφέρον να γίνει και μία ανάλυση σε κάποιο λογισμικό τρισδιάστατης απεικόνισης (3D) της εφαρμογής που παρουσιάστηκε καθώς και η μελέτη των αρμονικών συχνοτήτων πέραν της θεμελιώδη.

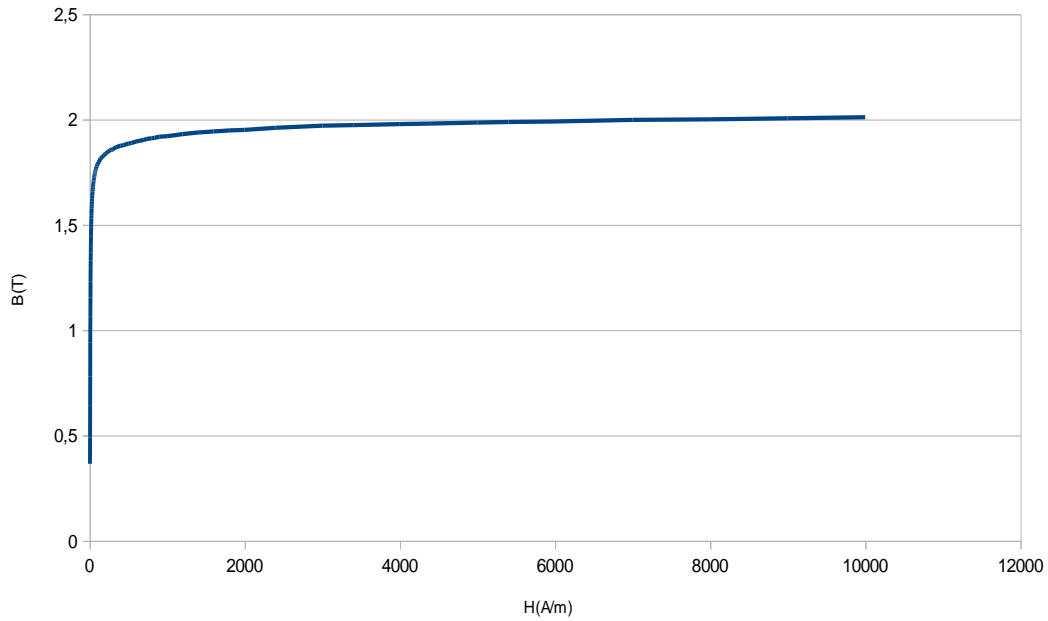
# ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ Α

## A.1: Ιδιότητες λαμαρίνας υψηλής μαγνήτισης HiB, M-0H, 0.27mm

Δεδομένα καμπύλης πρώτης μαγνήτισης (σχήμα 7.9) :

H (A/m)	B (T)	H (A/m)	B (T)	H (A/m)	B (T)
6	0,365	66	1,7375	3400	1,9725
7	0,49	68	1,7425	4000	1,9775
8	0,64	70	1,7475	4400	1,98
9	0,78	72	1,75	5000	1,985
10	0,94	74	1,7525	5400	1,9875
11	1,065	76	1,755	6000	1,99
12	1,155	78	1,7575	7000	1,9975
13	1,23	80	1,7625	8000	2
14	1,29	84	1,7675	9000	2,005
15	1,33	90	1,775	10000	2,01
16	1,3675	94	1,7775		
17	1,395	100	1,785		
18	1,4225	120	1,7975		
19	1,445	140	1,8125		
20	1,465	160	1,82		
21	1,485	180	1,8275		
22	1,5025	200	1,835		
23	1,5175	220	1,84		
24	1,53	240	1,8475		
25	1,5425	260	1,8525		
26	1,555	280	1,855		
27	1,565	300	1,8575		
28	1,5775	340	1,8675		
29	1,585	400	1,875		
30	1,595	440	1,8775		
32	1,61	500	1,885		
34	1,625	540	1,8875		
36	1,64	600	1,895		
38	1,65	640	1,8975		
40	1,6575	700	1,9025		
42	1,6675	740	1,9075		
44	1,6775	800	1,91		
46	1,6825	840	1,9125		
48	1,6925	900	1,9175		
50	1,6975	1000	1,92		
52	1,705	1200	1,93		
54	1,71	1400	1,9375		
56	1,7175	1600	1,9425		
58	1,7225	1800	1,9475		
60	1,725	2000	1,95		
62	1,73	2400	1,96		
64	1,735	3000	1,97		

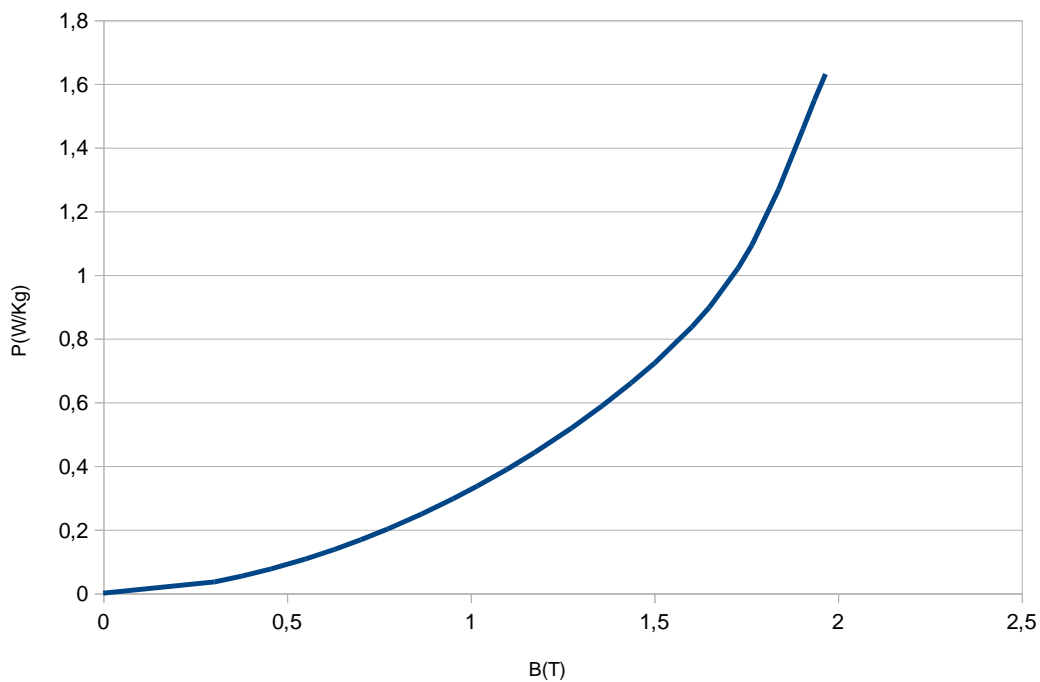
B-H(y,x) (M-0H,HiB)



Δεδομένα καμπύλης ειδικών απωλειών (σχήμα 7.10) :

<b>B(T)</b>	<b>PSCL(W/kg)</b>
0	0,00E+000
0,303501313	3,54E-002
0,377821265	5,35E-002
0,456568218	7,59E-002
0,550325732	0,10684283
0,629713037	0,137098169
0,701301737	0,167412543
0,775260037	0,201450197
0,866766016	0,248153991
0,952148972	0,295998051
1,01815115	0,336082182
1,098983337	0,388250956
1,174287621	0,441222146
1,274654554	0,517703178
1,358408349	0,587852463
1,437386979	0,65958093
1,501788121	0,72262065
1,602788441	0,835852122
1,650485521	0,897477877
1,728853935	1,020894936
1,766672659	1,094087092
1,838299548	1,266472456
1,905204682	1,457275858
1,936594175	1,5488503
1,966541753	1,630217533

P-B(y,x) (M-OH,HiB)



Σημαντικά χαρακτηριστικά του υλικού που χρησιμοποιήθηκαν (αναφέρονται και στο παραπάνω κεφάλαιο).

<b>Mcore(Fe) (kg)</b>	18.4941
<b>Lamfactor</b>	0.969
<b>σ (MS/m)</b>	0.20833

## A.2: Γεωμετρία εφαρμογής απλού τυλιχτού πυρήνα

A/A	$x$	$y$
1	0	0
2	$5 \cdot (F1/2) + 2 \cdot Eu$	0
3	$5 \cdot (F1/2) + 2 \cdot Eu$	$3 \cdot (G/4) + Eu$
4	0	$3 \cdot (G/4) + Eu$
5	$3 \cdot (F1/2) + Eu$	0
6	$3 \cdot (F1/2) + 2 \cdot Eu$	0
7	$3 \cdot (F1/2) + 2 \cdot Eu$	$G/2$
8	$3 \cdot F1/2 + (1 + \cos(5^\circ)) \cdot Eu$	$G/2 + \sin(5^\circ) \cdot Eu$
9	$3 \cdot F1/2 + (1 + \cos(10^\circ)) \cdot Eu$	$G/2 + \sin(10^\circ) \cdot Eu$



10	$3 \cdot F1/2 + (1 + \cos(15^\circ)) \cdot Eu$	$G/2 + \sin(15^\circ) \cdot Eu$
11	$3 \cdot F1/2 + (1 + \cos(20^\circ)) \cdot Eu$	$G/2 + \sin(20^\circ) \cdot Eu$
12	$3 \cdot F1/2 + (1 + \cos(25^\circ)) \cdot Eu$	$G/2 + \sin(25^\circ) \cdot Eu$
13	$3 \cdot F1/2 + (1 + \cos(30^\circ)) \cdot Eu$	$G/2 + \sin(30^\circ) \cdot Eu$
14	$3 \cdot F1/2 + (1 + \cos(35^\circ)) \cdot Eu$	$G/2 + \sin(35^\circ) \cdot Eu$
15	$3 \cdot F1/2 + (1 + \cos(40^\circ)) \cdot Eu$	$G/2 + \sin(40^\circ) \cdot Eu$
16	$3 \cdot F1/2 + (1 + \cos(45^\circ)) \cdot Eu$	$G/2 + \sin(45^\circ) \cdot Eu$
17	$3 \cdot F1/2 + (1 + \cos(50^\circ)) \cdot Eu$	$G/2 + \sin(50^\circ) \cdot Eu$
18	$3 \cdot F1/2 + (1 + \cos(55^\circ)) \cdot Eu$	$G/2 + \sin(55^\circ) \cdot Eu$
19	$3 \cdot F1/2 + (1 + \cos(60^\circ)) \cdot Eu$	$G/2 + \sin(60^\circ) \cdot Eu$
20	$3 \cdot F1/2 + (1 + \cos(65^\circ)) \cdot Eu$	$G/2 + \sin(65^\circ) \cdot Eu$
21	$3 \cdot F1/2 + (1 + \cos(70^\circ)) \cdot Eu$	$G/2 + \sin(70^\circ) \cdot Eu$
22	$3 \cdot F1/2 + (1 + \cos(75^\circ)) \cdot Eu$	$G/2 + \sin(75^\circ) \cdot Eu$
23	$3 \cdot F1/2 + (1 + \cos(80^\circ)) \cdot Eu$	$G/2 + \sin(80^\circ) \cdot Eu$
24	$3 \cdot F1/2 + (1 + \cos(85^\circ)) \cdot Eu$	$G/2 + \sin(85^\circ) \cdot Eu$
25	$3 \cdot (F1/2) + Eu$	$G/2 + Eu$
26	$F1/2 + Eu$	$G/2 + Eu$
27	$F1/2 + (1 - \sin(5^\circ)) \cdot Eu$	$G/2 + \cos(5^\circ) \cdot Eu$
28	$F1/2 + (1 - \sin(10^\circ)) \cdot Eu$	$G/2 + \cos(10^\circ) \cdot Eu$
29	$F1/2 + (1 - \sin(15^\circ)) \cdot Eu$	$G/2 + \cos(15^\circ) \cdot Eu$
30	$F1/2 + (1 - \sin(20^\circ)) \cdot Eu$	$G/2 + \cos(20^\circ) \cdot Eu$
31	$F1/2 + (1 - \sin(25^\circ)) \cdot Eu$	$G/2 + \cos(25^\circ) \cdot Eu$
32	$F1/2 + (1 - \sin(30^\circ)) \cdot Eu$	$G/2 + \cos(30^\circ) \cdot Eu$
33	$F1/2 + (1 - \sin(35^\circ)) \cdot Eu$	$G/2 + \cos(35^\circ) \cdot Eu$
34	$F1/2 + (1 - \sin(40^\circ)) \cdot Eu$	$G/2 + \cos(40^\circ) \cdot Eu$
35	$F1/2 + (1 - \sin(45^\circ)) \cdot Eu$	$G/2 + \cos(45^\circ) \cdot Eu$
36	$F1/2 + (1 - \sin(50^\circ)) \cdot Eu$	$G/2 + \cos(50^\circ) \cdot Eu$
37	$F1/2 + (1 - \sin(55^\circ)) \cdot Eu$	$G/2 + \cos(55^\circ) \cdot Eu$

38	$F1/2+(1-\sin (60^{\circ})) \cdot Eu$	$G/2+\cos (60^{\circ}) \cdot Eu$
39	$F1/2+(1-\sin (65^{\circ})) \cdot Eu$	$G/2+\cos (65^{\circ}) \cdot Eu$
40	$F1/2+(1-\sin (70^{\circ})) \cdot Eu$	$G/2+\cos (70^{\circ}) \cdot Eu$
41	$F1/2+(1-\sin (75^{\circ})) \cdot Eu$	$G/2+\cos (75^{\circ}) \cdot Eu$
42	$F1/2+(1-\sin (80^{\circ})) \cdot Eu$	$G/2+\cos (80^{\circ}) \cdot Eu$
43	$F1/2+(1-\sin (85^{\circ})) \cdot Eu$	$G/2+\cos (85^{\circ}) \cdot Eu$
44	$F1/2$	$G/2$
45	$F1/2$	0
46	$F1/2+Eu$	0
47	$F1/2+Eu$	$G/2$
48	$3 \cdot (F1/2)+Eu$	$G/2$
49	$3 \cdot (F1/2)+Eu-CD-CT$	0
50	$3 \cdot (F1/2)+Eu-CD$	0
51	$3 \cdot (F1/2)+Eu-CD$	$CH/2$
52	$3 \cdot (F1/2)+Eu-CD-CT$	$CH/2$
53	$3 \cdot (F1/2)+2 \cdot Eu+CD$	0
54	$3 \cdot (F1/2)+2 \cdot Eu+CD+CT$	0
55	$3 \cdot (F1/2)+2 \cdot Eu+CD+CT$	$CH/2$
56	$3 \cdot (F1/2)+2 \cdot Eu+CD$	$CH/2$

**Πίνακας 7.1:** Συντεταγμένες του πυρήνα της γεωμετρίας τυλιχτού πυρήνα.



## BIBΛΙΟΓΡΑΦΙΑ :

---

- [1] T.Kefalas and A. Kladas, “*FEM package for iron loss evaluation and minimization of two grade lamination wound cores,*” *Journal of Optoelectronics and Advanced Materials*, vol. 10, no. 5, pp. 1197-1202, May 2008.
- [2] G. Loizos, T. Kefalas, A. Kladas, T. Souflaris, and D. Paparigas, “*Flux distribution in single phase, Si -Fe, wound transformer cores,*” *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, vol. 320, pp. 874-877, 2008.
- [3] Μ. Α. Τσίλη, “*Ανάπτυξη μεικτών αριθμητικών τεχνικών πεπερασμένων στοιχείων – οριακών στοιχείων για τη σχεδίαση μετασχηματιστών ισχύος,*” Διδακτορική Διατριβή, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Αθήνα, Ιούνιος 2005.
- [4] J.M. Prousalidis, N.D. Hatzargyriou, B.C. Papadias, “*Representation of Hysteresis in Three-Phase Transformer Models for Electromagnetic Transients,*” *IEE Proceedings on Electrical Power Applications*, vol. 143, no. 4, July 1996.
- [5] P. P. Silvester, R. L. Ferrari, “*Finite elements for electrical engineers,*” Cambridge University Press, 1996.
- [6] S.J. Chapman “*Ηλεκτρικές μηχανές*” 4<sup>η</sup> έκδοση, Εκδόσεις Τζιόλα, Αθήνα 2013
- [7] Β. Λάζαρης, “*Ανάπτυξη λογισμικού σχεδίασης μετασχηματιστή ισχύος με αριθμητική και πειραματική Επιβεβαίωση,*”. Διπλωματική Εργασία, ΕΜΠ, Αθήνα, Ιούλιος 2003.
- [8] Schneider Electric, “*Τεχνικό Τετράδιο No.2 – Μετασχηματιστές διανομής λαδιού,*” ΕΛΒΗΒ
- [9] Ι. Α. Τεγόπουλος, “*Ηλεκτρικές Μηχανές, Μέρος Β: Μόνιμη κατάσταση,*” Εκδόσεις Συμμετρία, Αθήνα 1991
- [10] Ν. Μανιάς, “*Ηλεκτρονικά Ισχύος,*” Εκδόσεις Συμμετρία, Αθήνα, 1988
- [11] Θ.Κεφάλας, “*Οδηγίες χρήσης GUI-CORELOSS*”.
- [12] D. Meeker, “*Finite Element Method Magnetics – Version 3.0 – User’s Manual*”
- [13] T. F. Chan, L. L. Lai, Lie-Tong Yan, “*Finite Element Analysis of a Single-Phase Grid-Connected Induction Generator with the Steinmetz Connection*”
- [14] Π. Ροβολής “*Μοντελοποίηση μαγνητικών υλικών για Βελτιστοποίηση κατασκευής και λειτουργίας ηλεκτρικών μηχανών,*” Διδακτορική διατριβή ΕΜΠ, Αθήνα, Ιούνιος 2010

- [15] Ι. Μιχ.Προυσαλίδης, “Συμβολή στην ανάπτυξη μαθηματικών εργαλείων για ψηφιακή εξομείωση της συμπεριφοράς μετασχηματιστών και διακοπτικών ισχύος σε ταχεία ηλεκτρομαγνητικά φαινόμενα,” Διδακτορική διατριβή ΕΜΠ, Αθήνα, Φεβρουάριος 1997
- [16] Ε. Παπαδόπουλος, “Εισαγωγή στα Ηλεκτρικά Κυκλώματα και Συστήματα”, ΕΜΠ, Αθήνα, 2001.
- [17] A.E Fitzgerald “*Electric machinery*” 6η έκδοση, International Edition McGraw-Hill 2003.
- [18] Δ.Πάλλας “εξοικονόμηση ενέργειας στα συστήματα ηλεκτρικής ενέργειας με χρήση μετασχηματιστών υψηλής ενεργειακής απόδοσης” Διπλωματική εργασία, Χανιά, 2007
- [19] Wikipedia “<https://el.wikipedia.org/wiki/Μετασχηματιστής>”
- [20] Θ.Κεφάλας “Ανάλυση απωλειών μετασχηματιστών ισχύος με προηγμένα υλικά” Διδακτορική διατριβή, ΕΜΠ, Αθήνα, Νοέμβριος 2008
- [21] E. F. Fuchs, D. Yildirim, W. Mack Grady, “*Measurement of Eddy-Current Loss Coefficient PEC-R, Derating of Single-Phase Transformers, and Comparison with K-Factor Approach,*” IEEE Trans. PWRD, Vol. 15, No. 1, pp. 148-154, Jan. 2000
- [22] Π. Σ. Γεωργιάκης, “Συμβολή Μεθόδων Τεχνητής Νοημοσύνης στη μείωση των Απωλειών Κενού Φορτίου Μετασχηματιστών Διανομής”. Διδακτορική Διατριβή, ΕΜΠ, Αθήνα 2000
- [23] Φ.Κόλτσιρας “Ανάλυση μετασχηματιστών ισχύος και υπολογισμός απωλειών ανοιχτοκυκλώματος,” Διπλωματική εργασία ΕΜΠ, Αθήνα Ιούνιος 2005
- [24] Jiles, D. C.; Atherton, D.L. “*Theory of ferromagnetic hysteresis,*” Journal of Applied Physics (1984).
- [25] Εργαστήριο ηλεκτρικών μηχανών και ηλεκτρονικών ισχύος ΕΜΠ “*Εικονικό εργαστήριο (Virtual Lab) υπολογιστικών μεθόδων ανάλυσης ηλεκτρικών μηχανών*” Υπεύθυνος: Α. Γ. Κλαδάς, Υλοποίηση: Π. Ροβολής, Επιμέλεια: Α. Χανιώτης.

