



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ
ΤΟΜΕΑΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΗΣ ΙΣΧΥΟΣ

**Συμβολή στην αναπαράσταση απωλειών
δινορρευμάτων σε πυρήνες από σιδηρομαγνητικά
ελάσματα χρησιμοποιώντας τη μέθοδο των
πεπερασμένων στοιχείων και πειραματική
επιβεβαίωση**

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Κωνσταντίνα Γ. Μπίτση

Επιβλέπων: Αντώνιος Κλαδάς
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Αύγουστος 2016



NATIONAL TECHNICAL UNIVERSITY OF ATHENS
SCHOOL OF ELECTRICAL AND
COMPUTER ENGINEERING
DIVISION OF ELECTRIC POWER

Contribution to the representation of eddy current losses in laminated cores using the finite element method and experimental validation

DIPLOMA THESIS

Konstantina Bitsi

Supervisor: Antonios Kladas
Professor N.T.U.A.

Athens, August 2016



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΩΝ ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ

ΤΟΜΕΑΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΗΣ ΙΣΧΥΟΣ

**Συμβολή στην αναπαράσταση απωλειών
δινορρευμάτων σε πυρήνες από σιδηρομαγνητικά
ελάσματα χρησιμοποιώντας τη μέθοδο των
πεπερασμένων στοιχείων και πειραματική
επιβεβαίωση**

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

Κωνσταντίνα Γ. Μπίτση

Επιβλέπων: Αντώνιος Κλαδάς
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή την 31^η Αυγούστου 2016

.....

Αντώνιος Κλαδάς
Καθηγητής Ε.Μ.Π

.....

Στέφανος Μανιάς
Καθηγητής Ε.Μ.Π

.....

Σταύρος Παπαθανασίου
Καθηγητής Ε.Μ.Π

Αθήνα, Αύγουστος 2016

.....
Κωνσταντίνα Γ. Μπίτση

Διπλωματούχος Ηλεκτρολόγος Μηχανικός και Μηχανικός Υπολογιστών Ε.Μ.Π

Copyright © Κωνσταντίνα Γ. Μπίτση, 2016

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.

Περίληψη

Η παρούσα εργασία επιχειρεί τη σχεδίαση μιας πειραματικής διάταξης, η οποία μπορεί να υποβάλλει σιδηρομαγνητικά ελάσματα σε παρόμοιες συνθήκες μαγνητικού πεδίου με αυτές που επικρατούν στο δρομέα μίας σύγχρονης μηχανής έκτυπων πόλων. Ο σκοπός αυτής της διάταξης είναι η μέτρηση των απωλειών των αναπτυσσόμενων δινορρευμάτων, τα οποία προκύπτουν από μαγνητικά πεδία υψηλής συχνότητας μέσα στον όγκο των προς μελέτη δοκιμίων. Αυτή η απλοποιημένη διάταξη δεν περιλαμβάνει περιστρεφόμενα ή κινούμενα μέρη. Αντ' αυτού, εκθέτει τα προς μελέτη δοκίμια σε οδεύοντα κύματα μαγνητικής επαγωγής, τα οποία παράγονται σε διάκενο εντός της διατάξεως.

Η αρχική διερεύνηση της σχεδίασης και της διαστασιολόγησης του μοντέλου γίνεται σε δισδιάστατα μοντέλα, τα οποία χρησιμοποιούν τη μέθοδο επίλυσης πεπερασμένων στοιχείων (FEM). Σε αυτά τα μοντέλα, εξετάζεται η δυνατότητα δημιουργίας ενός οδεύοντος κύματος μαγνητικής επαγωγής σε διάκενα μπροστά από ακίνητα δοκίμια. Μέσω αυτής της μελέτης αποδεικνύεται ότι σε μοντέλα με μαγνητικό πυρήνα τοροειδούς σχήματος και με AC τύλιγμα κατά μήκος ολόκληρης της περιφέρειας του πυρήνα, είναι εφικτό να δημιουργηθούν οδεύοντα μαγνητικά κύματα σταθερού πλάτους στο χώρο. Αντίθετα, σε μοντέλα με μαγνητικό πυρήνα ορθογωνικού σχήματος στα οποία το AC τύλιγμα τοποθετείται μόνο σε ένα μέρος του πυρήνα μπροστά από τα προς μελέτη δοκίμια, το οδεύον κύμα μαγνητικής επαγωγής στο διάκενο έχει μεταβλητό πλάτος. Σε αυτήν την περίπτωση, η τοποθέτηση ενός βοηθητικού τυλίγματος συμβάλει στην επίτευξη σταθερού πλάτους του κύματος μαγνητικής επαγωγής.

Επιπλέον, ένα τρισδιάστατο μοντέλο της εγκατάστασης αναπτύσσεται με σκοπό τη διερεύνηση των επαγόμενων δινορρευμάτων, καθώς και την εκτίμηση των απωλειών τους μέσω άμεσου υπολογισμού εντός του όγκου των προς μελέτη δοκιμίων. Τα αποτελέσματα των προσομοιώσεων επιτρέπουν τη σύγκριση των εκτιμώμενων απωλειών δινορρευμάτων για διαφορετικά πάχη και τύπους μαγνητικής λαμαρίνας του προς μελέτη δοκιμίου. Ένα σημαντικό συμπέρασμα που εξάγεται είναι ότι η μέχρι τώρα θεώρηση πως οι απώλειες δινορρευμάτων είναι ευθέως ανάλογες με το τετράγωνο του πάχους της λαμαρίνας δεν ισχύει. Επιπλέον, διαπιστώνεται ότι ο αριθμός των πόλων του AC τυλίγματος του μαγνητικού πυρήνα της διάταξης έχει αμελητέα επίδραση στις προκύπτουσες απώλειες δινορρευμάτων.

Λέξεις-κλειδιά: τρισδιάστατη μοντελοποίηση, δισδιάστατη μοντελοποίηση, σιδηρομαγνητικά ελάσματα, απλοποιημένη πειραματική διάταξη, οδεύοντα κύματα μαγνητικής επαγωγής, σύγχρονη μηχανή έκτυπων πόλων, δινορρεύματα, απώλειες πυρήνα, απώλειες δινορρευμάτων, μέθοδος πεπερασμένων στοιχείων (FEM), μοντέλα εκτίμησης απωλειών πυρήνα, άμεση μέθοδος προσομοιώσεως δινορρευμάτων, αποδοτική συχνότητα

Abstract

The present diploma thesis undertakes the design of a setup that subjects laminated steel to field conditions similar to the ones of the rotor in a Salient Pole Synchronous Machine. The purpose of this setup is to measure eddy current losses resulting from high frequency magnetic fields within the volume of the test samples. This simplified setup is stationary and thus does not contain any rotating or moving parts. Instead, it exposes the test samples to traveling waves of magnetic induction, produced in an air gap inside the setup.

The initial investigation of the design and the dimensioning of the model is conducted in 2D FEM models. In these models, the feasibility of producing traveling waves of magnetic induction in air gaps in front of stationary test samples. This study proves that in models with a toroid magnetic core and an AC winding along the entire circumference of the core, it is possible to create magnetic traveling waves of constant amplitude in space. On the contrary, in models with a rectangular magnetic core where the AC winding is placed only in a part of the core in front of the test samples, the produced traveling wave in the airgap has a variable amplitude. In this case, an auxiliary winding placed in the magnetic core of these models can contribute towards the achievement of a constant amplitude of the magnetic induction traveling wave.

In addition, a 3D model of the setup is developed in order to examine the induced eddy currents as well as to estimate their losses via direct computation within the volume of the test samples. The results of the simulations enable the comparison of the estimated eddy current losses for different lamination thicknesses and materials of the test object. An important outcome of this investigation is that the approximation of the eddy current losses being proportional to the square of the lamination thickness is not valid. Additionally, it was found that the number of poles of the AC winding of the magnetic core in the setup has minor impact on the resulting eddy current losses.

Keywords: 3D modeling, 2D modeling, laminated steel, simplified setup, traveling waves of magnetic induction, eddy currents, salient pole synchronous machine (SPSM), iron losses, eddy current losses, finite element method (FEM), iron loss models, direct eddy current simulation method, effective frequency

Ευχαριστίες

Η παρούσα διπλωματική εργασία εκπονήθηκε σε συνεργασία με το ερευνητικό κέντρο της εταιρίας ABB στην πόλη Βεστερός της Σουηδίας. Θα ήθελα να ευχαριστήσω όλους όσους με βοήθησαν και συνέβαλαν στην περάτωση της.

Θα ήθελα αρχικά να ευχαριστήσω ιδιαίτερος τον Καθηγητή μου κ. Αντώνιο Κλαδά για την υποστήριξη και την άψογη συνεργασία κατά την ολοκλήρωση της εργασίας μου.

Επιπρόσθετα, θα ήθελα να εκφράσω τις θερμότερες ευχαριστίες μου στους υπεύθυνους μου στο ερευνητικό κέντρο της ABB, τον Διδάκτορα κ. Damian Kowal καθώς και τον Διδάκτορα κ. Reza R. Moghaddam, για την εμπιστοσύνη που μου έδειξαν αναθέτοντας μου την παρούσα εργασία, καθώς επίσης για την καθοδήγηση και την υποστήριξη που μου προσέφεραν όλους αυτούς τους μήνες. Επίσης, ευχαριστώ τον Διδάκτορα κ. Mehanathan Pathmanathan για τη βοήθεια που μου παρείχε στη διόρθωση του τελικού κειμένου της διπλωματικής μου.

Είμαι ακόμα ιδιαίτερα ευγνώμων ως προς τα μέλη της ομάδας Machines and Drives του ερευνητικού κέντρου της ABB για τις πολύτιμες ιδέες που μου προσέφεραν κατά τη διεξαγωγή της διπλωματικής μου, καθώς και για τις όμορφες στιγμές και εμπειρίες που έζησα μαζί τους στη Σουηδία κατά το διάστημα της παραμονής μου εκεί.

Τέλος ευχαριστώ τους γονείς μου, την αδερφή μου και όλους τους φίλους μου για την υποστήριξη και την αγάπη που μου δείχνουν όλα αυτά τα χρόνια.

Acknowledgements

The present diploma thesis was carried out in collaboration with the ABB Corporate Research Center, located in Västerås, Sweden. I would like to thank everyone who helped and contributed to its completion.

I would first like to especially thank my Professor, Antonios Kladas, for his support and our excellent cooperation during the completion of my work.

I would also like to express my sincere gratitude to my supervisors at the ABB Corporate Research Center, Dr. Damian Kowal and Dr. Reza R. Moghaddam, for the opportunity that I was given, as well as for their valuable guidance and support throughout all these months. In addition, I wish to thank Dr. Mehanathan Pathmanathan for his help in reviewing the document of my thesis.

I am also grateful to all the members of the ABB Machines and Drives Group for their valuable suggestions and ideas during the process of my thesis, as well as for the beautiful moments and experiences that I shared with them during my stay in Sweden.

Finally I would like to thank my parents, my sister and all my friends for their support and love during all these years.

Πίνακας περιεχομένων

1	Εισαγωγή.....	9
1.1	Σκοπός της παρούσας διπλωματικής εργασίας.....	9
1.2	Δομή της εργασίας.....	10
2	Απώλειες πυρήνα σε ηλεκτρικές μηχανές.....	11
2.1	Συνιστώσες απωλειών πυρήνα.....	11
2.1.1	Απώλειες δινορρευμάτων.....	11
2.1.2	Απώλειες μαγνητικής υστέρησης.....	12
2.1.3	Απώλειες ανωμαλίας κατανομής δινορρευμάτων.....	13
2.2	Μοντέλα εκτίμησης απωλειών σιδήρου.....	14
2.2.1	Εξίσωση Steinmetz.....	14
2.2.2	Μοντέλα βασισμένα στη θεωρία διαχωρισμού απωλειών.....	15
2.2.3	Μοντέλα μαγνητικής υστέρησης.....	17
2.2.4	Μέθοδοι που θα χρησιμοποιηθούν στη μελέτη της παρούσας εργασίας.....	18
2.3	Πειραματικές μέθοδοι υπολογισμού απωλειών σιδήρου.....	20
2.4	Απώλειες πυρήνα στο δρομέα σύγχρονων μηχανών έκτυπων πόλων.....	22
3	Μαγνητικό πεδίο στο διάκενο σύγχρονης μηχανής έκτυπων πόλων.....	24
3.1	Εισαγωγή στα οδεύοντα κύματα.....	25
3.2	Αρμονικές στο διάκενο μιας ηλεκτρικής μηχανής.....	26
3.3	Αποδοτική συχνότητα.....	27
4	Ανάλυση με τη μέθοδο πεπερασμένων στοιχείων σε δύο διαστάσεις (2D).....	29
4.1	Αρχική διερεύνηση – Προσομοίωση οδεύοντος κύματος.....	29
4.1.1	Μοντέλα με μαγνητικό πυρήνα τοροειδούς σχήματος.....	29
4.1.2	Μοντέλα με μαγνητικό πυρήνα ορθογωνικού σχήματος.....	35
4.1.2.1	Διερεύνηση μεταβλητότητας του πλάτους του οδεύοντος κύματος – Προσθήκη βοηθητικού τυλίγματος.....	38
4.1.2.2	Τελικά αποτελέσματα λόγω της προσθήκης του βοηθητικού τυλίγματος.....	42
4.2	Τελικό δισδιάστατο μοντέλο.....	44
4.2.1	Προδιαγραφές της πειραματικής διάταξης.....	44
4.2.2	Ανάλυση ευαισθησίας.....	45
4.2.2.1	Σχεδιαστικές παράμετροι.....	45
4.2.2.2	Ρυθμίσεις προσομοιώσεων.....	47
4.2.2.3	Ανάλυση ευαισθησίας των παραμέτρων του συστήματος.....	48
4.2.3	Τελικά αποτελέσματα.....	53

5	Ανάλυση με τη μέθοδο πεπερασμένων στοιχείων σε τρεις διαστάσεις	56
5.1	Περιγραφή τρισδιάστατου μοντέλου	56
5.2	Ανάλυση δινορρευμάτων.....	59
5.2.1	Ρυθμίσεις προσομοιώσεων	59
5.2.2	Ανάλυση δινορρευμάτων εντός του όγκου του προς μελέτη δοκιμίου	60
5.2.2.1	Διερεύνηση των δινορρευμάτων στις Περιοχές 1, 2 και 3 του προς μελέτη δοκιμίου 61	
5.2.2.2	Διερεύνηση των δινορρευμάτων στις Περιοχές 3, 4, 5, 6 και 7 του προς μελέτη δείγματος.....	62
5.3	Σύγκριση απωλειών δινορρευμάτων	65
5.3.1	Μοντέλο με 2-πολικό AC τύλιγμα	65
5.3.1.1	Σύγκριση μεταξύ διαφορετικών μεθόδων εκτίμησης και παχών λαμαρίνας	65
5.3.1.2	Σύγκριση μεταξύ διαφορετικών υλικών	67
5.3.2	Μοντέλο με 4-πολικό AC τύλιγμα	69
5.3.2.1	Σύγκριση μεταξύ διαφορετικών παχών λαμαρίνας	69
6	Συμπεράσματα.....	72
6.1	Κυριότερα συμπεράσματα.....	72
6.2	Επιστημονική συνεισφορά της εργασίας	72
6.3	Θέματα για περαιτέρω διερεύνηση	73
7	Βιβλιογραφία	74
8	Παραρτήματα	78
8.1	Στοιχεία μαγνητικής λαμαρίνας τύπου M400-50A.....	78
8.2	Στοιχεία μαγνητικής λαμαρίνας κατασκευαστικού τύπου	80

Table of contents

1	Introduction	82
1.1	Purpose of the present diploma thesis	82
1.2	Structure of the project	83
2	Iron losses in electrical machines	84
2.1	Iron loss components	84
2.1.1	Eddy current losses.....	84
2.1.2	Hysteresis loss.....	85
2.1.3	Excess losses	86
2.2	Iron loss models	86
2.2.1	Steinmetz equation	86
2.2.2	Models based on the loss separation theory	88
2.2.3	Hysteresis models.....	90
2.2.4	Methods used in the investigation of the project.....	91
2.3	Iron loss measurement techniques.....	92
2.4	Rotor core losses in SPSM	94
3	Magnetic field in the air gap of a SPSM.....	96
3.1	Introduction to traveling waves	97
3.2	Harmonics in the air gap of an electrical machine	97
3.3	Effective frequency.....	99
4	FEM simulations in 2D	101
4.1	Initial investigation - emulation of a traveling wave	101
4.1.1	Models with toroid magnetic core	101
4.1.2	Models with rectangular magnetic core	107
4.1.2.1	Study of the variance in the amplitude of the traveling wave – Addition of the auxiliary winding	110
4.1.2.2	Final results due to the auxiliary winding	113
4.2	Final 2D model.....	115
4.2.1	Setup specifications	115
4.2.2	Sensitivity Analysis.....	116
4.2.2.1	Design parameters	116
4.2.2.2	Simulation settings	117
4.2.2.3	Process of sensitivity analysis	119

4.2.3	Results.....	123
5	FEM simulations in 3D	126
5.1	3D model description	126
5.2	Eddy current analysis.....	129
5.2.1	Simulation settings.....	129
5.2.2	Eddy current analysis within the volume of the test object.....	129
5.2.2.1	Investigation of eddy currents in regions 1, 2 and 3 of the test sample	130
5.2.2.2	Investigation of eddy currents in Regions 3, 4, 5, 6 and 7 of the test sample	132
5.3	Comparison of eddy currents	135
5.3.1	Model with 2-pole AC winding	135
5.3.1.1	Comparison of different estimation techniques and lamination thicknesses	135
5.3.1.2	Comparison of different materials	137
5.3.2	Model with 4-pole AC winding	139
5.3.2.1	Comparison of different lamination thicknesses.....	139
6	Conclusions	142
6.1	Most important conclusions.....	142
6.2	Scientific contribution of this project	142
6.3	Future work.....	142
7	References.....	144
8	Enclosures	148
8.1	Material data of the steel M400-50A.....	148
8.2	Material data of the construction steel.....	149

1 Εισαγωγή

1.1 Σκοπός της παρούσας διπλωματικής εργασίας

Ο σκοπός της παρούσας διπλωματικής εργασίας είναι η σχεδίαση μίας απλοποιημένης πειραματικής διάταξης, η οποία μπορεί να υποβάλει σιδηρομαγνητικά ελάσματα σε παρόμοιες συνθήκες μαγνητικού πεδίου με αυτές που επικρατούν στο δρομέα μίας σύγχρονης μηχανής έκτυπων πόλων. Ο στόχος αυτής της διάταξης είναι η τοπική μέτρηση των απωλειών λόγω δινορρευμάτων που προκύπτουν από την εφαρμογή μαγνητικών πεδίων υψηλής συχνότητας (άνω των 50 Hz) σε εξεταζόμενα δοκίμια. Οι μετρήσεις αυτές θα οδηγήσουν στην επικύρωση των αποτελεσμάτων των προσομοιώσεων σε τρισδιάστατα μοντέλα με τη χρήση της μεθόδου πεπερασμένων στοιχείων (FEM), κατά τις οποίες οι απώλειες δινορρευμάτων υπολογίζονται με βάση τον άμεσο υπολογισμό των αναπτυσσόμενων δινορρευμάτων σε λεπτά σιδηρομαγνητικά ελάσματα.

Κύριος στόχος της εργασίας είναι ο πρακτικός σχεδιασμός της διάταξης, με σκοπό την εύκολη κατασκευή και τη χρησιμοποίησή της για μετρήσεις απωλειών δινορρευμάτων. Κατά συνέπεια, αποφεύγεται η χρήση οποιοδήποτε είδους περιστρεφόμενων ή μηχανικώς κινούμενων τμημάτων εντός της διάταξης. Αντ' αυτού, προκειμένου να υποβληθούν τα προς μελέτη δείγματα σε παρόμοιες συνθήκες μαγνητικού πεδίου με το δρομέα μίας σύγχρονης μηχανής έκτυπων πόλων, ένα οδεύον κύμα μαγνητικής επαγωγής δημιουργείται εντός της διατάξεως σε διάκενο μπροστά από τα προς μελέτη δοκίμια. Είναι επιθυμητό το εν λόγω οδεύον κύμα να είναι ημιτονοειδές στα πεδία του χρόνου και του χώρου, ώστε να είναι εφικτή η χρησιμοποίησή της ιδέας της αποδοτικής συχνότητας (effective frequency) για την απλοποίηση της πειραματικής διάταξης.

Κατά συνέπεια, η διερεύνηση της παρούσας εργασίας χωρίζεται στα παρακάτω στάδια:

- Διερεύνηση της δυνατότητας παραγωγής ενός ημιτονοειδούς οδεύοντος κύματος μαγνητικής επαγωγής B στο διάκενο πειραματικών διατάξεων.
- Σχεδίαση ενός δισδιάστατου μοντέλου FEM της πειραματικής διάταξης.
- Σχεδίαση του αντίστοιχου τρισδιάστατου μοντέλου FEM και επικύρωση των αποτελεσμάτων του δισδιάστατου μοντέλου.
- Εκτίμηση των απωλειών δινορρευμάτων στα προς μελέτη δοκίμια του τρισδιάστατου μοντέλου με χρήση της μεθόδου άμεσης προσομοιώσεως δινορρευμάτων (direct eddy current simulation method)
- Σύγκριση των αποτελεσμάτων της παραπάνω μεθόδου με τα αποτελέσματα ενός κλασσικού μοντέλου εκτίμησης απωλειών πυρήνα στο πεδίο του χρόνου, το οποίο βασίζεται στη θεωρία διαχωρισμού απωλειών (theory of loss separation).
- Ανάλυση ευαισθησίας των απωλειών δινορρευμάτων σε σχέση με τα χαρακτηριστικά του προς μελέτη δοκιμίου (υλικό και πάχος μαγνητικής λαμαρίνας), καθώς και με τον αριθμό των πόλων της AC διέγερσης του μαγνητικού πυρήνα.

Ο βασικός στόχος αυτού του έργου είναι η εξέταση της δυνατότητας σχεδίασης μίας απλοποιημένης εγκατάστασης, η οποία μπορεί να προσομοιώσει συνθήκες μαγνητικού πεδίου ισοδύναμες με εκείνες ενός δρομέα σε μια σύγχρονη μηχανή έκτυπων πόλων. Ως εκ τούτου, μια λεπτομερής σχεδίαση της διάταξης, συμπεριλαμβανομένων όλου του συμπληρωματικού τεχνικού εξοπλισμού που απαιτείται για την τελική κατασκευή, δεν παρέχεται εντός αυτής της εργασίας.

Επιπρόσθετα, η παρούσα εργασία δεν εισάγει κάποιο νέο μοντέλο εκτίμησης απωλειών σιδήρου. Τόσο η άμεση μέθοδος προσομοιώσεως δινορρευμάτων όσο και το κλασσικό μοντέλο εκτίμησης απωλειών πυρήνα των Lin και άλλων [1], τα οποία χρησιμοποιούνται για την πρόβλεψη απωλειών δινορρευμάτων, παρέχονται από το λογισμικό ανάλυσης πεπερασμένων στοιχείων (FEM) ANSYS Maxwell.

Τέλος, η έρευνα που διεξάγεται σε αυτή την εργασία δεν αποσκοπεί στην επικύρωση της έννοιας της αποδοτικής συχνότητας (effective frequency).

1.2 Δομή της εργασίας

Η παρούσα εργασία χωρίζεται σε εννέα ενότητες με το ακόλουθο περιεχόμενο:

- Στο Κεφάλαιο 1, παρουσιάζεται ο σκοπός και το πεδίο εφαρμογής της παρούσας μελέτης.
- Στο Κεφάλαιο 2 περιγράφεται η προέλευση των απωλειών σιδήρου και αναλύονται οι διαθέσιμες τεχνικές για την εκτίμηση τους. Επιπλέον, εξετάζεται η πολυπλοκότητα της εκτίμησης απωλειών σιδήρου στο δρομέα μίας σύγχρονης μηχανής έκτυπων πόλων με ακρίβεια.
- Εντός του Κεφαλαίου 3 γίνεται μια επισκόπηση των συνθηκών του μαγνητικού πεδίου μίας σύγχρονης μηχανής έκτυπων πόλων, ενώ ταυτόχρονα εισάγεται η έννοια της αποδοτικής συχνότητας (effective frequency).
- Το Κεφάλαιο 4 περιγράφει τα βήματα που ακολουθηθήκαν κατά τη σχεδίαση της απλοποιημένης πειραματικής διάταξης σε δισδιάστατα μοντέλα FEM.
- Στο Κεφάλαιο 5, παρουσιάζεται το τελικό τρισδιάστατο μοντέλο FEM της διάταξης και γίνεται σύγκριση των εκτιμώμενων απωλειών δινορρευμάτων για διαφορετικά εξεταζόμενα δοκίμια.
- Το Κεφάλαιο 6 εξετάζει τα πιο σημαντικά ευρήματα και τα συμπεράσματα που προκύπτουν από τη συνολική μελέτη που διεξήχθη στα πλαίσια της συγκεκριμένης εργασίας, καθώς και προτείνει θέματα για περαιτέρω διερεύνηση.
- Τέλος, το Κεφάλαιο 7 περιέχει τη βιβλιογραφία, η οποία χρησιμοποιήθηκε κατά τη μελέτη της παρούσας εργασίας, ενώ το Κεφάλαιο 8 περιέχει πρόσθετες πληροφορίες (παραρτήματα).

2 Απώλειες πυρήνα σε ηλεκτρικές μηχανές

Σημαντικές προσπάθειες γίνονται σε διεθνές επίπεδο για τη μείωση της παγκόσμιας κατανάλωσης ενέργειας, προκειμένου να επιτευχθεί ο στόχος της ενεργειακής απόδοσης. Η λειτουργία των ηλεκτρικών κινητήρων καταναλώνει ένα σημαντικό ποσό της συνολικής ηλεκτρικής ενέργειας σε όλο τον κόσμο και ως εκ τούτου η ανάπτυξη ηλεκτρικών μηχανών με ελάχιστες απώλειες είναι πρωταρχικής σημασίας. Πέρα από τις ωμικές και τις μηχανικές απώλειες, οι απώλειες σιδήρου διαδραματίζουν βασικό ρόλο στην απόδοση των ηλεκτρικών μηχανών και μπορεί να γίνουν μέχρι και η κύρια συνιστώσα σε ορισμένες εφαρμογές, όπως στη λειτουργία υπό συνθήκες εξασθένησης πεδίου (field weakening) σε συστήματα ηλεκτρικής κίνησης οχημάτων [2]. Οι απώλειες αυτές αναφέρονται συχνά στη βιβλιογραφία ως απώλειες πυρήνα, καθώς προκύπτουν στους πυρήνες των ηλεκτρικών μηχανών ως αποτέλεσμα της μεταβολής του μαγνητικού πεδίου. Εμφανίζονται κυρίως στο σώμα και τα δόντια του στάτη, καθώς και στα σιδηρομαγνητικά ελάσματα από τα οποία αποτελείται ο δρομέας σε ορισμένες περιπτώσεις. Ο μηχανισμός αυτών των απωλειών βασίζεται στην αρχή του φαινομένου Joule [2]. Σε τεχνικό επίπεδο, χωρίζονται συνήθως σύμφωνα με τη θεωρία του διαχωρισμού απωλειών (theory of loss separation) σε τρεις συνιστώσες: απώλειες δινορρευμάτων, απώλειες υστέρησης και απώλειες ανωμαλίας κατανομής δινορρευμάτων (eddy currents anomalous loss) [3].

Κατά τη διαδικασία σχεδιασμού των ηλεκτρικών μηχανών, η τάση σήμερα είναι να περιοριστεί η χρήση των δαπανηρών και χρονοβόρων φυσικών πρωτοτύπων. Αντ' αυτού, η εικονική προτυποποίηση (virtual prototyping) χρησιμοποιείται για το σχεδιασμό και τη βελτιστοποίηση μηχανών. Εικονικοί σχεδιασμοί, βασιζόμενοι σε αναλυτικά και αριθμητικά μοντέλα, χρησιμοποιούνται από τους μηχανικούς για την προσομοίωση της λειτουργίας των ηλεκτρικών μηχανών και την πρόβλεψη της συνολικής απόδοσης τους. Η ευρέως χρησιμοποιούμενη αριθμητική τεχνική για το σχεδιασμό των ηλεκτρικών μηχανών είναι η μέθοδος των πεπερασμένων στοιχείων (FEM).

Για την εκτίμηση των απωλειών πυρήνα, διάφορα μοντέλα εκτίμησης απωλειών σιδήρου (iron loss models) έχουν προταθεί μέχρι σήμερα και είναι διαθέσιμα σε προϊόντα λογισμικού πεπερασμένων στοιχείων. Παρ' όλα αυτά, η ακριβής πρόβλεψη των απωλειών σιδήρου εξακολουθεί να αποτελεί πρόκληση και ως εκ τούτου καθίσταται σαφής η ανάγκη για την εύρεση μεθόδων πρόβλεψης που μπορούν να παρέχουν αξιόπιστα αποτελέσματα. Σε αυτό το κεφάλαιο παρουσιάζονται συνοπτικά τα πιο ευρέως γνωστά μοντέλα εκτίμησης απωλειών σιδήρου καθώς επίσης εξετάζονται οι σημαντικότερες παραδοχές και οι περιορισμοί τους.

2.1 Συνιστώσες απωλειών πυρήνα

2.1.1 Απώλειες δινορρευμάτων

Σύμφωνα με το νόμο της ηλεκτρομαγνητικής επαγωγής (νόμος του Faraday), η εφαρμογή ενός εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου σε ένα σιδηρομαγνητικό υλικό έχει ως συνέπεια την ανάπτυξη επαγωγικών τάσεων ανάλογων με το ρυθμό μεταβολής της μαγνητικής ροής. Οι τάσεις αυτές προκαλούν τη δημιουργία επαγωγικών ρευμάτων εντός του υλικού (δινορρέυματα), των οποίων η κατεύθυνσή τείνει να αντισταθεί στην αρχική αλλαγή της μαγνητικής ροής (νόμος του Lenz) [4].

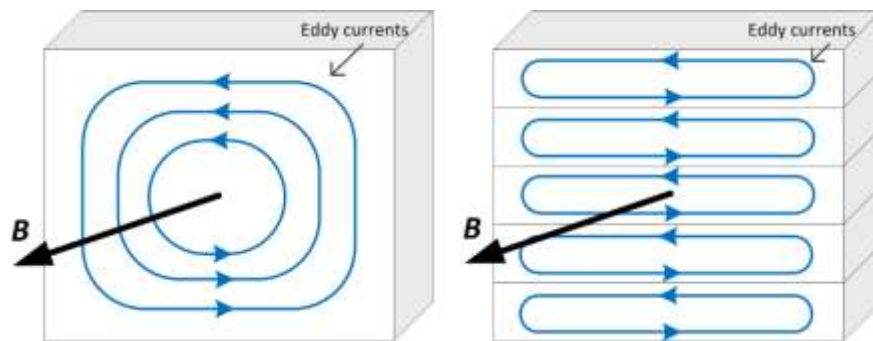
Η κυκλοφορία των δινορρευμάτων εντός του υλικού έχει ως αποτέλεσμα την εμφάνιση του επιδερμικού φαινομένου. Συγκεκριμένα, παρατηρείται σταδιακή μείωση της μαγνητικής επαγωγής σε μεγαλύτερα βάθη και ως εκ τούτου περιορισμός της μαγνητικής ροής σε μια μικρή περιοχή κοντά στην επιφάνεια του υλικού. Το βάθος στο οποίο η μαγνητική επαγωγή

έχει τιμή μικρότερη από $1/e$ ($\sim 36,79$ %) της αντίστοιχης τιμής στην επιφάνεια του υλικού ονομάζεται βάθος διείσδυσης και υπολογίζεται με βάση τον ακόλουθο τύπο :

$$\delta_{sk} = \sqrt{\frac{\rho}{\pi \mu_0 \mu_r f}} \quad (2)$$

όπου ρ η ειδική αντίσταση του υλικού, f η ηλεκτρική συχνότητα σε Hz και μ_0 και μ_r η διαπερατότητα του κενού και του υλικού αντίστοιχα [5] .

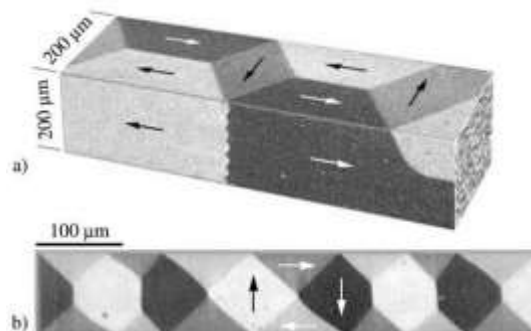
Προκειμένου να επιτευχθεί μείωση των απωλειών λόγω δινορρευμάτων στις ηλεκτρικές μηχανές, μια κοινή τεχνική η οποία χρησιμοποιείται είναι η κατασκευή του πυρήνα από λεπτά σιδηρομαγνητικά ελάσματα (μαγνητική λαμαρίνα), όπως φαίνεται στο Σχήμα 1. Η μέθοδος αυτή είναι ιδιαίτερα αποτελεσματική, καθώς εκτιμάται ότι οι απώλειες δινορρευμάτων είναι ανάλογες με το τετράγωνο του πάχους της λαμαρίνας. Το πάχος κάθε ελάσματος επιλέγεται να είναι μικρότερο από το βάθος διείσδυσης της θεμελιώδους συχνότητας, έτσι ώστε η ροή να μπορεί να διεισδύσει πλήρως σε κάθε φύλλο [5], [6].



Σχήμα 1 : Ανάπτυξη δινορρευμάτων (eddy currents) σε συμπαγή σώματα και σε σώματα από σιδηρομαγνητικά ελάσματα λόγω της επιβολής μεταβαλλόμενου μαγνητικού πεδίου B

2.1.2 Απώλειες μαγνητικής υστέρησης

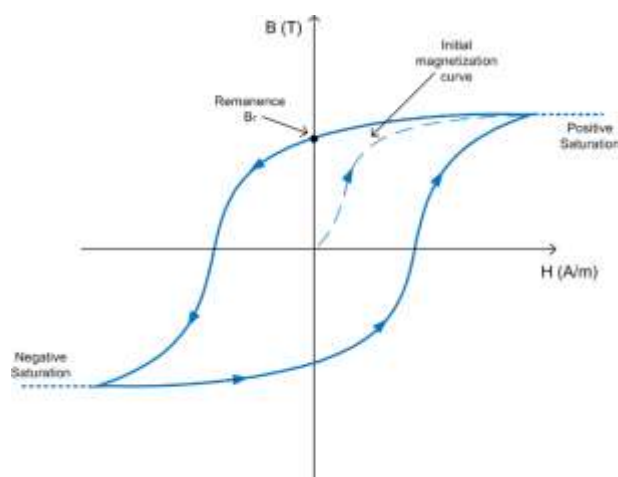
Σε μικροσκοπική κλίμακα, τα μαλακά σιδηρομαγνητικά υλικά χωρίζονται σε μικρές μαγνητικές περιοχές [7]. Εντός κάθε μαγνητικής περιοχής, τα άτομα ευθυγραμμίζονται ομοιόμορφα, με τα μαγνητικά πεδία τους να έχουν την ίδια κατεύθυνση. Στο Σχήμα 2, οι κατευθύνσεις της μαγνήτισης απεικονίζονται με βέλη. Στην περίπτωση ενός μη μαγνητισμένου σιδηρομαγνητικού υλικού, ο προσανατολισμός των μαγνητικών περιοχών είναι τυχαίος [8].



Σχήμα 2 : Εικόνες μαγνητικών περιοχών που αποκτήθηκαν με μαγνητο-οπτικές μεθόδους εντός (α) μίας ίνας σιδήρου και (β) ενός λεπτού στοιχείου NiFe [7]

Τα όρια μεταξύ των γειτονικών μαγνητικών περιοχών ονομάζονται τοιχώματα μαγνητικών περιοχών. Κάθε φορά που το υλικό υποβάλλεται σε ένα εξωτερικό μαγνητικό πεδίο, τα τοιχώματα αυτά κινούνται προκειμένου να επιμηκυνθούν οι μαγνητικές περιοχές οι οποίες ευθυγραμμίζονται με τη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου. Αυτή η κίνηση των τοιχωμάτων παρακωλύεται συχνά λόγω της ύπαρξης προσμίξεων εντός του υλικού, οι οποίες λειτουργούν ως σημεία αγκυρώσεως (pinning sites) [9]. Η υπερπήδηση των σημείων αγκυρώσεως μπορεί να επιτευχθεί μόνο με επαρκή αύξηση του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Αυτή η σποραδική κίνηση των τοιχωμάτων των μαγνητικών περιοχών προκαλεί ανάπτυξη θερμικών απωλειών Joule, οι οποίες ονομάζονται απώλειες μαγνητικής υστέρησης [10].

Η σχέση μεταξύ της έντασης του μαγνητικού πεδίου H και της μαγνήτισης M δεν είναι γραμμική. Σε περιπτώσεις μη μαγνητισμένου σιδηρομαγνητικού υλικού, η αύξηση της έντασης του μαγνητικού πεδίου προκαλεί αντίστοιχη αύξηση της μαγνήτισης μέχρι το υλικό να φτάσει στην περιοχή του κορεσμού. Η αφαίρεση του μαγνητικού πεδίου πριν να επέλθει κορεσμός στο υλικό έχει ως συνέπεια το μηδενισμό της μαγνήτισης. Ωστόσο, εάν το υλικό προλάβει να βρεθεί στην περιοχή του κορεσμού, η απομάκρυνση του εξωτερικού πεδίου δεν επιφέρει ξανά τον τυχαίο προσανατολισμό των μαγνητικών περιοχών. Αντίθετα, το σιδηρομαγνητικό υλικό θα διατηρήσει ένα σημαντικό βαθμό μαγνήτισης B_r (παραμένουσα μαγνήτιση). Αυτή η εξάρτηση της μαγνήτισης με την προηγούμενη ιστορία της μαγνητικής ροής του υλικού απεικονίζεται στην καμπύλη $B(H)$ (Σχήμα 3), όπου η περιοχή που περικλείεται στο βρόχο μαγνητικής υστέρησης είναι ευθέως ανάλογη με τη συνολική θερμική ενέργεια που χάνεται στο υλικό σε ένα δεδομένο AC κύκλο [9].



Σχήμα 3 : Βρόχος μαγνητικής υστέρησης και αρχική καμπύλη μαγνήτισης σε μαλακό σιδηρομαγνητικό υλικό

2.1.3 Απώλειες ανωμαλίας κατανομής δινορρευμάτων

Μία τρίτη συνιστώσα που θεωρείται συχνά στην τεχνική προσέγγιση των διαφορετικών τύπων απωλειών σιδήρου είναι οι απώλειες ανωμαλίας κατανομής δινορρευμάτων (eddy current anomalous or excess loss). Ο όρος αυτός βασίζεται σε εμπειρικούς παράγοντες και εισήχθη σε μια προσπάθεια να εξηγήσει τη διαφορά μεταξύ προβλέψεων και μετρήσεων των απωλειών σιδήρου [2], [3]. Ο λόγος για αυτή τη διαφορά θεωρείται η ανικανότητα των μοντέλων εκτίμησης απωλειών σιδήρου να περιγράψουν και να ενσωματώσουν σωστά τη ύπαρξη των τοιχωμάτων των μαγνητικών περιοχών και τα φαινόμενα που εμφανίζονται ως συνέπεια της κίνησης τους [10]. Ο Bertotti έδωσε μια φυσική εξήγηση σχετικά με την πρόβλεψη των απωλειών ανωμαλίας με την εισαγωγή του νέου όρου των μαγνητικών αντικειμένων (magnetic objects) [11], [12]. Τα μαγνητικά αντικείμενα αντιστοιχούν σε περιοχές μαγνητικής συσχέτισης, οι οποίες βρίσκονται χαλαρά συνδεδεμένες σε ομάδες μαγνητικών τοιχωμάτων που αλληλεπιδρούν έντονα μεταξύ τους [13].

2.2 Μοντέλα εκτίμησης απωλειών σιδήρου

Αρκετές μέθοδοι έχουν αναπτυχθεί για την εκτίμηση των απωλειών σιδήρου τόσο στο πεδίο της συχνότητας όσο και στο πεδίο του χρόνου. Οι κύριες προσεγγίσεις περιλαμβάνουν διάφορες εμπειρικές λύσεις όπως η εξίσωση Steinmetz, τα μοντέλα που βασίζονται στη θεωρία του διαχωρισμού απωλειών, καθώς και τα μοντέλα υστέρησης.

2.2.1 Εξίσωση Steinmetz

Μια σειρά από μοντέλα βασίζεται στη γνωστή εμπειρική προσέγγιση που εισήγαγε ο Steinmetz:

$$p_v = k_m \cdot f^a \cdot \hat{B}^\beta \quad (2)$$

όπου p_v είναι οι συνολικές απώλειες ισχύος, \hat{B} το πλάτος της μαγνητικής επαγωγής και k_m , α και β συντελεστές οι οποίοι υπολογίζονται με προσαρμογή των καμπυλών σε μετρήσεις που λαμβάνονται υπό ημιτονοειδή διέγερση [14].

Για συνθήκες μη ημιτονοειδούς διέγερσης, η χρήση της τροποποιημένης εξίσωσης Steinmetz (Modified Steinmetz Equation- MSE) προτάθηκε [15], [16], σύμφωνα με την οποία οι συνολικές απώλειες ισχύος υπολογίζονται ως:

$$p_v = k_m \cdot f_{eq}^{a-1} \cdot \hat{B}^\beta \cdot f_r \quad (3)$$

όπου f_r είναι η συχνότητα επανάληψης απομαγνήτισης και f_{eq} η ισοδύναμη συχνότητα:

$$f_{eq} = \frac{2}{\pi^2 \cdot \Delta B^2} \int_0^T \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 dt \quad (4)$$

στην οποία ΔB είναι το πλάτος από κορυφή σε κορυφή. Η συχνότητα αυτή έχει το ίδιο ποσοστό μαγνήτισης με την ημιτονοειδή μαγνητική επαγωγή $B(t)$ και βοηθά να επιτευχθεί μια καλύτερη προσέγγιση κυρίως υπό τριγωνικής μορφής μαγνήτιση [16], [17]. Παρ'όλα αυτά, η χρήση της μεθόδου MSE είναι δυνατή μόνο στο πεδίο της συχνότητας [1].

Μία ακόμα παραλλαγή είναι η γενικευμένη εξίσωση Steinmetz (Generalized Steinmetz Equation - GSE) [18]:

$$p_v = \frac{1}{T} \int_0^T k_m \cdot \left| \frac{dB}{dt} \right|^a \cdot |B(t)|^{\beta-a} dt \quad (5)$$

Η GSE είναι πιο ακριβής από τη MSE, ιδίως σε περιπτώσεις όπου η θεμελιώδης συχνότητα της κυματομορφής είναι μικρή. Ωστόσο, η χρήση της GSE μπορεί να οδηγήσει σε ιδιαίτερα μεγάλες αποκλίσεις από τις πραγματικές τιμές όταν η κυματομορφή της μαγνητικής επαγωγής έχει μεγάλο πλάτος τρίτης αρμονικής συνιστώσας ή γενικά πολλαπλές κορυφές [2], [18].

Μια παραλλαγή, η οποία ονομάζεται βελτιωμένη γενικευμένη εξίσωση Steinmetz (improved Generalized Steinmetz Equation - iGSE), προτάθηκε με στόχο τη διόρθωση των ατελειών του προηγούμενου μοντέλου. Στην iGSE, ένας αναδρομικός αλγόριθμος

χρησιμοποιείται για την απομόνωση του μείζονος βρόχου μαγνητικής υστέρησης από ελάσσονες βρόχους (minor loops). Οι συνολικές απώλειες σιδήρου είναι το άθροισμα των απωλειών του κάθε ξεχωριστού βρόχου, οι οποίες περιγράφονται από την ακόλουθη εξίσωση:

$$p_{vi} = \frac{1}{T} \int_0^T k_m \cdot \left| \frac{dB}{dt} \right|^a \cdot (\Delta B)^{\beta-a} dt \quad (6)$$

Τα πλεονεκτήματα των μοντέλων που βασίζονται στην εξίσωση Steinmetz είναι οι χαμηλές απαιτήσεις από άποψη υπολογιστικού χρόνου και η συνολική απλότητα τους, καθώς οι συντελεστές τους παρέχονται άμεσα από τον κατασκευαστή ή μπορούν να υπολογιστούν με ευκολία από τις καμπύλες μετρήσεων του κατασκευαστή [2].

Παρ' όλα αυτά, η έλλειψη ακρίβειας αυτών των μοντέλων όταν χρησιμοποιούνται για εκτίμηση απωλειών σιδήρου σε μαγνητικές λαμαρίνες δεν γίνεται να αγνοηθεί. Μία σημαντική αιτία των αποκλίσεων που παρατηρούνται από τις πραγματικές τιμές των μετρήσεων είναι ο υπολογισμός των συντελεστών k_m , α και β , οι οποίοι στην πραγματικότητα εξαρτώνται από τη συχνότητα του μαγνητικού πεδίου, και ως εκ τούτου, η απλή παρεκβολή (extrapolation) από τις καμπύλες μετρήσεων δεν είναι επαρκής. Επιπλέον, τα μοντέλα αυτά έχουν σχεδιαστεί κυρίως για υλικά από φερρίτη και η πλειονότητα αυτών δεν έχει δοκιμαστεί για κράματα σιδήρου-πυριτίου (SiFe) [2].

2.2.2 Μοντέλα βασισμένα στη θεωρία διαχωρισμού απωλειών

Σε μία διαφορετική προσέγγιση, ο Jordan διαχώρισε τις απώλειες σιδήρου σε δύο όρους, στις απώλειες δινορρευμάτων p_e και στις απώλειες μαγνητικής υστέρησης p_h :

$$p_v = p_e + p_h = k_e \cdot f^2 \cdot \hat{B}^2 + k_h \cdot f \cdot \hat{B}^2 \quad (7)$$

όπου οι συντελεστές k_e και k_h προσδιορίζονται από προσαρμογή στα πειραματικά δεδομένα απωλειών του υλικού [20]. Στην εξίσωση (7), ο υπολογισμός των απωλειών δινορρευμάτων βασίζεται στην εφαρμογή των εξισώσεων του Maxwell, ενώ οι απώλειες μαγνητικής υστέρησης είναι ευθέως ανάλογες με το βρόχο μαγνητικής υστέρησης σε χαμηλές συχνότητες [2].

Ο Grätzer πρόσθεσε έναν παράγοντα εξαρτώμενο από τάσεις στον όρο των απωλειών δινορρευμάτων προκειμένου να πετύχει καλύτερη εκτίμηση σε συνθήκες μη ημιτονοειδούς διέγερσης:

$$p_v = \left(\frac{\xi_{arb}}{\xi_{sin}} \right)^2 \cdot k_e \cdot f^2 \cdot \hat{B}^2 + k_h \cdot f \cdot \hat{B}^2 \quad (8)$$

όπου

$$\xi = \frac{U_{rms}}{U_{ave}} = \frac{\sqrt{\frac{1}{T} \cdot \int_0^T u^2(t) \cdot dt}}{\frac{1}{T} \cdot \int_0^T |u(t)| \cdot dt} \quad (9)$$

Ο παράγοντας ξ εξαρτάται από τη τάση διέγερσης και όχι τη μαγνητική επαγωγή, καθώς μετρήσεις έδειξαν ότι οι απώλειες λόγω δινορρευμάτων συσχετίζονται με το τετράγωνο της τετραγωνικής ρίζας της τιμής της τάσεως [21].

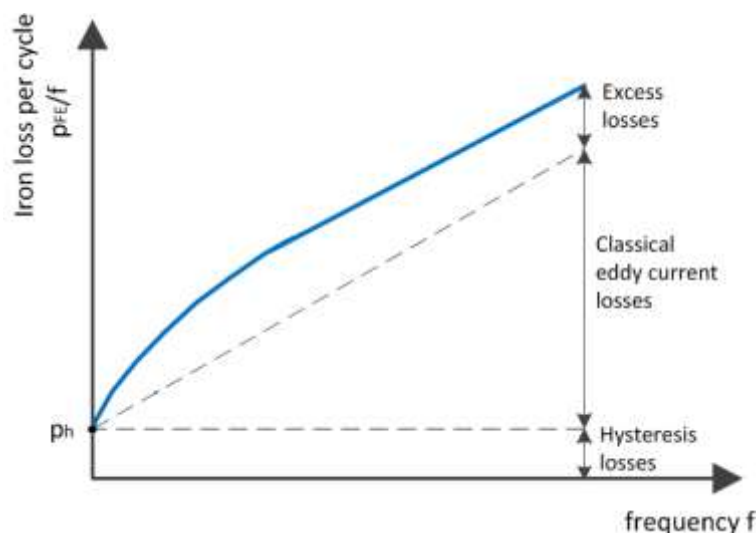
Ωστόσο, οι προηγούμενες εξισώσεις δεν είναι τόσο ακριβείς με τα κράματα SiFe σε σύγκριση με τα κράματα σιδήρου-νικελίου (NiFe) [2]. Όπως αναφέρθηκε νωρίτερα στην υποενότητα 2.1.3, προκειμένου να εξηγηθεί η απόκλιση, η οποία παρατηρείται πάντα μεταξύ των εκτιμήσεων και των μετρήσεων των απωλειών πυρήνα, εισήχθη ο όρος των απωλειών ανωμαλίας κατανομής δινορρευμάτων. Στην στατιστική θεωρία του διαχωρισμού των απωλειών, οι απώλειες σιδήρου p_v σε σώματα κατασκευασμένα από σιδηρομαγνητικά ελάσματα υπό συνθήκες ημιτονοειδούς διέγερσης μαγνητικού πεδίου μπορούν να υπολογιστούν μέσω της σχέσης:

$$p_v = p_e + p_h + p_{exc} = k_e \cdot f^2 \cdot \hat{B}^2 + k_h \cdot f \cdot \hat{B}^2 + k_{exc} \cdot f^{1.5} \cdot \hat{B}^{1.5} \quad (10)$$

όπου p_e είναι οι κλασσικές απώλειες δινορρευμάτων, p_h οι απώλειες μαγνητικής υστέρησης και p_{exc} οι απώλειες ανωμαλίας κατανομής δινορρευμάτων. Η φυσική εξήγηση του παράγοντα k_{exc} προκύπτει από την θεωρία του Bertotti περί ενεργών μαγνητικών αντικειμένων και υπολογίζεται μέσω της εξίσωσης:

$$k_{exc} = \sqrt{SV_0\sigma G} \quad (11)$$

όπου σ είναι η ηλεκτρική αγωγιμότητα, S η συνολική επιφάνεια εγκάρσιας διατομής του δείγματος λαμαρίνας, $G \approx 0.136$ ένας συντελεστής που σχετίζεται με την αντιστάθμιση των δινορρευμάτων και V_0 μία σταθερά εξαρτώμενη από τη στατιστική κατανομή των τοπικών πεδίων απομαγνητότητας [22].



Σχήμα 4 : Κατηγοριοποίηση των απωλειών πυρήνα με βάση τη θεωρία διαχωρισμού απωλειών

Αυτή η συμβατική μέθοδος παρουσιάζει αρκετές ελλείψεις. Ορισμένες από αυτές σχετίζονται με τις κλασσικές απώλειες δινορρευμάτων p_e , καθώς ο όρος αυτός προκύπτει θεωρώντας ομοιόμορφη μαγνήτιση, γραμμικότητα και ομοιογένεια του υλικού που αποτελείται από ελάσματα [23]. Επιπλέον, οι απώλειες σιδήρου στην εξίσωση (10) υπολογίζονται με βάση την παραδοχή ότι η διέγερση πεδίου είναι ημιτονοειδής. Οι Fiorillo και Novikον πρότειναν ένα μοντέλο το οποίο είναι σε θέση να προβλέψει τις απώλειες σιδήρου κάτω από συνθήκες μη ημιτονοειδούς μαγνητικής ροής λαμβάνοντας υπόψη την εξάρτηση των συνιστωσών των

απωλειών σιδήρου από την παράγωγο της μαγνητικής επαγωγής, $\frac{dB}{dt}$ [24]. Επί της ουσίας, υπέθεσαν βασιζόμενοι σε θεωρητικά και πειραματικά αποτελέσματα υπό συνθήκες ημιτονοειδούς μαγνητικής επαγωγής ότι:

$$p_e \propto \left\langle \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \right\rangle \quad p_h \propto \left\langle \left| \frac{dB}{dt} \right| \right\rangle \quad p_{exc} \propto \left\langle \left(\frac{dB}{dt} \right)^{1.5} \right\rangle \quad (12)$$

Με βάση αυτή την υπόθεση, ανέπτυξαν μια αναλυτική προσέγγιση των απωλειών σιδήρου υπό μη ημιτονοειδείς συνθήκες μαγνητικού πεδίου, η οποία απαιτεί την πρότερη γνώση αφενός μιας τιμής των κλασικών απωλειών δινορρευμάτων p_e και των απωλειών μαγνητικής υστέρησης p_h σε μεσοστατική μέτρηση και αφετέρου μίας μέτρησης των συνολικών απωλειών πυρήνα υπό ημιτονοειδή μαγνητική ροή σε μία δοκιμαστική συχνότητα [24].

Επιπρόσθετα, τα προηγούμενα μοντέλα που αναφέρθηκαν θεωρούν ότι η κυματομορφή της μαγνητικής επαγωγής δεν παρουσιάζει τοπικά ελάχιστα (ελάχιστονες βρόχους μαγνητικής υστέρησης) [25]. Προκειμένου να ενσωματώσουν το φαινόμενο των ελάχιστων βρόχων μαγνητικής υστέρησης, οι Lavers και λοιποί πρότειναν έναν συντελεστή διόρθωσης που περιλαμβάνει τα πλάτη των ελάχιστων βρόχων ΔB_i ενώ οι Arkkio και Nieminen εισήγαγαν μια συνάρτηση αντιστάθμισης $f(|B|)$ [26], [25].

Επιπλέον, με την παραδοχή της ομοιόμορφης και μονής κατεύθυνσης διείσδυσης της μαγνητικής ροής κατά μήκος του δείγματος, τα μοντέλα που βασίζονται στη θεωρία του διαχωρισμού απωλειών παραβλέπουν εξ ολοκλήρου την επίδραση του επιδερμικού φαινομένου [3]. Αυτός ο περιορισμός μπορεί να προκαλέσει τη σημαντική απόκλιση των εκτιμώμενων απωλειών από τις τελικές τιμές μέτρησης. Ένα μοντέλο εκτίμησης απωλειών σιδήρου που ενσωματώνει το επιδερμικό φαινόμενο και δίνει αποδεκτά αποτελέσματα κυρίως για υψηλότερης τάξης αρμονικές εισήχθη από τους Yamazaki και Fukushima [27].

Πρέπει να σημειωθεί ότι στα προηγούμενα μοντέλα η μαγνητική ροή θεωρείται ότι είναι εναλλασσόμενη. Ωστόσο, σε ορισμένες περιοχές της ηλεκτρικής μηχανής, όπως στις άκρες των δοντιών και των πόλων σε μία σύγχρονη μηχανή έκτυπων πόλων, το μαγνητικό πεδίο περιστρέφεται. Οι Fiorillo και Rietto έδειξαν ότι οι απώλειες περιστροφής (rotational losses) μπορούν να περιγραφούν μέσω ενός παρόμοιου μοντέλου διαχωρισμού απωλειών [28]. Επιπρόσθετα μοντέλα που προσπαθούν να εκτιμήσουν τις απώλειες περιστροφής στους πυρήνες των μηχανών με την εισαγωγή συντελεστών διόρθωσης παρουσιάζονται στις πηγές [25] και [22]. Οι συνολικές απώλειες σιδήρου σε μια ηλεκτρική μηχανή μπορούν να καθοριστούν ως το άθροισμα των απωλειών που προκαλούνται λόγω εναλλασσόμενης μαγνήτισης p_a , περιστροφικής μαγνήτισης p_{rot} και υψηλότερης τάξεως αρμονικών p_{hf} :

$$p_v = C_1 p_a + C_2 p_{rot} + C_3 p_{hf} \quad (13)$$

όπου C_1 , C_2 και C_3 είναι εμπειρικοί παράγοντες εξαρτώμενοι από το υλικό και τη γεωμετρία, που μπορούν να προσδιοριστούν από μετρήσεις και προσαρμογή καμπυλών [22].

2.2.3 Μοντέλα μαγνητικής υστέρησης

Μια ακόμη μέθοδος για τον υπολογισμό των απωλειών σιδήρου αποτελούν τεχνικές μοντελοποίησης στο πεδίο του χρόνου οι οποίες περιγράφουν τη διαδικασία μαγνητικής υστέρησης. Τα μοντέλα μαγνητικής υστέρησης προσπαθούν να χαρακτηρίσουν με ακρίβεια τις ιδιότητες των υλικών και τις απώλειές τους μέσω της μοντελοποίησης των καμπυλών μαγνήτισης [29]. Προκειμένου να το πετύχουν, λαμβάνουν υπόψη τους την ύπαρξη όχι μόνο του μείζονα, αλλά και των ελάχιστων βρόχων μαγνητικής υστέρησης. Υπάρχουν δύο κύριες

κατηγορίες μοντέλων υστέρησης: τα φυσικά μοντέλα όπως το μοντέλο Jiles-Atherton [30] ή το Stoner-Wolfarth και τα μαθηματικά μοντέλα, όπως το κλασικό μοντέλο Preisach και οι παραλλαγές του [31], [2].

Το κλασικό μοντέλο Preisach (classical Preisach model) προσδιορίζει το σχήμα αυθαίρετων βρόχων υστέρησης υπό συνθήκες μονής κατεύθυνσης διέγερσης διαιρώντας το σιδηρομαγνητικό υλικό σε μικρά ανεξάρτητα σωματίδια με συγκεκριμένα χαρακτηριστικά μαγνήτισης [13]. Σε αυτή τη μέθοδο λαμβάνονται υπόψη τόσο η ύπαρξη των ελάσσονων βρόχων όσο και η ανισοτροπική φύση του υλικού υπό εξέταση [13]. Ωστόσο, το κλασικό μοντέλο Preisach έχει ορισμένους περιορισμούς. Μερικοί από αυτούς είναι η μη αναλογία (noncongruency) των ελάσσονων βρόχων, η αστάθεια της συνάρτησης Preisach και το μη ρεαλιστικό γεγονός ότι η αρχική μαγνητική δεκτικότητα του μοντέλου είναι ίση με μηδέν [29]. Τροποποιήσεις του μοντέλου που έχουν αναπτυχθεί με σκοπό την εξάλειψη αυτών των περιορισμών παρουσιάζονται στο [29]. Επιπρόσθετα, το κλασικό μοντέλο Preisach δεν λαμβάνει υπόψη το επιδερμικό φαινόμενο και τις απώλειες μαγνητικής υστέρησης που προκύπτουν από τη μαγνήτιση περιστροφής [2]. Σε αντίθεση, το δυναμικό μοντέλο Preisach (dynamic Preisach model) υπολογίζει την αύξηση των απωλειών υστέρησης σε υψηλότερες συχνότητες λόγω του επιδερμικού φαινομένου, ενώ το μοντέλο τριβής-υστέρησης (Friction like Hysteresis model) και το μοντέλο ενέργειας-υστέρησης (Energy Based Hysteresis model) μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την ανάλυση των απωλειών περιστροφής [2]. Τέλος, ένα γενικό πρόβλημα των μαθηματικών μοντέλων υστέρησης είναι ότι η ανάπτυξη τους βασίζεται ελάχιστα ή και καθόλου σε φυσικούς μηχανισμούς. Ως αποτέλεσμα, οι συναρτήσεις τους δεν είναι σε θέση να προσαρμοστούν και πρέπει να υπολογιστεί εκ νέου κάθε φορά που υπάρχουν αλλαγές στο εξωτερικό περιβάλλον (στρες, θερμοκρασία, συχνότητα εξωτερικού πεδίου κλπ.) [32].

Από την άλλη πλευρά, τα φυσικά μοντέλα υστέρησης στοχεύουν στην περιγραφή του φαινομένου μαγνητικής υστέρησης βασιζόμενα σε φυσικούς μηχανισμούς. Το μοντέλο που προτείνουν οι Jiles και Atherton περιγράφει ισοτροπικά πολυκρυσταλλικά υλικά λαμβάνοντας υπόψη την κίνηση των τοιχωμάτων των μαγνητικών περιοχών ως τον κυριότερο μηχανισμό μαγνήτισης, ενώ το μοντέλο Stoner-Wolfarth βασίζεται στην ιδέα της διαίρεσης του υλικού σε σωματίδια αποτελούμενα από μία μαγνητική περιοχή, με αξονική ανισοτροπία και περιστροφική μαγνήτιση [32], [29]. Η φυσική αιτιολόγηση πίσω από αυτά τα μοντέλα προσφέρει σημαντικά πλεονεκτήματα. Αρχικά, έχουν λιγότερους βαθμούς ελευθερίας σε σχέση με τα μαθηματικά μοντέλα ενώ οι παράμετροι τους συνδέονται άμεσα με τη δομή του υλικού [32]. Επιπλέον, έχουν την ικανότητα των συμπεριλαμβάνουν τις επιπτώσεις του εξωτερικού περιβάλλοντος και κατά συνέπεια, οι παράμετροι τους μπορούν να διατηρηθούν σταθερές κάτω από διαφορετικές εξωτερικές συνθήκες [32].

Η επιλογή των μοντέλων μαγνητικής υστέρησης για την πρόβλεψη των απωλειών σιδήρου αποφεύγεται συνήθως σε βιομηχανικές εφαρμογές. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι απαιτούν μετρήσεις πλήρων καμπυλών μαγνητικής υστέρησης και, κατά συνέπεια, η χρήση τους είναι εφικτή μόνο σε περιπτώσεις όπου ορισμένα χαρακτηριστικά του υλικού είναι διαθέσιμα εκ των προτέρων [29], [2]. Επιπρόσθετα, οι χρονικές απαιτήσεις για τον υπολογισμό τους είναι ιδιαίτερα υψηλές από τεχνική άποψη [2]. Ως εκ τούτου, η πρακτική εφαρμογή τους για την εκτίμηση απωλειών σιδήρου είναι περιορισμένη.

2.2.4 Μέθοδοι που θα χρησιμοποιηθούν στη μελέτη της παρούσας εργασίας

Η πειραματική διάταξη που σχεδιάζεται στην παρούσα εργασία για τη μέτρηση των απωλειών δινορρευμάτων προσομοιώνεται σε ένα τρισδιάστατο μοντέλο πεπερασμένων στοιχείων FEM. Η τεχνική η οποία χρησιμοποιείται στο τρισδιάστατο μοντέλο για τον υπολογισμό των στιγμιαίων απωλειών δινορρευμάτων είναι η άμεση μέθοδος προσομοιώσεως δινορρευμάτων (direct eddy current simulation method).

Η μέθοδος αυτή βασίζεται στον άμεσο υπολογισμό της πυκνότητας του ηλεκτρικού ρεύματος J από την ανάλυση πεπερασμένων στοιχείων (FEA), με χρήση της μαθηματικής διατύπωσης T_V - Ω [33]. Σύμφωνα με αυτή τη διατύπωση, το Ω αποτελεί ένα μαγνητικό βαθμωτό δυναμικό βασισμένο σε σημεία σε ολόκληρο τον τομέα της λύσης ενώ το T_V αντιστοιχεί σε ένα ηλεκτρικό διανυσματικό δυναμικό βασισμένο σε ακμές στην καθορισμένη περιοχή όπου αναπτύσσονται τα δινορρευμάτα [34]. Οι θερμικές απώλειες λόγω των επαγόμενων δινορρευμάτων εντός του όγκου του σώματος υπό εξέταση μπορούν να προσδιοριστούν άμεσα από την εξίσωση:

$$p_{res} = \frac{1}{\sigma} \int_{vol} J^2 \cdot dV \quad (14)$$

όπου σ είναι η ηλεκτρική αγωγιμότητα του υλικού του σώματος.

Κατά την μελέτη της παρούσας εργασίας γίνεται η παραδοχή ότι οι υπολογιζόμενες θερμικές απώλειες αντιστοιχούν μόνο σε απώλειες δινορρευμάτων. Η βάση αυτής της υπόθεσης εξηγείται αναλυτικά στην υποενότητα 2.4.

Ως επόμενο βήμα, οι απώλειες δινορρευμάτων που προκύπτουν μέσω της παραπάνω μεθόδου συγκρίνονται με τα αποτελέσματα ενός μοντέλου εκτίμησης απωλειών πυρήνα στο πεδίο του χρόνου που ενσωματώνεται στο λογισμικό Maxwell [1]. Αυτό το δυναμικό μοντέλο απαιτεί τις ίδιες παραμέτρους με την προσέγγιση του διαχωρισμού απωλειών στο πεδίο της συχνότητας που περιγράφεται από την εξίσωση (7). Το κύριο πλεονέκτημα αυτού του μοντέλου είναι ότι λαμβάνει υπόψη την ύπαρξη των ελάσσονων βρόχων μαγνητικής υστέρησης διαιρώντας το μαγνητικό πεδίο H σε δύο συνιστώσες: μία αναστρέψιμη συνιστώσα που σχετίζεται με την άεργο δύναμη Q και μία μη αναστρέψιμη που σχετίζεται με τις απώλειες μαγνητικής υστέρησης. Οι συνολικές απώλειες υπολογίζονται στο πεδίο του χρόνου από τους ακόλουθους τύπους:

$$p_v(t) = p_e(t) + p_h(t) + p_{exc}(t)$$

$$p_e(t) = \frac{1}{C_e} k_e \left\{ \left(\frac{dB_x}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dB_y}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dB_z}{dt} \right)^2 \right\}^{0.75}$$

$$p_h(t) = \left\{ \left| H_x \frac{dB_x}{dt} \right|^{\frac{2}{\beta}} + \left| H_y \frac{dB_y}{dt} \right|^{\frac{2}{\beta}} + \left| H_z \frac{dB_z}{dt} \right|^{\frac{2}{\beta}} \right\}^{\frac{\beta}{2}}$$

$$p_{exc}(t) = \frac{1}{2\pi^2} k_{exc} \left\{ \left(\frac{dB_x}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dB_y}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dB_z}{dt} \right)^2 \right\}^{0.75} \quad (15)$$

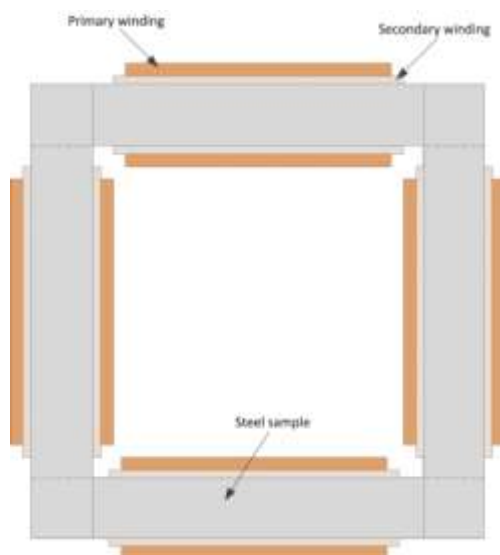
όπου $C_e = 8.763363$ είναι μία σταθερά που προκύπτει από αριθμητική ολοκλήρωση [1].

Αυτή η μέθοδος παρέχει αποδεκτή ακρίβεια για στιγμιαίες απώλειες σιδήρου, παρόλο που παρουσιάζει τους ίδιους περιορισμούς με το μοντέλο Bertotti σχετικά με τον όρο των κλασικών απωλειών δινορρευμάτων p_e και τον όρο των απωλειών ανωμαλίας κατανομής δινορρευμάτων p_{exc} .

2.3 Πειραματικές μέθοδοι υπολογισμού απωλειών σιδήρου

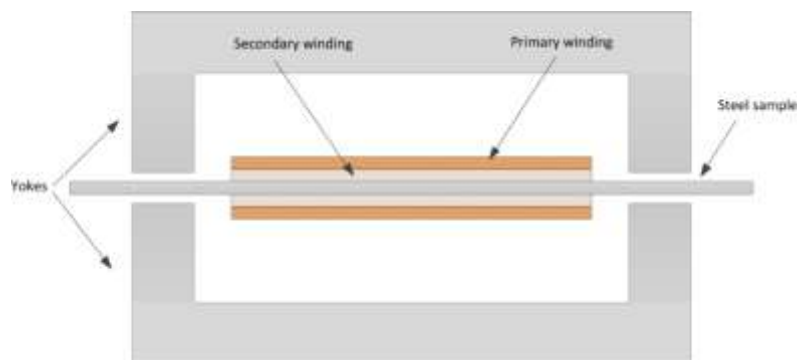
Τα χαρακτηριστικά των απώλεια πυρήνα σε σιδηρομαγνητικά ελάσματα μπορούν να προσδιοριστούν μέσω μετρήσεων σε δοκίμια από μαγνητική λαμαρίνα. Οι πιο συχνά χρησιμοποιούμενες διατάξεις για τον σκοπό αυτό είναι η διάταξη Epstein (Epstein frame) [35] και ο δοκιμαστής μονού φύλλου (single sheet tester) [36]. Εναλλακτικά, μια κοινή πειραματική μέθοδος αποτελεί η διενέργεια μετρήσεων σε δείγματα πυρήνων κυκλικού σχήματος (ring core specimens) [22].

Η διάταξη Epstein έχει σχεδιαστεί για τη διεξαγωγή μετρήσεων σε ένα σύνολο ταινιών χάλυβα μήκους 280 mm και πλάτους 30 mm. Ο αριθμός των ταινιών που περιλαμβάνονται πρέπει να είναι πολλαπλάσιο του τέσσερα, και συναρμολογούνται σε τετραγωνική διάταξη. Σε κάθε πλευρά της διάταξης τοποθετείται ένα πηνίο, το οποίο αποτελείται από δύο τυλίγματα. Το εξωτερικό τύλιγμα ονομάζεται πρωτεύον ή τύλιγμα μαγνήτισης και τροφοδοτεί τη διάταξη με μονής κατεύθυνσης μαγνητική ροή. Αντίθετα, το εσωτερικό τύλιγμα χρησιμοποιείται για τη λήψη των μετρήσεων και ονομάζεται δευτερεύον ή τύλιγμα τάσης. Τα επιμέρους πρωτεύοντα τυλίγματα των τεσσάρων πλευρών, καθώς και τα αντίστοιχα δευτερεύοντα, συνδέονται μεταξύ τους σε σειρά.



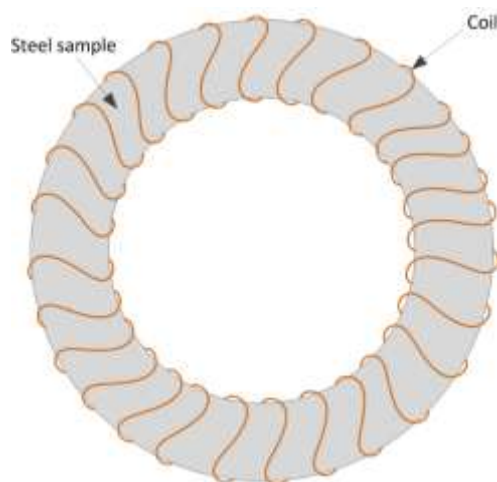
Σχήμα 5: Διάταξη Epstein

Σε αντίθεση, ο δοκιμαστής μονού φύλλου (single sheet tester) εξετάζει χαλύβδινα φύλλα ίσου μήκους και πλάτους. Σε αυτή τη διάταξη, δύο εξωτερικά σώματα συντίθενται μαζί σε ένα ορθογώνιο πλαίσιο με δύο διάκενα μεταξύ τους, όπως απεικονίζεται στο Σχήμα 6. Το φύλλο που πρόκειται να δοκιμαστεί τοποθετείται στη μέση των διακένων και, όπως και στη διάταξη Epstein, ένα πρωτεύον και ένα δευτερεύον τύλιγμα τοποθετούνται γύρω από αυτό.



Σχήμα 6: Δοκιμαστής μονού φύλλου

Η τελευταία μέθοδος περιλαμβάνει δοκιμές σε δείγματα που έχουν έναν πυρήνα κυκλικού σχήματος (ring core specimens). Όπως και στις δύο προηγούμενες διατάξεις, ένα πηνίο, αποτελούμενο από τα πηνία μαγνήτισης (εξωτερικό) και τάσης (εσωτερικό), περιβάλλει τον πυρήνα του δείγματος. Ωστόσο, σε αυτή την περίπτωση δεν απαιτείται η χρήση επιπλέον ειδικού εξοπλισμού για τη διεξαγωγή των μετρήσεων [22].



Σχήμα 7 : Τοπολογία δείγματος με πυρήνα κυκλικού σχήματος

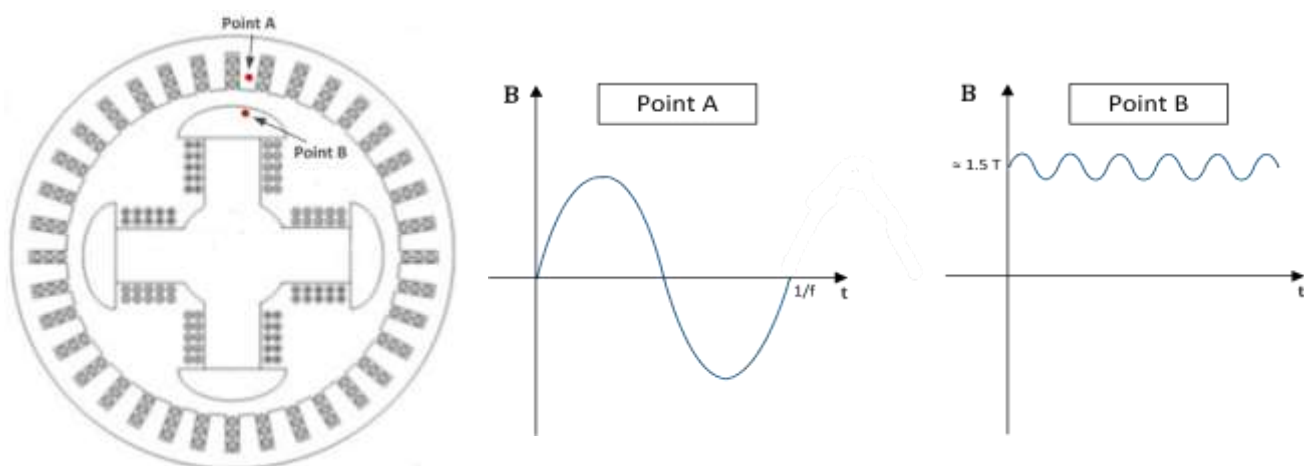
Ο δοκιμαστής μονού φύλλου και η τοπολογία δείγματος με πυρήνα κυκλικού σχήματος παρέχουν καλύτερα αποτελέσματα από τη διάταξη Epstein, καθώς η κατανομή του μαγνητικού πεδίου κατά μήκος του προς μελέτη δοκιμίου σε αυτές τις δύο μεθόδους είναι πιο ομοιόμορφη [37], [22]. Παρ' όλα αυτά, όλες οι προαναφερθείσες τεχνικές μέτρησης έχουν τη δυνατότητα να εκτιμήσουν με ακρίβεια τις απώλειες σιδήρου στα προς μελέτη δοκίμια μόνο για περιορισμένες και εξιδανικευμένες συνθήκες. Συγκεκριμένα, τα δείγματα δοκιμής σε αυτές τις πειραματικές διατάξεις μέτρησης υποβάλλονται σε ομοιογενή και μονής κατεύθυνσης μαγνητικά πεδία. Αυτό το είδος μαγνητικού πεδίου μπορεί να παρατηρηθεί στους πυρήνες των μετασχηματιστών και στα κύρια μέρη τα οποία είναι κατασκευασμένα από σίδηρο στις ηλεκτρικές μηχανές, όπως στα δόντια και στο σώμα του στάτη [2]. Ωστόσο, σε ορισμένα σημεία μέσα σε μία ηλεκτρική μηχανή, η μαγνητική ροή αλλάζει κατεύθυνση με το χρόνο και, συνεπώς, περιστρέφεται. Αυτό το φαινόμενο παρατηρείται εμφανώς στις άκρες των δοντιών, στις περιοχές μεταξύ των δοντιών και του σώματος του στάτη, καθώς και στο πέλμα ενός πόλου σε μία σύγχρονη μηχανή έκτυπων πόλων. Επιπλέον, η διέγερση σε αυτές τις πειραματικές διατάξεις επιβάλλει παλλόμενο μαγνητικό πεδίο στο δοκίμιο, όπου η μαγνητική επαγωγή τοπικά σε ένα σημείο έχει την κυματομορφή ενός στάσιμου κύματος. Αυτό διαφέρει σημαντικά από το μαγνητικό πεδίο στο δρομέα μίας ηλεκτρικής μηχανής, ο οποίος εκτίθεται σε οδεύοντα κύματα των διάφορων αρμονικών της μαγνητικής επαγωγής στο διάκενο και κατ'

επέκταση, σε στρεφόμενα μαγνητικά πεδία. Ορισμένες διατάξεις έχουν σχεδιαστεί προκειμένου να καταγράψουν αποκλειστικά απώλειες λόγω περιστρεφόμενου πεδίου [63],[64]. Ωστόσο, και αυτές οι πειραματικές διατάξεις μέτρησης υπολογίζουν τις απώλειες κατά μέσο όρο σε όλο τον όγκο του δείγματος, επιδιώκοντας ομοιόμορφη κατανομή πεδίου. Με αυτόν τον τρόπο, αγνοείται πλήρως η επίδραση του επιδερμικού φαινομένου, το οποίο σε μία ηλεκτρική μηχανή οδηγεί σε διαφορετικές τιμές απωλειών πυρήνα τοπικά σε διαφορετικά σημεία.

Συνολικά, οι υπάρχουσες πειραματικές διατάξεις που χρησιμοποιούνται για τον προσδιορισμό των απωλειών πυρήνα σε σιδηρομαγνητικά ελάσματα δεν είναι σε θέση να εκτιμήσουν σωστά τις συνολικές απώλειες σιδήρου εντός μίας ηλεκτρικής μηχανής και ιδιαίτερα στην περίπτωση των απωλειών σιδήρου στο δρομέα. Κατά συνέπεια, υπάρχει έντονη ανάγκη για μία νέα συμπληρωματική διάταξη, η οποία δύναται να παρέχει αξιόπιστα αποτελέσματα, τα οποία μπορούν παράλληλα να βοηθήσουν στην επικύρωση των εκτιμήσεων απωλειών που προκύπτουν μέσω προσομοιώσεων σε εικονικά μοντέλα.

2.4 Απώλειες πυρήνα στο δρομέα σύγχρονων μηχανών έκτυπων πόλων

Σε μια σύγχρονη μηχανή έκτυπων πόλων, το μαγνητικό πεδίο στο στάτη διαφέρει σημαντικά από το αντίστοιχο μαγνητικό πεδίο στο δρομέα. Το μαγνητικό πεδίο στα κύρια μέρη του στάτη, δηλαδή κατά μήκος των δοντιών και κυρίου σώματος, είναι μονής κατεύθυνσης (unidirectional) [22]. Εάν η παραμόρφωση που προκαλείται λόγω των αρμονικών χρόνου και χώρου στο μαγνητικό πεδίο του στάτη παραμεληθεί για λόγους απλότητας, μπορεί να υποθεθεί ότι η μαγνητική επαγωγή $B(t)$ μεταβάλλεται ημιτονοειδώς με το χρόνο με μια θεμελιώδη συχνότητα f , όπως φαίνεται στο Σχήμα 8. Από την άλλη πλευρά, η μαγνητική επαγωγή στο πέλμα ενός πόλου του δρομέα έχει υψηλή DC συνιστώσα, που οφείλεται στο τύλιγμα διέγερσης που βρίσκεται στο δρομέα, και μια μικρή AC διακύμανση, η οποία προκαλείται από το πεδίο των υψηλότερης τάξεως αρμονικών. Επιπλέον, το μαγνητικό πεδίο στο πέλμα του πόλου περιστρέφεται ως συνέπεια του οδεύοντος κύματος της μαγνητικής επαγωγής B στο διάκενο. Η στρεφόμενη φύση του μαγνητικού πεδίου στο πέλμα των πόλων σε μία σύγχρονη μηχανή έκτυπων πόλων εξετάζεται στην απλοποιημένη διάταξη που σχεδιάστηκε στην παρούσα εργασία (βλέπε υποενότητα 4.2.2.3 - Σχήμα 41).



Σχήμα 8 : Μαγνητική επαγωγή σε σημείο στο δόντι του στάτη (Point A) και σε σημείο στο πέλμα ενός πόλου στο δρομέα (Point B) σε σύγχρονη μηχανή έκτυπων πόλων

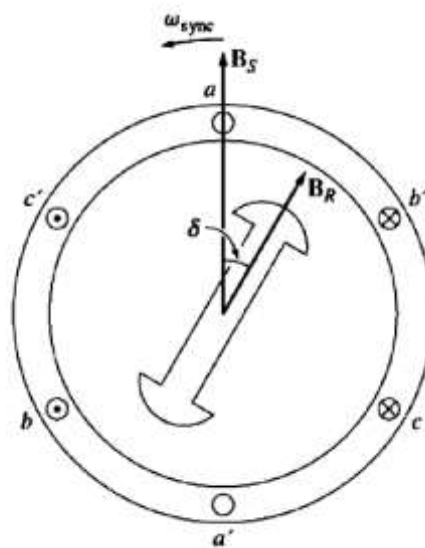
Είναι σαφές ότι τα μοντέλα εκτίμησης απωλειών σιδήρου που περιγράφονται στην ενότητα 2.2 έχουν αναπτυχθεί θεωρώντας συνθήκες πεδίου παρόμοιες με εκείνες στον πυρήνα του στάτη. Ως εκ τούτου, η τεχνική που θεωρείται ότι μπορεί να παρέχει τις πιο ακριβείς εκτιμήσεις

για τις απώλειες σιδήρου στο δρομέα μίας σύγχρονης μηχανής έκτυπων πόλων είναι η άμεση μέθοδος προσομοίωσης δινορρευμάτων (direct eddy current simulation method). Στη μελέτη που διενεργείται στην παρούσα εργασία, γίνεται η υπόθεση ότι οι υπολογιζόμενες απώλειες μέσω αυτής της άμεσης μεθόδου αντιστοιχούν αποκλειστικά σε απώλειες δινορρευμάτων. Όπως απεικονίζεται στο Σχήμα 8, η μαγνητική επαγωγή B του δρομέα έχει μια υψηλή DC συνιστώσα, οδηγώντας, συνεπώς, το υλικό κοντά στην περιοχή του κορεσμού, ενώ παράλληλα η ac διακύμανση του B είναι πολύ μικρή. Ως εκ τούτου, η κίνηση των τοιχωμάτων των μαγνητικών περιοχών σε αυτές τις συνθήκες λειτουργίας είναι αμυδρή, ενώ το εμβαδόν του ελάσσονα βρόχου μαγνητικής υστέρησης που διαγράφεται είναι ιδιαίτερα μικρό. Συμπερασματικά, οι συνολικές απώλειες μαγνητικής υστέρησης στα προς μελέτη δοκίμια μπορούν να θεωρηθούν αμελητέες.

Οι εκτιμήσεις των απωλειών που προκύπτουν από προσομοιώσεις σε εικονικά μοντέλα οφείλουν να επικυρωθούν μέσω πειραματικών μετρήσεων. Ωστόσο, η πολυπλοκότητα της γεωμετρίας του δρομέα μίας σύγχρονης μηχανής έκτυπων πόλων, λόγω της παρουσίας παραδείγματος χάρη τυλιγμάτων αντιστάθμισης, δακτυλίων ολίσθησης και ψηκτρών ή διεγερτών χωρίς ψήκτρες, καθιστά δύσκολη την διενέργεια άμεσων μετρήσεων απωλειών σιδήρου πάνω στο δρομέα της μηχανής. Κατά συνέπεια, η χρήση μίας πειραματικής διάταξης μετρήσεων που μπορεί να υποβάλει τα προς μελέτη δοκίμια σε συνθήκες ανάλογες με αυτές που επικρατούν στο δρομέα είναι προτιμητέα. Όπως εξηγείται στην ενότητα 2.3, καμία από τις υπάρχουσες διατάξεις δεν παρέχει αυτή τη δυνατότητα και κατά συνέπεια, μία απλοποιημένη πειραματική διάταξη μέτρησης αναπτύσσεται στην παρούσα εργασία για αυτό τον σκοπό.

3 Μαγνητικό πεδίο στο διάκενο σύγχρονης μηχανής έκτυπων πόλων

Δύο μαγνητικά πεδία είναι παρόντα σε μία σύγχρονη μηχανή έκτυπων πόλων, όπως απεικονίζεται στο Σχήμα 9: το μαγνητικό πεδίο του δρομέα B_R , που δημιουργείται λόγω της DC τροφοδοσίας του τυλίγματος διέγερσης, και το μαγνητικό πεδίο του στάτη B_S , που παράγεται από το τριφασικό τυλίγμα τυμπάνου [6]. Σε περίπτωση κινητήρα, η ροπή η οποία επάγεται κατά μήκος του άξονα του δρομέα λόγω της αλληλεπίδρασης αυτών των δύο πεδίων, τείνει να ευθυγραμμίσει το δρομέα με το μαγνητικό πεδίο του στάτη. Το μέγεθος αυτής της ροπής είναι ανάλογο με το ημίτονο του διπλάσιου της γωνίας δ μεταξύ των πεδίων B_R και B_S και προκαλεί την περιστροφή του δρομέα με τη σύγχρονη ταχύτητα ω_{sync} . Σε περίπτωση γεννήτριας, το πεδίο B_S είναι αποτέλεσμα της επιβαλλόμενης περιστροφής του δρομέα από μία εξωτερική κινητήρια μηχανή (external prime mover) [6].



Σχήμα 9 : Μαγνητικά πεδία στο στάτη και το δρομέα μίας μηχανής έκτυπων πόλων [6]

Η κατανομή του μαγνητικού πεδίου στο διάκενο της μηχανής μπορεί να υπολογιστεί με αναλυτικό τρόπο. Σύμφωνα με την πηγή [38], η μαγνητική επαγωγή στο διάκενο σε μία σύγχρονη μηχανή έκτυπων πόλων μπορεί να αξιολογηθεί με ακρίβεια χρησιμοποιώντας την ακόλουθη εξίσωση:

$$B(\varphi_S, t) = 2 \cdot \Lambda^*(\varphi_S, t) \cdot \theta(\varphi_S, t) \quad (16)$$

όπου $\Lambda^*(\varphi_S, t)$ είναι η συνάρτηση μαγνητικής αγωγιμότητας του συνολικού μήκους διαδρομής της ροής (total flux-path permeance function), $\theta(\varphi_S, t)$ η μαγνητεγερτική δύναμη διακένου (MMF) και φ_S η γωνιακή μετατόπιση κατά μήκος της περιφέρειας του στάτη. Ο συντελεστής 2 χρησιμοποιείται στην εξίσωση (16) προκειμένου να ληφθεί υπόψη η σύζευξη του μαγνητικού πεδίου μεταξύ γειτονικών έκτυπων πόλων του δρομέα. Η κατανομή αυτού του μαγνητικού πεδίου δεν είναι ημιτονοειδής λόγω της ύπαρξης αρμονικών στο διάκενο της μηχανής.

Σε αυτό το κεφάλαιο, παρουσιάζεται μια γενική εισαγωγή στα οδεύοντα κύματα, καθώς ο στόχος της πειραματικής διάταξης που σχεδιάζεται στην παρούσα διπλωματική εργασία είναι η δημιουργία ενός οδεύοντος κύματος μαγνητικής επαγωγής $B(x,t)$ στη μέση ενός διακένου μπροστά από τα προς μελέτη δοκίμια. Επιπλέον, αναλύεται η φύση, η προέλευση καθώς και ο αντίκτυπος των αρμονικών στο διάκενο μιας ηλεκτρικής μηχανής, ενώ ταυτόχρονα εξηγείται ο τρόπος υποκατάστασης τους ως προς τη μελέτη απωλειών πυρήνα με τη χρήση της έννοιας της αποδοτικής συχνότητας (effective frequency).

3.1 Εισαγωγή στα οδεύοντα κύματα

Τα κύματα αποτελούν ταλαντώσεις που διαδίδονται στο χρόνο t , και το χώρο x συνήθως συνοδευόμενα από μια μεταφορά ενέργειας. Μπορούν να ταξινομηθούν ανάλογα με την κίνηση τους σε οδεύοντα και στάσιμα κύματα [39].

Τα οδεύοντα κύματα είναι κύματα τα οποία ταξιδεύουν από ένα σημείο του μέσου στο άλλο και, όταν έχουν ημιτονοειδή μορφή (Σχήμα 10), μπορούν να περιγραφούν μέσω της σχέσης:

$$u(x,t) = U \sin(kx - \omega t + \varphi) \quad (17)$$

όπου U είναι το πλάτος, ω η κυκλική συχνότητα, φ μία σταθερά χρόνου και k ο κυματαριθμός ο οποίος αντιπροσωπεύει την κυκλική συχνότητα του κύματος στο πεδίο του χώρου [39].

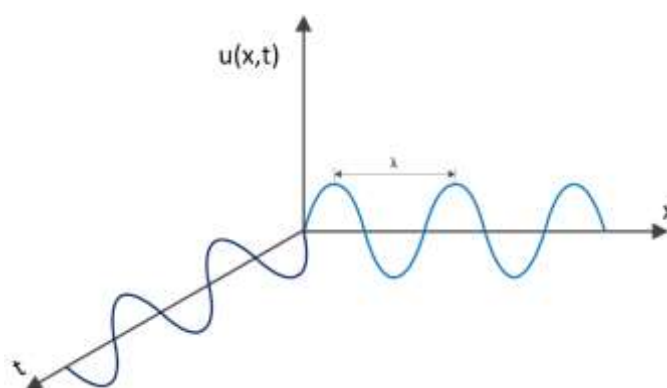
Όπως φαίνεται στο Σχήμα 10, το μήκος κύματος λ , αντιπροσωπεύει την απόσταση μεταξύ δύο ισοδύναμων διαδοχικών σημείων της κυματομορφής στο χώρο ή, με άλλα λόγια, τη χωρική περίοδο του κύματος. Υποθέτοντας ότι το ημιτονοειδές κύμα κινείται με σταθερή ταχύτητα v , το μήκος κύματος μπορεί να υπολογιστεί χρησιμοποιώντας τον τύπο:

$$\lambda = \frac{v}{f} \quad (182)$$

όπου f είναι η συχνότητα του κύματος [39].

Κατά συνέπεια, γίνεται σαφές ότι το μήκος κύματος και ο κυματαριθμός συνδέονται μέσω της σχέσης:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (19)$$



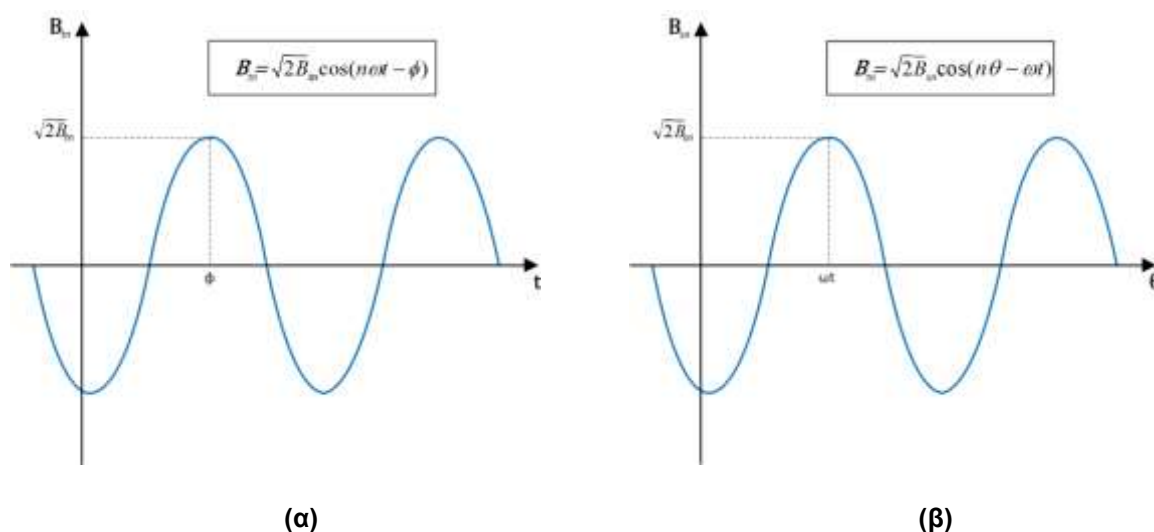
Σχήμα 10 : Ημιτονοειδές οδεύον κύμα $u(x,t)$ στο πεδίο του χρόνου t και του χώρου x

3.2 Αρμονικές στο διάκενο μιας ηλεκτρικής μηχανής

Όπως περιγράφηκε στην εξίσωση (16), το μέγεθος της μαγνητικής επαγωγής στο διάκενο μιας ηλεκτρικής μηχανής εξαρτάται από τις ηλεκτρεγερτικές δυνάμεις οι οποίες παράγονται λόγω της τροφοδοσίας του στάτη και του δρομέα [40]. Αν και είναι επιθυμητό το παραγόμενο μαγνητικό πεδίο να έχει κατά το δυνατόν ημιτονοειδή κατανομή, η κυματομορφή της μαγνητικής επαγωγής παραμορφώνεται σε μεγάλο βαθμό από την παρουσία υψηλότερης τάξης αρμονικών. Η τάξη n αυτών των αρμονικών είναι υψηλότερη από την τάξη της θεμελιώδους ($n > 1$) και μπορεί να έχουν χρονική ή χωρική προέλευση [41].

Οι αρμονικές χρόνου αντιστοιχούν σε κύματα τα οποία μεταβάλλονται ημιτονοειδώς στο πεδίο του χρόνου, όπως απεικονίζεται στο Σχήμα 11. Η γωνιακή συχνότητα τους είναι μεγαλύτερη από τη θεμελιώδη κατά ένα συντελεστή ίσο με την τάξη τους n ($n\omega$). Στο πεδίο του χώρου, έχουν το ίδιο μήκος κύματος λ με τη θεμελιώδη, ενώ η ταχύτητα περιστροφής τους ως προς ακίνητο πλαίσιο αναφοράς (πλαίσιο αναφοράς στάτη) είναι ίση με $n\omega$. Η εμφάνισή τους είναι συνέπεια των αρμονικών του ρεύματος του τυλίγματος τυμπάνου, οι οποίες εγχέονται κυρίως όταν η μηχανή οδηγείται μέσω αντιστροφών [41], [42].

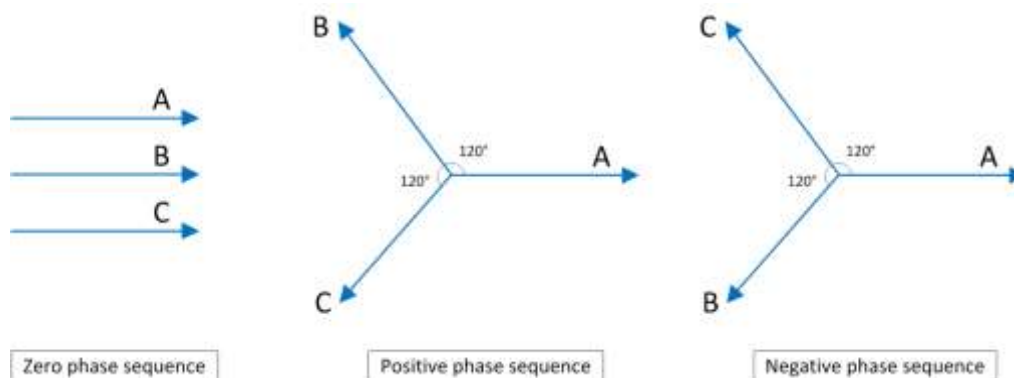
Από την άλλη πλευρά, οι αρμονικές χώρου περιστρέφονται στο πεδίο του χώρου θ κατά μήκος του διακένου με ταχύτητα ω/n ως προς το πλαίσιο αναφοράς του στάτη (Σχήμα 11). Στο πεδίο του χρόνου, πάλλονται στην ίδια συχνότητα με τη θεμελιώδη. Οι κύριοι λόγοι που προκαλούν τις υψηλότερης τάξης αρμονικές χώρου στο διάκενο είναι η μη-ημιτονοειδή κατανομή των αγωγών στο τύλιγμα τυμπάνου καθώς και η παρουσία αυλάκων [41].



Σχήμα 11 : Κυματομορφές (α) ν-οστής αρμονικής χρόνου και (β) ν-οστής αρμονικής χώρου

Το πεδίο των υψηλότερης τάξης αρμονικών έχει αρνητική επίδραση στην απόδοση και τη λειτουργία της ηλεκτρικής μηχανής. Αν οι αρμονικές θεωρηθούν ως προς το πλαίσιο αναφοράς του στάτη, οι υψηλότερης τάξης αρμονικές θετικής ακολουθίας ($n = 4, 7, 10, 13$, κλπ.) δημιουργούν μαγνητικά πεδία τα οποία περιστρέφονται με την ίδια φορά με το πεδίο της θεμελιώδους και, ως εκ τούτου, οι εφαρμοζόμενες ροπές τους «υποστηρίζουν» τη φορά κίνησης του δρομέα. Σε αντίθεση, οι αρμονικές αρνητικής ακολουθίας ($n = 2, 5, 8, 11$, κ.λπ.) παράγουν μαγνητικά πεδία τα οποία περιστρέφονται με αντίθετη φορά και επομένως, οι εφαρμοζόμενες ροπές τους αντιτίθενται στην περιστροφή του άξονα του δρομέα. Οι αρμονικές της τρίτης τάξεως και των πολλαπλασίων της ($n = 3, 6, 9$, κ.λπ.), αποτελούν το σύστημα μηδενικής ακολουθίας. Αυτές οι αρμονικές είναι σε φάση μεταξύ τους και ως εκ τούτου η τελική πυκνότητα μαγνητικής ροής που παράγουν είναι ίση με μηδέν [43], [44]. Η

αρμονική αρνητικής ακολουθίας τάξης $n-1$ και η αντίστοιχη αρμονική θετικής ακολουθίας τάξης $n+1$ ως προς το πλαίσιο αναφοράς του στάτη έχουν ίση απόλυτη διαφορά ταχύτητας ως προς τη σύγχρονη ταχύτητα του δρομέα και, ως αποτέλεσμα, ο συνδυασμός τους αποτελεί την αρμονική τάξεως n ως προς το πλαίσιο αναφοράς του δρομέα [45]. Για παράδειγμα, ο συνδυασμός της 5ης αρμονικής (αρνητική ακολουθία) και της 7ης (θετική ακολουθία) ως προς το πλαίσιο αναφοράς του στάτη αποτελούν την 6η αρμονική ως προς το πλαίσιο αναφοράς του δρομέα.



Σχήμα 12 : Ακολουθία φάσεων αρμονικών

Οι ροπές που παράγονται από τις υψηλότερης τάξης αρμονικές επηρεάζουν την τελική ροπή της μηχανής. Αυτές οι αρμονικές δημιουργούν ανωμαλίες στη χαρακτηριστική ταχύτητας-ροπής κοντά στην περιοχή εκκίνησης, οι οποίες μπορεί να οδηγήσουν τη μηχανή να ισορροπήσει σε χαμηλότερο σημείο λειτουργίας από το ονομαστικό. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται *crawling* και είναι ιδιαίτερα αισθητό στις μηχανές επαγωγής [44]. Στις σύγχρονες μηχανές, η σχετική κίνηση των πεδίων των αρμονικών ως προς το πεδίο της θεμελιώδους παράγει ζεύγη παλλόμενων ροπών της ίδιας συχνότητας [46]. Αυτές οι ροπές παράγουν υψηλές μηχανικές ταλαντώσεις που συμβάλλουν στη μηχανική καταπόνηση του άξονα της μηχανής.

Εκτός από τις επιπτώσεις στην ροπή, μια άλλη ανεπιθύμητη επίδραση των υψηλότερης τάξης αρμονικών είναι οι πρόσθετες απώλειες θερμότητας λόγω των απωλειών σιδήρου. Το επιδερμικό φαινόμενο γίνεται ιδιαίτερα εμφανές σε υψηλότερες συχνότητες, όπου η μαγνητική ροή συγκεντρώνεται σε ένα μικρό στρώμα κοντά στην επιφάνεια του υλικού. Κατά συνέπεια, η αντίσταση στα τμήματα σιδήρου της μηχανής αυξάνεται, γεγονός που συνεπάγεται την παραγωγή επιπλέον απωλειών. Τέλος, τα παρασιτικά φαινόμενα λόγω των αρμονικών μπορούν επίσης να περιλαμβάνουν δονήσεις και θόρυβο από ακτινικές μαγνητικές δυνάμεις [41].

3.3 Αποδοτική συχνότητα

Η αναπόφευκτη ύπαρξη των αρμονικών υψηλότερης τάξεως από τη θεμελιώδη στο διάκενο μιας ηλεκτρικής μηχανής οδηγεί την κυματομορφή της προκύπτουσας μαγνητικής επαγωγής να αποκλίνει από την (ιδανική) ημιτονοειδή μορφή. Αντίθετα, το μαγνητικό πεδίο του διακένου συντίθεται από ένα πλήθος αρμονικών, διαφορετικών συχνοτήτων και πλάτων. Ως εκ τούτου, η ακριβής αναπαράσταση του μαγνητικού πεδίου μίας ηλεκτρικής μηχανής σε μία απλοποιημένη πειραματική διάταξη με σκοπό τη μέτρηση απωλειών σιδήρου φαίνεται σαν μια μεγάλη πρόκληση. Ωστόσο, η έννοια της αποδοτικής συχνότητας f_{eff} (effective frequency) μπορεί να αποδειχθεί χρήσιμη για αυτό το σκοπό. Συγκεκριμένα, ο Moghaddam απέδειξε ότι, όταν η τροφοδοσία ρεύματος μίας ηλεκτρικής μηχανής αποτελείται αποκλειστικά από μία αρμονική συχνότητας f_{eff} και πλάτους ίσου με το συντελεστή THD_i , οι παραγόμενες

απώλειες δινორρευμάτων και οι απώλειες πυρήνα του στάτη είναι ίσες με τις αντίστοιχες απώλειες που παράγονται λόγω της μη-ημιτονοειδούς τροφοδοσίας ρεύματος της πραγματικής μηχανής [47]. Επεκτείνοντας αυτή τη θεωρία, μπορεί να θεωρηθεί ότι ολόκληρο το αρμονικό περιεχόμενο του μαγνητικού πεδίου στο διάκενο μιας ηλεκτρικής μηχανής (με πλαίσιο αναφοράς εκείνο του δρομέα), μπορεί να υποκατασταθεί ως προς τη μελέτη των απωλειών σιδήρου από ένα μαγνητικό πεδίο που παράγεται μόνο από την αποδοτική συχνότητα:

$$f_{eff} = \left\{ \frac{\sum_{n=2}^{\infty} B_n^2 \cdot f_n^a}{B_1^2 THD_B^2} \right\}^{1/a} \quad (20)$$

όπου a είναι ένας συντελεστής που θεωρείται ίσος με 0.5 για ασθενή αντίδραση δινორρευμάτων (weak eddy current reaction) και THD_B ο συντελεστής συνολικής αρμονικής παραμόρφωσης του μαγνητικού πεδίου ως προς το πλαίσιο αναφοράς του δρομέα. Ο παράγοντας αυτός απεικονίζει το αρμονικό περιεχόμενο της κυματομορφής του μαγνητικού πεδίου και καθορίζεται από τον ακόλουθο τύπο:

$$THD_B = \frac{\sqrt{\sum_{n=2}^{\infty} B_n^2}}{B_1} \quad (21)$$

όπου το B_n είναι το μέτρο της n -οστής αρμονικής του μαγνητικού πεδίου ως προς το πλαίσιο αναφοράς του δρομέα.

Η έννοια της αποδοτικής συχνότητας χρησιμοποιείται στα μοντέλα που αναπτύσσονται στην παρούσα εργασία, δεδομένου ότι απλοποιεί την εξομίωση ανάλογων συνθηκών μαγνητικού πεδίου με αυτές που επικρατούν στο δρομέα μίας ηλεκτρικής μηχανής ως προς τη μελέτη των απωλειών σιδήρου.

4 Ανάλυση με τη μέθοδο πεπερασμένων στοιχείων σε δύο διαστάσεις (2D)

Ο σκοπός της πειραματικής διάταξης που σχεδιάζεται στην παρούσα εργασία είναι η υποβολή των προς μελέτη δοκιμίων σε συνθήκες μαγνητικού πεδίου παρόμοιες με αυτές που επικρατούν στο δρομέα μίας σύγχρονης μηχανής έκτυπων πόλων, αποκλείοντας οποιαδήποτε περιστροφική ή γραμμική κίνηση. Ως εκ τούτου, αντί της περιστροφής του αντικειμένου της δοκιμής, ο στόχος είναι να δημιουργηθεί ένα οδεύον κύμα μαγνητικής επαγωγής B σε ένα διάκενο μπροστά από το προς μελέτη δοκίμιο. Αυτό το οδεύον κύμα θα πρέπει να είναι ημιτονοειδής τόσο στο χρόνο όσο και στο χώρο, καθώς θα χρησιμοποιηθεί η έννοια της αποδοτικής συχνότητας [47]. Σε αυτό το κεφάλαιο, η ιδέα της δημιουργίας ενός οδεύοντος κύματος μαγνητικής επαγωγής εξετάζεται σε απλά δισδιάστατα μοντέλα και επιπλέον, παρουσιάζεται το τελικό δισδιάστατο μοντέλο.

4.1 Αρχική διερεύνηση – Προσομοίωση οδεύοντος κύματος

Το πρώτο βήμα της αρχικής διερεύνησης είναι η εξέταση της δυνατότητας παραγωγής ενός οδεύοντος κύματος B σε ένα απλό δισδιάστατο μοντέλο. Η μελέτη αυτή γίνεται με τη χρήση του λογισμικού πεπερασμένων στοιχείων ANSYS 2D Maxwell (Ansys Electromagnetics Suite έκδοση 17.1.0). Όλα τα υλικά που χρησιμοποιούνται στις προσομοιώσεις προέρχονται από τη ενσωματωμένη βιβλιοθήκη SysLibrary εκτός από τη μαγνητική λαμαρίνα τύπου M400-50A, η οποία εισήχθη στη βιβλιοθήκη υλικών του λογισμικού. Οι ιδιότητες αυτής της SiFe λαμαρίνας παρουσιάζονται στο Κεφάλαιο 9 - Παραρτήματα.

4.1.1 Μοντέλα με μαγνητικό πυρήνα τοροειδούς σχήματος

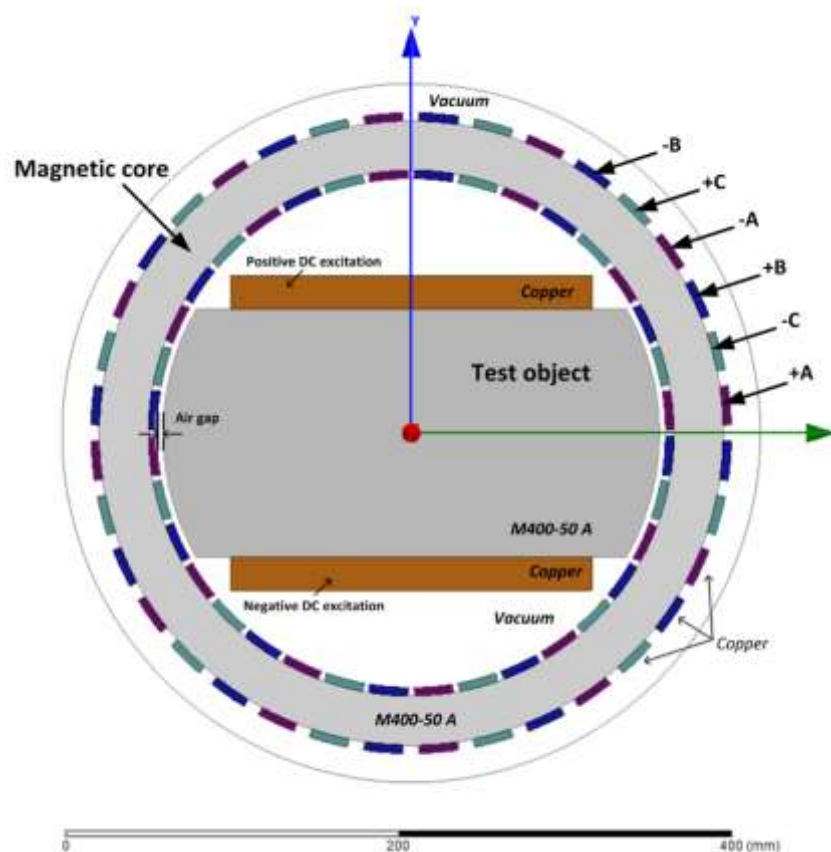
Η αρχική ιδέα ήταν η σχεδίαση ενός μοντέλου που μοιάζει με τη γεωμετρία μιας στρεφόμενης ηλεκτρικής μηχανής, το οποίο ονομάστηκε Μοντέλο Α. Όπως απεικονίζεται στο Σχήμα 13, το Μοντέλο Α αποτελείται από ένα μαγνητικό πυρήνα (magnetic core) τοροειδούς σχήματος κατασκευασμένο από μαγνητική λαμαρίνα τύπου M400 -50A και ένα 6-πολικό 3-φασικό τύλιγμα διαδοχής φάσεων $+A -C + B -A +C -B$. Το τύλιγμα αυτό τυλίγεται άμεσα γύρω από τον πυρήνα και δεν τοποθετείται σε αύλακες, καθώς η παρουσία αυλάκων θα προκαλούσε την περαιτέρω ανάπτυξη αρμονικών χώρου. Επίσης, το προς μελέτη δοκίμιο (test object) τοποθετείται στο κέντρο του πυρήνα, με ένα πηνίο DC τροφοδοσίας τυλιγμένο γύρω του. Το σχήμα του προς μελέτη δοκιμίου επιλέγεται να είναι ορθογωνικό, με δύο από τις πλευρές του να είναι καμπύλες. Κάθε μία από αυτές τις καμπύλες πλευρές βρίσκεται μπροστά από ένα ζεύγος πόλων του AC τυλίγματος.

Τα λειτουργικά και γεωμετρικά χαρακτηριστικά του παραπάνω συστήματος παρουσιάζονται στον ακόλουθο πίνακα:

	Τιμή	Μονάδα μέτρησης
Συχνότητα, f	50	Hz
Τιμή ρεύματος στη φάση A, I_A	$234 \cdot \sin(100 \cdot \pi \cdot \text{time})$	A-t
Τιμή ρεύματος στη φάση B, I_B	$234 \cdot \sin(100 \cdot \pi \cdot \text{time} + \frac{2\pi}{3})$	A-t
Τιμή ρεύματος στη φάση C, I_C	$234 \cdot \sin(100 \cdot \pi \cdot \text{time} - \frac{2\pi}{3})$	A-t
Τιμή ρεύματος στο τύλιγμα DC τροφοδοσίας, I_{DC}	22050	A-t
Πάχος διακένου	2	mm
Αξονικό μήκος μοντέλου	100	mm

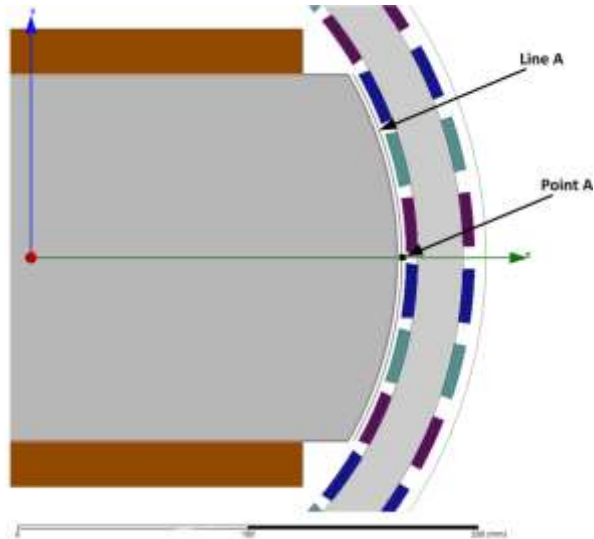
Πίνακας 1 : Τιμές γεωμετρικών και λειτουργικών χαρακτηριστικών του Μοντέλου A

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι όλα τα τυλίγματα θεωρούνται ότι αποτελούνται από έναν αγωγό για λόγους απλότητας. Για το λόγο αυτό, η μονάδα μέτρησης των τιμών των ρευμάτων σημειώνεται ως αμπερελίγματα (A-t) αντί για αμπέρ (A) στον παραπάνω πίνακα. Για παράδειγμα, χρησιμοποιώντας το σύστημα διαστασιολόγησης AWG, το κατάλληλο καλώδιο για το DC τύλιγμα θα ήταν 10 AWG και το αντίστοιχο πλάτος ρεύματος θα ήταν ίσο με 26.31 A. Τα πλάτη των DC και AC ρευμάτων που αναφέρονται στον Πίνακα 1, επιλέγονται έτσι ώστε η πυκνότητα ρεύματος των τυλιγμάτων να είναι 5 A/mm², θεωρώντας AC και DC συντελεστές πληρότητας 0.4 και 0.7 αντίστοιχα [48], [49]. Η επιλογή αυτής της πυκνότητας ρεύματος γίνεται με βάση τις τυπικές τιμές για τη φυσική ψύξη μέσω αέρα σε ηλεκτρικές μηχανές [34]. Επιπλέον, ο μόνος περιορισμός για τις αρχικές διαστάσεις του μοντέλου κατά τη διάρκεια αυτής της αρχικής μελέτης είναι η αποφυγή του έντονου κορεσμού τόσο στο μαγνητικό πυρήνα όσο και στο προς μελέτη δοκίμιο.

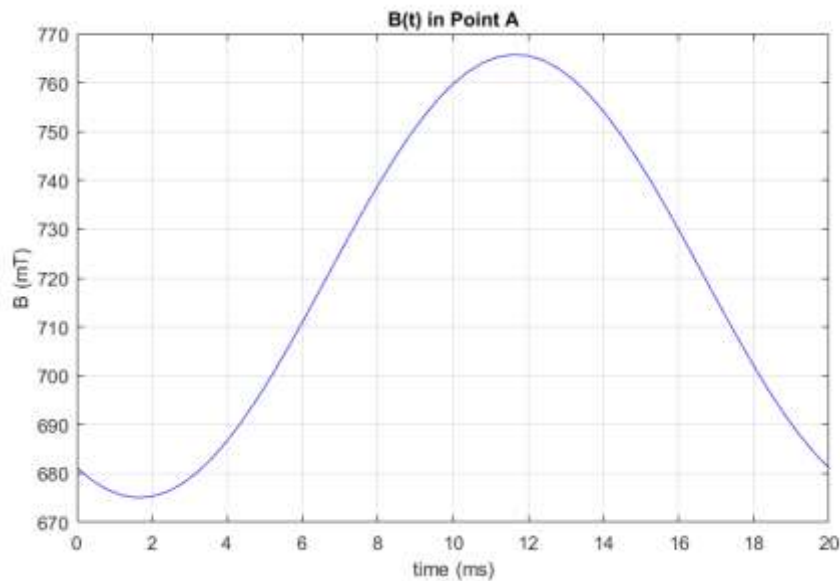


Σχήμα 13 : Γεωμετρία Μοντέλου A

Ως πρώτο βήμα εξετάζεται η μαγνητική επαγωγή $B(t)$ σε ένα σημείο στο μέσο του διακένου ακριβώς μπροστά από το προς μελέτη δοκίμιο (Point A - Σχήμα 14). Είναι εμφανές στο Σχήμα 15 ότι το μαγνητικό πεδίο μεταβάλλεται ημιτονοειδώς στο πεδίο του χρόνου, όπως αναμενόταν λόγω της ημιτονοειδούς παροχής ρεύματος στη διάταξη. Η DC συνιστώσα εμφανίζεται λόγω της DC διέγερσης του προς μελέτη δοκιμίου.

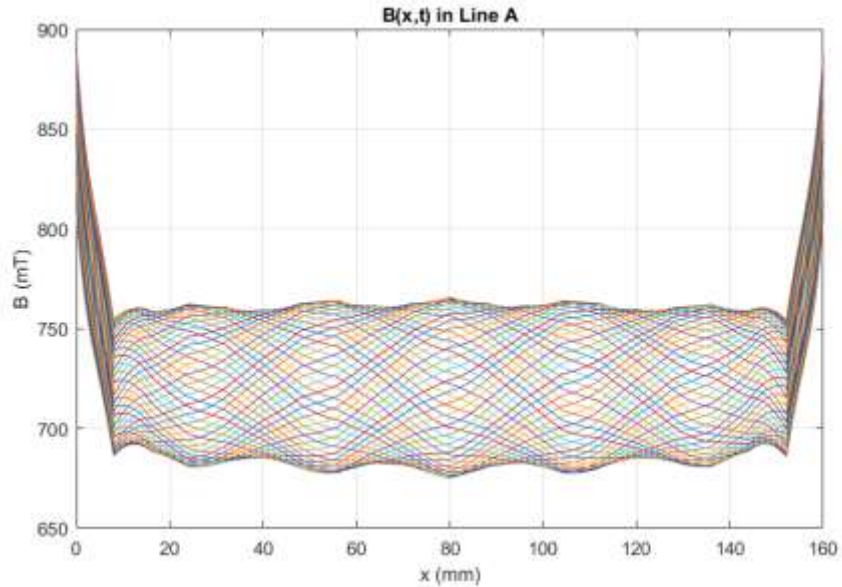


Σχήμα 14: Διάκενο στο Μοντέλο A



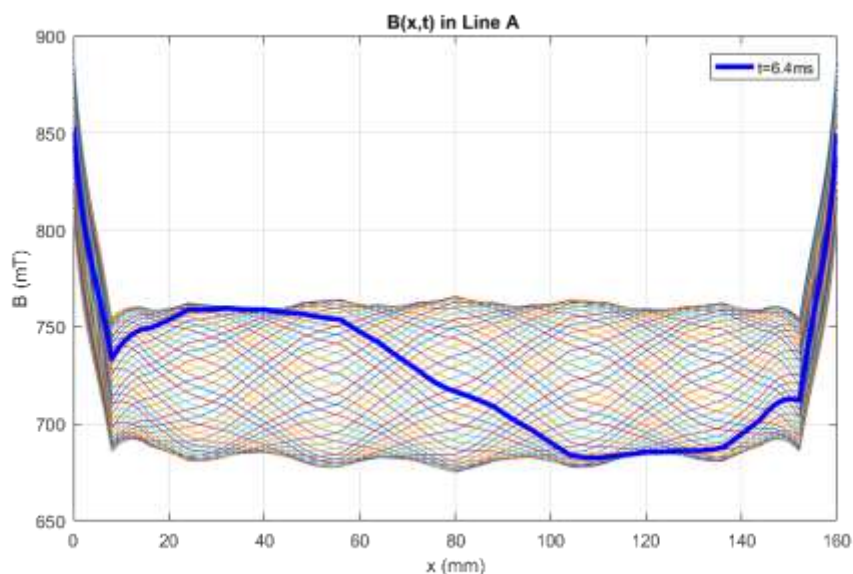
Σχήμα 15 : Κυματομορφή της μαγνητικής επαγωγής $B(t)$ στο σημείο A (Point A) στο Μοντέλο A κατά της διάρκεια μίας περιόδου $T=20\text{ms}$

Επιπλέον, παρατηρείται η κατανομή του μαγνητικού πεδίου στο χώρο. Για το σκοπό αυτό, ένα τόξο τοποθετείται στο μέσο του διακένου με ίσο μήκος με την πλευρά του δοκιμίου (Line A - Σχήμα 14). Οι κυματομορφές της μαγνητικής επαγωγής $B(x,t)$ που καταγράφονται επί του τόξου για 51 διαδοχικές χρονικές στιγμές με βήμα 0.4 ms κατά τη διάρκεια μίας περιόδου $T = 20 \text{ ms}$ δημιουργούν ένα οδεύον κύμα, όπως φαίνεται στο Σχήμα 16.

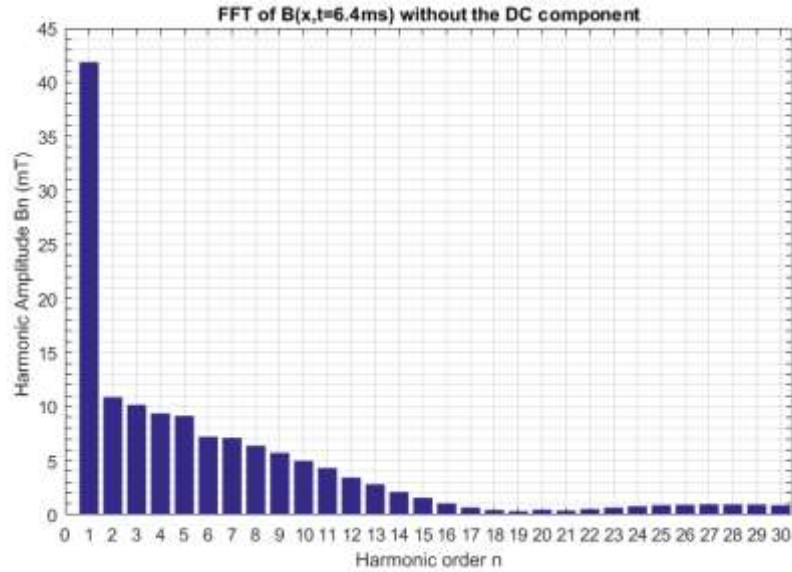


Σχήμα 16 : Οδεύον κύμα μαγνητικής επαγωγής $B(x,t)$ επί τόξου (Line A) στο Μοντέλο A για 51 διαδοχικές χρονικές στιγμές με βήμα 0.4 ms κατά τη διάρκεια μίας περιόδου $T = 20$ ms

Με μία πιο προσεκτική εξέταση της μαγνητικής επαγωγής σε μία τυχαία χρονική στιγμή $B(x, t=6.4\text{ms})$ στο Σχήμα 17, μπορεί να παρατηρηθεί ότι η κυματομορφή αποκλίνει από ένα ημιτονοειδές σχήμα, καθώς είναι παραμορφωμένη λόγω της ύπαρξης αρμονικών. Αυτές οι αρμονικές που παραμορφώνουν την κυματομορφή αποτελούν αρμονικές χώρου, καθώς η παροχή του ρεύματος στο AC τύλιγμα είναι καθαρά ημιτονοειδής. Επιπλέον, στις δύο άκρες της κυματομορφής παρατηρείται μαγνητικό πεδίο υψηλής εντάσεως. Αυτές οι περιοχές αντιστοιχούν στις περιοχές της διάταξης μπροστά από τις δύο γωνίες του προς μελέτη δοκιμίου. Η μαγνητική ροή σε αυτές τις γωνίες καμπυλώνει, προκειμένου να ακολουθήσει τη συντομότερη διαδρομή μεταξύ του μαγνητικού πυρήνα και του προς μελέτη δοκιμίου και ως εκ τούτου, παρατηρείται υψηλές τιμές μαγνητικής επαγωγής λόγω της ροής σκεδάσεως (Σχήμα 18).

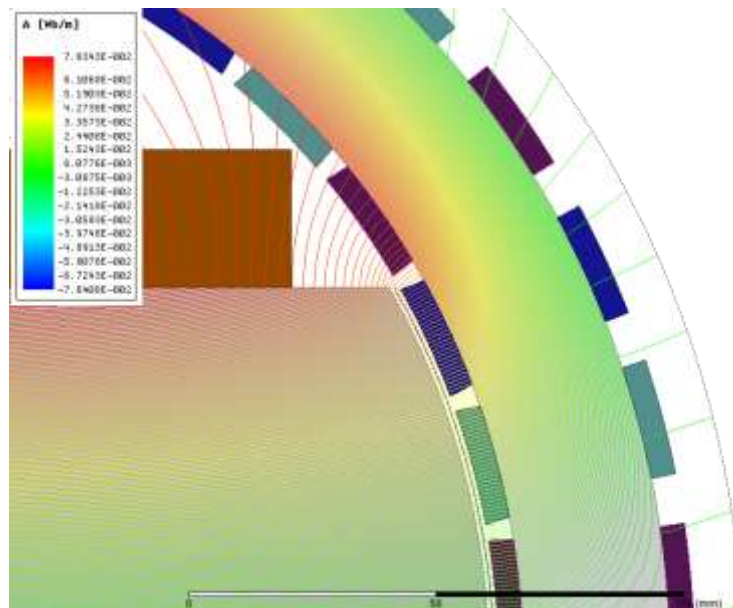


(α)



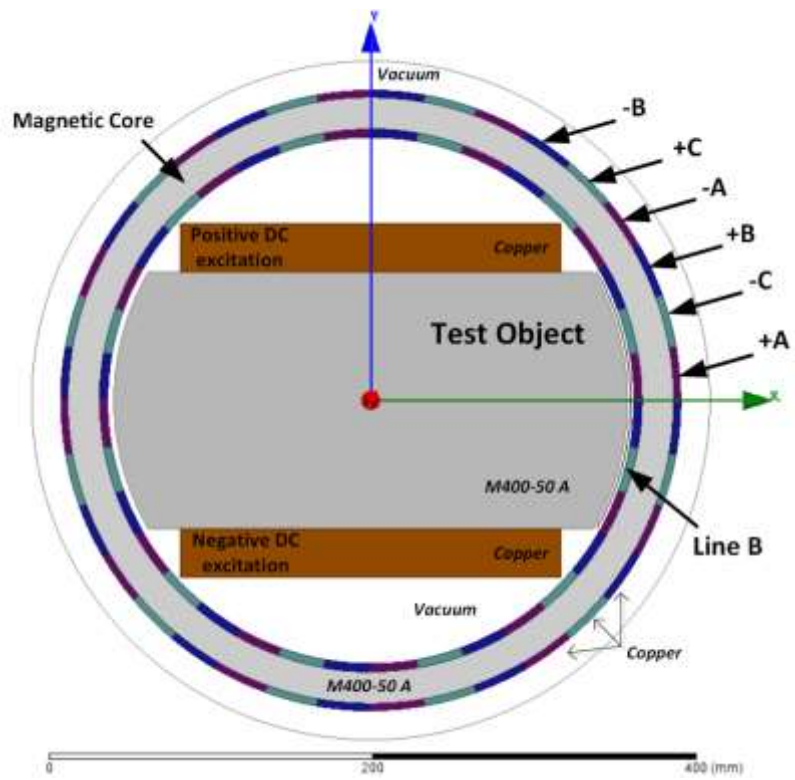
(β)

Σχήμα 17 : (α) Επισημασμένο στιγμιότυπο του οδεύοντος κύματος μαγνητικής επαγωγής $B(x, t=6.4\text{ms})$ και (β) το αρμονικό περιεχόμενο του τη χρονική στιγμή $t=6.4\text{ms}$ επί τόξου (Line A) στη μέση του διακένου του Μοντέλου A

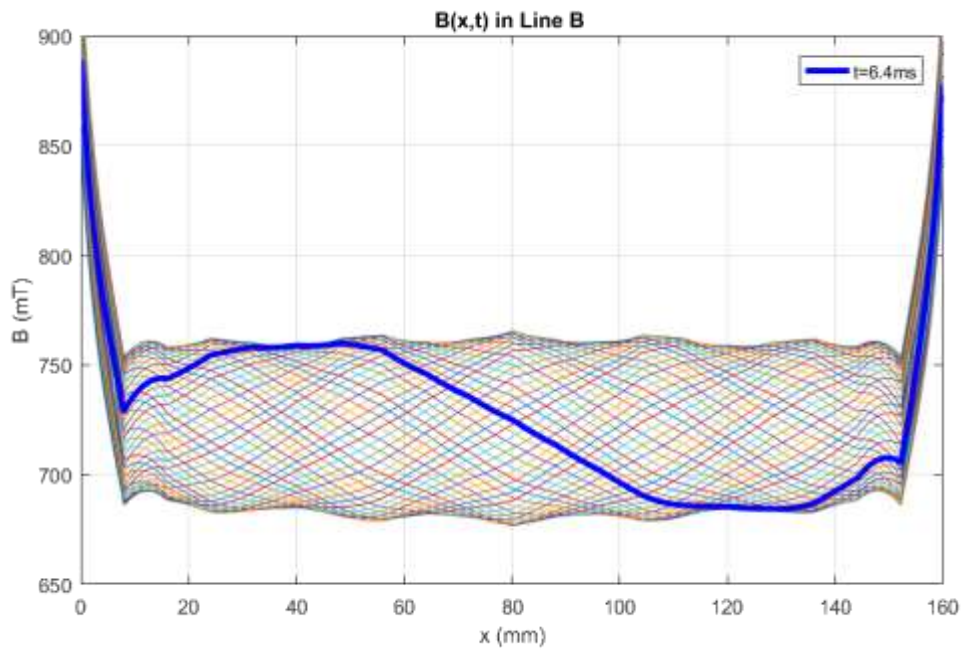


Σχήμα 18 : Έντονη συγκέντρωση της μαγνητικής ροής στην περιοχή μπροστά από τη γωνία του προς μελέτη δοκιμίου στο διάκενο του Μοντέλου A για τη χρονική στιγμή $t=6.4\text{ms}$

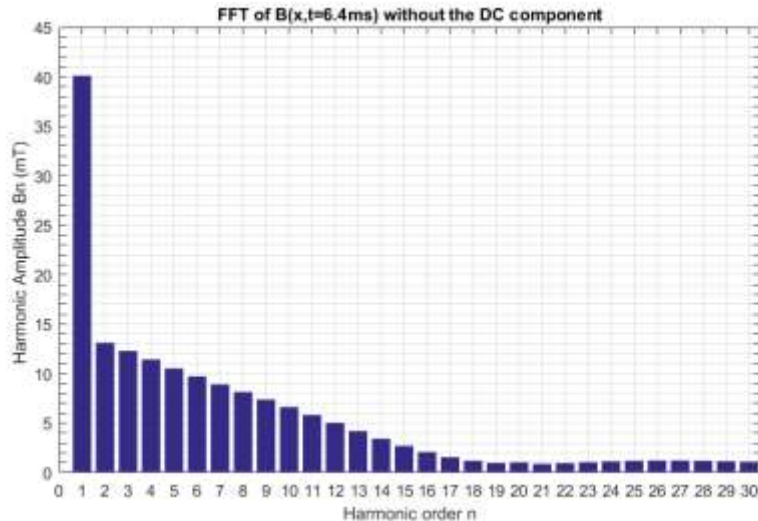
Προκειμένου να εξεταστεί περαιτέρω η σχέση μεταξύ του σχήματος του τυλίγματος και των παραγόμενων αρμονικών, μια διαφορετική συνδεσμολογία τυλίγματος διερευνάται για το συγκεκριμένο τύπο μαγνητικού πυρήνα με τα ίδια λειτουργικά και γεωμετρικά χαρακτηριστικά όπως στο Μοντέλο A, τα οποία αναφέρονται στον Πίνακα 1. Ειδικότερα, ένα μοντέλο με ορθογωνικού σχήματος τυλίγματα χωρίς διάκενα μεταξύ των διαφορετικών φάσεων έχει σχεδιάσθηκε και αναλύεται. Η γεωμετρία αυτού του μοντέλου, το οποίο ονομάστηκε Μοντέλο B, καθώς και το οδεύον κύμα που δημιουργείται στο διάκενο του μοντέλου παρουσιάζονται στο Σχήμα 19.



(α)



(β)



(γ)

Σχήμα 19 : (α) Γεωμετρία του Μοντέλου B, (β) επισημασμένο στιγμιότυπο του οδεύοντος κύματος μαγνητικής επαγωγής $B(x,t=6.4ms)$ και (β) το αρμονικό περιεχόμενο του τη χρονική στιγμή $t=6.4 ms$ επί τόξου (Line B) στη μέση του διακένου του Μοντέλου B

Όπως είναι εμφανές στις Εικόνες 17 και 19, τα δύο προηγούμενα μοντέλα παράγουν παρόμοια αποτελέσματα όσον αφορά τη μαγνητική επαγωγή στα διάκενα τους. Ωστόσο, το πλάτος των αρμονικών του Μοντέλου B μειώνεται με πιο ομαλό τρόπο καθώς αυξάνεται η τάξη n των αρμονικών σε σύγκριση με το Μοντέλο A. Επίσης, μπορεί να παρατηρηθεί ότι η 6η τάξεως αρμονική στο Μοντέλο A εμφανίζει μικρότερο πλάτος σε σύγκριση με το Μοντέλο B, λόγω του διαχωρισμού στην πρώτη περίπτωση του τυλίγματος που βρίσκεται μπροστά από το προς μελέτη δοκίμιο σε 6 διακριτά τμήματα μέσω διακένων.

Συμπερασματικά, τα αποτελέσματα που παρουσιάζονται σε αυτή την ενότητα καταδεικνύουν τη δυνατότητα δημιουργίας οδεύοντος κύματος μαγνητικής επαγωγής σε απλοποιημένες διατάξεις στις οποίες δεν εφαρμόζεται κάποιο είδος μηχανικής κίνησης. Ωστόσο, η γεωμετρία των μοντέλων που χρησιμοποιούνται μέχρι τώρα παρουσιάζουν ορισμένα μειονεκτήματα. Η επιλογή ενός μαγνητικού πυρήνα τοροειδούς σχήματος δεν είναι πρακτική λόγω του περιορισμένου χώρου στο κέντρο του πυρήνα, των λιγοστών γεωμετρικών παραμέτρων που προσφέρονται για βελτιστοποίηση και των επιβαλλόμενων περιορισμών από το σχήμα του προς μελέτη δοκιμίου. Συγκεκριμένα, εκτιμάται ότι ένα ορθογωνικού σχήματος δοκίμιο με ευθύγραμμες πλευρές αντί για καμπύλες και ένας μαγνητικός πυρήνας ευθύγραμμου σχήματος θα μειώσει τα ανεπιθύμητα αποτελέσματα των αρμονικών χώρου. Επιπλέον, ένα δοκίμιο με ευθύγραμμες ακμές είναι ευκολότερο να κατασκευαστεί σε σύγκριση με ένα με καμπύλες. Κατά συνέπεια, κρίνεται σκόπιμη η περαιτέρω μελέτη πυρήνων με ευθύγραμμο ορθογωνικό σχήμα.

4.1.2 Μοντέλα με μαγνητικό πυρήνα ορθογωνικού σχήματος

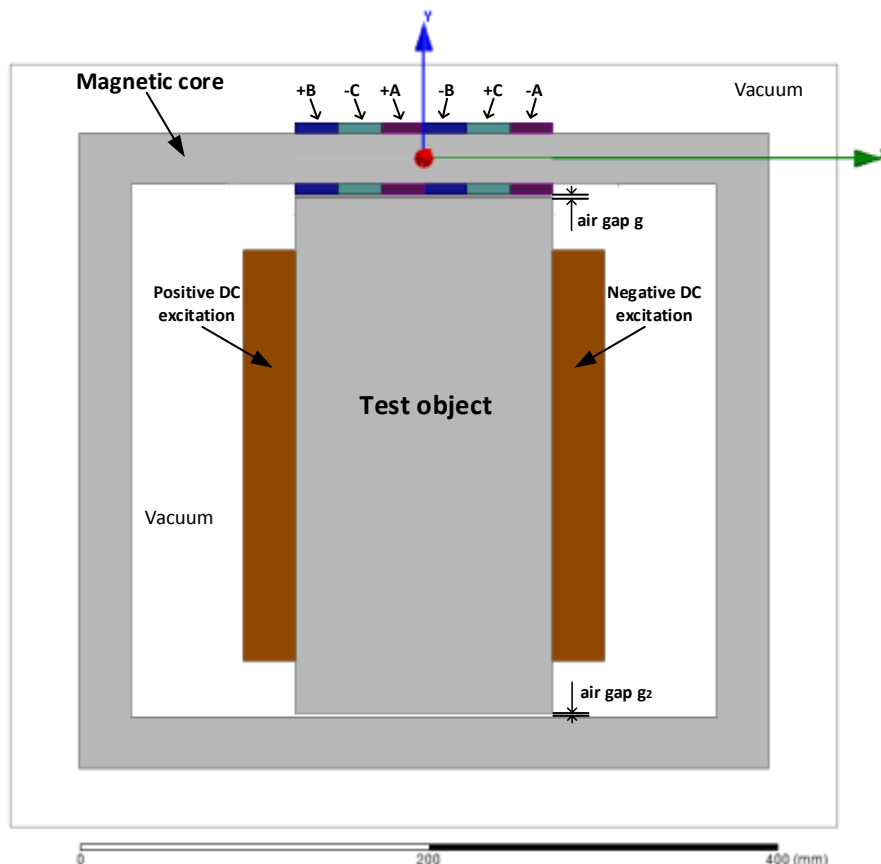
Ως αποτέλεσμα των προηγούμενων συμπερασμάτων, ένα μοντέλο με πυρήνα ορθογωνικού σχήματος σχεδιάζεται και μελετάται (Μοντέλο 1). Η γεωμετρία του παρουσιάζεται στο Σχήμα 20. Γύρω από το μαγνητικό πυρήνα τυλίγεται ένα 2-πολικό 3-φασικό τυλίγμα διαδοχής φάσεων + A -C +B +C -A -B, το οποίο τοποθετείται μόνο στην περιοχή μπροστά από το ένα άκρο του προς μελέτη δοκιμίου.

Τα λειτουργικά και γεωμετρικά χαρακτηριστικά του Μοντέλου 1 παρουσιάζονται στον ακόλουθο πίνακα:

	Τιμή	Μονάδα μέτρησης
Συχνότητα, f	50	Hz
Τιμή ρεύματος στη φάση A, I_A	$234 \cdot \sin(100 \cdot \pi \cdot \text{time})$	A-t
Τιμή ρεύματος στη φάση B, I_B	$234 \cdot \sin(100 \cdot \pi \cdot \text{time} + \frac{2\pi}{3})$	A-t
Τιμή ρεύματος στη φάση C, I_C	$234 \cdot \sin(100 \cdot \pi \cdot \text{time} - \frac{2\pi}{3})$	A-t
Τιμή ρεύματος στο τύλιγμα DC τροφοδοσίας, I_{DC}	22050	A-t
Πάχος διακένου, g	2	mm
Πάχος κάτω διακένου, g_2	2	mm
Αξονικό μήκος μοντέλου	100	mm

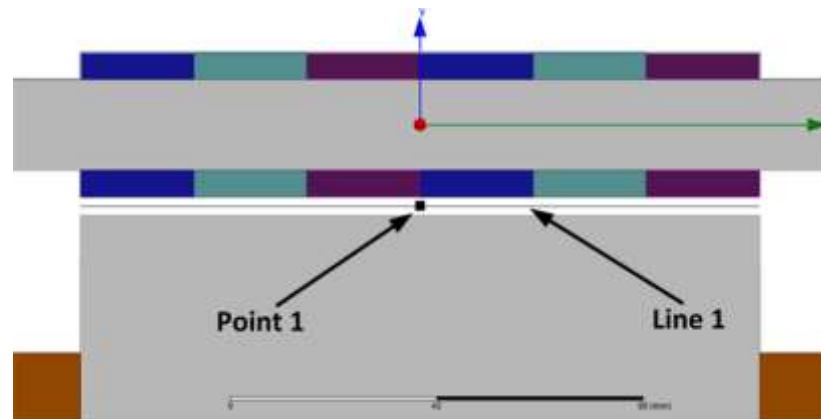
Πίνακας 2 : Τιμές λειτουργικών και γεωμετρικών χαρακτηριστικών του Μοντέλου B

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι όλα τα τυλίγματα θεωρούνται ότι αποτελούνται από έναν αγωγό για λόγους απλότητας. Για το λόγο αυτό, η μονάδα μέτρησης των τιμών των ρευμάτων σημειώνεται ως αμπερελίγματα (A-t) αντί για αμπέρ (A) στον παραπάνω πίνακα. Οι τιμές των παραπάνω χαρακτηριστικών του Μοντέλου 1 επιλέχθηκαν με βάση τους ίδιους περιορισμούς που θεωρήθηκαν κατά την επιλογή των αντίστοιχων χαρακτηριστικών των προηγούμενων μοντέλων με μαγνητικό πυρήνα τοροειδούς σχήματος (βλέπε Πίνακα 1).

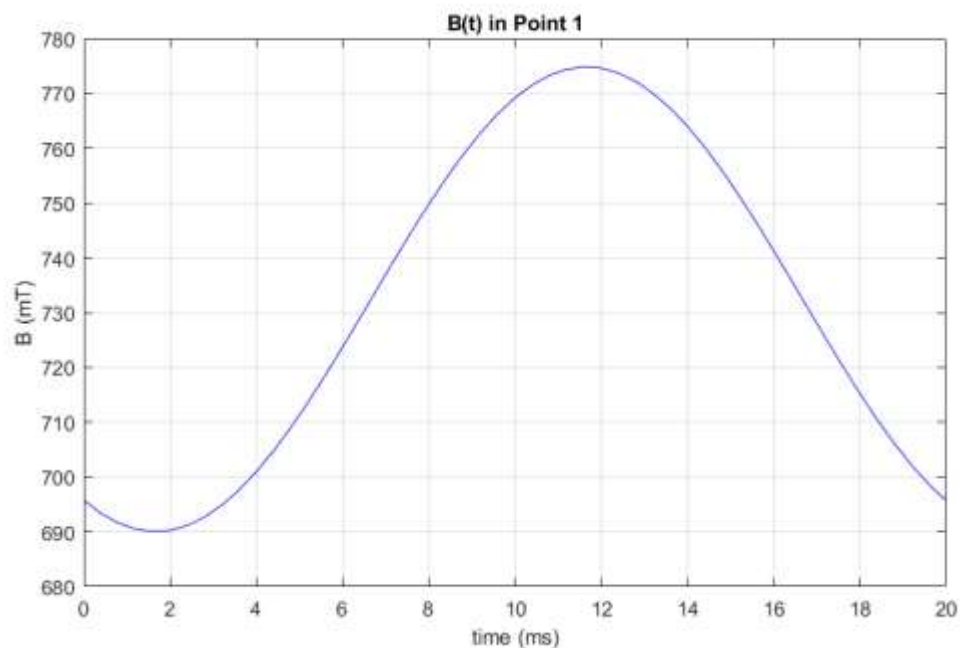


Σχήμα 20 : Γεωμετρία Μοντέλου 1

Όπως και στα μοντέλα που μελετήθηκαν στην προηγούμενη ενότητα, παρατηρείται στο Σχήμα 22 ότι η κυματομορφή της μαγνητικής επαγωγής σε ένα σημείο στο μέσον του διακένου στην περιοχή μπροστά από το προς μελέτη δοκίμιο (Point 1 - Σχήμα 21) είναι ημιτονοειδής.

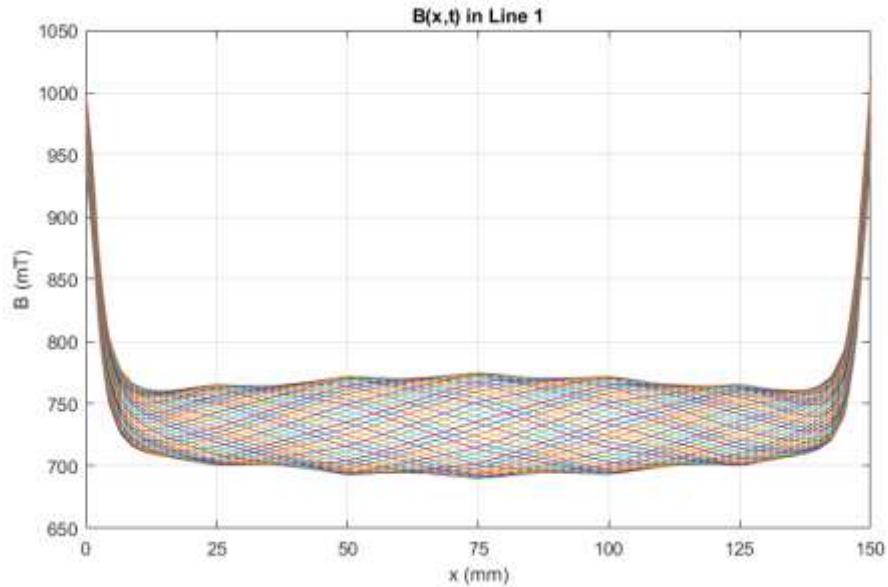


Σχήμα 21 : Διάκενο στο Μοντέλο 1



Σχήμα 22 : Κυματομορφή της μαγνητικής επαγωγής $B(t)$ στο σημείο 1 (Point 1) στο Μοντέλο 1 κατά της διάρκειας μίας περιόδου $T=20\text{ms}$

Στο Σχήμα 23, παρουσιάζεται το παραγόμενο οδεύον κύμα μαγνητικής επαγωγής $B(x, t)$ σε μια γραμμή στη μέση του διακένου g (Line 1 - Σχήμα 21) για 51 διαδοχικές χρονικές στιγμές με βήμα 0.4 ms κατά τη διάρκεια μίας περιόδου $T = 20 \text{ ms}$. Σε αντίθεση με τα μοντέλα με πυρήνα τοροειδούς σχήματος που εξετάστηκαν προηγουμένως, η κυματομορφή του $B(x,t)$ σε αυτή την περίπτωση έχει μεταβλητό πλάτος για διαφορετικές χρονικές στιγμές.

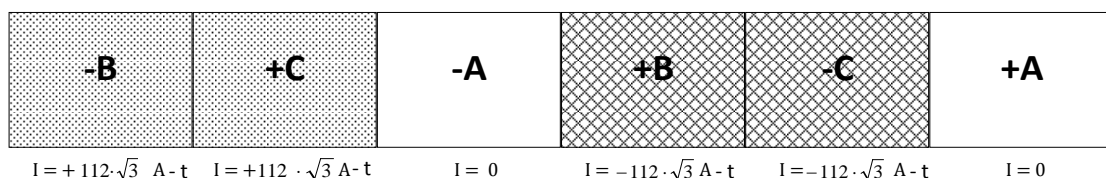


Σχήμα 23 : Οδεύον κύμα μαγνητικής επαγωγής $B(x,t)$ επί τόξου (Line 1) στο Μοντέλο 1 για 51 διαδοχικές χρονικές στιγμές με βήμα 0.4 ms κατά τη διάρκεια μίας περιόδου $T = 20$ ms

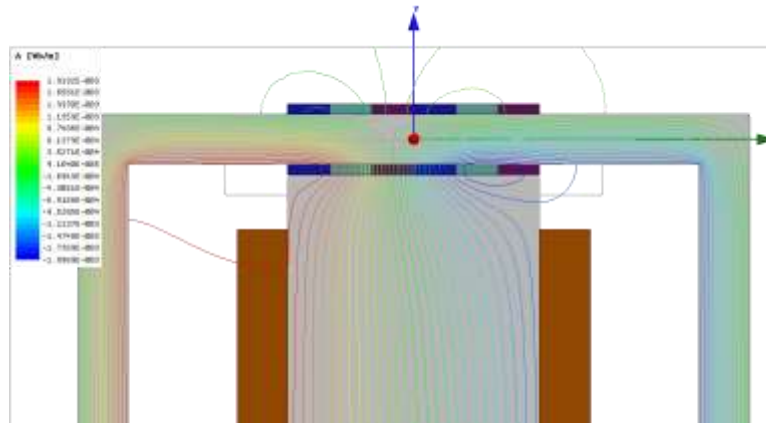
Αυτή η διαφορά στην τιμή του πλάτους της μαγνητικής επαγωγής για διαφορετικές χρονικές στιγμές επηρεάζεται προφανώς μόνο από τη διέγερση του AC τυλίγματος. Για το λόγο αυτό, ορισμένες περιπτώσεις με μηδενική DC διέγερση εξετάστηκαν προκειμένου να προσδιοριστεί η αιτία αυτής της διακύμανσης. Οι περιπτώσεις που παρουσιάζονται παρακάτω αντιστοιχούν στις χρονικές στιγμές μηδενισμού του ρεύματος στις διαφορετικές φάσεις του AC τυλίγματος. Η μελέτη του μαγνητικού πεδίου επικεντρώνεται στην πλευρά του AC τυλίγματος που τοποθετείται στην εσωτερική πλευρά του μαγνητικού πυρήνα, καθώς αυτό το τμήμα του τυλίγματος παράγει την μαγνητική ροή που αλληλεπιδρά με το προς μελέτη δοκίμιο. Θεωρητικά, το AC τύλιγμα θα μπορούσε να τοποθετηθεί μόνο στην εσωτερική πλευρά του μαγνητικού πυρήνα και να μην τυλίγεται γύρω από αυτόν. Ωστόσο, επιλέγεται η διαμόρφωση όπου το AC πηνίο τυλίγεται γύρω από τον μαγνητικό πυρήνα καθώς σε αυτή την περίπτωση, το τύλιγμα δεν διαθέτει ακραία περιοχή (end region). Αντιθέτως, μια διαμόρφωση με μόνο το εσωτερικό μέρος τυλίγματος, στην πραγματικότητα, θα δημιουργούσε μια ακραία περιοχή τυλίγματος (end region) στην οποία θα δημιουργούνταν πρόσθετες απώλειες στο μαγνητικό πεδίο του διακένου (end effects) [50].

4.1.2.1 Διερεύνηση μεταβλητότητας του πλάτους του οδεύοντος κύματος – Προσθήκη βοηθητικού τυλίγματος

- Περίπτωση 1: $t = 0.01$ s, $I_A = 0$, $I_B = -112\sqrt{3} A - t$, $I_C = 112\sqrt{3} A - t$, $I_{DC} = 0$



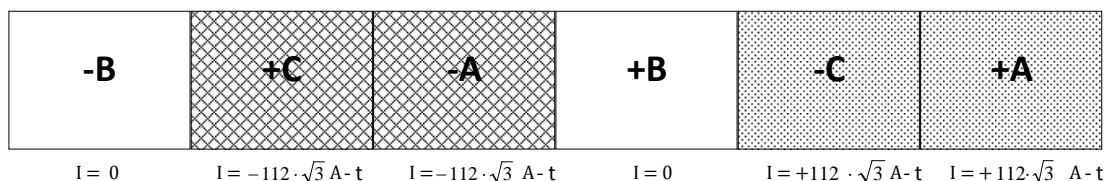
Σχήμα 24 : Κατανομή ρευμάτων στο εσωτερικό μέρος του AC τυλίγματος στην Περίπτωση 1



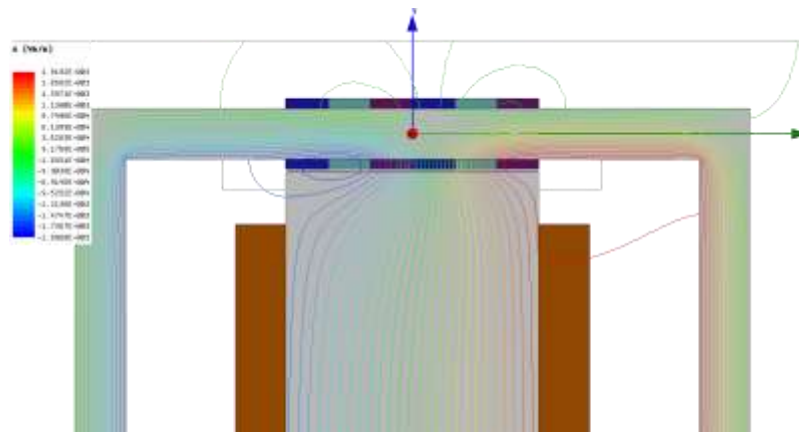
Σχήμα 25 : Γραμμές μαγνητικής ροής στο Μοντέλο 1 στην Περίπτωση 1

Στο Σχήμα 24, παρουσιάζεται η κατανομή ρευμάτων στο εσωτερικό μέρος του AC τυλίγματος στην Περίπτωση 1. Μπορεί να παρατηρηθεί στο Σχήμα 25 ότι η μαγνητική ροή «θετικής φοράς» που παράγεται από τις φάσεις -B +C και η αντίστοιχη μαγνητική ροή «αρνητικής φοράς» που παράγεται από τις φάσεις + B -C του εσωτερικού μέρους του τυλίγματος δημιουργούν δύο ξεχωριστά μαγνητικά μονοπάτια ροής μεταξύ του προς μελέτη δοκιμίου και του μαγνητικού πυρήνα. Στην περίπτωση αυτή, το μεγαλύτερο μέρος της παραγόμενης AC μαγνητικής ροής διασχίζει κατά μήκος όλο το προς μελέτη δοκίμιο και το γεγονός αυτό έχει ως αποτέλεσμα την δημιουργία ενός μαγνητικού πεδίου μονής κατευθύνσεως κατά μήκος του δοκιμίου. Η δημιουργία ενός τέτοιου πεδίου δεν είναι επιθυμητή καθώς, σε μία σύγχρονη μηχανή έκτυπων πόλων, το πέλμα του πόλου εκτίθεται σε ένα στρεφόμενο εναλλασσόμενο μαγνητικό πεδίο υψηλότερης τάξης αρμονικών, του οποίου οι μαγνητικές γραμμές δεν διασχίζουν όλο το μήκος του δρομέα.

- Περίπτωση 2: $t = \frac{1}{300} \text{ s}$, $I_A = 112\sqrt{3} \text{ A} - t$, $I_B = 0$, $I_C = -112\sqrt{3} \text{ A} - t$, $I_{DC} = 0$



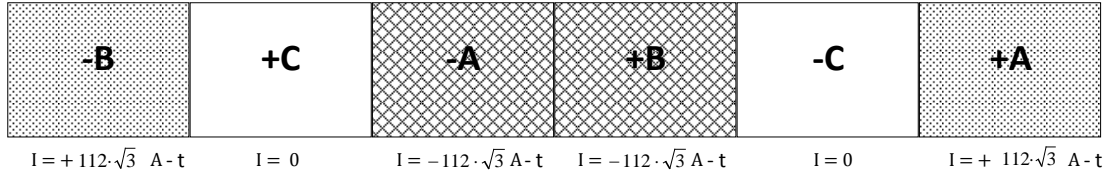
Σχήμα 26 : Κατανομή ρευμάτων στο εσωτερικό μέρος του AC τυλίγματος στην Περίπτωση 2



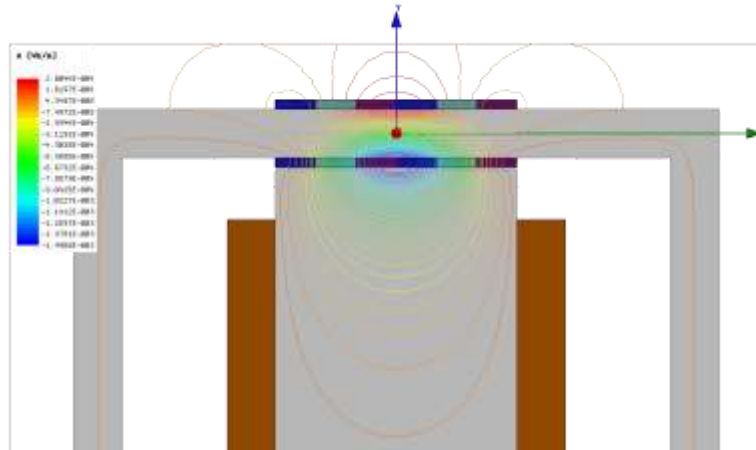
Σχήμα 27 : Γραμμές μαγνητικής ροής στο Μοντέλο 1 στην Περίπτωση 2

Τα αποτελέσματα αυτής της περίπτωσης είναι παρόμοια με τα αντίστοιχα στην περίπτωση 1, με τη μαγνητική ροή να διασχίζει κατά μήκος το προς μελέτη δοκίμιο (Σχήμα 27).

- **Περίπτωση 3:** $t = \frac{1}{150}$ s, $I_A = 112\sqrt{3} A - t$, $I_B = -112\sqrt{3} A - t$, $I_C = 0$, $I_{DC} = 0$



Σχήμα 28 : Κατανομή ρευμάτων στο εσωτερικό μέρος του AC τυλίγματος στην Περίπτωση 3



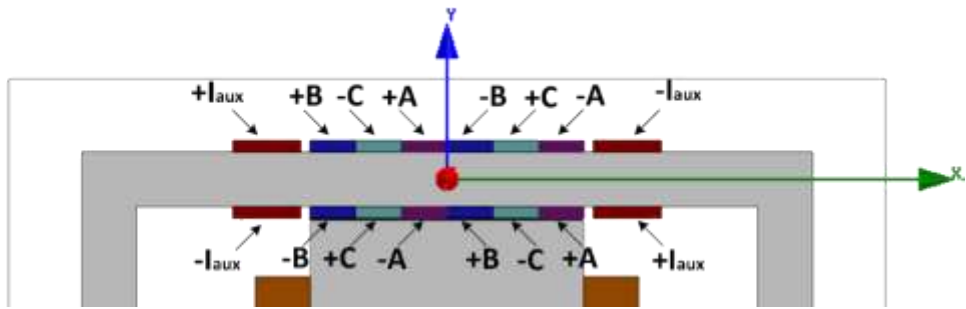
Σχήμα 29 : Γραμμές μαγνητικής ροής στο Μοντέλο 1 στην Περίπτωση 3

Σε αυτή την χρονική στιγμή, οι γραμμές της μαγνητικής ροής «αρνητικής φοράς» που δημιουργείται από τις φάσεις -A +B του εσωτερικού τμήματος του τυλίγματος (Σχήμα 28), δημιουργούν κλειστούς βρόχους οι οποίοι εισέρχονται στο δοκίμιο, χωρίς ωστόσο να το διατρέχουν κατά μήκος του όπως στις δύο προηγούμενες περιπτώσεις που εξετάστηκαν. Ως εκ τούτου, το προς μελέτη δοκίμιο υποβάλλεται σε ένα συνδυασμό στρεφόμενου και γραμμικού μαγνητικού πεδίου, όπως συμβαίνει στην πραγματικότητα στο πέλαμα ενός πόλου σε μία σύγχρονη μηχανή έκτυπων πόλων.

Κατά συνέπεια, επιθυμητός στόχος είναι η δημιουργία παρόμοιων συνθηκών AC διέγερσης με αυτές στην Περίπτωση 3, ανεξάρτητα της χρονικής στιγμής. Αυτό μπορεί να επιτευχθεί με την προσθήκη ενός βοηθητικού τυλίγματος στο μαγνητικό πυρήνα (στις δύο πλευρές του υπάρχοντος AC τυλίγματος). με τιμή ρεύματος ίση με την αντίστοιχη της φάσης C:

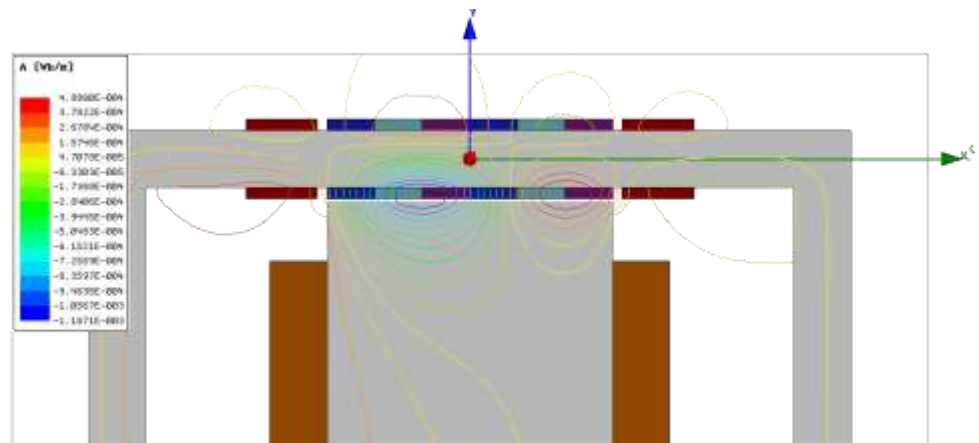
$$I_{aux} = I_C = 234 \cdot \sin\left(100 \cdot \pi \cdot \text{time} - \frac{2\pi}{3}\right) A - t$$

Η τοπολογία αυτή ονομάζεται Μοντέλο F και απεικονίζεται στο Σχήμα 30.

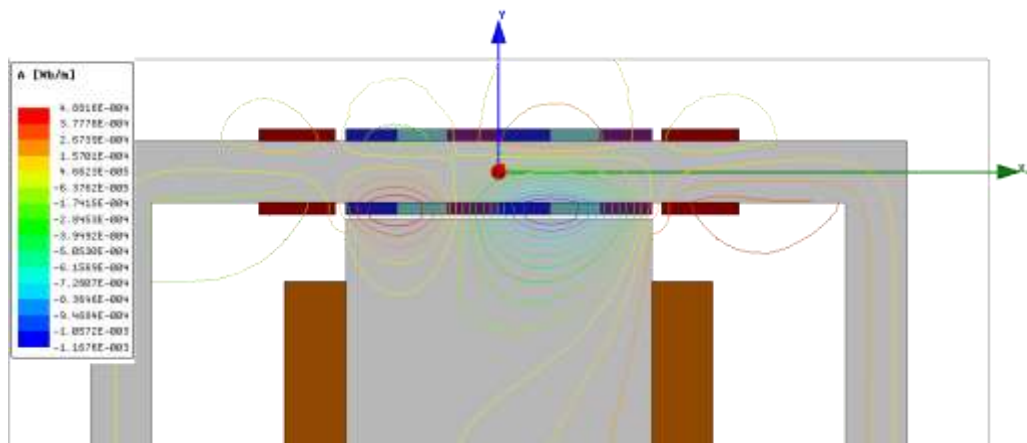


Σχήμα 30 : Προσθήκη βοηθητικού τυλίγματος στο Μοντέλο F

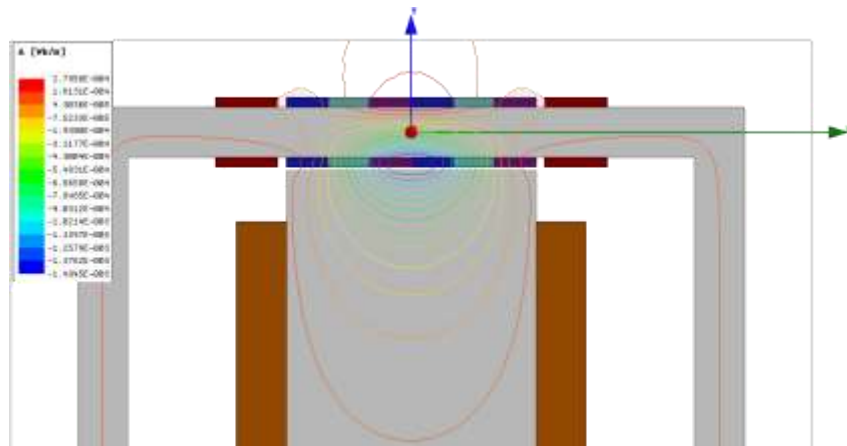
Η επίδραση αυτού του βοηθητικού τυλίγματος στην κατανομή της μαγνητικής ροής μπορεί να παρατηρηθεί στο Σχήμα 31 για τις χρονικές στιγμές των προηγούμενων Περιπτώσεων 1, 2 και 3. Οι γραμμές των «θετικής φοράς» και «αρνητικής φοράς» ροών σε κάθε χρονική στιγμή δημιουργούν κλειστούς βρόχους γύρω από το AC τύλιγμα, επιτρέποντας μόνο σε μία μικρή ποσότητα ροής να διασχίσει κατά μήκος το προς μελέτη δοκίμιο.



(α)



(β)



(γ)

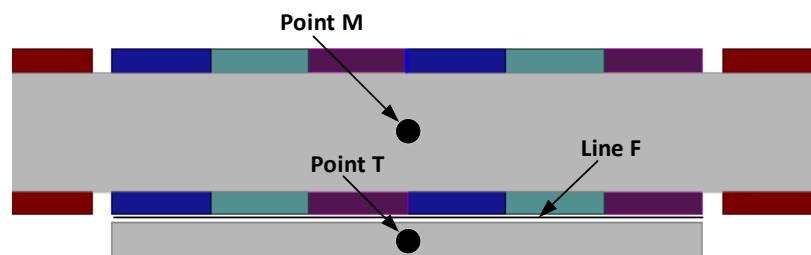
Σχήμα 31: Γραμμές μαγνητικής ροής με $I_{DC} = 0$ στις χρονικές στιγμές: (α) $t = 1/300$ s, (β) $t = 0.01$ s και (γ) $t = 1/150$ s

4.1.2.2 Τελικά αποτελέσματα λόγω της προσθήκης του βοηθητικού τυλίγματος

Εάν το ρεύμα της DC διέγερσης πάψει να είναι μηδέν στο Μοντέλο F, προκειμένου να επιτευχθεί σταθερό πλάτος του οδεύοντος κύματος της μαγνητικής επαγωγής στη μέση του διακένου g , η τιμή του ρεύματος του βοηθητικού τυλίγματος θα πρέπει να είναι υψηλότερη από την τιμή του ρεύματος της φάσης C. Η ακριβής τιμή που χρειάζεται εξαρτάται σε κάθε περίπτωση από την τιμή της DC τροφοδοσίας. Στο μοντέλο F, του οποίου τα λειτουργικά χαρακτηριστικά αναφέρονται στον Πίνακα 2, η απαιτούμενη τιμή ρεύματος στο βοηθητικό τύλιγμα είναι:

$$I_{aux} = 1.5 \cdot I_C = 351 \cdot \sin\left(100 \cdot \pi \cdot \text{time} - \frac{2\pi}{3}\right) \text{ A} - t$$

Αυτή η αλλαγή στην απαιτούμενη τιμή ρεύματος στο βοηθητικό τύλιγμα μπορεί να εξηγηθεί λόγω της αύξησης της μαγνητικής διαπερατότητας του προς μελέτη δοκιμίου. Όπως απεικονίζεται στον Πίνακα 3, η αύξηση της μαγνητικής διαπερατότητας λόγω της προσθήκης της DC διέγερσης είναι μεγαλύτερη στο προς μελέτη δοκίμιο (Point T - Σχήμα 32) σε σχέση με το μαγνητικό πυρήνα (Point M - Σχήμα 32). Κατά συνέπεια, είναι αναγκαία η παραγωγή επιπλέον ροής από το βοηθητικό πηνίο προκειμένου να καταστεί ο μαγνητικός πυρήνας προτιμητέα διαδρομή και να αποτραπεί η διέλευση της μαγνητικής ροής σε ολόκληρο το μήκος του προς μελέτη δοκιμίου.

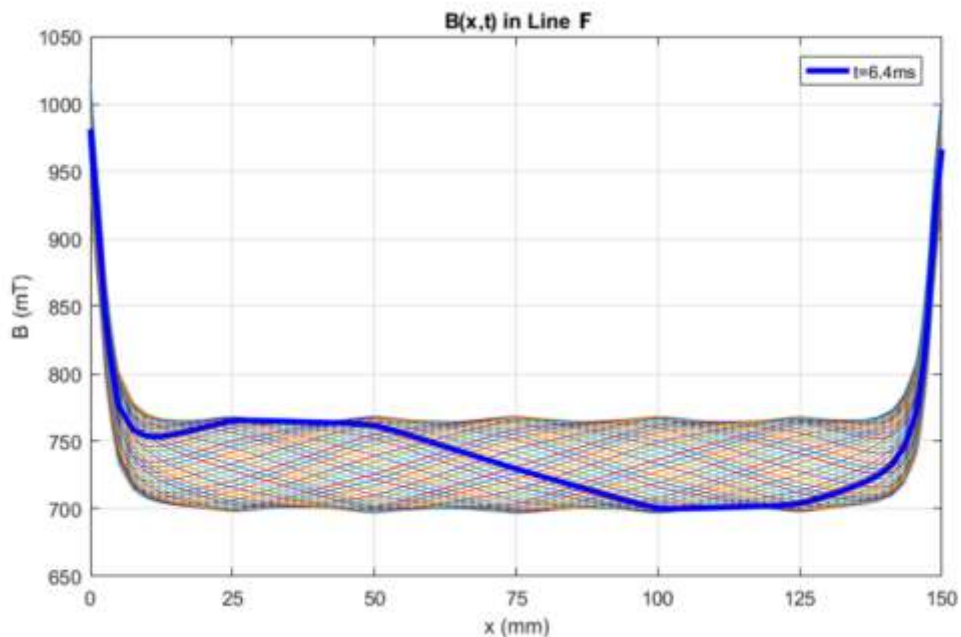


Σχήμα 32 : Σημεία λήψης μετρήσεων στο μαγνητικό πυρήνα και στο προς μελέτη δοκίμιο στο Μοντέλο F

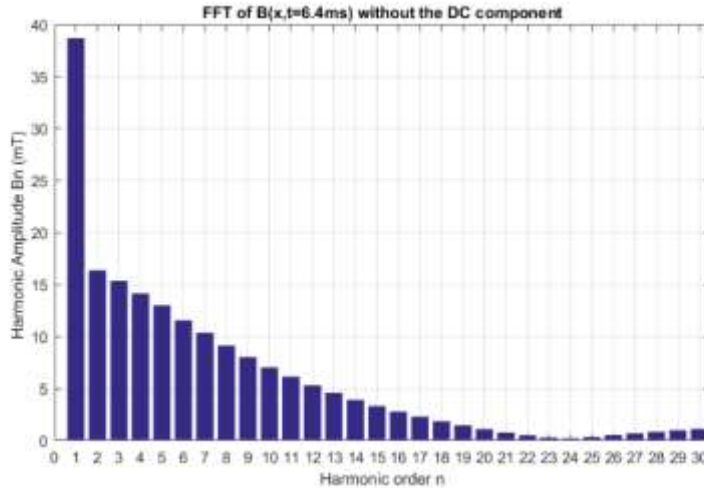
	$I_{DC} = 0$		$I_{DC} = 22500 \text{ A-t}$	
	Προς μελέτη δοκίμιο (Point T)	Μαγνητικός πυρήνας (Point M)	Προς μελέτη δοκίμιο (Point T)	Μαγνητικός πυρήνας (Point M)
Μέση τιμή μαγνητικής επαγωγής, \bar{B}	$\approx 40 \text{ mT}$	$\approx 30 \text{ mT}$	$\approx 740 \text{ mT}$	$\approx 260 \text{ mT}$
Σχετική μαγνητική διαπερατότητα, μ_r	2467	2467	7321	4218

Πίνακας 3 : Σχετική μαγνητική διαπερατότητα στο Μοντέλο F για διαφορετικές συνθήκες DC διέγερσης

Εν κατακλείδι, το προκύπτουν οδεύον κύμα μαγνητικής επαγωγής στη μέση του διακένου g (Γραμμή F – Σχήμα 32) στο Μοντέλο F απεικονίζεται στο Σχήμα 33. Είναι εμφανές ότι το πλάτος του κύματος είναι σχεδόν σταθερό για διαφορετικές χρονικές στιγμές, με εξαίρεση μία μικρή μεταβολή που προκαλείται λόγω της κατανομής του τυλίγματος. Επιπλέον, το πλάτος, η συνιστώσα συνεχούς ρεύματος και οι απώλειες στα άκρα του οδεύοντος κύματος είναι παρόμοιες με τις αντίστοιχες τιμές των οδεύοντων κυμάτων που παράγονται από τα μοντέλα με μαγνητικό πυρήνα τοροειδούς σχήματος (Εικόνες 17 και 19). Παρ' όλα αυτά, η κυματομορφή της μαγνητικής επαγωγής είναι ομαλότερη στην περίπτωση του Μοντέλου F, καθώς παρουσιάζει μικρότερο αρμονικό περιεχόμενο. Επιπρόσθετα, ένας μαγνητικός πυρήνας ορθογωνικού σχήματος παρέχει καλύτερες δυνατότητες βελτιστοποίησης, καθώς έχει περισσότερους βαθμούς ελευθερίας. Ως αποτέλεσμα, το μοντέλο με το μαγνητικό πυρήνα ορθογωνικού σχήματος και το πρόσθετο βοηθητικό τύλιγμα (Μοντέλο F) επιλέγεται για να χρησιμοποιηθεί στην περαιτέρω διερεύνηση της παρούσας εργασίας.



(α)



(β)

Σχήμα 33 : (α) Επισημασμένο στιγμιότυπο του οδεύοντος κύματος μαγνητικής επαγωγής $B(x, t=6.4ms)$ και (β) το αρμονικό περιεχόμενο του τη χρονική στιγμή $t=6.4 ms$ επί γραμμής (Line F) στη μέση του διακένου του Μοντέλου F

4.2 Τελικό δισδιάστατο μοντέλο

4.2.1 Προδιαγραφές της πειραματικής διάταξης

Για την επιλογή των σχεδιαστικών προδιαγραφών της πειραματικής διάταξης, χρησιμοποιήθηκε ως αναφορά μία πραγματική σύγχρονη μηχανή έκτυπων πόλων. Τα χαρακτηριστικά της παρουσιάζονται στον Πίνακα 4:

Όνομα παραμέτρου	Ιδιότητα	Τιμή
λ_{eff}	Αποδοτικό μήκος κύματος	50 mm
f_{eff}	Αποδοτική συχνότητα	1350 Hz
B_{DC}	DC συνιστώσα της μαγνητικής επαγωγής στο μέσο του διακένου g	1.1 T
\hat{B}	Πλάτος της μαγνητικής επαγωγής στο μέσο του διακένου g	0.1 T

Πίνακας 4 : Χαρακτηριστικά της μηχανής αναφοράς

Επιπλέον, ορισμένες απαιτήσεις και περιορισμοί επιβάλλονται στο σχεδιασμό της πειραματικής διάταξης:

- Το πλάτος w του προς μελέτη δοκιμίου επιλέγεται να είναι ίσο με λ_{eff} .
- Η πειραματική διάταξη θα πρέπει να είναι σε θέση να παρέχει ρυθμιζόμενο μήκος κύματος. Συγκεκριμένα, ο αριθμός των πόλων του AC τυλίγματος θα πρέπει να έχει τη δυνατότητα να εναλλάσσεται μεταξύ δύο και τέσσερα. Στις προσομοιώσεις που διεξάγονται, αυτό επιτυγχάνεται με τη χρήση δύο ξεχωριστών μοντέλων, ενός με 2-πολικό και ενός με 4-πολικό AC τύλιγμα. Για την πρακτική υλοποίηση του

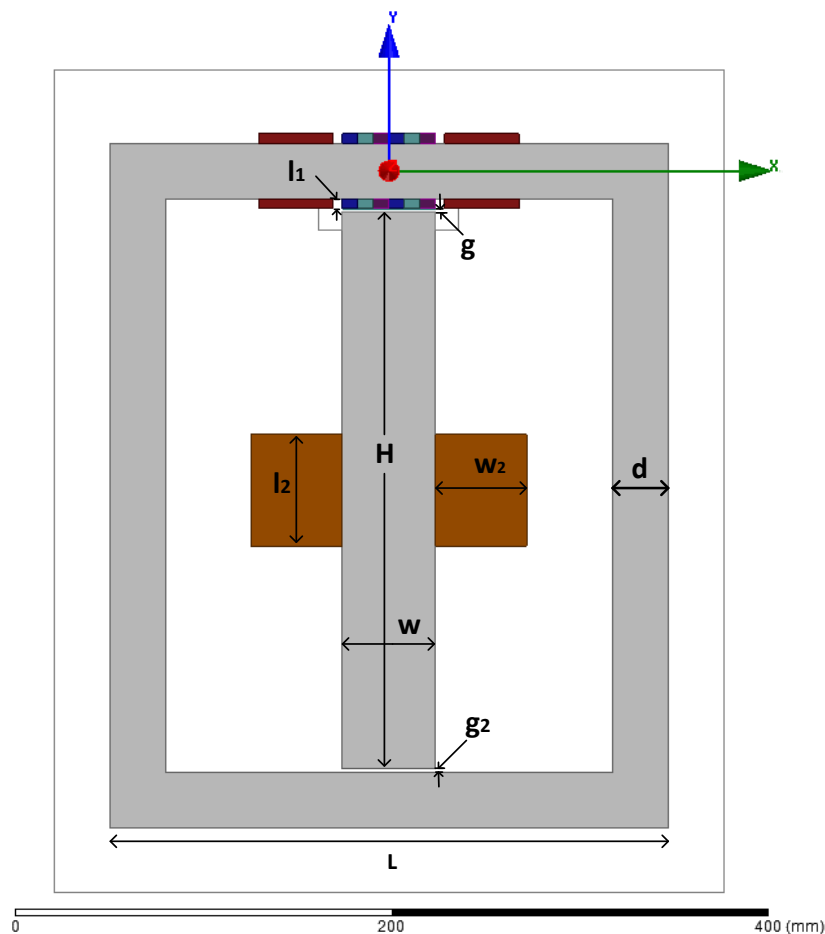
ρυθμιζόμενου μήκους κύματος, έρευνα θα πρέπει να διεξαχθεί για το σχεδιασμό μίας συνδεσμολογίας τυλιγμάτων ανάλογης με τη συνδεσμολογία Dahlander [55].

- Η πυκνότητα ρεύματος, τόσο του AC όσο και του DC τυλίγματος δεν θα πρέπει να ξεπερνάει τις αντίστοιχες τιμές για τη φυσική ψύξη του συστήματος, και συγκεκριμένα κατά προτίμηση θα πρέπει να είναι μικρότερη από 5 A/mm^2 [38]. Οι συντελεστές πληρότητας του AC και του DC τυλίγματος θεωρούνται 0.4 και 0.7 αντίστοιχα [48], [49].
- Ο κορεσμός του μαγνητικού πυρήνα θα πρέπει να αποφευχθεί, καθώς αυτό θα μπορούσε να οδηγήσει σε εκτεταμένες συνολικές απώλειες σιδήρου στη διάταξη.
- Το συνολικό μέγεθος της διάταξης θα πρέπει να ελαχιστοποιηθεί κατά το δυνατόν, προκειμένου να επιτευχθεί μια εφικτή και οικονομική σχεδίαση.

4.2.2 Ανάλυση ευαισθησίας

4.2.2.1 Σχεδιαστικές παράμετροι

Το τελικό δισδιάστατο μοντέλο χρειάζεται να βελτιστοποιηθεί σε κάποιο βαθμό, ώστε να πληροί τις προδιαγραφές και τις απαιτήσεις που αναφέρονται στην ενότητα 4.2.1. Ως αποτέλεσμα, χρησιμοποιείται η μέθοδος της ανάλυσης ευαισθησίας για τις γεωμετρικές και λειτουργικές παραμέτρους του μοντέλου. Οι γεωμετρικές παράμετροι του μοντέλου που πρέπει να ληφθούν υπόψη κατά τη διαδικασία βελτιστοποίησης απεικονίζονται στο Σχήμα 34, ενώ η περιγραφή τους και οι αρχικές τιμές τους παρουσιάζονται στον Πίνακα 5.



Σχήμα 34 : Γεωμετρικές παράμετροι του Μοντέλου F

Όνομα παραμέτρου	Ιδιότητα	Αρχική τιμή
H	Μήκος προς μελέτη δοκιμίου	300 mm
d	Πάχος μαγνητικού πυρήνα	30 mm
L	Μήκος μαγνητικού πυρήνα	300 mm
g	Πάχος διακένου	2 mm
g_2	Πάχος κάτω διακένου	2 mm
l_1	Πάχος AC τυλίγματος	6 mm
w_2	Πάχος DC τυλίγματος	49 mm
l_2	Μήκος DC τυλίγματος	50 mm
$depth$	Αξονικό μήκος μοντέλου	100 mm
I_{AC}	Πλάτος ρεύματος AC τυλίγματος	100 A-t
I_{DC}	Τιμή ρεύματος DC τυλίγματος	7500 A-t
I_{aux}	Πλάτος ρεύματος βοηθητικού τυλίγματος	1.5*100 A-t

Πίνακας 5 : Αρχικές τιμές παραμέτρων Μοντέλου F

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι όλα τα τυλίγματα θεωρούνται ότι αποτελούνται από έναν αγωγό για λόγους απλότητας. Για το λόγο αυτό, η μονάδα μέτρησης των τιμών των ρευμάτων σημειώνεται ως αμπερελίγματα (A-t) αντί για αμπέρ (A) στον παραπάνω πίνακα. Η επιλογή των αρχικών τιμών των παραμέτρων που αναφέρονται στον Πίνακα 5 έγινε βασιζόμενη στα ακόλουθα κριτήρια:

- Το μήκος L και το πάχος d του μαγνητικού πυρήνα, καθώς και το μήκος H του προς μελέτη δοκιμίου επιλέχθηκαν σε αντιστοιχία με τις διαστάσεις των δοκιμίων της διάταξης Epstein [35].
- Το πλάτος του AC ρεύματος I_{AC} επιλέχθηκε έτσι ώστε η πυκνότητα ρεύματος του AC τυλίγματος να είναι 5 A/mm².
- Η τιμή της DC τροφοδοσίας I_{DC} υπολογίστηκε κατάλληλα προκειμένου το μαγνητικό πεδίο στο μέσον του διακένου g να έχει DC τιμή B_{DC} ίση με 1.1 T, όπως ορίζεται από τις προδιαγραφές (Πίνακας 4). Επιπλέον, το DC τύλιγμα τοποθετείται στο κέντρο του δοκιμίου, προκειμένου να επιτευχθεί ένας τοπικός κορεσμός στο σημείο αυτό και ως εκ τούτου, να αποτραπεί η διέλευση της AC μαγνητικής ροής κατά μήκος ολόκληρου του δοκιμίου. Κατά συνέπεια, οι διαστάσεις του DC τυλίγματος επιλέχθηκαν έχοντας ως στόχο την κατά το δυνατό συμπίκνωση του τυλίγματος στο κέντρο του προς μελέτη δοκιμίου, χωρίς το πάχος του, w_2 , να ξεπερνάει μία εύλογη τιμή.
- Το αξονικό μήκος του μοντέλου, $depth$, επιλέγεται αρκετά μεγάλο σε σύγκριση με το πάχος του ενεργού διακένου (άθροισμα l_1 και g), προκειμένου να περιορίσει τις απώλειες λόγω της ροής σκεδάσεως στα άκρα (end effects). Ανάλυση ευαισθησίας για το συγκεκριμένο μήκος διεξάγεται στο τρισδιάστατο μοντέλο (Κεφάλαιο 5), όπου η επίπτωση της ροής σκεδάσεως στο μαγνητικό πεδίο διακένου λαμβάνεται υπόψη.

4.2.2.2 Ρυθμίσεις προσομοιώσεων

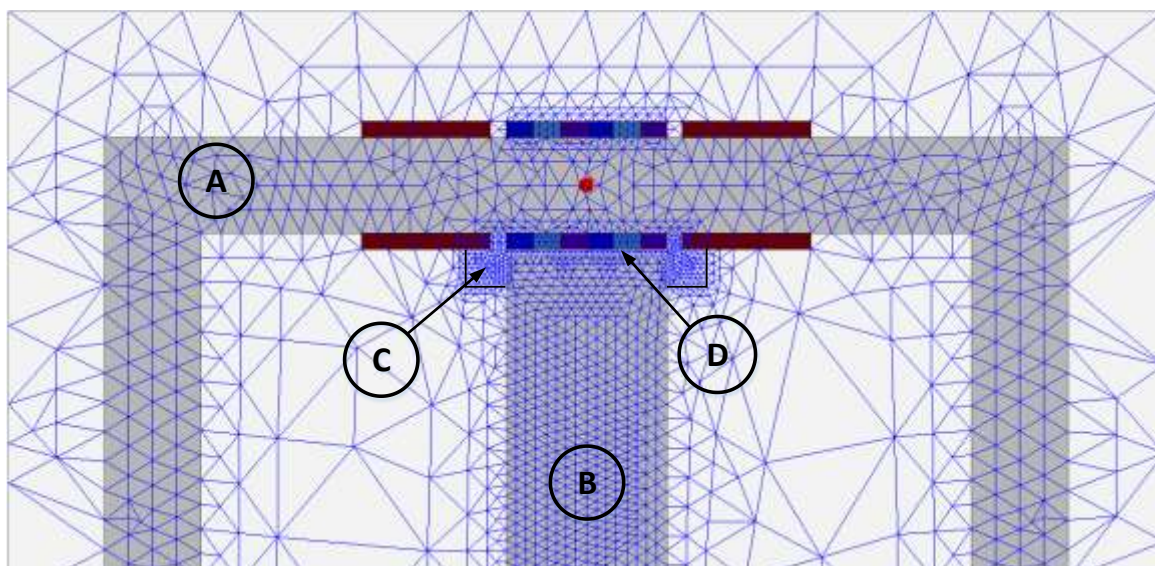
Οι ρυθμίσεις των προσομοιώσεων που έλαβαν χώρα κατά τη διαδικασία της ανάλυσης ευαισθησίας ως προς τις διάφορες παραμέτρους παρουσιάζονται στον Πίνακα 6:

Ρυθμίσεις προσομοιώσεων	
Ρυθμίσεις Ανάλυσης (Analysis Setup)	
• Χρόνος ολοκλήρωσης (stop time)	0.74074 ms
• Χρονικό βήμα (time step)	0.0148148 ms
Οριακή συνθήκη (Boundary condition)	Μπαλόني (Balloon)

Πίνακας 6 : Ρυθμίσεις προσομοιώσεων Μοντέλου F

Με την ανάθεση μιας οριακής συνθήκης τύπου «Μπαλόني» γύρω από το μοντέλο, το σύστημα θεωρεί ότι η περιοχή έξω από το όριο είναι απείρως μεγάλη. Αυτό συνεπάγεται ότι το διάνυσμα μαγνητικού δυναμικού A τείνει στο μηδέν στο άπειρο ($A \rightarrow 0$).

Το βελτιωμένο πλέγμα για τις περιοχές ενδιαφέροντος απεικονίζεται στο Σχήμα 35, ενώ τα χαρακτηριστικά του πλέγματος παρουσιάζονται αναλυτικά στον Πίνακα 7.



Σχήμα 35 : Πλέγμα του Μοντέλου F κατά τη διαδικασία της ανάλυσης ευαισθησίας ως προς τις διάφορες παραμέτρους

Περιοχή	Μέγιστο μήκος στοιχείων (mm)	Αριθμός στοιχείων
Μαγνητικός πυρήνα – A	10	3005
Προς μελέτη δοκίμιο – B	5	3057
Αέρας γύρω από το διάκενο g – C	2	1201
AC τύλιγμα – D	3	273

Πίνακας 7 : Χαρακτηριστικά πλέγματος του Μοντέλου F

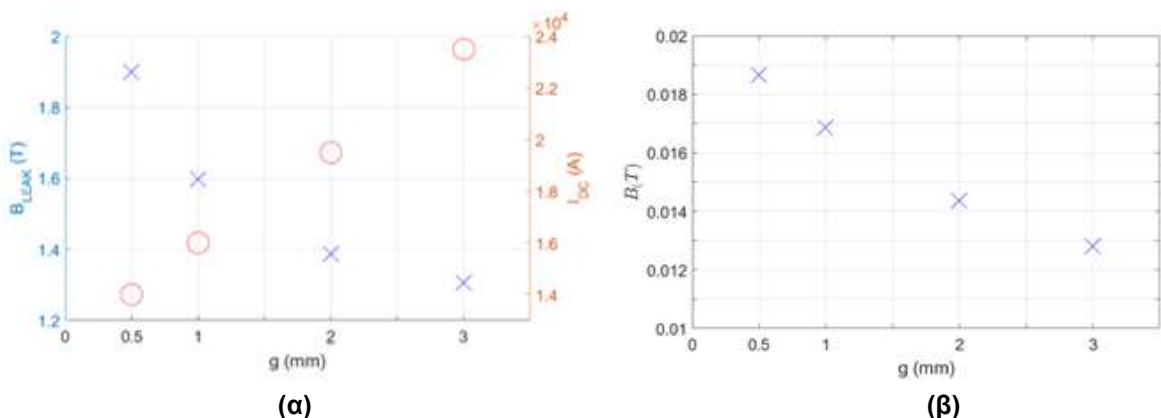
4.2.2.3 Ανάλυση ευαισθησίας των παραμέτρων του συστήματος

i. ΒΗΜΑ 1

Ο κύριος στόχος αυτής της διερεύνησης είναι να επιτευχθεί το επιδιωκόμενο οδεύον κύμα μαγνητικής επαγωγής $B(x, t)$ στο μέσον του διακένου αέρα g , όπως αυτό ορίζεται από τις προδιαγραφές του μοντέλου που αναφέρονται στον Πίνακα 4. Σαν αποτέλεσμα, διεξάγεται ανάλυση ευαισθησίας (OAT) κατ' αρχάς για την παράμετρο g και, κατά δεύτερον, για την παράμετρο I_1 , ως προς τις επιπτώσεις που επιφέρει η μεταβολή τους στην κυματομορφή του οδεύοντος κύματος. Κατά τη διαδικασία του Βήματος 1, η τιμή ρεύματος στην DC τροφοδοσία I_{DC} μεταβάλλεται κατάλληλα ώστε η B_{DC} να ισούται πάντα με 1.1 T κατά προσέγγιση.

- Ανάλυση ευαισθησίας ως προς την παράμετρο g

Η μελέτη πραγματοποιήθηκε για τις τιμές 0.5, 1, 2 και 3 mm. Η επίπτωση των διαφορετικών τιμών της παραμέτρου g στο πλάτος του μετακινούμενου κύματος \hat{B} απεικονίζονται στο Σχήμα 36 - (α), ενώ η μέγιστη τιμή των απωλειών στα δύο άκρα της κυματομορφής του οδεύοντος κύματος σε συνδυασμό με τις απαιτήσεις DC ρεύματος του συστήματος στις διαφορετικές περιπτώσεις μπορούν να παρατηρηθούν στο Σχήμα 36 - (β).

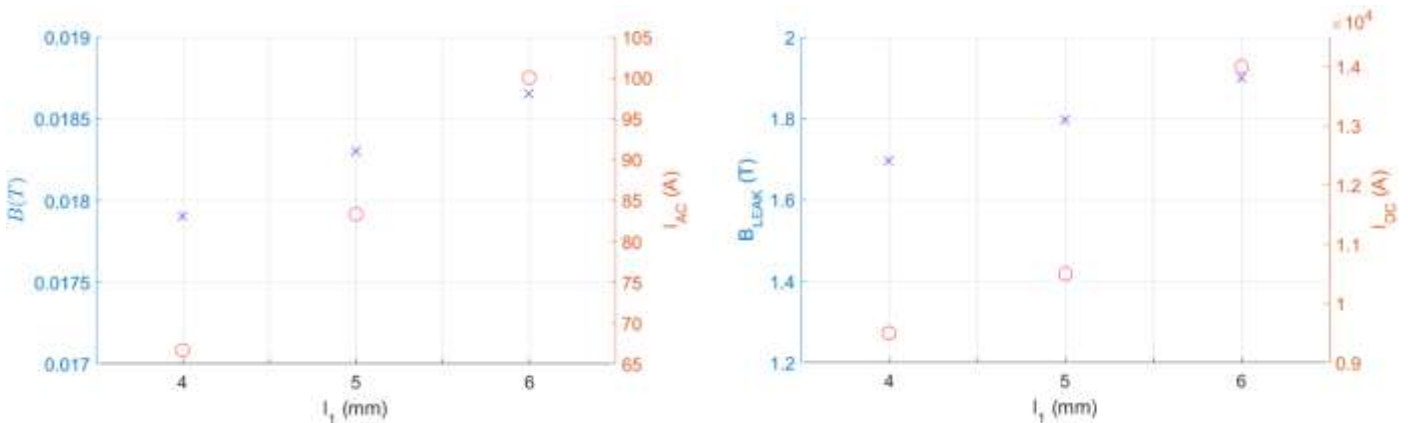


Σχήμα 36 : Σχέση πάχους διακένου g ως προς (α) το πλάτος του οδεύοντος κύματος μαγνητικής επαγωγής \hat{B} και (β) την μέγιστη τιμή απωλειών στα άκρα της κυματομορφής του οδεύοντος κύματος B_{LEAK} σε συνδυασμό με τις αντίστοιχες απαιτήσεις σε DC τροφοδοσία I_{DC}

Καθίσταται σαφές από τα ανωτέρω σχήματα ότι η μείωση της παραμέτρου g επιφέρει έντονη αύξηση των απωλειών στα άκρα της κυματομορφής. Ωστόσο, η αύξηση της επιφέρει ιδιαίτερα σημαντική αύξηση του ρεύματος της DC συνιστώσας I_{DC} , προκειμένου να διατηρηθεί η τιμή της B_{DC} στα 1.1 T. Επιπλέον, το πλάτος του οδεύοντος κύματος αυξάνεται σε χαμηλότερες τιμές του g . Κατά συνέπεια, η τιμή που επιλέγεται για το πάχος διακένου g είναι 0.5 mm. Αξίζει να σημειωθεί ότι αποφεύγεται η μελέτη μικρότερων τιμών πάχους διακένου καθώς η τιμή 0.5 mm θεωρείται ότι αντιστοιχεί στα όρια της κατασκευαστικής ανοχής [51].

- Ανάλυση ευαισθησίας ως προς την παράμετρο I_1

Οι τιμές οι οποίες εξετάστηκαν για το πάχος του AC τυλίγματος I_1 είναι 4, 5 και 6 mm. Το πλάτος I_{AC} προσαρμόζεται σε κάθε βήμα, προκειμένου να διατηρηθεί η πυκνότητα ρεύματος του AC τυλίγματος σε 5 A/mm². Τα αποτελέσματα της ανάλυσης παρουσιάζονται στο Σχήμα 37.



Σχήμα 37 : Σχέση πάχους AC τυλίγματος I_1 ως προς (α) το πλάτος του οδεύοντος κύματος μαγνητικής επαγωγής \hat{B} και (β) την μέγιστη τιμή απωλειών στα άκρα της κυματομορφής του οδεύοντος κύματος B_{LEAK}

Η παραπάνω ανάλυση μαρτυρά ότι η αύξηση της παραμέτρου I_1 προκαλεί ταυτόχρονη αύξηση του πλάτους \hat{B} , καθώς και των απωλειών στα άκρα του οδεύοντος κύματος (B_{LEAK}). Με βάση τα παραπάνω, η τιμή που επιλέγεται ως κατάλληλη για την παράμετρο I_1 είναι 5 mm, καθώς προσφέρει τον καλύτερο συμβιβασμό.

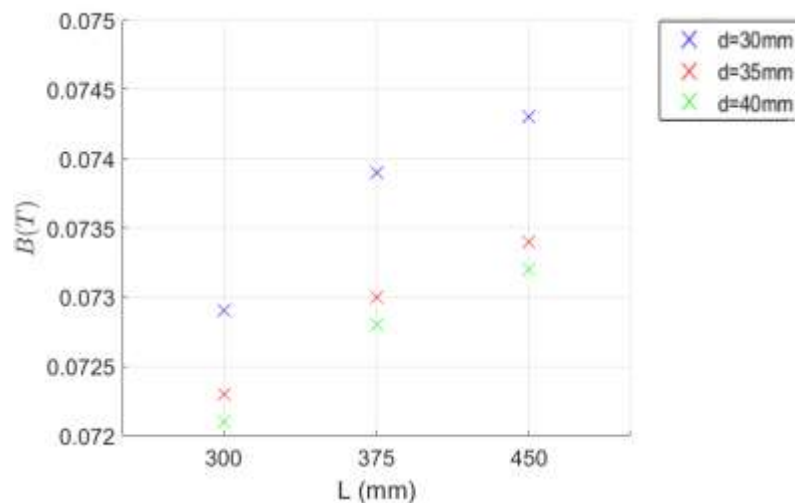
Ωστόσο, σε όλες τις προηγούμενες περιπτώσεις το πλάτος \hat{B} αποκλίνει σημαντικά από την επιθυμητή των 0.1 T, η οποία είναι ο στόχος ώστε να πληρούνται οι προδιαγραφές της διάταξης (βλέπε Πίνακα 4). Ως αποτέλεσμα, η πυκνότητα ρεύματος του AC τυλίγματος χρειάζεται να αυξηθεί σε υψηλότερα επίπεδα από 5 A/mm². Η πυκνότητα ρεύματος που επιλέγεται εν κατακλείδι είναι 20 A/mm². Παρά το γεγονός ότι το προκύπτουν πλάτος \hat{B} για τη συγκεκριμένη πυκνότητα εξακολουθεί να είναι μικρότερο από 0.1 T, όπως φαίνεται στον Πίνακα 8, αποφεύγεται η χρήση υψηλότερων τιμών πυκνοτήτων ρεύματος προκειμένου να αποτραπούν πιθανές ζημιές στα AC καλώδια. Μία μελέτη πρέπει να διεξαχθεί με σκοπό την επίτευξη καλύτερου συντελεστή πληρότητας για το AC τύλιγμα, με σκοπό τη μείωση του απαιτούμενου I_{AC} και της αντίστοιχης πυκνότητας AC ρεύματος. Μια ενδιαφέρουσα ιδέα θα ήταν η χρήση καλωδίων Litz ορθογωνικού σχήματος, καθώς εκτιμάται ότι μπορούν να επιτύχουν συντελεστή πληρότητας μέχρι και 0.65 [56].

l_1 (mm)	I_{AC} (A-t)	\hat{B} (T)	I_{DC} (A-t)	B_{LEAK} (T)
5	332	0.073	10500	1.87

Πίνακας 8 : Τροφοδοσίες ρεύματος και χαρακτηριστικά μαγνητικού πεδίου στο διάκενο g για AC πυκνότητα ρεύματος ίση με 20 A/mm^2

ii. ΒΗΜΑ 2

Ως επόμενο βήμα, διερευνάται η επίδραση των παραμέτρων L και d στα χαρακτηριστικά του οδεύοντος κύματος $B(x, t)$, καθώς και στις απώλειες σιδήρου του μαγνητικού πυρήνα. Για τις αρχικές τιμές των L και d και τις τιμές των παραμέτρων g , I_1 και I_{AC} που επιλέχθηκαν στο Βήμα 1, ο μαγνητικός πυρήνας βρίσκεται σε κατάσταση κορεσμού. Κατά συνέπεια, η ανάλυση ευαισθησίας των L και d διεξάγεται μόνο για υψηλότερες τιμές από τις αρχικές. Τα αποτελέσματα της διερεύνησης παρουσιάζονται στο Σχήμα 38.

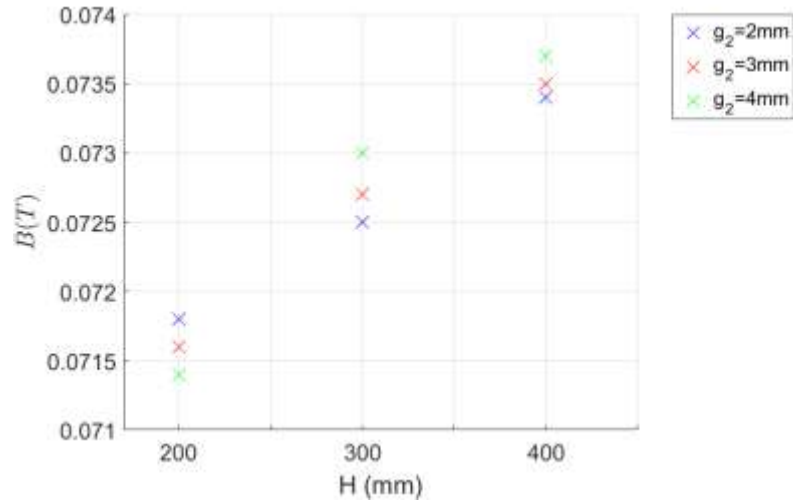


Σχήμα 38 : Σχέση μεταξύ του πλάτους του οδεύοντος κύματος μαγνητικής επαγωγής \hat{B} και του μήκους L και του πάχους d του μαγνητικού πυρήνα

Η προηγούμενη ανάλυση δείχνει ότι το πλάτος \hat{B} του οδεύοντος κύματος είναι ευθέως ανάλογο με το μήκος L και αντιστρόφως ανάλογο με το πλάτος d του μαγνητικού πυρήνα. Οι τιμές που επιλέγονται για το τελικό μοντέλο είναι: $L = 450 \text{ mm}$ και $d = 35 \text{ mm}$, ως ένας συμβιβασμός μεταξύ της μεγιστοποίησης του πλάτους \hat{B} και την αποφυγή του κορεσμού του μαγνητικού πυρήνα (κάτι που συμβαίνει στις περιπτώσεις όπου $d = 30 \text{ mm}$).

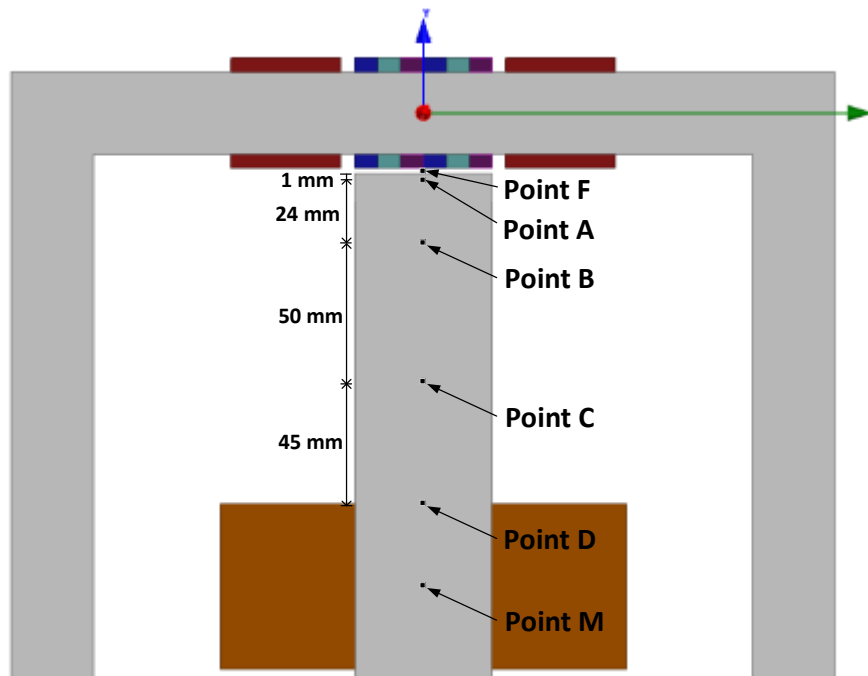
iii. ΒΗΜΑ 3

Τέλος, η ανάλυση εστιάζεται στο μήκος H του προς μελέτη δοκιμίου και το πάχος του κάτω διακένου της διάταξης g_2 . Κατά τη διάρκεια αυτού του βήματος, η τιμή του I_{DC} ρυθμίζεται έτσι ώστε η τιμή του B_{DC} να είναι κατά προσέγγιση 1.1 T . Η επίδραση των προαναφερθέντων παραμέτρων στην τιμή του πλάτους \hat{B} του οδεύοντος κύματος $B(x, t)$ στο μέσον του διακένου g μπορεί να παρατηρηθεί στο Σχήμα 39. Είναι εμφανές ότι για σταθερή τιμή της μεταβλητής H , η τιμή του \hat{B} επηρεάζεται σε μικρό βαθμό από την παράμετρο g_2 .



Σχήμα 39 : Σχέση μεταξύ του πλάτους του οδύοντος κύματος μαγνητικής επαγωγής \hat{B} και του μήκους H του δοκιμίου καθώς και του πάχους g_2 του κάτω διακένου

Επιπρόσθετα, η AC μαγνητική ροή που διασχίζει το προς μελέτη δοκίμιο επηρεάζεται έντονα από τη μεταβολή των παραμέτρων H και g_2 . Όπως έχει ήδη αναφερθεί, αυτή η ροή θα πρέπει να μειώνεται σε μεγαλύτερα βάθη του δοκιμίου και, θεωρητικά, να μηδενίζεται στο μέσον του (Point M - Σχήμα 40). Οι τιμές του πλάτους της AC συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου σε διαφορετικά σημεία κατά μήκος του προς μελέτη δοκιμίου για διαφορετικούς συνδυασμούς H και g_2 φαίνονται στον Πίνακα 9. Σε αυτόν τον πίνακα, γίνεται σαφές ότι για τιμές του H μεγαλύτερες από 200 mm, παρατηρείται σταδιακή μείωση της AC μαγνητικής ροής καθώς προσεγγίζουμε το κέντρο του δοκιμίου, όπως συμβαίνει και στην πραγματικότητα στο δρομέα μίας σύγχρονης μηχανής έκτυπων πόλων.

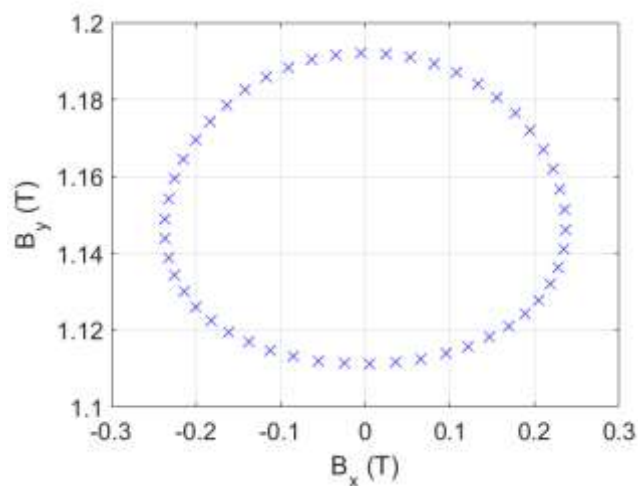


Σχήμα 40 : Σημεία μέτρησης της ποσότητας μαγνητικής ροής που διέρχεται κατά μήκος του δοκιμίου στο Μοντέλο F

		Point F (μέσο του διακένου g)	Point A	Point B	Point C	Point D	Point M (μέσο του προς μελέτη δοκιμίου)
H (mm)	g₂ (mm)	Πλάτος AC συνιστώσας - \widehat{B}_{AC} (T)					
200	2	0.0670	0.0352	0.0214	0.0193	0.0178	0.0184
	3	0.0678	0.0353	0.0203	0.0181	0.0166	0.0174
	4	0.0694	0.0360	0.0181	0.0157	0.0142	0.0143
300	2	0.0734	0.0407	0.0156	0.0131	0.0104	0.0093
	3	0.0727	0.0402	0.0152	0.0127	0.0100	0.0090
	4	0.0730	0.0397	0.0148	0.0122	0.0096	0.0086
400	2	0.0734	0.0437	0.0147	0.0122	0.0097	0.0066
	3	0.0735	0.0432	0.0145	0.0120	0.0095	0.0065
	4	0.0737	0.0425	0.0142	0.0117	0.0091	0.0063

Πίνακας 9 : Πλάτος AC συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου κατά μήκος του προς μελέτη δοκιμίου στο Μοντέλο F

Οι τιμές οι οποίες επιλέγονται για το τελικό μοντέλο είναι: $H = 300$ mm και $g_2 = 3$ mm, λαμβάνοντας υπόψη τη γενικότερη προσπάθεια για ελαχιστοποίηση των συνολικών διαστάσεων της πειραματικής διάταξης. Για αυτές τις τιμές, οι συνιστώσες του μαγνητικού πεδίου $B_x(t)$ και $B_y(t)$ καταγράφονται στο σημείο A του προς μελέτη δοκιμίου στο χρονικό διάστημα μίας περιόδου $T = 0.74074$ ms. Μπορεί να παρατηρηθεί στο Σχήμα 41 ότι το μαγνητικό πεδίο στο προς μελέτη δοκίμιο είναι στρεφόμενο, όπως το αντίστοιχο πεδίο στο πέλματος ενός πόλου στο δρομέα μίας σύγχρονης μηχανής έκτυπων πόλων.



Σχήμα 41 : Στρεφόμενο μαγνητικό πεδίο στο σημείο A (Point A) του προς μελέτη δοκιμίου

4.2.3 Τελικά αποτελέσματα

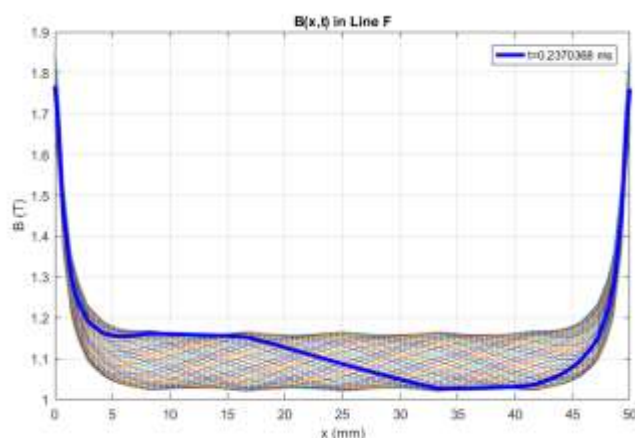
Οι τιμές των παραμέτρων του τελικού μοντέλου που προέκυψαν κατόπιν της ανάλυσης ευαισθησίας παρουσιάζονται στον Πίνακα 10.

Όνομα μεταβλητής	Ιδιότητα	Τελική τιμή
H	Μήκος προς μελέτη δοκιμίου	300 mm
d	Πάχος μαγνητικού πυρήνα	35 mm
L	Μήκος μαγνητικού πυρήνα	450 mm
g	Πάχος διακένου	0.5 mm
g_2	Πάχος κάτω διακένου	3 mm
l_1	Πάχος AC τυλίγματος	5 mm
w_2	Πάχος DC τυλίγματος	49 mm
l_2	Μήκος DC τυλίγματος	50 mm
I_{AC}	Πλάτος ρεύματος AC τυλίγματος	332 A-t
I_{DC}	Τιμή ρεύματος DC τυλίγματος	10500 A-t
I_{aux}	Πλάτος ρεύματος βοηθητικού τυλίγματος	1.5*332 A-t

Πίνακας 10 : Τελικές τιμές παραμέτρων Μοντέλου F

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι όλα τα τυλίγματα θεωρούνται ότι αποτελούνται από έναν αγωγό για λόγους απλότητας. Για το λόγο αυτό, η μονάδα μέτρησης των τιμών των ρευμάτων σημειώνεται ως αμπερελίγματα (A-t) αντί για αμπέρ (A) στον παραπάνω πίνακα.

Κατά συνέπεια, το οδύον κύμα μαγνητικής επαγωγής στη μέση του διακένου g στο Μοντέλο F που προέκυψε κατόπιν της ανάλυσης ευαισθησίας, φαίνεται στο Σχήμα 42, ενώ τα χαρακτηριστικά του αναφέρονται στον Πίνακα 11.

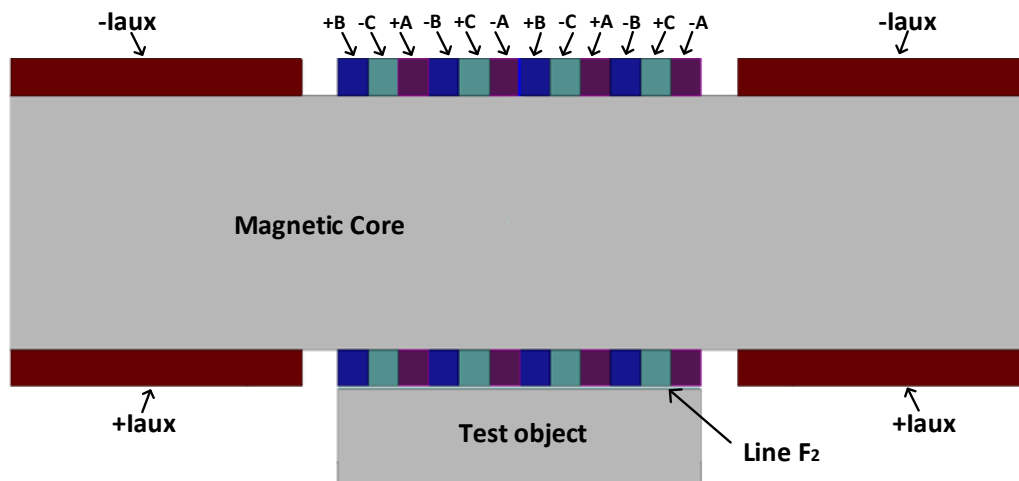


Σχήμα 42 : Τελικό οδύον κύμα μαγνητικής επαγωγής $B(x,t)$ σε γραμμή (Line F) στη μέση του διακένου g στο Μοντέλο F

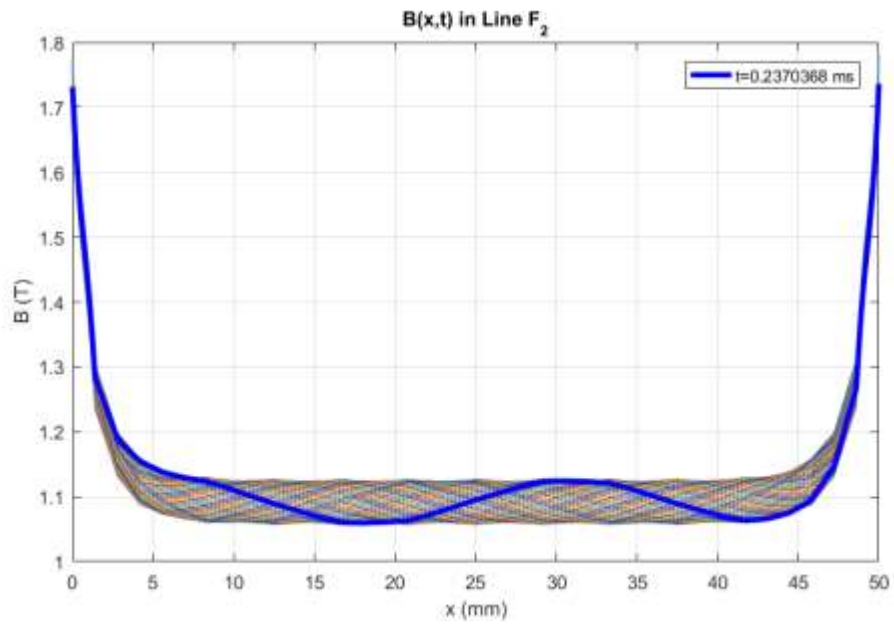
Όνομα	Ιδιότητα	Τιμή
B_{DC}	DC τιμή της μαγνητικής επαγωγής στη μέση του διακένου g	1.093 T
\hat{B}	Πλάτος της μαγνητικής επαγωγής στη μέση του διακένου g	0.0727 T
B_{LEAK}	Μέγιστη τιμή απωλειών στα δύο άκρα της κυματομορφής της μαγνητικής επαγωγής στη μέση του διακένου g	1.8577 T

Πίνακας 11 : Χαρακτηριστικά του οδεύοντος κύματος μαγνητικής επαγωγής $B(x,t)$ σε γραμμή (Line F) στη μέση του διακένου g στο Μοντέλο F

Η προηγούμενη ανάλυση αντιστοιχεί στο μοντέλο της πειραματικής διάταξης με 2-πολικό AC τύλιγμα. Το αντίστοιχο μοντέλο με 4-πολικό AC τύλιγμα (Μοντέλο F_2) απεικονίζεται στο Σχήμα 43. Η μόνη παράμετρος η οποία μεταβάλλεται μεταξύ των δύο διαφορετικών μοντέλων είναι το πλάτος του ρεύματος στο AC τύλιγμα, I_{AC} . Συγκεκριμένα, στη δεύτερη περίπτωση θα πρέπει να ισούται με το μισό της τιμής (166 A-t), προκειμένου να διατηρηθεί σταθερή η πυκνότητα ρεύματος στο AC τύλιγμα (20 A/mm²). Ως εκ τούτου, το οδεύον κύμα $B(x,t)$ θα έχει επίσης το μισό πλάτος σε σύγκριση με το αντίστοιχο οδεύον κύμα στο Μοντέλο F (Σχήμα 44). Ωστόσο, για την περαιτέρω θεωρητική διερεύνηση της παρούσας εργασίας, η τιμή του I_{AC} θα διατηρείται σταθερή και ίση με 332 A-t στα δύο μοντέλα με 2-πολικό και 4-πολικό τύλιγμα, ώστε να είναι δυνατή η σύγκριση των αποτελεσμάτων τους.



Σχήμα 43 : Διάταξη με 4-πολικό AC τύλιγμα (Μοντέλο F_2)



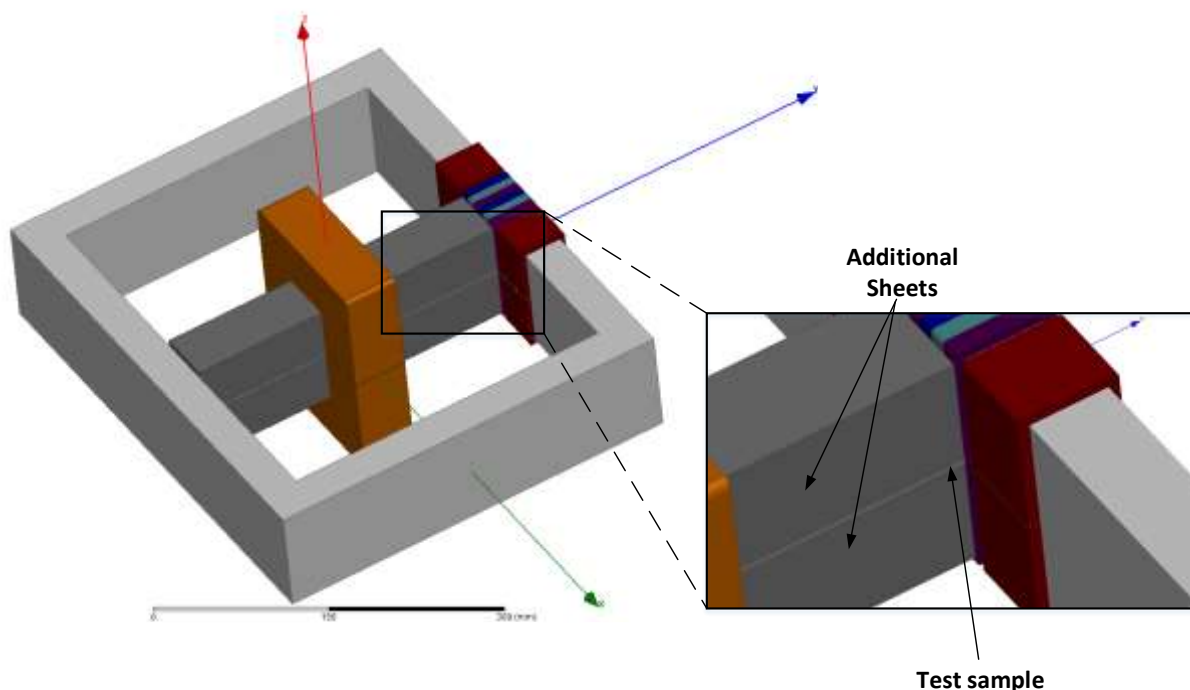
Σχήμα 44 : Οδεύον κύμα μαγνητικής επαγωγής $B(x,t)$ σε γραμμή (Line F_2) στη μέση διακένου στο Μοντέλο F_2

5 Ανάλυση με τη μέθοδο πεπερασμένων στοιχείων σε τρεις διαστάσεις

Στο προηγούμενο κεφάλαιο παρουσιάστηκε το δισδιάστατο μοντέλο μίας πειραματικής διάταξης η οποία σχεδιάστηκε με σκοπό την υποβολή των προς μελέτη δοκιμίων σε συνθήκες μαγνητικού πεδίου παρόμοιες με αυτές που επικρατούν στο δρομέα μίας σύγχρονης μηχανής έκτυπων πόλων. Ο στόχος της διεξαγωγής προσομοιώσεων σε FEM μοντέλα αυτής της διάταξης είναι να προβλέψει με ακρίβεια τις απώλειες δινορρευμάτων στα προς μελέτη δοκίμια πριν από το στάδιο της πειραματικής επικύρωσης. Ωστόσο, τα συμβατικά μοντέλα εκτίμησης απωλειών πυρήνα που είναι ενσωματωμένα στα δισδιάστατα λογισμικά FEM δεν παρέχουν ακριβείς προβλέψεις των απωλειών από δινορρεύματα, ειδικά στην περίπτωση των υψηλών συχνοτήτων, όπως αυτή που εξετάζεται σε αυτή την εργασία. Ως εκ τούτου, αναπτύσσεται ένα τρισδιάστατο μοντέλο FEM, με σκοπό τη χρησιμοποίηση της άμεσης μεθόδου προσομοιώσεως δινορρευμάτων (direct eddy current simulation method). Σε αυτό το κεφάλαιο, παρουσιάζεται το 3D μοντέλο της πειραματικής διάταξης, ενώ ταυτόχρονα γίνεται μία ανάλυση απωλειών δινορρευμάτων για διαφορετικά υλικά (μαγνητική λαμαρίνα κατασκευαστικού τύπου και τύπου M400-50A) και διαφορετικά πάχη λαμαρίνας (2 mm και 0.5 mm) του προς μελέτη δοκιμίου στα δύο μοντέλα με 2-πολικό και 4-πολικό τύλιγμα.

5.1 Περιγραφή τρισδιάστατου μοντέλου

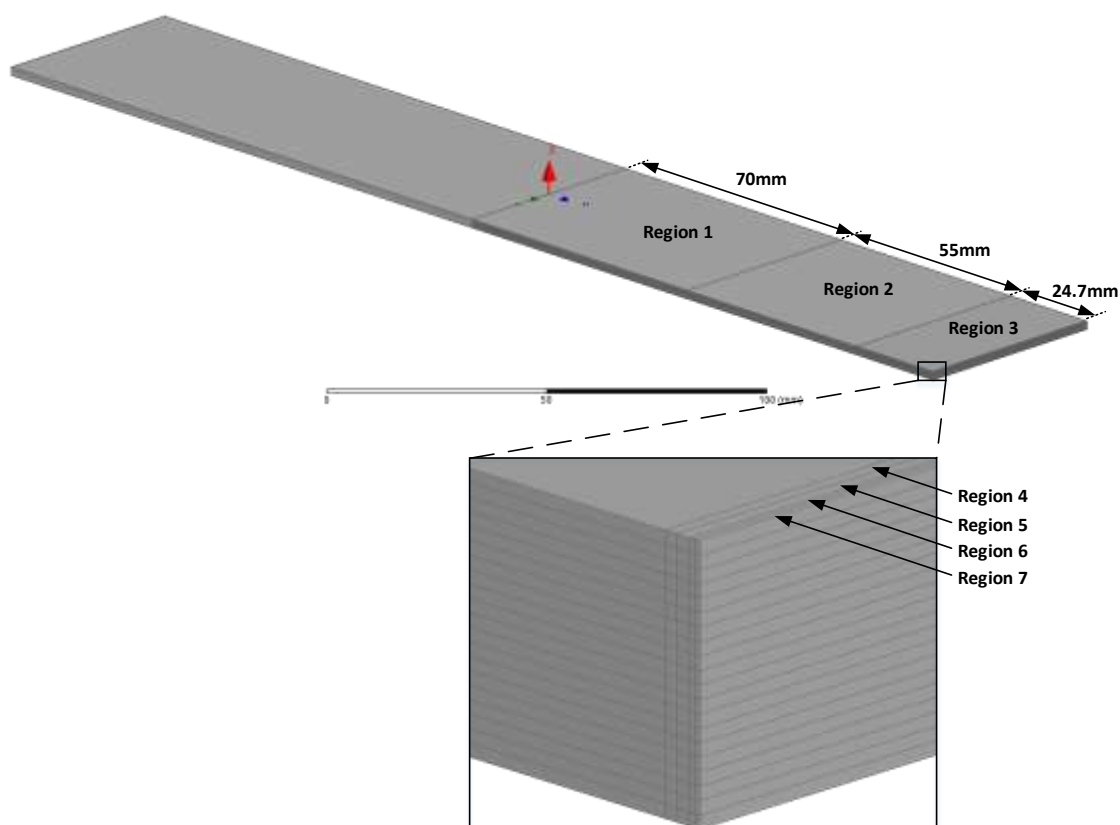
Οι προσομοιώσεις πραγματοποιούνται με τη χρήση του λογισμικού πεπερασμένων στοιχείων ANSYS 3D Maxwell (Ansys Ηλεκτρομαγνητικών Suite έκδοση 17.1.0 Όλα τα υλικά που χρησιμοποιούνται στις προσομοιώσεις προέρχονται από τη ενσωματωμένη βιβλιοθήκη SysLibrary εκτός από τη μαγνητική λαμαρίνα τύπου M400-50A και τη λαμαρίνα κατασκευαστικού τύπου. Οι ιδιότητες αυτών των υλικών παρουσιάζονται στο Κεφάλαιο 9 - Παραρτήματα.



Σχήμα 45 : Γεωμετρία τρισδιάστατου μοντέλου

Το τρισδιάστατο μοντέλο το οποίο έχει σχεδιαστεί έχει τις ίδιες διαστάσεις με το δισδιάστατο μοντέλο που προκύπτει από την ανάλυση ευαισθησίας και τις προδιαγραφές της διάταξης (βλέπε Πίνακες 4 και 10). Στο Σχήμα 45, απεικονίζεται η γεωμετρία του μοντέλου 2-πολικό τριφασικό τύλιγμα και δοκίμιο πάχους 2 mm. Μπορεί να παρατηρηθεί ότι πάνω και κάτω από προς μελέτη δοκίμιο έχουν τοποθετηθεί δύο επιπλέον φύλλα (additional sheets) από το ίδιο υλικό με το προς μελέτη δοκίμιο. Η τοποθέτηση αυτών των φύλλων έχει ως στόχο την αποφυγή της παραμόρφωσης του μαγνητικού πεδίου στο μεσαίο έλασμα (προς μελέτη δοκίμιο) λόγω των πεδίων που δημιουργούνται από τις ροές σκεδάσεως (end effects).

Μέσω της διερεύνησης που διεξήχθη στο δισδιάστατο μοντέλο, συμπεραίνεται ότι το κύριο μέρος της AC ροής συγκεντρώνεται στο μπροστινό μισό τμήμα του προς μελέτη δοκίμιου, το οποίο βρίσκεται πλησιέστερα στην AC διέγερση (βλέπε Ενότητα 4.4.2.3 - Πίνακας 9). Ως αποτέλεσμα, η ανάλυση των απωλειών δινορρευμάτων επικεντρώνεται μόνο σε αυτήν την περιοχή και τα δινορρεύματα στο υπόλοιπο μέρος του προς μελέτη δοκίμιου θεωρούνται αμελητέα. Προκειμένου να επιτευχθεί μοντελοποίηση με υψηλή ακρίβεια, το μπροστινό τμήμα του προς μελέτη δοκίμιου διαιρείται σε λεπτές στρώσεις πάχους 0.1 mm στην κατεύθυνση του άξονα z. Αυτό το πάχος αντιστοιχεί στο βάθος διείσδυσης, δ , όπως αυτό υπολογίστηκε στο δισδιάστατο μοντέλο από εκτιμώμενες τιμές του μαγνητικού πεδίου $B(t)$ σε περιοχή του προς μελέτη δοκίμιου κοντά στο AC τύλιγμα. Επιπλέον, το προς μελέτη δοκίμιο διαιρείται σε 7 περιοχές κατά τη διεύθυνση του άξονα y, με μήκη όπως παρουσιάζονται στον Πίνακα 12, με σκοπό τη βελτίωση του πλέγματος στην περιοχή πιο κοντά στο AC τύλιγμα όπου αναπτύσσονται κατά κύριο λόγο τα δινορρεύματα. Στο Σχήμα 46 απεικονίζονται οι διάφορες περιοχές στις οποίες διαιρείται το προς μελέτη δοκίμιο για την περίπτωση πάχους λαμαρίνας 2 mm.

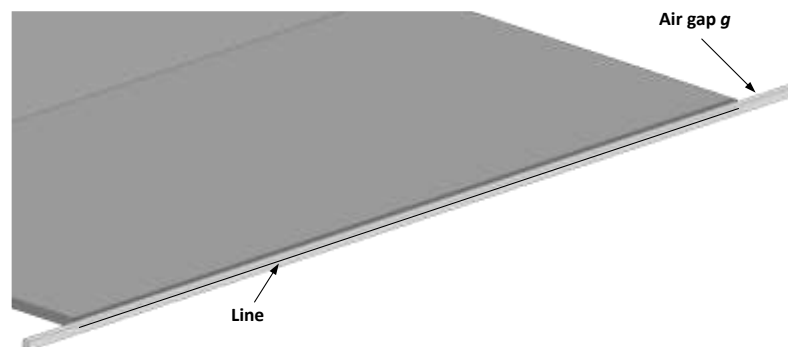


Σχήμα 46 : Γεωμετρία του προς μελέτη δοκίμιου στην περίπτωση όπου το πάχος λαμαρίνας είναι ίσο με 0.2 mm

	Περιοχή 1	Περιοχή 2	Περιοχή 3	Περιοχή 4	Περιοχή 5	Περιοχή 6	Περιοχή 7
Πάχος (mm)	70	55	24.7	0.1	0.1	0.05	0.05

Πίνακας 12 : Μήκος των περιοχών στο μπροστινό μισό τμήμα του προς μελέτη δοκιμίου

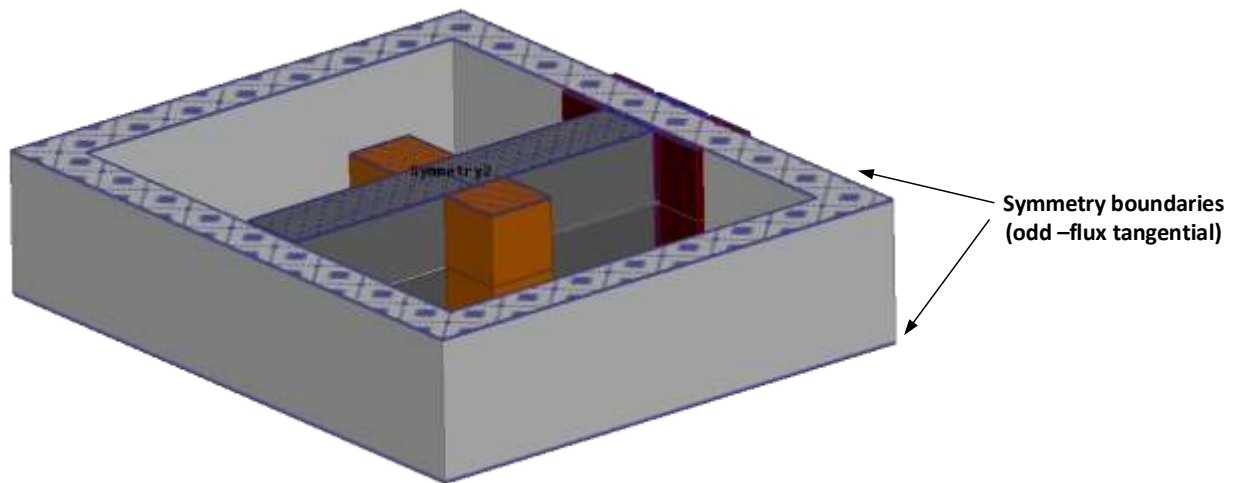
Προκειμένου να καθορισθεί το κατάλληλο αξονικό μήκος της πειραματικής διάταξης, πραγματοποιήθηκε ανάλυση ευαισθησίας στο μοντέλο με 2-πολικό AC τύλιγμα και με δοκίμιο πάχους 2mm. Μια μικρή περιοχή στο διάκενο μεταξύ του προς μελέτη δοκιμίου και του AC τυλίγματος με πάχος ίσο με το πάχος της λαμαρίνας ορίζεται ως διάκενο g , όπως φαίνεται στο Σχήμα 47. Η καταγραφή του οδεύοντος κύματος μαγνητικής επαγωγής $B(x,t)$ γίνεται σε μια γραμμή στη μέση του διακένου g μεταξύ του δοκιμίου και του AC τυλίγματος. Όπως φαίνεται στον Πίνακα 13, παρουσιάζεται διαφορά μεταξύ των αποτελεσμάτων του τρισδιάστατου και το δισδιάστατου μοντέλου αξονικού μήκους 100 mm, ιδιαίτερα στην τιμή της DC συνιστώσας B_{DC} . Αυτό το φαινόμενο πιστεύεται ότι προκαλείται από τις απώλειες στα άκρα του μοντέλου (end effects). Για τη δικαιολόγηση αυτού του ισχυρισμού, δύο οριακές συνθήκες περιπτής συμμετρίας επιβάλλονται στο πάνω και στο κάτω μέρος της διάταξης, με το αξονικό μήκος του μοντέλου να είναι ίσο με 100 mm (Σχήμα 48). Με τη χρήση αυτών των συνθηκών, η μαγνητική ροή θεωρείται ότι είναι κάθετη ως προς τις δύο επιφάνειες που τα εν λόγω όρια τοποθετούνται και, ως αποτέλεσμα, το μοντέλο θεωρείται ότι έχει άπειρο μήκος. Ο περιορισμός των απωλειών σε αυτή την περίπτωση υποδεικνύεται από τη μικρότερη απόκλιση που παρατηρείται μεταξύ της προκύπτουσας DC συνιστώσας B_{DC} του τρισδιάστατου μοντέλου και της αντίστοιχης τιμής του δισδιάστατου μοντέλου σε σύγκριση με τις προηγούμενες περιπτώσεις, καθώς και από τη χαμηλότερη τιμή των απωλειών στα άκρα της κυματομορφής B_{LEAK} .



Σχήμα 47 : Διάκενο g

Μοντέλο	Αξονικό μήκος (mm)	Μάζα ενεργού υλικού (kg)	B_{DC} (T)	\hat{B} (T)	B_{LEAK} (T)
2D	100	64,64	1.0930	0.0727	1.8577
3D	100	64,64	0.8741	0.0732	1.7561
3D	200	122,28	0.9738	0.0748	1.7307
3D	300	179,91	1.0128	0.0760	1.7177
3D	500	293,23	1.0290	0.0630	1.7086
3D	100 με όρια συμμετρίας	-	1.0663	0.0743	1.5947

Πίνακας 13 : Χαρακτηριστικά του οδεύοντος κύματος μαγνητικής επαγωγής στο μέσο του διακένου g για το δισδιάστατο μοντέλο και για διαφορετικών αξονικών μηκών τρισδιάστατα μοντέλα



Σχήμα 48 : Όρια συμμετρίας στο τρισδιάστατο μοντέλο

Συνοψίζοντας, ο καθορισμός του βέλτιστου αξονικού μήκους του τρισδιάστατου μοντέλου αποτελεί πρόκληση, εξαιτίας των σημαντικών απωλειών που προκαλούνται από τις ροές σκέδασης. Για μεγαλύτερα μήκη (π.χ. 300 mm, 500 mm), τα μαγνητικά πεδία που παράγονται από τη διάταξη μπορούν να θεωρηθούν ότι βρίσκονται σε συμφωνία με το αντίστοιχο πεδίο του δισδιάστατου μοντέλου (απόκλιση $\approx 10\%$). Ωστόσο, η μάζα του ενεργού υλικού (χαλκός και ασάλι) σε αυτές τις περιπτώσεις υπερβαίνουν τα λογικά όρια, όπως φαίνεται στον Πίνακα 13. Μία περαιτέρω ανάλυση χρίζεται αναγκαία προκειμένου να καθοριστεί ένας αποτελεσματικός τρόπος μείωσης των απωλειών μέσω της κατάλληλης προσαρμογής των γεωμετρικών και λειτουργικών παραμέτρων του μοντέλου. Μια ιδέα που θα μπορούσε να εξεταστεί είναι η επιλογή διαφορετικών αξονικών μηκών για το μαγνητικό πυρήνα και το προς μελέτη δοκίμιο, προκειμένου να μειωθεί το συνολικό βάρος. Για την περαιτέρω θεωρητική ανάλυση της παρούσας εργασίας, θα χρησιμοποιηθεί το εξιδανικευμένο μοντέλο με τα όρια συμμετρίας (Σχήμα 48).

5.2 Ανάλυση δινορρευμάτων

5.2.1 Ρυθμίσεις προσομοιώσεων

Οι ρυθμίσεις ανάλυσης και τα χαρακτηριστικά πλέγματος του 3D μοντέλου κατά τη διάρκεια των προσομοιώσεων με σκοπό την ανάλυση των δινορρευμάτων παρουσιάζονται στον Πίνακα 14:

Ρυθμίσεις Προσομοιώσεων	
Ρυθμίσεις Ανάλυσης (Analysis Setup)	
• Χρόνος ολοκλήρωσης (stop time)	2.22222 ms
• Χρονικό βήμα (time step)	0.0148148 ms

Χαρακτηριστικά Πλέγματος (Μέγιστο Μήκος Στοιχείων)		
• Προς μελέτη δοκίμιο		
✓	Περιοχή 1	3 mm
✓	Περιοχή 2	0.8 mm
✓	Περιοχή 3	0.5 mm
✓	Περιοχή 4	0.18 mm
✓	Περιοχή 5	0.18 mm
✓	Περιοχή 6	0.18 mm
✓	Περιοχή 7	0.18 mm
• Διάκενο g		0.5 mm

Πίνακας 14 : Ρυθμίσεις προσομοιώσεων

Η διάρκεια των προσομοιώσεων επιλέχθηκε να είναι ίση με 3 περιόδους ($T = \frac{1}{1350} \text{ s} \approx 0.74074 \text{ ms}$), προκειμένου οι απώλειες δινορρευμάτων να φτάσουν σε μόνιμη κατάσταση.

5.2.2 Ανάλυση δινορρευμάτων εντός του όγκου του προς μελέτη δοκιμίου

Στη μοντέλο που σχεδιάστηκε, το χρονικά μεταβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο B , το οποίο δημιουργείται από το AC τύλιγμα του μαγνητικού πυρήνα, επάγει τάσεις στον όγκο του προς μελέτη δοκιμίου. Καθώς το δοκίμιο είναι κατασκευασμένο από αγώγιμο υλικό, οι τάσεις αυτές έχουν ως αποτέλεσμα τη δημιουργία δινορρευμάτων που αναπτύσσονται σε κλειστούς βρόχους σε επίπεδα κάθετα προς το μαγνητικό πεδίο B [52]. Σύμφωνα με το νόμο της επαγωγής (Maxwell – Faraday):

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (22)$$

όπου E είναι το χωρικά μεταβαλλόμενο, μη συντηρητικό ηλεκτρικό πεδίο των δινορρευμάτων που επάγεται από το χρονικά μεταβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο B του AC τυλίγματος και $\nabla \times E$ είναι η περιστροφή του [53]. Αν το E οριστεί από το νόμο του Ohm, η παραπάνω εξίσωση γίνεται:

$$\nabla \times J = -\sigma \cdot \frac{\partial B}{\partial t} \quad (23)$$

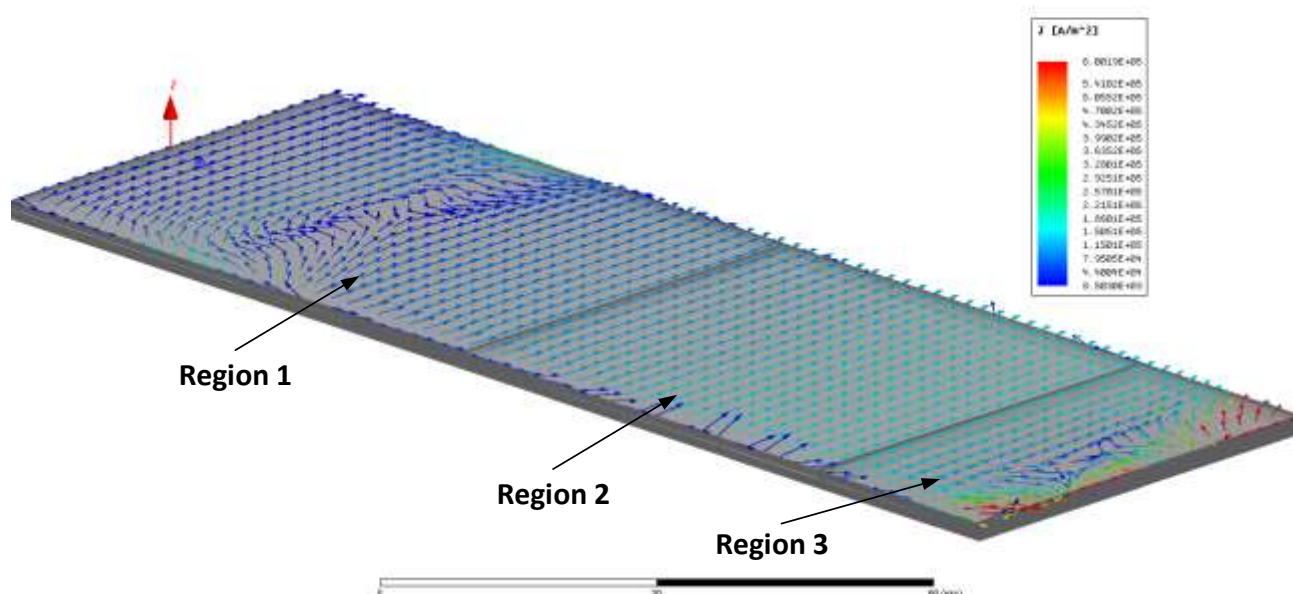
όπου το J είναι η πυκνότητα των δινορρευμάτων που επάγεται εντός του προς μελέτη δοκιμίου και σ είναι η ηλεκτρική αγωγιμότητα του υλικού του δοκιμίου. Ως εκ τούτου, το μέγεθος της πυκνότητας των δινορρευμάτων είναι ανάλογη με τον ρυθμό μεταβολής του μαγνητικού πεδίου, $\partial B / \partial t$, και της αγωγιμότητας, σ , του υλικού του δείγματος δοκιμής.

Μια διερεύνηση των αναπτυσσόμενων δινορρευμάτων διεξάγεται στην περίπτωση της διάταξης με 2-πολικό AC τύλιγμα και δοκίμιο πάχους 2 mm και υλικού τύπου M400-50 A. Η

εξέταση αυτή πραγματοποιείται κατά τη διάρκεια της 3ης περιόδου T ($t = 1,48148 \text{ ms} - 2,22222 \text{ ms}$), όπου τα αρχικά μεταβατικά φαινόμενα έχουν περάσει.

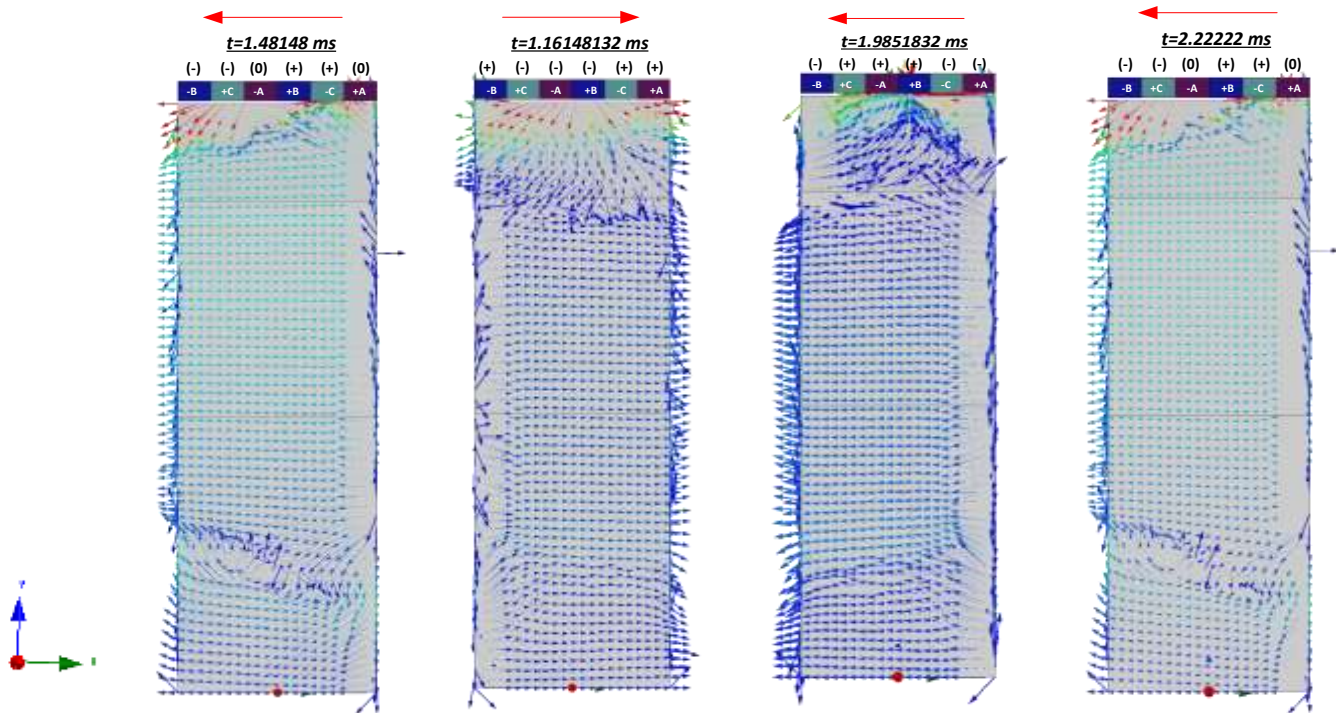
5.2.2.1 Διερεύνηση των δινορρευμάτων στις Περιοχές 1, 2 και 3 του προς μελέτη δοκιμίου

Για την χρονική στιγμή $t = 1,48148 \text{ ms}$, τα διανύσματα της πυκνότητας J των δινορρευμάτων επί της εξωτερικής επιφάνειας του ανώτερου στρώματος στις Περιοχές 1, 2 και 3 του προς μελέτη δοκιμίου που απεικονίζονται στο Σχήμα 49. Είναι εμφανές ότι στις περιοχές 1, 2 και σε περίπου τη μισή έκταση της περιοχής 3, ένας κύριος βρόχος δινορρευμάτων δημιουργείται λόγω του γραμμικού μαγνητικού πεδίου που υπάρχει στο δοκίμιο. Όπως αναφέρεται στη διερεύνηση στο δισδιάστατο μοντέλο στην ενότητα 4.4.2.3, το πλάτος αυτού του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου μειώνεται σταδιακά προς το κέντρο του δοκιμίου, με αποτέλεσμα μια ανάλογη μείωση στην τιμή της πυκνότητας των δινορρευμάτων.



Σχήμα 49 : Κατεύθυνση δινορρευμάτων στην εξωτερική επιφάνεια του ανώτερου στρώματος στις Περιοχές 1, 2 και 3 του προς μελέτη δοκιμίου για τη χρονική στιγμή $t=1.48148 \text{ ms}$

Επιπρόσθετα, η κατεύθυνση των δινορρευμάτων βασίζεται στην πολικότητα του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου στις περιοχές αυτές. Με μια πιο προσεκτική εξέταση, μπορεί να παρατηρηθεί ότι η κατεύθυνση των δινορρευμάτων στις περιοχές 1, 2 και στη μισή έκταση της Περιοχής 3, αλλάζει φορά 3 φορές κατά τη διάρκεια μίας περιόδου, στις χρονικές στιγμές που απεικονίζονται στο Σχήμα 50. Σε αυτό το σχήμα, τα ρεύματα στις διαφορετικές φάσεις του AC τυλίγματος συμβολίζονται με (+) αν έχουν φορά προς τη θετική κατεύθυνση του άξονα z ή με (-) αν έχουν αντίθετη φορά. Επιπλέον, η κατεύθυνση του κύριου βρόχου των δινορρευμάτων σε κάθε χρονική στιγμή σημειώνεται με κόκκινο βέλος στην κορυφή του δείγματος.

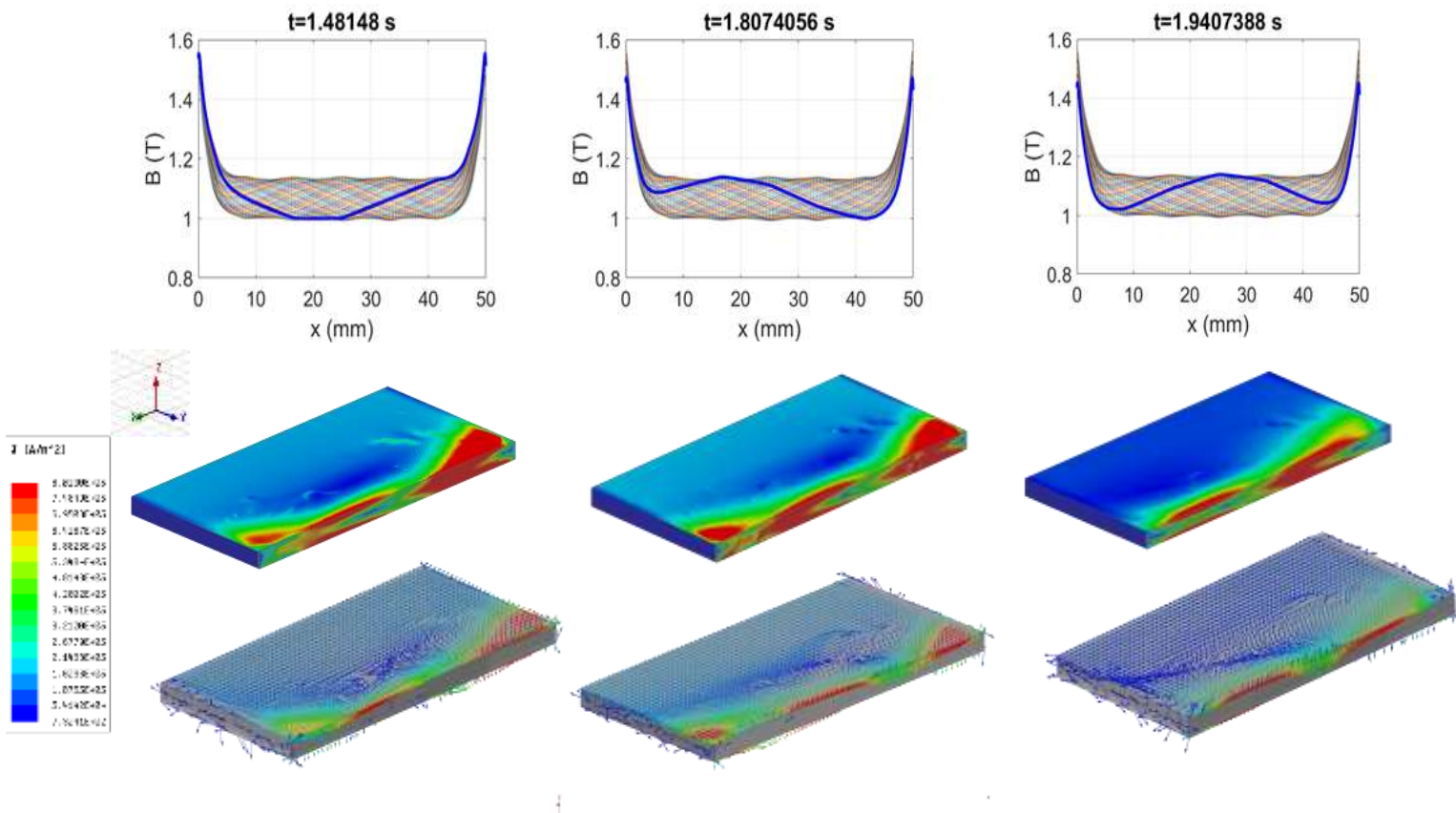


Σχήμα 50 : Διανύσματα πυκνότητας δινορρευμάτων J στις περιοχές 1, 2 και 3 στην εξωτερική επιφάνεια του ανώτερου στρώματος του προς μελέτη δοκιμίου

Από τα προηγούμενη μελέτη, συνάγεται το συμπέρασμα ότι η AC μαγνητική ροή που διασχίζει κατά μήκος το προς μελέτη δοκίμιο και καθορίζει τη φορά των δινορρευμάτων, σχετίζεται με τη φορά του ρεύματος στις ακριανές φάσεις του AC τυλίγματος. Ειδικότερα, καθώς το οδεύον κύμα κινείται με φορά προς τη θετική κατεύθυνση του άξονα x , η μεταβολή της πολικότητας της $-B$ φάσης (αρνητική για $t = 1.48148 \text{ ms}$, 1.999998 ms , 2.22222 ms και θετική για $t = 1.16148132 \text{ ms}$) είναι ανάλογη με την αντίστοιχη μεταβολή στη φορά του βρόχου των δινορρευμάτων στις περιοχές 1, 2 και 3.

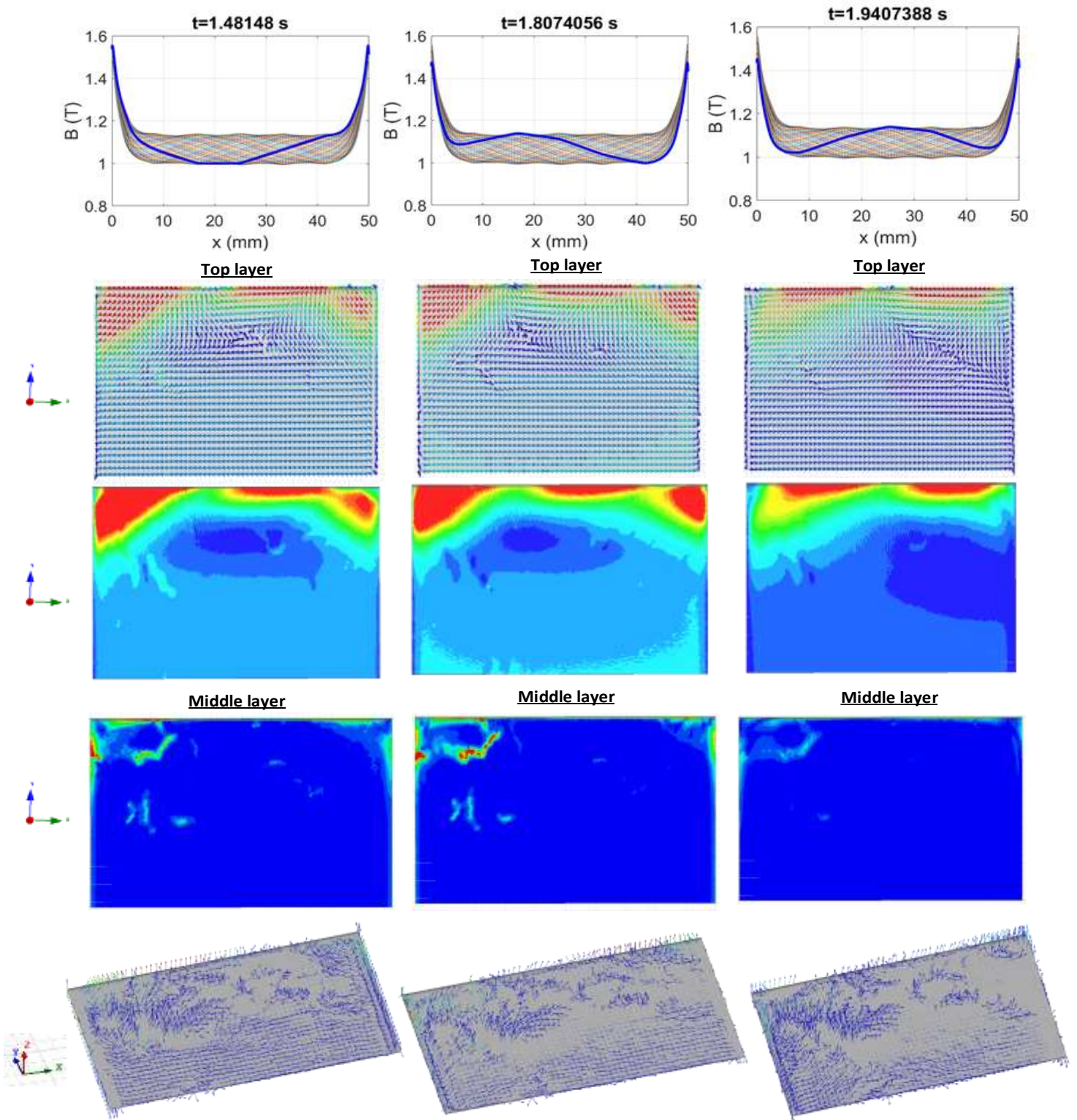
5.2.2.2 Διερεύνηση των δινορρευμάτων στις Περιοχές 3, 4, 5, 6 και 7 του προς μελέτη δείγματος

Ως επόμενο βήμα, εξετάζονται οι βρόχοι δινορρευμάτων που δημιουργούνται στις περιοχές 3, 4, 5, 6 και 7. Σε αυτές τις περιοχές, η πλειοψηφία της AC μαγνητικής ροής που περνάει στο προς μελέτη δοκίμιο μέσω του διακένου g , δε διασχίζει όλο το μήκος του δοκιμίου, αλλά αλλάζει κατεύθυνση και επιστρέφει στο μαγνητικό πυρήνα. Οι βρόχοι δινορρευμάτων που δημιουργούνται εντός του όγκου του δοκιμίου μπορούν να παρατηρηθούν στο Σχήμα 51. Αυτοί οι βρόχοι, οι οποίοι αναπτύσσονται παράλληλα προς το xz επίπεδο, παρουσιάζονται για 3 τυχαίες χρονικές στιγμές, μαζί με τις τιμές της εκάστοτε πυκνότητας των δινορρευμάτων στην εξωτερική επιφάνεια του άνω στρώματος, καθώς και στη μπροστινή επιφάνεια του δοκιμίου (επίπεδο xy), η οποία έρχεται σε επαφή με το διάκενο g .



Σχήμα 51 : Δινορρεύματα στις Περιοχές 3, 4, 5, 6 και 7 για διαφορετικά στιγμιότυπα

Στο Σχήμα 52 απεικονίζονται τα επαγόμενα δινορρεύματα για τις ίδιες χρονικές στιγμές με το Σχήμα 51, στο ανώτερο και στο μεσαίο στρώμα του προς μελέτη δοκιμίου. Με βάση το οδεύον κύμα μαγνητικής επαγωγής $B(x)$ στο μέσον του διακένου g κάθε χρονικής στιγμής, μπορεί να διαπιστωθεί ότι η τιμή των δινορρευμάτων βασίζεται στην παράγωγο του μαγνητικού πεδίου, $\partial B/\partial t$. Επίσης, αξιοπρόσεκτο είναι το γεγονός ότι η συγκέντρωση των δινορρευμάτων είναι σημαντικά μεγαλύτερη στις εξωτερικές επιφάνειες σε σχέση με το μέσο του δείγματος, λόγω της επίδρασης του επιδερμικού φαινομένου, εξαιτίας του οποίου η μαγνητική ροή και κατ' επέκταση τα ρεύματα ωθούνται στην εξωτερική στρώση του δείγματος δοκιμής.



Σχήμα 52 : Δινorreύματα στις Περιοχές 3,4,5,6 και 7 για διαφορετικά στιγμιότυπα στις επιφάνειες του ανώτερου και του μεσαίου στρώματος του προς μελέτη δοκιμίου

5.3 Σύγκριση απωλειών δινορρευμάτων

5.3.1 Μοντέλο με 2-πολικό AC τύλιγμα

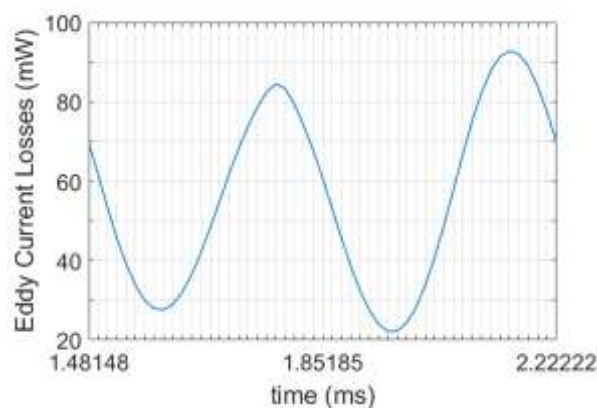
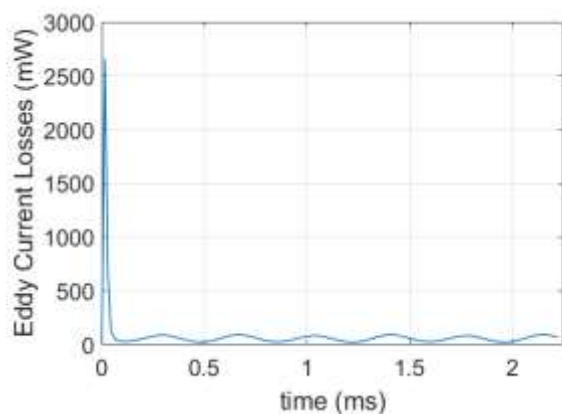
5.3.1.1 Σύγκριση μεταξύ διαφορετικών μεθόδων εκτίμησης και παχών λαμαρίνας

Αρχικά, οι απώλειες δινορρευμάτων εξετάζονται στη διάταξη με 2-πολικό AC τύλιγμα για δοκίμια μαγνητικής λαμαρίνας M400-50 A με πάχος 2 mm και 0.5 mm. Για αυτές τις δύο περιπτώσεις, τα χαρακτηριστικά των οδεύοντων κυμάτων της μαγνητικής επαγωγής B στο μέσο του διακένου g για τις ίδιες τιμές AC και DC ρευμάτων (βλέπε Κεφάλαιο 4-Πίνακας 8) παρουσιάζονται στον Πίνακα 15. Όπως αναμενόταν, οι απώλειες στο δοκίμιο πάχους 0.5 mm λόγω των ρών σκεδάσεως είναι μικρότερες.

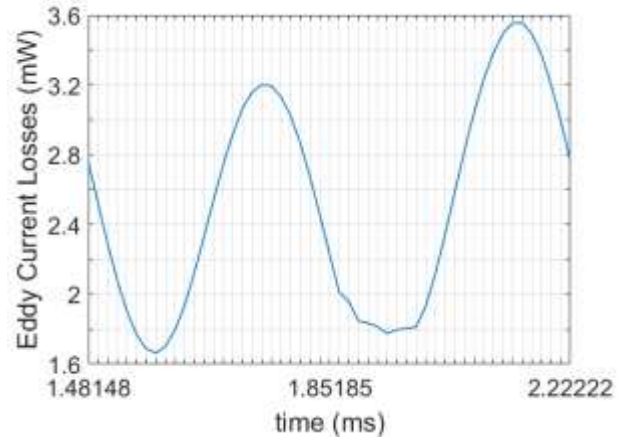
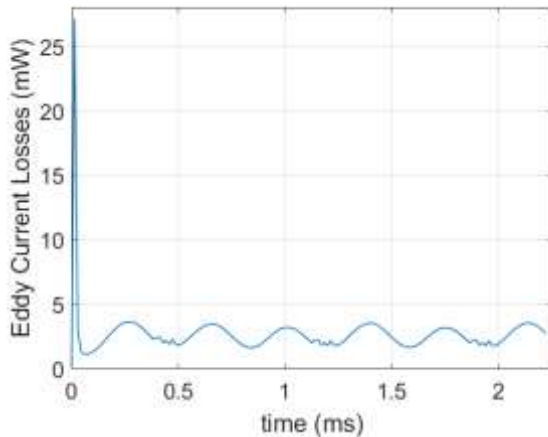
Πάχος λαμαρίνας (mm)	B_{DC} (T)	\hat{B} (T)	B_{LEAK} (T)
2	1.0663	0.0743	1.5947
0.5	1.0754	0.0754	1.5988

Πίνακας 15 : Σύγκριση οδεύοντων κυμάτων μαγνητικής επαγωγής στο μέσον του διακένου g για διαφορετικά πάχη λαμαρίνας στο τρισδιάστατο μοντέλο με 2-πολικό AC τύλιγμα

Η μέθοδος που χρησιμοποιείται για την εκτίμηση των απωλειών βασίζεται στον άμεσο υπολογισμό των δινορρευμάτων στο εσωτερικό του προς εξέταση όγκου του δοκιμίου. Οι προκύπτουσες απώλειες δινορρευμάτων για τα δύο διαφορετικά πάχη φαίνονται στο Σχήμα 53 για όλο το διάστημα του του χρόνου προσομοίωσης ($t = 0 - 2.22222$ ms), καθώς και μόνο για την 3η περίοδο T ($t = 1.48148 - 2.22222$ ms).



(α)



(β)

Σχήμα 53 : Απώλειες δινორρευμάτων μέσω της άμεσης μεθόδου προσομοίωσης δινორρευμάτων καθ' όλη τη διάρκεια της προσομοίωσης και κατά τη διάρκεια μόνο της τρίτης περιόδου για δοκίμια πάχους (α) 2 mm και (β) 0.5 mm στο μοντέλο με 2-πολικό AC τύλιγμα

Η μέση τιμή των απωλειών υπολογίζεται κατά την 3η περίοδο T των προσομοιώσεων, χρησιμοποιώντας τον τύπο:

$$\bar{p}_{FE} = \frac{1}{T} \int_0^T p_{FE}(t) \quad (35)$$

όπου η μέθοδος της τραπεζοειδούς αριθμητικής ολοκλήρωσης χρησιμοποιείται για τον υπολογισμό του ολοκληρώματος. Τα αποτελέσματα της μεθόδου για τα δύο διαφορετικά πάχη λαμαρίνας του προς μελέτη δοκιμίου παρουσιάζονται στον Πίνακα 16.

Άμεση μέθοδος προσομοίωσης δινორρευμάτων	
Πάχη λαμαρίνας (mm)	Μέση τιμή απωλειών δινორρευμάτων (mW)
2	55.69
0.5	2.53

Πίνακας 16 : Σύγκριση μέσων τιμών απωλειών δινორρευμάτων για διαφορετικά πάχη λαμαρίνας του προς μελέτη δοκιμίου για το μοντέλο με 2-πολικό AC τύλιγμα

Μέσω της μεθόδου άμεσης ανάλυσης των δινორρευμάτων, παρατηρείται ότι οι απώλειες δινორρευμάτων στην περίπτωση του δοκιμίου πάχους 2 mm, είναι περίπου 22 φορές μεγαλύτερες από τις αντίστοιχες απώλειες στην περίπτωση του δοκιμίου πάχους 0.5 mm. Η εκτίμηση αυτή διαφέρει σημαντικά από το αναμενόμενο συντελεστή 16, βάση της κοινής θεώρησης ότι τα δινორρεύματα είναι ανάλογα με το τετράγωνο του πάχους της λαμαρίνας [54].

Επιπλέον, οι απώλειες σιδήρου στο προς μελέτη δοκίμιο εκτιμώνται στην περίπτωση πάχους δοκιμίου 0.5 mm μέσω ενός μοντέλου εκτίμησης απωλειών πυρήνα στο πεδίο του χρόνου (time-domain core loss model) που ενσωματώνεται στο λογισμικό Maxwell και το οποίο είναι βασισμένο στο μοντέλο της θεωρίας διαχωρισμού απωλειών (βλέπε υποενότητα 2.2.4). Τα αποτελέσματα αυτής της μεθόδου συγκρίνονται στον Πίνακα 17 με τα αντίστοιχα αποτελέσματα της άμεσης μεθόδου προσομοίωσης δινორρευμάτων.

Πάχος λαμαρίνας (mm)	Μοντέλο εκτίμησης απωλειών πυρήνα στο πεδίο του χρόνου			Άμεση μέθοδος προσομοίωσης δινορρευμάτων
	Μέση τιμή απωλειών δινορρευμάτων (mW)	Μέση τιμή απωλειών υστέρησης (mW)	Μέση τιμή απωλειών πυρήνα (mW)	Μέση τιμή απωλειών δινορρευμάτων (mW)
0.5	6.71	1.77	8.48	2.53

Πίνακας 17 : Σύγκριση μέσων τιμών απωλειών πυρήνα για διαφορετικές μεθόδους εκτίμησης απωλειών πυρήνα για το μοντέλο με 2-πολικό AC τύλιγμα

Η σύγκριση των δύο μεθόδων καταδεικνύει την αδυναμία του κλασσικού μοντέλου να λάβει υπόψη την επίδραση του επιδερμικού φαινομένου, η οποία είναι αρκετά έντονη στην υψηλή συχνότητα 1350 Hz. Θεωρώντας ομοιόμορφη κατανομή ροής σε όλο τον όγκο του δείγματος, οδηγείται στην εκτίμηση υψηλότερων τιμών απωλειών δινορρευμάτων σε σύγκριση με την μέθοδο άμεσης προσομοίωσης. Επίσης, αξίζει να σημειωθεί ότι η εκτιμώμενη συνιστώσα απωλειών υστέρησης του μοντέλου είναι χαμηλή σε σύγκριση με τη συνιστώσα δινορρευμάτων, γεγονός το οποίο ενισχύει την υπόθεση ότι οι απώλειες υστέρησης μπορούν να θεωρηθούν αμελητέες στη διερεύνηση της παρούσας εργασίας (η βάση αυτής της υπόθεσης εξετάζεται αναλυτικότερα στην ενότητα 2.4).

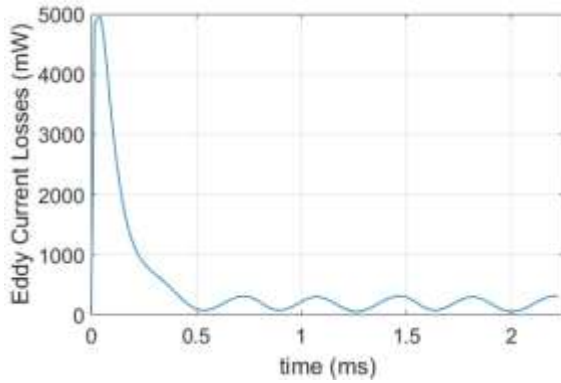
5.3.1.2 Σύγκριση μεταξύ διαφορετικών υλικών

Ως επόμενο βήμα, η σύγκριση γίνεται για περιπτώσεις δοκιμίου πάχους 0.5 mm, κατασκευασμένου από διαφορετικά υλικά. Πέρα από τη λαμαρίνα τύπου M400-50 A, το υλικό που διερευνάται είναι μία λαμαρίνα κατασκευαστικού τύπου, της οποίας οι ιδιότητες παρουσιάζονται στο κεφάλαιο 9 - *Παραρτήματα*. Για τις παραπάνω περιπτώσεις, τα χαρακτηριστικά των οδεύοντων κυμάτων μαγνητικής επαγωγής B στη μέση του διακένου g παρουσιάζονται στον Πίνακα 18. Είναι εμφανές σε αυτόν τον πίνακα, ότι οι απώλειες λόγω ροών σκεδάσεως στα άκρα της κυματομορφής του μαγνητικού πεδίου είναι λιγότερες στη λαμαρίνα κατασκευαστικού τύπου, καθώς το υλικό αυτό έχει μεγαλύτερη αγωγιμότητα σ .

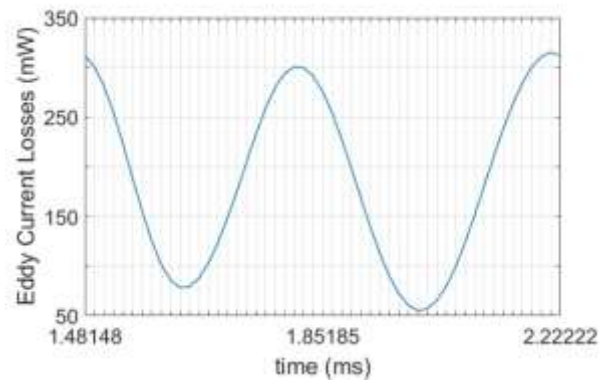
Τύπος μαγνητικής λαμαρίνας	σ (MS/m)	B_{DC} (T)	\hat{B} (T)	B_{LEAK} (T)
Τύπου M400-50A	2,38	1.0724	0.0721	1.6010
Κατασκευαστικού τύπου	7,85	1.1072	0.0746	1.6630

Πίνακας 18 : Σύγκριση οδεύοντων κυμάτων μαγνητικής επαγωγής στο μέσον του διακένου g για διαφορετικά υλικά του προς μελέτη δοκιμίου στο μοντέλο με 2-πολικό AC τύλιγμα

Οι απώλειες δινορρευμάτων για την περίπτωση που το προς μελέτη δοκίμιο είναι κατασκευασμένο από τη λαμαρίνα κατασκευαστικού τύπου απεικονίζονται στο Σχήμα 54 για τη συνολική διάρκεια του χρόνου προσομοίωσης ($t = 0 - 2.2222$ ms), καθώς και αποκλειστικά για την 3η περίοδο T ($t = 1.48148 - 2.2222$ ms). Επιπλέον, οι μέσες τιμές των απωλειών δινορρευμάτων (που υπολογίζονται κατά τη διάρκεια της 3ης περιόδου T) συγκρίνονται με τις αντίστοιχες απώλειες της λαμαρίνας τύπου M400-50A στον Πίνακα 19.



(α)



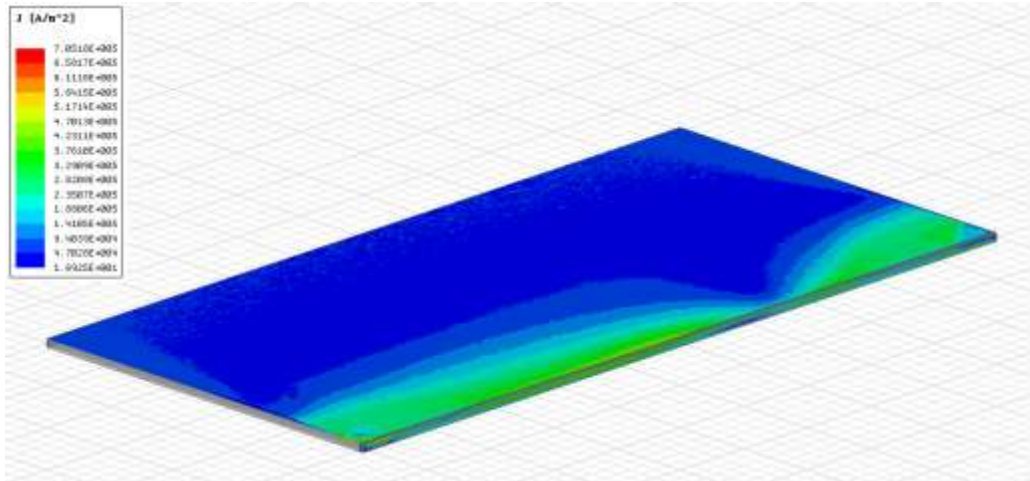
(β)

Σχήμα 54 : Απώλειες δινορρευμάτων μέσω της άμεσης μεθόδου προσομοίωσης δινορρευμάτων (α) καθ' όλη τη διάρκεια της προσομοίωσης και (β) κατά τη διάρκεια μόνο της τρίτης περιόδου για δοκίμια πάχους 0.5 mm και μαγνητικής λαμαρίνας κατασκευαστικού τύπου στο μοντέλο με 2-πολικό AC τύλιγμα

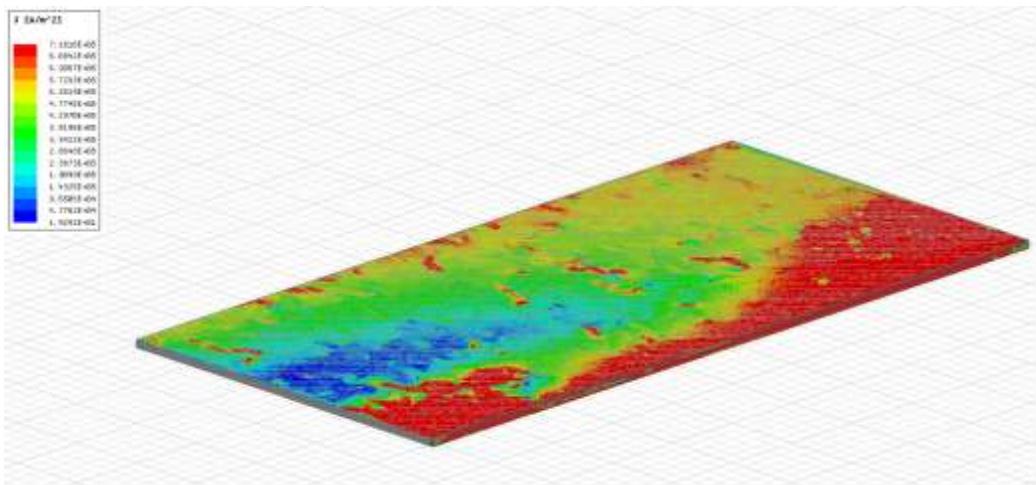
Άμεση μέθοδος προσομοίωσης δινορρευμάτων	
Τύπος μαγνητικής λαμαρίνας	Μέση τιμή απωλειών δινορρευμάτων (mW)
Τύπου M400-50A	2.53
Κατασκευαστικού τύπου	186.4

Πίνακας 19 : Σύγκριση μέσων τιμών απωλειών δινορρευμάτων για διαφορετικά είδη λαμαρίνας του προς μελέτη δοκιμίου για το μοντέλο με 2-πολικό AC τύλιγμα

Όπως παρατηρείται στον παραπάνω πίνακα, οι απώλειες δινορρευμάτων στη λαμαρίνα κατασκευαστικού τύπου είναι σημαντικά υψηλότερες σε σύγκριση με τη λαμαρίνα τύπου M400-50A. Ένας λόγος για αυτό το αποτέλεσμα είναι η εξάρτηση των απωλειών δινορρευμάτων στο τετράγωνο της αγωγιμότητας του υλικού. Επιπλέον, οι απώλειες δινορρευμάτων είναι ανάλογες με τον όγκο εντός του οποίου αναπτύσσονται και κυκλοφορούν τα δινορρεύματα. Ο όγκος αυτός εξαρτάται από το βάθος διείσδυσης του εκάστοτε υλικού τοπικά στις διαφορετικές περιοχές του προς μελέτη δοκιμίου (εξίσωση (1)). Στο Σχήμα 55, μπορεί να παρατηρηθεί ότι, στην περίπτωση της μαγνητικής λαμαρίνας κατασκευαστικού τύπου, τα δινορρεύματα αναπτύσσονται σε μεγαλύτερο τμήμα του προς μελέτη δοκιμίου λόγω της διείσδυσης της μαγνητικής ροή σε μεγαλύτερο μήκος του δοκιμίου.



(α)



(β)

Σχήμα 55 : Πυκνότητα δινδρορευμάτων στις Περιοχές 3, 4, 5, 6 και 7 για περιπτώσεις προς μελέτη δοκιμίων πάχους 0.5 mm από μαγνητική λαμαρίνα (α) τύπου M400-50A και (β) κατασκευαστικού τύπου

5.3.2 Μοντέλο με 4-πολικό AC τύλιγμα

Από τις προδιαγραφές, η πειραματική διάταξη θα πρέπει να παρέχει τη δυνατότητα εναλλαγής μεταξύ 2-πολικού και 4-πολικού AC τυλίγματος. Ως αποτέλεσμα, ένα μοντέλο με 4-πολικό τύλιγμα εξετάζεται. Αυτό το μοντέλο επιλέγεται να έχει ίδια τιμή πλάτους ρεύματος (332 A-t), προκειμένου να είναι εφικτή η σύγκριση μεταξύ των δύο μοντέλων με διαφορετικά τυλίγματα.

5.3.2.1 Σύγκριση μεταξύ διαφορετικών παχών λαμαρίνας

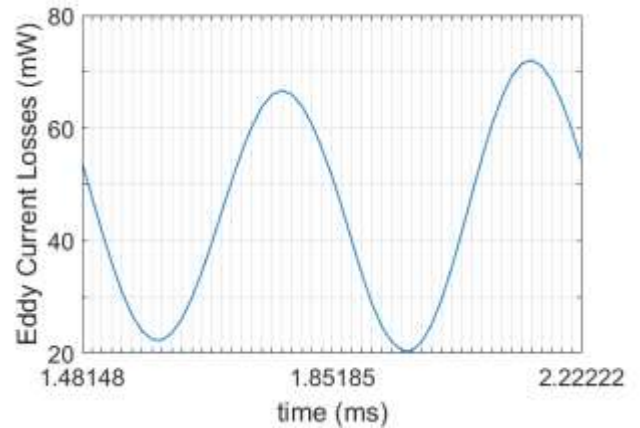
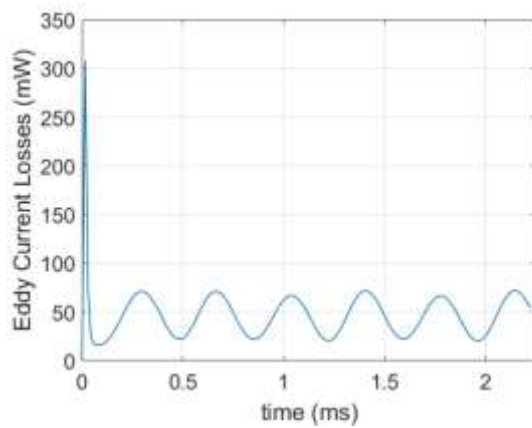
Όπως και στη διάταξη με το 2-πολικό AC τύλιγμα, οι απώλειες δινδρορευμάτων υπολογίζονται μέσω της άμεσης μεθόδου προσομοίωσης δινδρορευμάτων για δοκίμια λαμαρίνας τύπου M400-50 A με πάχος 2 mm και 0.5 mm. Για αυτές τις δύο περιπτώσεις, τα

χαρακτηριστικά των οδεύοντων κυμάτων μαγνητικής επαγωγής B στη μέση του διακένου g παρουσιάζονται στον Πίνακα 20.

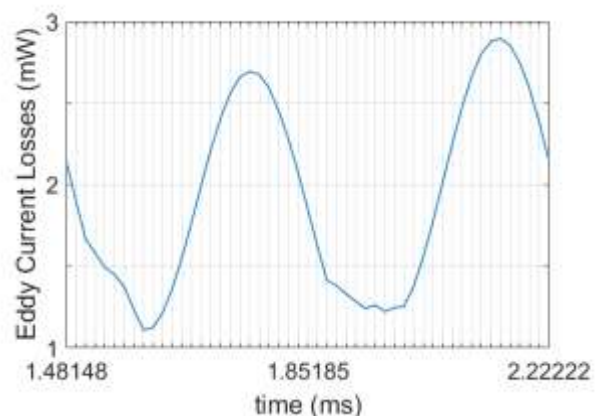
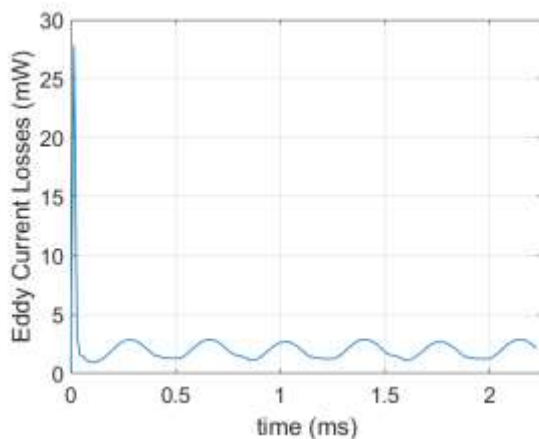
Πάχος λαμαρίνας (mm)	B_{DC} (T)	\hat{B} (T)	B_{LEAK} (T)
2	1.0709	0.0710	1.5914
0.5	1.0724	0.0721	1.6010

Πίνακας 20: Σύγκριση οδεύοντων κυμάτων μαγνητικής επαγωγής στο μέσον του διακένου g για διαφορετικά πάχη λαμαρίνας στο τρισδιάστατο μοντέλο με 4-πολικό AC τύλιγμα

Οι απώλειες δινορρευμάτων για τα δύο διαφορετικά πάχη λαμαρίνας του προς μελέτη δοκιμίου απεικονίζονται στο Σχήμα 53 για το σύνολο του χρόνου προσομοίωσης ($t = 0 - 2.22222$ ms) και μόνο για την 3η περίοδο T ($t = 1.48148 - 2.22222$ ms). Επιπλέον, οι μέσες τιμές τους (που υπολογίζονται κατά τη διάρκεια της 3ης περιόδου T) παρουσιάζονται στον Πίνακα 21.



(α)



(β)

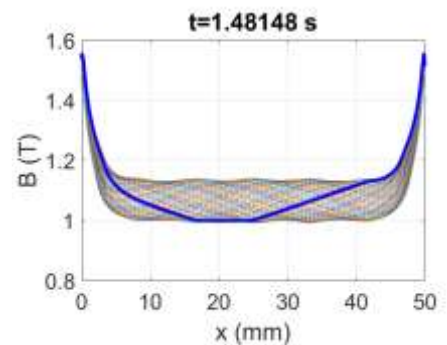
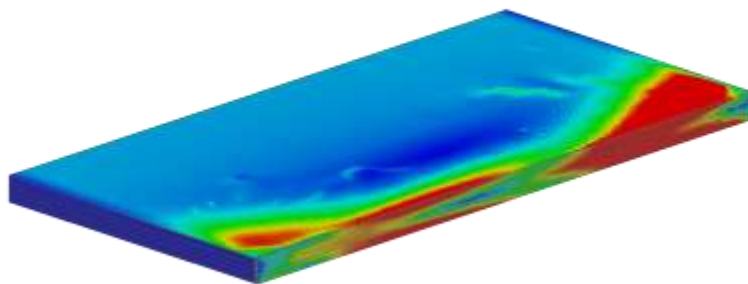
Σχήμα 56 : Απώλειες δινορρευμάτων μέσω της άμεσης μεθόδου προσομοίωσης δινορρευμάτων καθ' όλη τη διάρκεια της προσομοίωσης και κατά τη διάρκεια μόνο της τρίτης περιόδου για δοκίμια πάχους (α) 2 mm και (β) 0.5 mm στο μοντέλο με 4-πολικό AC τύλιγμα

Άμεση μέθοδος προσομοίωσης δινορρευμάτων	
Πάχη λαμαρίνας (mm)	Μέση τιμή απωλειών δινορρευμάτων (mW)
2	50.48
0.5	1.92

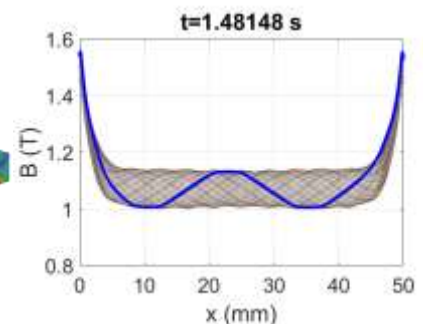
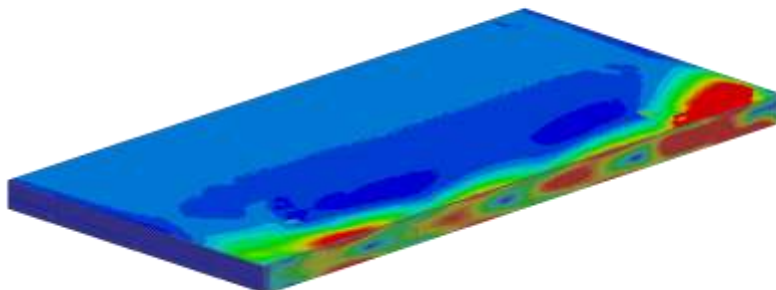
Πίνακας 21 : Σύγκριση μέσων τιμών απωλειών δινορρευμάτων για διαφορετικά πάχη λαμαρίνας του προς μελέτη δοκιμίου για το μοντέλο με 4-πολικό AC τύλιγμα

Εν κατακλείδι, οι απώλειες δινορρευμάτων στη διάταξη με 4-πολικό AC τύλιγμα είναι ελαφρώς μικρότερες σε σύγκριση με τις αντίστοιχες απώλειες στη διάταξη με 2-πολικό τύλιγμα (Πίνακας 16). Αυτή η διαφορά προκύπτει από τη μικρή απόκλιση στο πλάτος των μαγνητικών οδεύοντων κυμάτων των δύο διατάξεων (Πίνακες 15 και 20). Η απόκλιση αυτή είναι της τάξεως του 4% και προκαλείται από φαινόμενα τοπικού κορεσμού γύρω από τους αγωγούς στην περίπτωση του 4-πολικού AC τυλίγματος λόγω της υψηλότερης πυκνότητας ρεύματος. Όπως μπορεί να παρατηρηθεί στο Σχήμα 57, οι βρόχοι δινορρευμάτων στη διάταξη με το 4-πολικό τύλιγμα είναι περισσότεροι σε πλήθος, λόγω του μικρότερου μήκους κύματος του οδεύοντος κύματος και των πιο συχνών αλλαγών στην κλίση της κυματομορφής μαγνητικής επαγωγής. Ωστόσο, η συνολική πυκνότητα δινορρευμάτων και οι τελικές απώλειες στα άκρα της κυματομορφής του μαγνητικού πεδίου μπορούν να θεωρηθούν ότι είναι σε συμφωνία με τα αντίστοιχα αποτελέσματα της διάταξης με το 2-πολικό AC τύλιγμα.

1-pole-pair AC winding



2-pole-pair AC winding



Σχήμα 57 : Πυκνότητα δινορρευμάτων στις Περιοχές 3, 4, 5, 6 και 7 προς μελέτη δοκιμίων πάχους 2 mm για τις πειραματικές διατάξεις με 2-πολικό και 4-πολικό AC τύλιγμα

6 Συμπεράσματα

6.1 Κυριότερα συμπεράσματα

Στην παρούσα εργασία, διερευνάται ο σχεδιασμός μίας απλοποιημένης πειραματικής διάταξης που έχει ως στόχο την υποβολή των προς μελέτη δοκιμίων σε συνθήκες μαγνητικού πεδίου παρόμοιες με αυτές που επικρατούν στο δρομέα μίας σύγχρονης μηχανής έκτυπων πόλων. Στο κεφάλαιο 2, παρουσιάζεται μία σύνοψη των συνηθέστερα χρησιμοποιούμενων μεθόδων εκτίμησης απωλειών σιδήρου. Μέσω αυτής διαπιστώθηκε ότι όλες οι υπάρχουσες πειραματικές μέθοδοι υποβάλουν τα προς μελέτη δείγματα σε συνθήκες ομοιογενών και μονής κατεύθυνσης μαγνητικών πεδίων. Αυτό το είδος παλλόμενων μαγνητικών πεδίων μπορεί να παρατηρηθεί εντός μίας ηλεκτρικής μηχανής στα κύρια μέρη του στάτη. Ωστόσο, διαφέρει σημαντικά από τις συνθήκες πεδίου στο δρομέα μίας σύγχρονης μηχανής έκτυπων πόλων, ο οποίος είναι εκτεθειμένος σε στρεφόμενα μαγνητικά πεδία. Αυτή η διαφορά αποτέλεσε κίνητρο για την έρευνα της παρούσας εργασίας.

Στο Κεφάλαιο 4, παρουσιάζονται διαφορετικές προσεγγίσεις σε δισδιάστατα μοντέλα στα οποία αποκλείεται κάθε είδους μηχανική κίνηση. Σε αυτά τα μοντέλα, εξετάζεται η δυνατότητα δημιουργίας ενός οδεύοντος κύματος μαγνητικής επαγωγής σε διάκενα μπροστά από ακίνητα δοκίμια. Στην ενότητα 4.1.1, αποδεικνύεται ότι σε μοντέλα με μαγνητικό πυρήνα τοροειδούς σχήματος και AC τυλίγματος κατά μήκος ολόκληρης της περιφέρειας του πυρήνα, είναι εφικτό να δημιουργηθούν οδεύοντα μαγνητικά κύματα σταθερού πλάτους στο χώρο. Αντίθετα, σε μοντέλα με μαγνητικό πυρήνα ορθογωνικού σχήματος στα οποία το AC τύλιγμα τοποθετείται μόνο σε ένα μέρος του πυρήνα μπροστά από τα προς μελέτη δοκίμια, το οδεύον κύμα μαγνητικής επαγωγής στο διάκενο έχει μεταβλητό πλάτος, όπως φαίνεται στην ενότητα 4.1.2. Σε αυτήν την περίπτωση, η χρήση ενός βοηθητικού τυλίγματος μπορεί να συμβάλει στην επίτευξη σταθερού πλάτους του κύματος μαγνητικής επαγωγής.

Στο κεφάλαιο 5 διερευνάται η ανάπτυξη ενός τρισδιάστατου μοντέλου της διάταξης. Η υψηλή ακρίβεια αυτού του μοντέλου επιτρέπει τη λεπτομερή απεικόνιση των επαγόμενων δινορρευμάτων εντός του όγκου των προς μελέτη δοκιμίων, καθώς και την εκτίμηση των απωλειών τους, μέσω της μεθόδου άμεσης προσομοίωσης δινορρευμάτων. Στην ενότητα 5.3, η σύγκριση των εκτιμώμενων απωλειών δινορρευμάτων γίνεται για διαφορετικά πάχη και τύπους μαγνητικής λαμαρίνας του προς μελέτη δοκιμίου. Ένα σημαντικό αποτέλεσμα είναι ότι η μέχρι τώρα θεώρηση ότι οι απώλειες δινορρευμάτων είναι ευθέως ανάλογες με το τετράγωνο του πάχους της λαμαρίνας δεν ισχύει, όπως αποδεικνύεται στις περιπτώσεις που εξετάζονται στην παρούσα έρευνα. Επιπλέον, διαπιστώνεται ότι ο αριθμός των πόλων του AC τυλίγματος της διάταξης έχει αμελητέα επίδραση στις προκύπτουσες απώλειες δινορρευμάτων.

6.2 Επιστημονική συνεισφορά της εργασίας

Στην παρούσα εργασία, σχεδιάστηκε μία απλοποιημένη πειραματική διάταξη η οποία προσομοιώνει τις συνθήκες μαγνητικού πεδίου στο δρομέα μίας σύγχρονης μηχανής έκτυπων πόλων. Με την παραγωγή ενός οδεύοντος κύματος μαγνητικής επαγωγής σε διάκενο μπροστά από τα προς μελέτη δοκίμια, γίνεται εφικτή η δημιουργία των επιθυμητών διαφορετικών μαγνητικών συνθηκών τοπικά κατά μήκος των δειγμάτων. Συνεπώς, αποφεύγεται η επιβολή ομογενών μαγνητικών συνθηκών, όπως στις υπάρχοντες πειραματικές μεθόδους υπολογισμού των απωλειών πυρήνα.

Επιπρόσθετα, μέσω του τρισδιάστατου μοντέλου της διάταξης, καθίσταται εφικτή η λεπτομερής εξέταση των αναπτυσσόμενων δινορρευμάτων στο προς μελέτη δοκίμιο και η αναλυτική μελέτη του επιδερμικού φαινομένου. Επίσης, με τη χρήση της μεθόδου άμεσης

προσομοιώσεως δινορρευμάτων, είναι δυνατός ο υπολογισμός των απωλειών δινορρευμάτων και η σύγκριση τους για διαφορετικά πάχη και υλικά των προς μελέτη δειγμάτων.

6.3 Θέματα για περαιτέρω διερεύνηση

Ενδιαφέροντα θέματα που θα μπορούσαν να διερευνηθούν περαιτέρω στα πλαίσια αυτής της εργασίας είναι τα εξής:

- **Εύρεση αναλυτικού μοντέλου των αναπτυσσόμενων δινορρευμάτων:** Το τρισδιάστατο μοντέλο που έχει σχεδιαστεί επιτρέπει τη λεπτομερή παρατήρηση και εξέταση των δινορρευμάτων εντός του όγκου του δοκιμίου. Ως εκ τούτου, είναι εφικτή η ανάπτυξη ενός αναλυτικού μοντέλου περιγραφής του φαινομένου.
- **Σύγκριση απωλειών δινορρευμάτων για διαφορετικά πάχη και τύπους λαμαρίνας:** Η περαιτέρω διερεύνηση δοκιμίων με διαφορετικά πάχη θα μπορούσε να βοηθήσει στην εξαγωγή συμπερασμάτων για τη σχέση μεταξύ πάχους λαμαρίνας και απωλειών δινορρευμάτων. Επιπλέον, η εξέταση διαφορετικών τύπων λαμαρίνας θα μπορούσε να καθορίσει σε ποιο βαθμό οι ιδιότητες του υλικού επηρεάζουν τις απώλειες δινορρευμάτων.
- **Πειραματική επιβεβαίωση:** Ένας σημαντικός στόχος της συνολικής αυτής της έρευνας είναι η τελική κατασκευή της πειραματικής διάταξης. Για τη μέτρηση των συνολικών απωλειών στον όγκο των προς μελέτη δοκιμίων, προτείνεται η χρήση μεθόδων θερμικής θερμιδομέτρησης (thermal calorimetric methods). Μια σύγκριση μεταξύ των μετρήσεων και των αποτελεσμάτων των προσομοιώσεων θα οδηγούσε στην επικύρωση τόσο του τρισδιάστατου μοντέλου όσο και της μεθόδου άμεσης προσομοίωσης δινορρευμάτων.

7 Βιβλιογραφία

- [1] D. Lin, P. Zhou, Z. Badics and Z. J. Cendes, "A dynamic core loss model for soft ferromagnetic and power ferrite materials in transient finite elements analysis," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 40, no. 2, pp. 1318-1321, March 2004.
- [2] A. Krings and J. Soulard, "Overview and Comparison of Iron Loss Models for Electrical Machines," *Journal of Electrical Engineering*, vol. 10, pp. 162-169, 2010.
- [3] G. Bertotti, "General properties of power losses in soft ferromagnetic materials," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 24, no. 1, pp. 621-630, Jan 1988.
- [4] H. E. Smith, *Mechanical Engineer's Reference Book* 12th edition, Butterworth-Heinemann Ltd, 1994.
- [5] J. Coey, *Magnetism and Magnetic Materials*, New York: Cambridge University Press, 2010.
- [6] S. J. Chapman, *Electric Machinery Fundamentals*, 4th ed., New York: McGraw-Hill, 2005.
- [7] A. Hubert and R. Schäfer, *Magnetic Domains : The Analysis of Magnetic Microstructures*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1998.
- [8] J. Bouchaud, M. Mezard and J. Dalibard, Eds., *Complex Systems : Lecture Notes of the Les Houches Summer School 2006*, 1st ed., Elsevier Science, 2007.
- [9] S. Chikazumi, *Physics of Ferromagnetism*, New York: Oxford University Press, 1997.
- [10] A. Moses, F. Landgraf, K. Hartmann and T. Yonamine, in *Correlation between Angular dependence of AC Barkhausen Noise and Hysteresis Loss in a Non-Oriented Electrical Steel*, Stahleisen, 2004, pp. 215-219.
- [11] G. Bertotti, "Physical Interpretation of eddy current losses in ferromagnetic materials. I. Theoretical considerations," *Journal of Applied Physics*, vol. 57, pp. 2110-2117, March 1985.
- [12] G. Bertotti, "Physical interpretation of eddy current losses in ferromagnetic materials. II. Analysis of experimental results," *Journal of Applied Physics*, vol. 57, pp. 2118-2126, March 1985.
- [13] G. Bertotti and I. Mayergoyz, *The Science of Hysteresis*, Academic Press, 2006.
- [14] C. P. Steinmetz, "On the Law of Hysteresis," *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers*, vol. IX, no. 1, pp. 1-64, Jan. 1892.
- [15] M. Albach , T. Durbaum and A. Brockmeyer, "Calculating core losses in transformers for arbitrary magnetizing currents a comparison of different approaches," in *Power Electronics Conference*, Baveno, 1996.
- [16] J. Reinert, A. Brockmeyer and R. De Doncker, "Calculation of losses in ferro- and ferrimagnetic materials based on the modified Steinmetz equation," *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 37, no. 4, pp. 1055-1061, Jul/Aug 2001.
- [17] M. Owzareck, "Calculation method for core losses of electrical steel inductors in power electronics applications," in *PCIM Europe 2015, International Exhibition and Conference for Power Electronics, Intelligent Motion, Renewable Energy and Energy Management*, Nuremberg, Germany, 2015.
- [18] L. Jieli , T. Abdallah and C. Sullivan, "Improved calculation of core loss with nonsinusoidal waveforms," in *Industry Applications Conference, 2001. Thirty-Sixth IAS Annual Meeting.*, Chicago, IL, USA , 2001.
- [19] K. Venkatachalam, C. R. Sullivan, T. Abdallah and H. Tacca, "Accurate prediction of ferrite core loss with nonsinusoidal waveforms using only Steinmetz parameters," *IEEE Workshop on Computers in Power Electronics*, pp. 36-41, 2002.

- [20] H. Jordan, "Die ferromagnetischen Konstanten für schwache Wechselfelder," *Elektrische Nachrichtentechnik*, vol. 1, p. 8, 1924.
- [21] D. Kampen, M. Owzareck, S. Beyer, N. Parspour and S. Schmitt, "Analytical core loss models for electrical steel in power electronic applications," in *13th International Conference on Optimization of Electrical and Electronic Equipment (OPTIM)*, Brasov, 2012.
- [22] A. Krings, Iron Losses in Electrical Machines - Influence of Material Properties, Manufacturing Processes and Inverter Operation, PhD Thesis, KTH Royal Institute of Technology, 2014.
- [23] K. Chwastek, "Prediction of loss in non-oriented steel laminations," *Electrical Review*, pp. 5-7, 2012.
- [24] F. Fiorillo and A. Novikov, "An improved approach to power losses in magnetic laminations under nonsinusoidal induction waveform," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 26, no. 5, pp. 2904-2910, 1990.
- [25] M. Belkasim, "Identification of Loss Models from Measurements of the Magnetic Properties of Electrical Steel Sheets," Master's Thesis , Helsinki University of Technology, 2008.
- [26] J. Lavers, P. Biringer and H. Hollitscher , "A simple method of estimating the minor loop hysteresis loss in thin laminations," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 14, no. 5, pp. 386-388, 1978.
- [27] K. Yamazaki and N. Fukushima, "Iron Loss Model for Rotating Machines Using Direct Eddy Current Analysis in Electrical Steel Sheets," *IEEE Transactions on Energy Conversion*, vol. 25, no. 3, pp. 633-641, March 2010.
- [28] F. Fiorillo and A. Rietto, "Rotational versus alternating hysteresis losses in nonoriented soft magnetic laminations," in *37th Annual conference on magnetism and magnetic materials* , Houston, 1993.
- [29] F. Liorzou, B. Phelps and D. L. Atherton, "Macroscopic Models of Magnetization," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 36, no. 2, pp. 418-428, March 2000.
- [30] D. C. Jiles and D. L. Atherton, "Theory of ferromagnetic hysteresis," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vols. 61, no. 1-2, pp. 48-60, 1986.
- [31] I. Mayergoyz, *Mathematical Models of Hysteresis*, 1 ed., Springer-Verlag New York, 1991.
- [32] A. J. Moses and A. Basak, *Nonlinear Electromagnetic Systems: Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics*, vol.10 (Proceedings of the International ISEM Symposium on Non Linear Electromagnetic Systems, Cardiff, Wales, UK, 17-20 September, 1995), Ios Pr Inc, 1996.
- [33] Maxwell 3D - user's guide, REV2.0, Software Version 11.1.1., Ansoft Corporation, 2006.
- [34] "ANSYS Maxwell Magnetic Field Formulation - Application Brief," ANSYS, 2013. [Online]. Available: <http://resource.ansys.com/staticassets/ANSYS/staticassets/resourcelibrary/techbrief/tb-ansys-maxwell-magnetic-field-formulation.pdf>.
- [35] *Magnetic materials-Part 2: Methods of measurement of the magnetic*, IEC International Standard Ref. No. 404-2, 1996.
- [36] *Magnetic materials part 3: methods of measurement of the magnetic properties of electrical steel strip and sheet by means of a single sheet tester*, IEC International Standard Ref. No. 404-3, 1992.
- [37] E. Antonelli , E. Cardelli and A. Faba, "Epstein Frame: How and When It Can Be Really Representative About the Magnetic Behavior of Laminated Magnetic Steels," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 41, no. 5, pp. 1516-1519, 2005.

- [38] G. Dajaku and D. Gerling, "Air-Gap Flux Density Characteristics of Salient Pole Synchronous Permanent-Magnet Machines," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 48, no. 7, pp. 2196-2204, July 2012.
- [39] J. Walker, D. Halliday and R. Resnick, *Fundamentals of Physics*, 10th ed., J. W. & Sons, Ed., 2014.
- [40] S. N. Vukosavic, *Electrical Machines*, Springer-Verlag New York, 2013.
- [41] C. Sadarangani, *Electrical Machines - Design and Analysis of Induction and Permanent Magnet Motors*, Stockholm: Division of Electrical Machines and Power Electronics, School of Electrical Engineering, Royal Institute of Technology, 2006.
- [42] X. Liang and Y. Luy, "Harmonic Analysis for Induction Motors," in *2006 Canadian Conference on Electrical and Computer Engineering*, Ottawa, Ont., 2006.
- [43] J. Arrillaga and N. R. Watson, *Power System Harmonics*, John Wiley & Sons, 2003.
- [44] K. Vasudevan, G. Sridhara Rao and P. Sasidhara Rao, "Harmonics in Induction Machines," in *Electrical Machines II*, I. I. o. T. Madras, Ed., pp. 42-48.
- [45] R. Krishnan, *Permanent Magnet Synchronous and Brushless DC Motor Drives*, CRC Press, Taylor & Francis Group, 2010.
- [46] P. Gill, *Electrical Power Equipment Maintenance and Testing*, 2nd ed., CRC Press, Taylor & Francis Group, 2008.
- [47] R. R. Moghaddam, "Fundamental Study on Rotor Eddy Current Losses in High Frequency Machines Due to Current Harmonics," in *2015 IEEE Energy Conversion Congress and Exposition (ECCE)*, Montreal, QC, 2015.
- [48] R. Dutta, L. Chong and F. S. Rahman, "Analysis and experimental verification of losses in a concentrated wound interior permanent magnet machine," *Progress In Electromagnetics Research B*, vol. 48, pp. 221-248, January 2013.
- [49] E. F. Fuchs and M. A. Masoum, *Power Quality in Power Systems and Electrical Machines*, Elsevier Academic Press, 2008.
- [50] R. Lin and A. Arkkio, "Calculation and Analysis of Stator End-Winding Leakage Inductance of an Induction Machine," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 45, no. 4, pp. 2009-2014, 2009.
- [51] P. Srinivas, "Design and FE Analysis of BLDC Motor for Electro-Mechanical Actuator," *Journal of Electrical Systems*, vol. 11, no. 01, pp. 76-88, 2015.
- [52] D. G. Fink and D. Christiansen, *Electronics engineers' handbook*, McGraw-Hill, 1989.
- [53] M. Sadiku, *Elements of Electromagnetics*, 4th ed., New York (USA)/ Oxford (UK): Oxford University Press, 2007.
- [54] J. Bird, *Electrical Circuit Theory and Technology*, Routledge (Taylor & Francis Group).
- [55] R. K. Srivastava, *Quantum Mechanics*, 2nd ed., Phi, 2007.
- [56] D. Shmilovitz, "On the Definition of Total Harmonic Distortion and Its Effect on Measurement Interpretation," *IEEE Transactions on Power Delivery*, vol. 20, no. 1, pp. 526-528, Jan. 2005.
- [57] J. Pyrhönen, T. Jokinen and V. Hrabovcova, *Design of Rotating Electrical Machines*, John Wiley & Sons Ltd, 2008.
- [58] B. D. Cullity and C. D. Graham, *Introduction to Magnetic Materials*, 2nd ed., J. W. & Sons, Ed., 2009.
- [59] R. K. Srivastava, *Quantum Mechanics*, 2nd ed., Phi, 2007.
- [60] "Emetor AB," Emetor Aktiebolag, [Online]. Available: <https://www.emetor.com/edit/materials/sura-m400-50a/?cat=6&co=10>
- [61] P. Testoni and P. Sonato, "Implementation in the ANSYS Finite Element Code of the," Dipartimento di Ingegneria Elettrica ed Elettronica, Università di Cagliari, Dipartimento di Ingegneria Elettrica, Università di Padova.

- [62] Y. Liu, "Critical wavelength of eddy currents and its influence on harmonic losses in solid poles," in *XIX International Conference on Electrical Machines*, Rome, 2010.
- [63] M. Enokizono and I. Tanabe, "Studies on a New Simplified Rotational Loss Tester" *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 33, no. 5, pp. 4020-4022, September 1997
- [64] M. Enokizono, T. Suzuki, J. Sievert ,J. Xu "Rotational Power Loss of Silicon Steel Sheet" *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 26, no. 5, pp. 2562-2564, September 1990

8 Παραρτήματα

8.1 Στοιχεία μαγνητικής λαμαρίνας τύπου M400-50A

Το υλικό που χρησιμοποιείται κυρίως στις προσομοιώσεις για τα μέρη σιδήρου των πειραματικών διατάξεων είναι η μαγνητική λαμαρίνα τύπου M400-50A. Οι ιδιότητές της παρουσιάζονται στον Πίνακα 22:

Όνομα	Τύπος	Τιμή	Μονάδα Μέτρησης
Σχετική διαπερατότητα	Μη γραμμική	Καθορίζεται από την καμπύλη B(H)	
Αγωγιμότητα	Απλός	10 ⁸ /42	S/m
Μαγνητική Απομαγνητότητα	Διάνυσμα		
• Μέγεθος		0	A/m
• Συνιστώσα X		1	
• Συνιστώσα Y		0	
• Συνιστώσα Z		0	
Μοντέλο εκτίμησης απωλειών πυρήνα		Electrical Steel	w/m ³
• Kh	Απλός	0	
• Kc	Απλός	1.899380741514	
• Ke	Απλός	0	
• Kdc	Απλός	0	
Πυκνότητα μάζας	Απλός	7700	kg/m ³
Σύσταση		Λαμαρίνα	
• Συντελεστής στοίβαξης	Απλός	0.97	
• Κατεύθυνση στοίβαξης		V(3)	

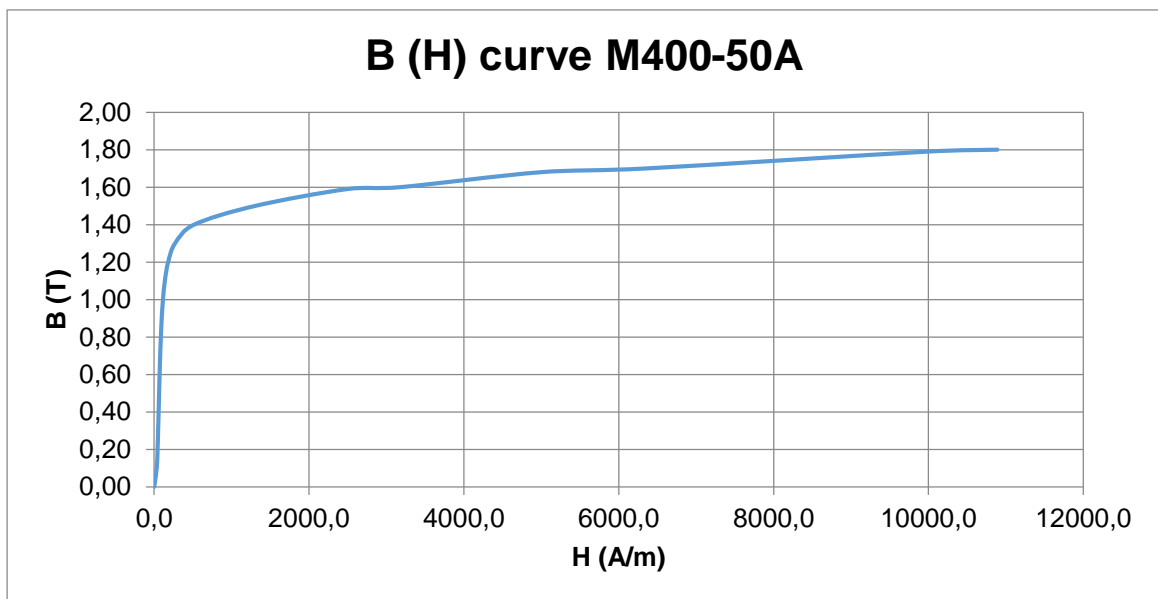
Πίνακας 22 : Ιδιότητες μαγνητικής λαμαρίνας τύπου M400-50A

Η σχετική διαπερατότητα του υλικού καθορίζεται από τις τιμές της μαγνητικής επαγωγής B και της έντασης του μαγνητικού πεδίου H, οι οποίες αναφέρονται στον Πίνακα 23. Επίσης, η σχετική καμπύλη B(H) παρουσιάζεται στο Σχήμα 58.

H (A/m)	B (T)
0	0
32.6	0.1
43.5	0.2

50.8	0.3
57.2	0.4
63.4	0.5
69.9	0.6
77.3	0.7
86	0.8
97.2	0.9
113.2	1
137.8	1.1
180.2	1.2
269.5	1.3
516.8	1.4
1307	1.5
2500	1.59
3180	1.6
5000	1.68
6361	1.7
10000	1.79
10890	1.8

Πίνακας 23 : Μετρήσεις των μεγεθών B και H της μαγνητικής λαμαρίνας τύπου M400-50A



Σχήμα 58 : Καμπύλη B(H) της μαγνητικής λαμαρίνας τύπου M400-50A

8.2 Στοιχεία μαγνητικής λαμαρίνας κατασκευαστικού τύπου

Σε μία προσομοίωση του τρισδιάστατου μοντέλου στο κεφάλαιο 5, μια μαγνητική λαμαρίνα κατασκευαστικού τύπου χρησιμοποιείται ως το υλικό του προς μελέτη δοκιμίου. Οι ιδιότητές της παρουσιάζονται στον Πίνακα 24:

Όνομα	Τύπος	Τιμή	Μονάδα Μέτρησης
Σχετική διαπερατότητα	Μη γραμμικός	Καθορίζεται από την καμπύλη B(H)	
Αγωγιμότητα	Απλός	7850000	S/m
Μαγνητική Απομαγνητότητα	Διάνυσμα		
• Μέγεθος		0	A/m
• Συνιστώσα X		1	
• Συνιστώσα Y		0	
• Συνιστώσα Z		0	
Πυκνότητα μάζας	Απλός	7850	kg/m ³
• Σύσταση		Λαμαρίνα	
• Συντελεστής στοίβαξης	Απλός	0.97	
• Κατεύθυνση στοίβαξης		V(3)	

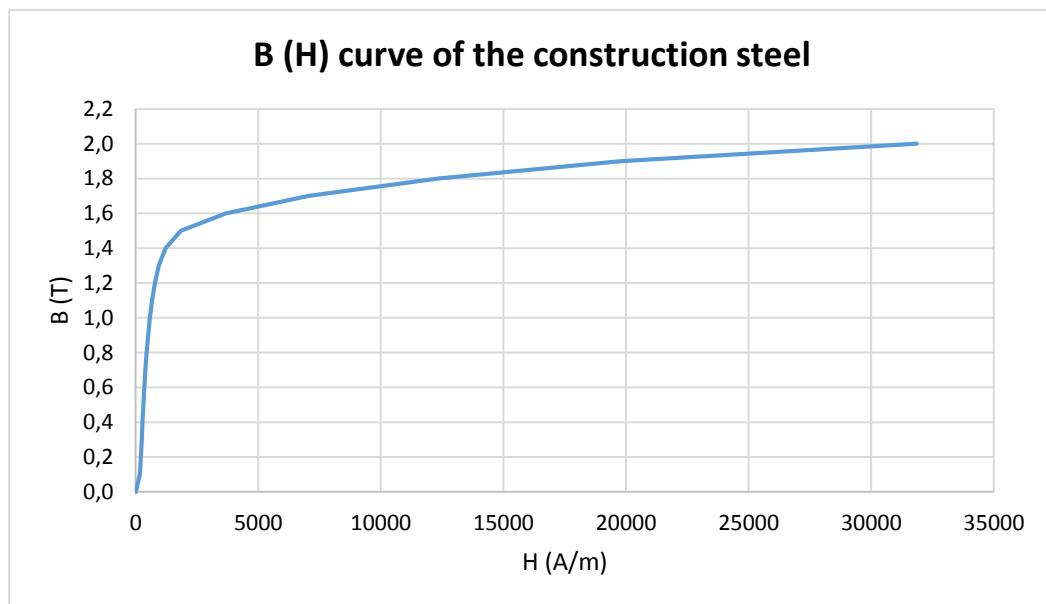
Πίνακας 24 : Ιδιότητες της μαγνητικής λαμαρίνας κατασκευαστικού τύπου

Η σχετική διαπερατότητα του υλικού καθορίζεται από τις τιμές της μαγνητικής επαγωγής B και της έντασης του μαγνητικού πεδίου H που αναφέρονται στον Πίνακα 25. Επίσης, η αντίστοιχη καμπύλη B(H) του υλικού παρουσιάζεται στο Σχήμα 59.

H (A/m)	B (T)
0	0
170	0.1
214	0.2
245	0.3
279	0.4
313	0.5
352	0.6
397	0.7
445	0.8

505	0.9
577	1.0
667	1.1
778	1.2
942	1.3
1215	1.4
1838	1.5
3668	1.6
7067	1.7
12320	1.8
19740	1.9
31857	2.0

Πίνακας 25 : Μετρήσεις των μεγεθών B και H της μαγνητικής λαμαρίνας κατασκευαστικού τύπου



Σχήμα 59 : Καμπύλη B(H) της μαγνητικής λαμαρίνας κατασκευαστικού τύπου

1 Introduction

1.1 Purpose of the present diploma thesis

The purpose of this project is to design a simplified setup that can subject laminated iron steels to field conditions similar to the ones of a rotor in a Salient Pole Synchronous Machine (SPSM). The goal of this setup is to locally measure the eddy currents losses resulting from high-frequency magnetic fields in laminated iron steels (over 50 Hz). These measurements will help to validate the results of 3D finite element method (FEM) simulations where eddy current losses are estimated based on direct calculation of the eddy currents in single sheets of laminated steels.

The main objective of the project is to design a simplified measurement setup that can be easily manufactured and used for eddy current loss measurements. As a result, the geometry of the setup should exclude any rotating or moving parts. In order to subject the steel sample to similar conditions of the rotor of a SPSM without any mechanical rotation, a traveling wave of magnetic induction B is created in the air gap of the setup in front of the test sample. This traveling wave is intended to be sinusoidal, as the concept of effective frequency can be employed to simplify the designed setup.

Consequently, the project is divided into the following stages:

- Feasibility study of producing a sinusoidal traveling wave of magnetic induction B in the air gap of the setup in front of the test sample
- Design of a 2D FEM model of the setup
- Design of the respective 3D FEM model and validation of the results of the 2D model
- Estimation of the eddy current losses in the test sample of the 3D model with the direct eddy current simulation method and comparison with the results of a time-domain model based on the statistical model of loss separation
- Sensitivity analysis of the eddy current loss with respect to the parameters of interest: width of lamination and material of the test sample as well as number of pole pairs used in the AC excitation.

The basic goal of this project is the feasibility study of creating a setup that can emulate conditions equivalent to the ones of a rotor in a SPSM. Therefore, a detailed design of the setup, including all the supplementary technical equipment required for the final construction, is not provided in this project.

Furthermore, this project does not introduce any new iron loss model. Both the direct eddy current simulation method and the time-domain model of Lin et al [1], which are used for the prediction of the eddy current losses, are provided by the FEM software ANSYS Maxwell.

Finally, the investigation conducted in this project does not aim to validate the concept of effective frequency.

1.2 Structure of the project

This report is separated in nine sections with the following content:

- Chapter 1 presents the purpose and scope of this report.
- Chapter 2 describes the origins of iron losses and the available techniques for their estimation. In addition, the complexity of accurate iron loss estimation in the rotor of a SPSM is analyzed.
- Chapter 3 gives an overview of the conditions in the air gap magnetic field of a SPSM and presents the concept of the effective frequency.
- Chapter 4 describes the steps of designing the simplified measurement system in a 2D FEM model.
- Chapter 5 presents the final 3D FEM model that is developed and compares the eddy current loss estimations of different test samples.
- Chapter 6 discusses the most important findings and the conclusions that are drawn during the overall investigation, while includes suggestion for further work.
- Finally, Chapter 7 includes the references that were used during the study of the present thesis, while Chapter 9 provides supplementing information (enclosures).

2 Iron losses in electrical machines

Major efforts are being made to reduce the global energy consumption in order to achieve the goal of energy efficiency. The operation of electrical motors consumes a significant amount of the electricity worldwide and therefore the development of electrical machines with minimum losses is of prime importance. Besides copper and mechanical losses, iron losses play a key role in the performance of electrical machines, and can even become the main loss component in certain applications, such as the field weakening operation of traction machines [2]. They are also referred to as core losses, as they occur in the iron cores of electrical machines due to magnetic field variation. They arise primarily in the stator yoke and teeth as well as in the rotor lamination of particular machines. The mechanism of these losses is based on the principal of Joule heating [2]. They are usually divided according to the theory of loss separation into three components, eddy current losses, hysteresis losses and excess losses [3].

Nowadays, the trend in the design process of the electrical machines is to limit the costly and time consuming physical prototyping. Instead, virtual prototyping is used to design and optimize machines. Virtual designs, based on analytical and numerical models, are used by engineers to simulate the operation of electrical machines and to predict their overall performance. The widely used numerical technique for electromagnetic design of electrical machines is the finite elements method (FEM).

For the estimation of the core loss, various iron loss models have been introduced so far and are available in FEM software products. Nonetheless, the accurate prediction of the iron loss is still challenging and there is a clear need for iron loss estimation methods that can provide reliable results. In this chapter, the common iron loss models are briefly introduced and their assumptions and limitations are discussed.

2.1 Iron loss components

2.1.1 Eddy current losses

According to Faraday's law of induction, when an alternating magnetic field is applied in a ferromagnetic material, voltages that are proportional to the rate of time-dependent change in the flux will be induced. Eddy currents originate from these voltages in closed paths within the area of the material and their direction is such that tends to resist the original flux change (Lenz's law). The energy that is consequently dissipated by them is called eddy current losses [4].

The circulation of eddy currents causes a gradual reduction of the magnetic field density in greater depths of the material. This phenomenon is called skin effect and results in the limitation of the magnetic flux to a small area close to the surface. The depth in which the flux density has a value less than $1/e$ (~36.79%) of its surface value is called skin depth and is calculated using the following formula:

$$\delta_{sk} = \sqrt{\frac{\rho}{\pi\mu_0\mu_r f}} \quad (2)$$

where ρ is the resistivity of the material, f is the electrical frequency in Hz and μ_0 and μ_r are the permeability of free space and the material respectively [5].

In order to reduce the eddy current losses in electrical machines, a common technique is to make the core from thin laminated sheets, as shown in Figure 1. This is a very effective technique as eddy current losses are considered to be proportional to the square of the lamination thickness. The sheet thickness in electrical machines is selected to be smaller than the skin depth of the fundamental frequency, so that the flux can penetrate each sheet entirely [5], [6].

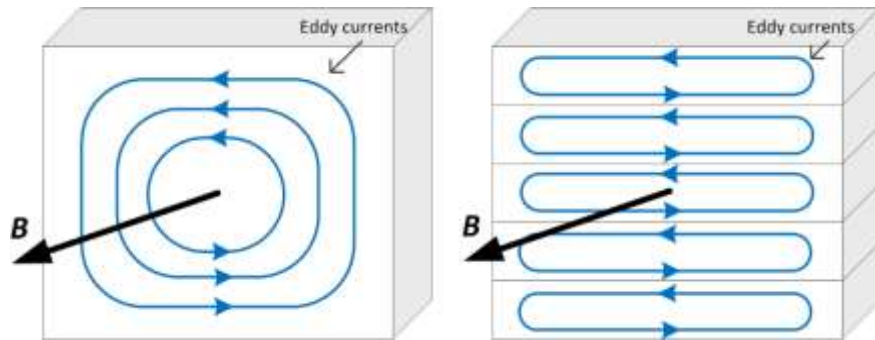


Figure 1: Eddy currents due to varying magnetic field B in laminated and solid bodies

2.1.2 Hysteresis loss

Microscopically, soft ferromagnetic materials are composed of small magnetized regions called magnetic domains [7]. Within each domain, all atoms are aligned uniformly and their magnetic fields have the same direction. In Figure 2, the directions of the magnetization are represented by arrows. In the case of a not prior magnetized material, the domains are oriented randomly [8].

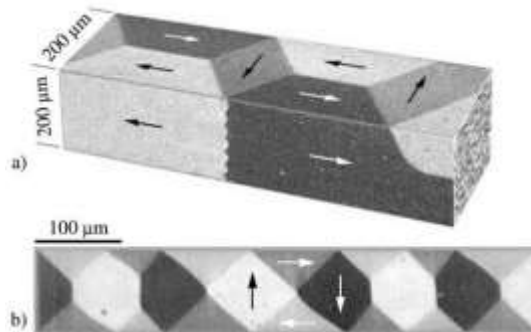


Figure 2 : Images of magnetic domains acquired with magneto-optical methods inside (a) an iron whisker and (b) a thin NiFe element [7]

The boundaries between adjacent magnetic domains are called domain walls. Whenever the material is subjected to an external field, the domain walls move to enlarge the regions that align in the direction of the magnetic field. This motion of the walls is not constant-impurities that can be found inside the material behave as “pinning sites” and block the moving process [9]. The domain walls can overcome them only when the external field is increased sufficiently. This sporadic motion of the domain walls generates eddy current Joule losses, which are called hysteresis losses [10].

The relationship between the magnetic field intensity and the magnetization is not linear. When the ferromagnetic material is completely demagnetized and the magnetic field strength is increased, magnetization increases rapidly at first, and then approaches the asymptote of saturation. If the field is removed before saturation is reached, the magnetization will fall back

to zero. However, if the material becomes saturated, when the external field is removed, the domains do not completely randomize again. The ferromagnetic material will retain a considerable degree of magnetization B_r (magnetic remanence) even when the external field is no longer present. This reliance of the magnetization on the previous flux history of the material is depicted in the $B(H)$ curve (Figure 3), with the area enclosed in the hysteresis loop being directly proportional to the total energy lost in a given AC cycle [9].

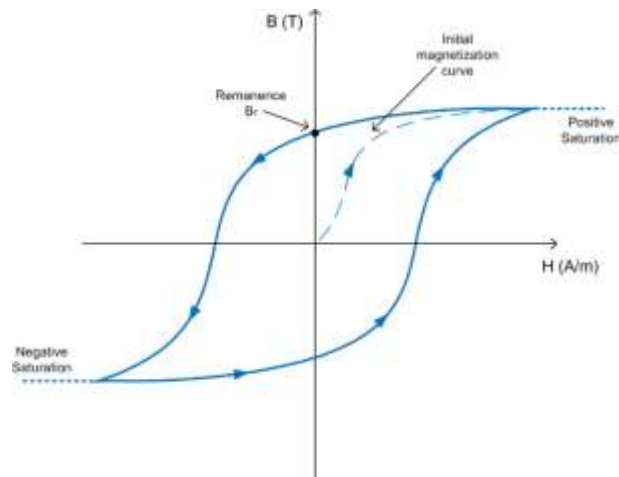


Figure 3 : Hysteresis loop and initial magnetization curve of a ferromagnetic material

2.1.3 Excess losses

A third component is considered frequently in the engineering approach of different types of iron loss, the excess or anomalous losses. This term is based on empirical factors and was introduced in an attempt to explain the discrepancy between estimations and measurements of iron losses [2], [3]. The reason for this is considered to be the inability of the iron loss models, which consider only the hysteresis and eddy currents loss component, to describe and incorporate correctly the existence of domain walls and the phenomena that appear as a consequence of their motion [10]. Bertotti gave a physical explanation of the origin of excess losses by introducing the new term of magnetic objects (MO) to describe the magnetization dynamics [11], [12]. MO correspond to magnetic correlation regions, loosely connected to groups of interacting domain walls [13].

2.2 Iron loss models

Several methods have been developed for the estimation of iron losses both in the frequency domain and the time domain. The main different approaches include hysteresis models, empirical solutions such as the Steinmetz equation and models based on the theory of loss separation.

2.2.1 Steinmetz equation

A series of models is based on the well-known empirical approach introduced by Steinmetz:

$$p_v = k_m \cdot f^{\alpha} \cdot \hat{B}^{\beta} \quad (2)$$

where p_v are the total power loss, \hat{B} is the peak amplitude of the flux density and k_m , α and β are the coefficients calculated by curve fitting in measurements obtained under purely sinusoidal excitation [14].

For non-sinusoidal excitation, the Modified Steinmetz Equation (MSE) was proposed [15], [16]:

$$p_v = k_m \cdot f_{eq}^{\alpha-1} \cdot \hat{B}^{\beta} \cdot f_r \quad (3)$$

where f_r is the repetition remagnetization frequency and f_{eq} is the equivalent frequency:

$$f_{eq} = \frac{2}{\pi^2 \cdot \Delta B^2} \int_0^T \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 dt \quad (4)$$

in which ΔB is the peak-to-peak amplitude of flux density. This frequency has the same percentage of magnetization as sinusoidal magnetic flux density $B(t)$ and helps to reach a better approximation when triangular magnetization is applied [16], [17]. Nevertheless, the MSE method is appropriate only in the frequency domain [1].

Another variation is the Generalized Steinmetz Equation (GSE) [18]:

$$p_v = \frac{1}{T} \int_0^T k_m \cdot \left| \frac{dB}{dt} \right|^{\alpha} \cdot |B(t)|^{\beta-\alpha} dt \quad (5)$$

The GSE has a DC bias sensitivity without the need of extra coefficients and is more accurate than MSE in cases where the fundamental frequency of the waveform is small. On the other hand, large deviations from the correct values are observed when the flux density waveform has high third harmonic amplitude or in general multiple peaks [2], [18].

A modification called improved Generalized Steinmetz Equation (iGSE) has been proposed to fix the imperfections of the previous model. In iGSE, a recursive algorithm is used to isolate the major loop of the hysteresis curve from the minor loops. The total iron losses are the sum of the losses of each separate loop which are determined from the following equation:

$$p_{v_i} = \frac{1}{T} \int_0^T k_m \cdot \left| \frac{dB}{dt} \right|^{\alpha} \cdot (\Delta B)^{\beta-\alpha} dt \quad (6)$$

The advantages of the models based on Steinmetz equation are their short computational time and their overall simplicity. They do not require a lot of previous loss data of the materials, as their coefficients can be provided directly by the manufacturer or can be easily calculated from the manufacturer's measurement data [2].

Nevertheless, the lack of accuracy of these models when used with iron steel sheets cannot be overlooked. One major reason for that is that their coefficients in reality are dependent on frequency and simple extrapolation from the measurement curves is not adequate. For instance, as the frequency tends to zero, the losses are mainly caused by hysteresis and the shape of the curve does not play an important role anymore [2]. In addition, these models are primarily designed for ferrite materials and most of them are not tested for iron-silicon (SiFe) alloys [2].

2.2.2 Models based on the loss separation theory

In a different approach, Jordan separated iron losses in two terms, eddy current losses p_e and hysteresis losses p_h :

$$p_v = p_e + p_h = k_e \cdot f^2 \cdot \hat{B}^2 + k_h \cdot f \cdot \hat{B}^2 \quad (7)$$

where the coefficients k_e and k_h are determined by fitting the model to the experimental loss characteristics of the material. In equation (7), the computation of p_e is based on Maxwell's equations, whereas p_h are proportional to the hysteresis loop at low frequencies [2].

Grätzer added a voltage form factor in the eddy current losses component to achieve better estimation under non sinusoidal excitation:

$$p_v = \left(\frac{\xi_{arb}}{\xi_{sin}} \right)^2 \cdot k_e \cdot f^2 \cdot \hat{B}^2 + k_h \cdot f \cdot \hat{B}^2 \quad (8)$$

where

$$\xi = \frac{U_{rms}}{U_{ave}} = \frac{\sqrt{\frac{1}{T} \cdot \int_0^T u^2(t) \cdot dt}}{\frac{1}{T} \cdot \int_0^T |u(t)| \cdot dt} \quad (9)$$

This factor ξ is dependent on the exciting voltages, $u(t)$, and not the flux densities, as measurements indicate that the eddy currents losses and the square of the root-mean-squared (RMS) voltage value are related [21].

Nevertheless, the previous equations are not as precise with SiFe alloys as with iron-nickel (NiFe) alloys [2]. As it is earlier mentioned in the subchapter 2.1.3, a difference is always observed between estimations and measurements and in an attempt to explain that, the excess or anomalous losses were introduced. In the statistical theory of loss separation, the iron losses p_v in laminated materials under sinusoidal field excitation can be written as:

$$p_v = p_e + p_h + p_{exc} = k_e \cdot f^2 \cdot \hat{B}^2 + k_h \cdot f \cdot \hat{B}^2 + k_{exc} \cdot f^{1.5} \cdot \hat{B}^{1.5} \quad (10)$$

where p_e are the classical eddy current losses, p_h the hysteresis losses and p_{exc} the excess losses [3], [13]. The loss factor k_{exc} is physically explained by Bertotti's theory about active magnetic objects and domain wall motion and is calculated by the formula:

$$k_{exc} = \sqrt{SV_0\sigma G} \quad (11)$$

where σ is the electric conductivity and S is the cross sectional area of the lamination sample, $G \approx 0.136$ is a coefficient related to the eddy current damping, and V_0 is a constant dependent on the statistical distribution of the local coercive fields [22].

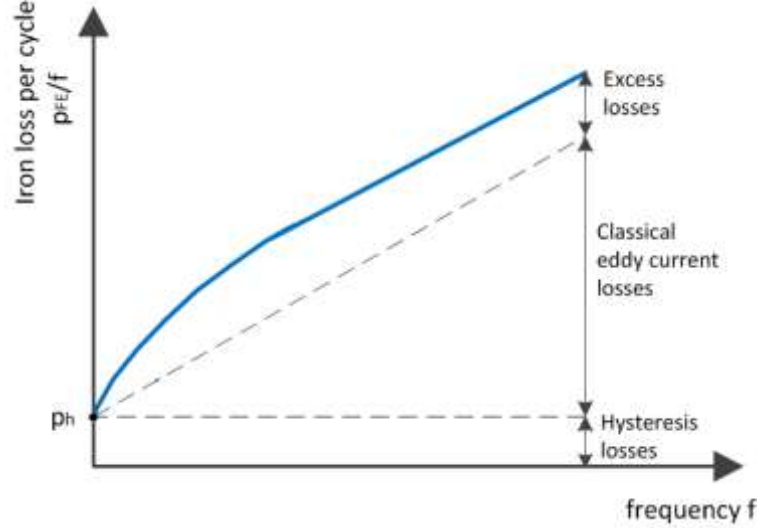


Figure 4 : Classification of iron losses according to the theory of loss separation

This conventional method shows several inadequacies. Some of them are related to the classical eddy currents loss p_e , as this term is derived considering uniform magnetization, linearity and homogeneity of the laminated material [23]. Furthermore, the iron losses in equation (10) are calculated under the assumption that the field excitation is sinusoidal. Fiorillo and Novikov proposed a model that is able to predict the iron losses under non sinusoidal magnetic flux by taking into consideration the dependence of the iron loss components on the derivative of magnetic flux density, $\frac{dB}{dt}$ [24]. Basically, they assumed through theoretical and experimental results under sinusoidal magnetic induction that:

$$p_e \propto \left\langle \left(\frac{dB}{dt} \right)^2 \right\rangle \quad p_h \propto \left\langle \left| \frac{dB}{dt} \right| \right\rangle \quad p_{exc} \propto \left\langle \left(\frac{dB}{dt} \right)^{1.5} \right\rangle \quad (12)$$

Based on that, they developed an analytical expression for iron losses under non sinusoidal magnetic field conditions, which requires prior knowledge of one value of both p_e and p_h by a quasi-static measurement and one measurement of total loss under sinusoidal magnetic flux at a single test frequency [24].

Moreover, in the previous approaches, it is assumed that the induction waveform does not present local minima (minor hysteresis loops) [25]. In order to incorporate the phenomenon of minor hysteresis loops, Lavers et al. proposed a correction factor that includes the magnitudes of the flux reversals ΔB , while Arkkio and Niemenmaa introduced a weighting function $f(|B|)$ [26], [25].

In addition, with the assumption of uniform and unidirectional flux penetration across the sample, the models based on the theory of loss separation disregard entirely the impact of skin effect [3]. This limitation can cause the estimated losses to deviate significantly from the final measured values. An iron loss model that incorporates the phenomenon of skin effect

and gives acceptable results for higher order harmonics has been introduced by Yamazaki and Fukushima [27].

It has to be noted that in the previous models the magnetic flux is considered to be alternating. However, in some parts of an electrical machine such as the tooth tips and the pole shoe of a SPSM, the magnetic field is rotating. Fiorillo and Rietto showed that the rotational losses can be described by a similar model of loss separation [28]. Additional models that try to estimate the rotational iron losses by introducing correction factors are presented in [25] and [22]. The total iron losses in an electrical machine can be determined as the sum of the losses caused by alternating magnetization p_a , rotational magnetization p_{rot} and higher harmonics p_{hf} :

$$p_v = C_1 p_a + C_2 p_{rot} + C_3 p_{hf} \quad (13)$$

where C_1 , C_2 and C_3 are empirical factors dependent on the material and the geometry that can be obtained from measurements and curve fitting [22].

2.2.3 Hysteresis models

Another method for iron loss calculation are time-domain modeling techniques that describe the hysteresis process. The hysteresis models try to characterize the materials and their losses by accurately modeling the magnetization curves [29]. In order to achieve that, they need to take into consideration the existence of not only the major but also the minor hysteresis loops. There are two main categories of hysteresis models; the physical models such as the Jiles-Atherton model [30] or the Stoner-Wolhfarth and the mathematical models such as the classical Preisach model and its modifications [31], [2].

The classical Preisach model defines the shape of arbitrary hysteresis loops under unidirectional excitations by dividing the ferromagnetic material in small independent particles with certain magnetization characteristics [13]. In this method, the existence of minor loops as well as the anisotropic nature of the material under investigation are taken into account [13]. However, the classical Preisach model has certain limitations. Some of them are the noncongruency of minor loops, the instability of the Preisach function and the unrealistic fact that the initial susceptibility in the model is equal to zero [29]. Modifications that have been developed in order to overcome these inadequacies are presented in [29]. Furthermore, the model disregards the phenomenon of skin effect and the hysteresis losses resulting from rotational magnetization [2]. The dynamic Preisach model considers the increase in the hysteresis loss in higher frequencies (skin effect) while the Friction like Hysteresis model and the Energy Based Hysteresis model can be used for rotational hysteresis loss analysis [2]. Finally, a general problem of the mathematical hysteresis models is that they have little or no physical justification. As a result, their functions are not able to adapt and need to be recalculated whenever changes occur in the external environment (stress, temperature, external field frequency etc.) [32].

On the other hand, the physical hysteresis models aim to describe the hysteresis phenomenon based on physical mechanisms. The Jiles-Atherton model describes isotropic polycrystalline materials considering the domain wall motion as the major magnetization mechanism whereas the Stoner-Wolhfarth model is based on the concept of dividing the material in non-interacting single domain particles with axial anisotropy and rotating magnetization [32], [29]. The physical justification behind these models offers important advantages. Firstly, they have less degrees of freedom compared with the mathematical models and their parameters can be associated with the structure of the material [32].

Moreover, they have the ability of including effects of the external environment and hence, their parameters can maintain the same values under different external conditions [32].

The selection of hysteresis modes for predicting iron loss is usually avoided in industrial applications. This is due to the fact that they require prior measurements of full hysteresis curves and consequently, their use is feasible only in cases where high material prior knowledge is available [29], [2]. In addition, their computational time requirements are considerably high from an engineering perspective [2]. Therefore, their practical application for estimating iron losses is limited.

2.2.4 Methods used in the investigation of the project

The measurement setup that is developed in this project for measuring eddy current losses is simulated in a 3D FEM model. The technique that will be used in the 3D model for the calculation of instantaneous eddy current losses is the direct eddy current simulation method.

This method is based on the direct computation of the electric current density J by the finite elements analysis (FEA) in a transient type of solution, where the solver uses the T_v - Ω formulation [33]. In this formulation, Ω is a nodal-based magnetic scalar potential in the entire solution domain while T_v corresponds to an edge-based electric vector potential in the specified eddy-current region [34]. The resistive losses of the induced eddy currents inside the volume of the investigated body can be directly defined by the equation:

$$p_{res} = \frac{1}{\sigma} \int_{vol} J^2 \cdot dV \quad (14)$$

where σ is the electrical conductivity of the material of the body.

In the investigation of this project, it is assumed that the calculated resistive losses correspond only to eddy current losses. The basis of this assumption is explained in detail in subsection 2.4.

As a next step, the calculated eddy current loss of the above method will be compared with the results of the time-domain core loss model that is incorporated in the Maxwell software [1]. This dynamic time-domain model requires only the same parameters as in the frequency-domain approach of loss separation shown in equation (7). The major advantage of this model is taking into consideration the phenomenon of minor loops by dividing the magnetic field H into two components, a reversible component that is associated with reactive power Q and an irreversible component that is associated with hysteresis loss. The total losses are calculated in the time domain by the following formulas:

$$p_v(t) = p_e(t) + p_h(t) + p_{exc}(t)$$

$$p_e(t) = \frac{1}{C_e} k_e \left\{ \left(\frac{dB_x}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dB_y}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dB_z}{dt} \right)^2 \right\}^{0.75}$$

$$p_h(t) = \left\{ \left| H_x \frac{dB_x}{dt} \right|^{\frac{2}{\beta}} + \left| H_y \frac{dB_y}{dt} \right|^{\frac{2}{\beta}} + \left| H_z \frac{dB_z}{dt} \right|^{\frac{2}{\beta}} \right\}^{\frac{\beta}{2}}$$

$$p_{exc}(t) = \frac{1}{2\pi^2} k_{exc} \left\{ \left(\frac{dB_x}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dB_y}{dt} \right)^2 + \left(\frac{dB_z}{dt} \right)^2 \right\}^{0.75} \quad (15)$$

where $C_e = 8.763363$ is a constant derived from a numerical integration [1].

This method provides acceptable accuracy for instantaneous iron loss, although it has the same limitations with Bertotti's model concerning the classical eddy current loss term p_e and the excess loss term p_{exc} .

2.3 Iron loss measurement techniques

The iron loss characteristics of electrical steel can be determined by measurements on steel samples. The most frequently used devices for this purpose are the Epstein frame [35] and the single sheet tester [36]. Alternatively, a common measurement technique is to conduct examinations on ring core specimens [22].

The Epstein frame is designed for performing measurements on a set of steel strips of 280 mm length and 30 mm width. The number of the included strips must be a multiple of four, and should be placed in a square arrangement. A coil, which is composed of two windings, encloses each square side. The outer winding is called primary or magnetizing winding and provides a simple, unidirectional flux excitation. The inner winding, instead, is used for obtaining the measurements and is called secondary or voltage winding. The individual primary windings of the four sides, as well as the secondary ones, are connected in series.

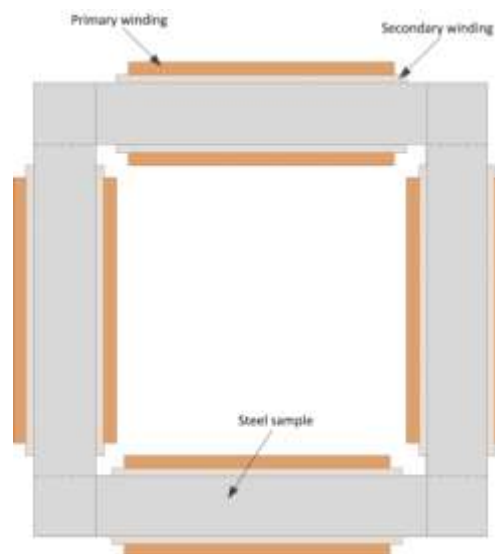


Figure 5 : The Epstein frame

In contrast, the single sheet tester examines steel sheets of equal length and width. In this setup, two external yokes create a rectangular frame with two air gaps between them. The sheet to be tested is placed in the middle of the air gaps and, as in the Epstein frame, a primary and a secondary windings are wound around it.

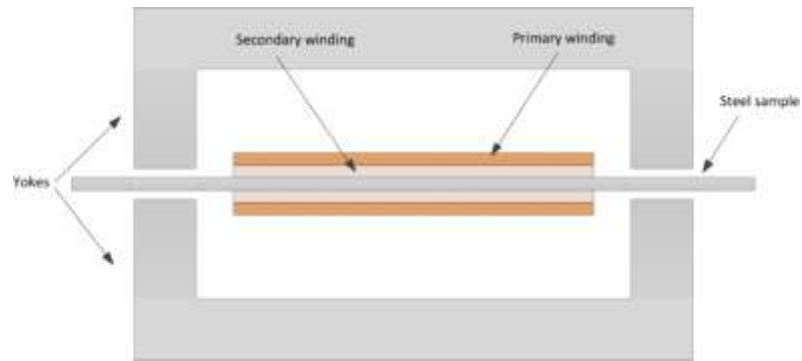


Figure 6 : The single sheet tester

The last method includes tests on samples that have a ring core shape. As in the previous two setups, a coil comprised of the magnetizing (outer) and the voltage (inner) winding surrounds the ring core specimen. In this case, however, no additional special measurement equipment is required [22].

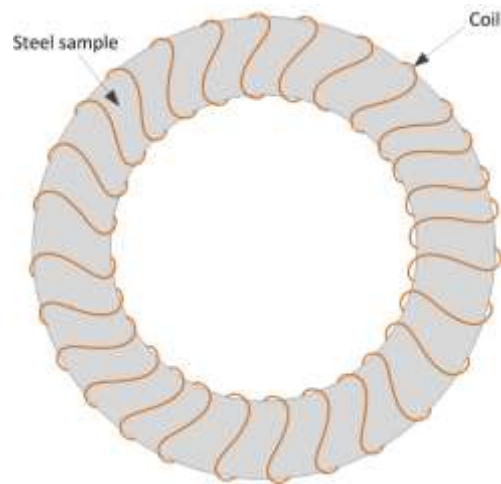


Figure 7 : The ring core topology

The single sheet tester and the ring core topology provide better results than the Epstein frame, as the distribution of the magnetic field along the test object in these two methods is more uniform [37], [22]. Nevertheless, all the aforementioned measurement techniques have the ability to estimate accurately the iron losses in the material samples only for limited, idealized conditions. Specifically, the test samples inside these measurement systems are subjected to homogenous and unidirectional magnetic field. This type of field can be observed in the core of a transformer and in the main iron parts of the electrical machines, such as the teeth and the stator yoke [2]. Nonetheless, at some places inside an electrical machine, the magnetic flux changes direction and becomes rotational. This can happen evidently at the tooth tips, in the areas between the stator teeth and the stator yoke as well as at the pole shoe of a SPSM. Moreover, the excitation in these measurement setups imposes a pulsating magnetic field on the sample, where the flux density in a single point has the shape of a standing wave. This differs significantly from the magnetic field in a rotor of an electrical machine that is exposed to a traveling wave of the magnetic induction harmonics of the air gap and thus to rotating fields. Certain setups have been designed in order to measure rotational losses [63], [64]. However, all these setups are measuring the average losses inside the volume of the test sample, trying to impose a uniform magnetic field distribution. As a result, the impact of the skin effect, which can lead to different local magnetic field values in different points inside an electrical machine, is entirely disregarded.

Overall, the existent measurement techniques are not able to evaluate perfectly the total iron losses in an electrical machine, especially in the case of the rotor side iron losses. Consequently, there is a need for a new supplementary measurement system that can provide reliable results and can also help validate the estimations of the simulations in virtual models.

2.4 Rotor core losses in SPSM

In a Salient Pole Synchronous Machine (SPSM), the magnetic field in the stator differs significantly from the magnetic field in the rotor. The magnetic field in the main parts of the stator, i.e. in the middle of the teeth and in the middle of the yoke, is unidirectional [22]. If the distortion caused by time and space harmonics in the magnetic field of the stator is neglected for simplicity, it can be assumed that its density $B(t)$ varies sinusoidally in time with a fundamental frequency f , as it is shown in Figure 8. On the other hand, the magnetic induction in the pole shoe of the rotor has a high DC value due to the rotor excitation field and a small ac variation produced by the field of higher harmonics. In addition, the harmonic field in the pole shoe of the rotor is rotating due to the passing traveling wave of the magnetic induction B in the air gap. The rotating nature of the magnetic field of the pole shoe in a SPSM is examined in the simplified setup that is developed in this project (see Section 4.2.2.3 - Figure 41).

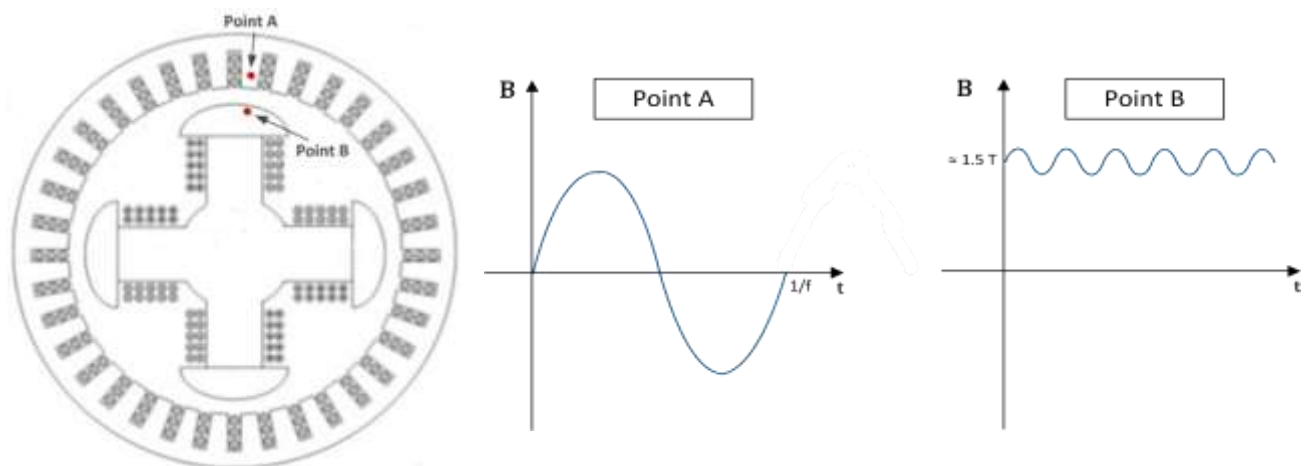


Figure 8 : Magnetic field density $B(t)$ in the tooth of the stator (Point A) and the pole shoe of a pole in the rotor (Point B) of a SPSM

It is clear that the iron loss models that are described in section 2.2 are developed for field conditions similar to the ones in the iron parts of the stator. Hence, the technique that can provide the more accurate estimations for iron losses in the rotor of a SPSM is the direct eddy current simulation method. In this case, the assumption that the calculated losses by this method correspond only to eddy current losses can be made. As it is depicted in Figure 8, the magnetic flux density B of the rotor has a high DC value, close to the saturation region and a very small ac variation. Therefore, the domain wall motion caused by this field and consecutively the hysteresis losses can be considered negligible.

The resultant estimations from the simulations need to be validated through measurements. However, the complexity of the geometry of the rotor of a SPSM (presence of damper windings, slip rings and brushes or brushless exciters etc.) makes it difficult to directly measure iron losses on it. Consequently, the use of a measurement system that is able to emulate the conditions from the perspective of the rotor is preferable. As it is explained

in section 2.3, none of the existing systems have this ability and consequently, a simplified measurement system is developed in this project.

3 Magnetic field in the air gap of a SPSM

Two magnetic fields are present in a Salient Pole Synchronous Machine, as depicted in Figure 9: the steady-state magnetic field of the rotor B_R , created by the DC excitation of the rotor (field) winding and the rotating magnetic field of the stator B_S , produced by the 3-phase stator (armature) winding [6]. In the case of a motor, a torque is induced along the axis of the rotor due to the interaction of these two fields that tends to align the rotor with the magnetic field of the stator. The magnitude of this torque is proportional to the sine of twice the angle δ between the fields B_R and B_S and causes the motion of the rotor with synchronous speed ω_{sync} . In the case of a generator, B_S is the result of the imposed rotation of the rotor by an external prime mover [6].

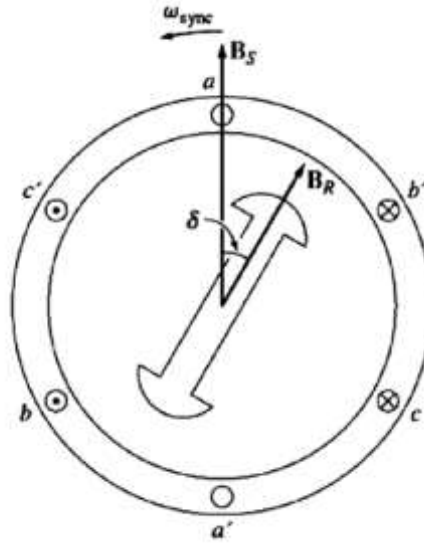


Figure 9 : Magnetic fields of the stator and the rotor in a SPSM [6]

The magnetic field distribution in the air gap can be calculated analytically. According to [38], the air gap flux density in a SPSM can be accurately evaluated using the following equation:

$$B(\varphi_S, t) = 2 \cdot \Lambda^*(\varphi_S, t) \cdot \Theta(\varphi_S, t) \quad (16)$$

where $\Lambda^*(\varphi_S, t)$ is the total flux-path permeance function, $\Theta(\varphi_S, t)$ the air gap magnetomotive force (MMF) and φ_S the angular displacement along the stator circumference. The factor 2 in the equation (16) helps to consider the magnetic coupling of the magnetic field between adjacent salient poles of the rotor. The distribution of this magnetic field is not sinusoidal due to harmonics that travel along the air gap of the machine with different speeds.

In this chapter, a general introduction in the traveling waves is presented, as the goal of the designed measurement system of this project is to create a traveling wave of magnetic induction $B(x, t)$ in the middle of an air gap. Furthermore, the nature, origins and impact of the harmonics in the air gap of an electrical machine are analyzed and it is explained how they can be substituted by one single harmonic in terms of the iron losses by using the concept of effective frequency.

3.1 Introduction to traveling waves

Waves are oscillations that propagate in time, t , and space, x , usually accompanied by a transfer of energy. They can be classified according to their motion into traveling and standing waves [39].

A traveling wave (also known as progressive wave) is a wave that travels from one point of the medium to another and, when it is considered purely sinusoidal (Figure 10), can be described as:

$$u(x, t) = U \sin(kx - \omega t + \varphi) \quad (17)$$

where U is the amplitude, ω is the angular frequency, φ is the time constant and k is the wavenumber which represents the spatial angular frequency of the wave [39].

As it is shown in Figure 10, the wavelength, λ , represents the distance between two equivalent consecutive points of the waveform in space or, in other words, the spatial period of the wave. Assuming that the sinusoidal wave is moving with constant speed v , the wavelength can be calculated using the formula:

$$\lambda = \frac{v}{f} \quad (18)$$

where f is the frequency of the wave [39].

Consequently, it becomes clear that the wavelength and the wavenumber are associated by the relation:

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (49)$$

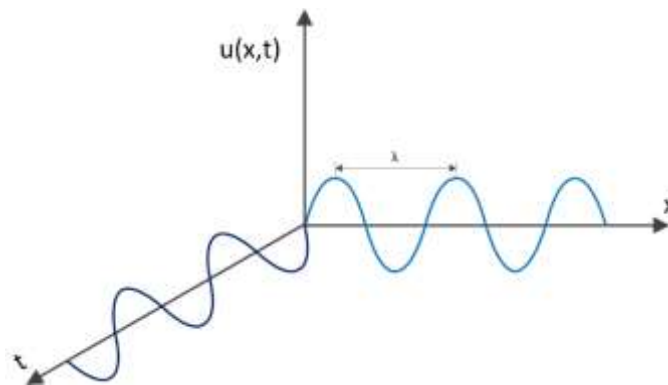


Figure 10 : Traveling wave $u(x,t)$ in space x and time t

3.2 Harmonics in the air gap of an electrical machine

As it is already described in equation (161), the production of the air gap magnetic field results from the MMFs generated by the excitations of the stator and the rotor [40]. Although it is desirable to create a field with near-sinusoidal distribution, the waveform of the magnetic

induction is greatly distorted by the presence of higher harmonics. The order, n , of these harmonics is higher than the order of the fundamental ($n > 1$) and can be of either time or space origin [41].

Time harmonics are waves that vary sinusoidally in the field of time, as it is depicted in Figure 11-a. Their pulsating frequency is higher than the fundamental by a factor of n ($n\omega$). In space, they have the same wavelength, λ , as the fundamental, and their rotation speed in a stationary reference frame (stator reference frame) is $n\omega$. Their appearance is a consequence of the current harmonics of the phase winding, which are mainly injected when the machine is controlled through inverters [41], [42].

On the other hand, rotating space harmonics are traveling in space θ along the air gap at a speed of ω/n in the stator reference frame (Figure 11-b). In time, they pulsate at the same frequency with the fundamental. The main reasons that cause higher space harmonics in the air gap are the non-sinusoidal winding distribution of the conductors in the excitation winding along with the presence of slots [41].

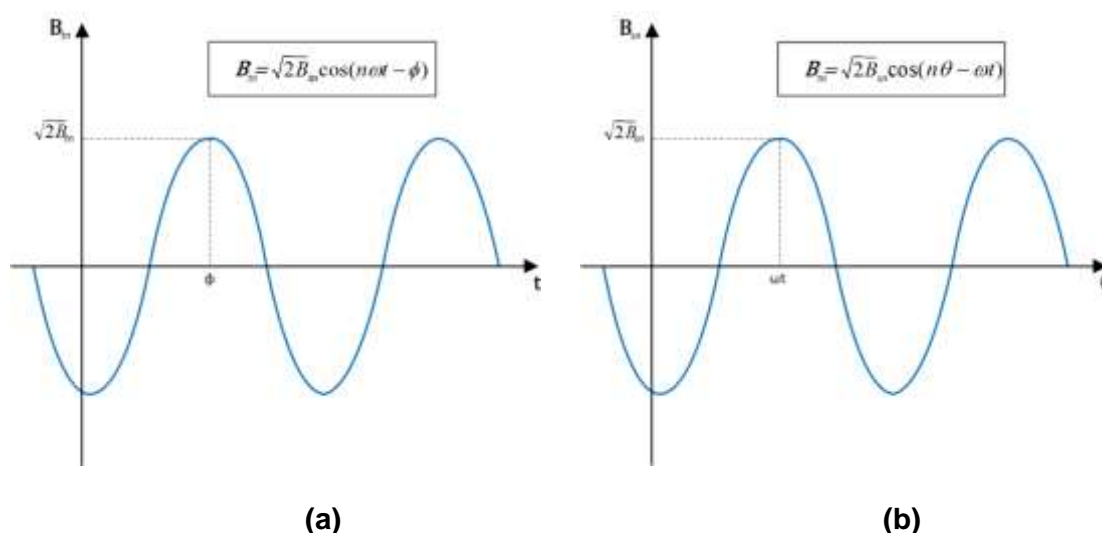


Figure 11 : Waveforms of: (a) the n^{th} time harmonic and (b) the n^{th} space harmonic

The field of the higher harmonics has a negative impact on the performance and efficiency of the electrical machine. If the harmonics are considered from the stator reference frame, positive phase sequence higher harmonics ($n = 4, 7, 10, 13$, etc.) create magnetic fields that rotate in the same direction as the field of the fundamental and thus torques that support the direction of rotor's motion. In contrast, negative phase sequence harmonics ($n = 2, 5, 8, 11$, etc.) produce magnetic fields that rotate in backward direction and therefore torques that oppose to the shaft rotation. Triplen harmonics, whose orders are odd multiples of three ($n = 3, 6, 9$, etc.), constitute the zero phase sequence system. These harmonics are in phase with each other and as a result they don't generate any net magnetic flux density [43], [44]. The negative phase sequence harmonic of order $n-1$ and the positive phase sequence harmonic of order $n+1$ in the stator reference frame have the same net velocity difference with the synchronous speed of the rotor and as a result, their combination constitutes the harmonic of order n in the rotor reference frame [45]. For example, both the 5th harmonic (negative phase) and the 7th (positive phase) of the stator reference frame add up to the 6th harmonic in the rotor reference frame.

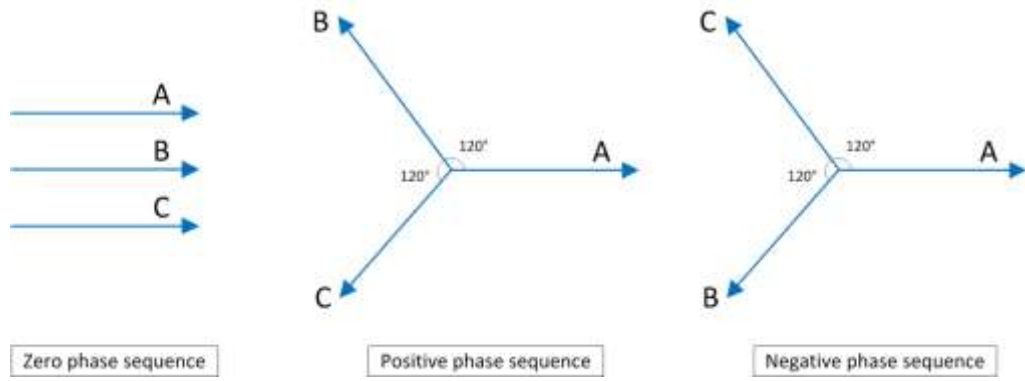


Figure 12 : Phase sequence of harmonics

The torques that are produced by the higher harmonics influence the final torque of the machine. These harmonics create irregularities in the speed-torque characteristic near the starting region, which can force the machine to balance on a lower operating point than the normal one. This phenomenon is called crawling and is especially noticeable in induction machines [44]. In synchronous machines, the relative motion of the fields associated with the harmonics field compared to the field of the fundamental produces pairs of pulsating torques of the same frequency [46]. These torques generate high mechanical oscillations that contribute to the fatigue of the machine shaft.

Apart from the impact on the torque, another harmful effect of the higher harmonics is additional heating due to iron losses. The skin effect becomes clearly evident at higher frequencies, where the flux is concentrated in a small layer near the surface. Consequently, the resistance in the iron parts of the machine is increased and extra losses are produced. Finally, the parasitic results can also include vibrations and noise from radial magnetic forces [41].

3.3 Effective frequency

The inevitable existence of the higher harmonics than the fundamental in the air gap of an electrical machine leads the waveform of the resultant magnetic flux density to deviate from an ideal sine wave. Instead, the magnetic field in the air gap comprises of a sum of higher harmonics that have different frequencies and amplitudes. As a result, the accurate recreation of the magnetic field of an electrical machine in a simplified iron loss measurement system seems as a daunting challenge. However, the concept of the effective frequency f_{eff} can be proven useful for this cause. Specifically, Moghaddam concluded in [47] that when the current supply of an electrical machine is comprised of a single harmonic with frequency f_{eff} and amplitude of $THDi$, the generated solid eddy current losses and stator core losses are the same as the one produced by the non-sinusoidal current supply of the actual machine. By extending this theory, it can be concluded that the entire harmonic content of the magnetic field in the air gap of an electrical machine in the rotor reference frame can be substituted in terms of the iron losses by a magnetic field produced only by the effective frequency:

$$f_{eff} = \left\{ \frac{\sum_{n=2}^{\infty} B_n^2 \cdot f_n^a}{B_1^2 THD_B^2} \right\}^{1/a} \quad (20)$$

where a is a coefficient that is considered 0.5 for weak eddy current reaction and THD_B is the total harmonic distortion of the magnetic field in the rotor reference frame. This factor

depicts the harmonic content in the magnetic field waveform and is determined by the following formula:

$$THD_B = \frac{\sqrt{\sum_{n=2}^{\infty} B_n^2}}{B_1} \quad (21)$$

where B_n is the magnitude of the n^{th} harmonic of the magnetic field in the rotor reference frame.

The concept of the effective frequency is employed in the developed models utilized in this project as it simplifies the emulation of similar field conditions as the ones in a rotor of an electrical machine in terms of the iron losses.

4 FEM simulations in 2D

The purpose of the setup that will be created is to subject the test object to conditions similar to the ones of a rotor in a SPSM, excluding any rotational or linear motion. As a result, instead of rotating the test object, the goal is to create a traveling wave of magnetic flux density B in an air gap in front of the test object. This traveling wave should be sinusoidal both in time and in space, as the concept of effective frequency is employed [47]. In this chapter, the idea of creating a traveling wave of magnetic induction is examined in simple 2D models and in addition to this, the final 2D model is presented.

4.1 Initial investigation - emulation of a traveling wave

The first step of the investigation is to examine the feasibility of producing a traveling wave of B in a simple 2D model. The examination is conducted using the FEM software ANSYS 2D Maxwell (Ansys Electromagnetics Suite version 17.1.0). All the materials that are used in the simulations are from the built-in SysLibrary except for the steel M400-50A that was imported in the material library of the software. The properties of this SiFe steel can be found in Chapter 8 - Enclosures.

4.1.1 Models with toroid magnetic core

The initial idea was to design a model that resembles the geometry of an electrical machine and the field distribution inside it, labeled Model A. The design of Model A is presented in Figure 13. It consists of a toroid magnetic core made from the material M400-50A and a 6-pole 3-phase winding of phase sequence $+A -C +B -A +C -B$. This winding is directly wound on the core and not placed in slots, as their presence would induce further space harmonics. Also, the test object, with a DC excitation winding on it, is placed in the center of the torus. The shape of the test object is selected to be rectangular, with two of its faces curved. Each one of these curved sides is facing a pole pair of the ac winding.

The characteristics of the system are presented in the following table:

	Value	Unit
Frequency, f	50	Hz
Current in the winding of phase A, I_A	$234 \cdot \sin(100 \cdot \pi \cdot \text{time})$	A-t
Current in the winding of phase B, I_B	$234 \cdot \sin(100 \cdot \pi \cdot \text{time} + \frac{2\pi}{3})$	A-t
Current in winding of phase C, I_C	$234 \cdot \sin(100 \cdot \pi \cdot \text{time} - \frac{2\pi}{3})$	A-t
Current in the winding of DC excitation, I_{DC}	22050	A-t
Air gap length	2	mm
Model depth	100	mm

Table 1 : Properties of Model A

It should be noted that all windings are considered to be composed of one conductor for simplicity. For this reason, the unit of the current is defined as ampere-turns (A-t) instead of amperes (A) in the above table. For instance, if the DC winding was dimensioned using the AWG system, the appropriate cable would have been 10 AWG and the resulting current would have amplitude of 26.31 A. The amplitudes of DC and AC current mentioned in Table 1 are selected so that the current density of the windings is 5 A/mm^2 , considering AC and DC copper fill factors 0.4 and 0.7 respectively [48], [49]. The choice of

this current density is made based on the typical values for natural air-cooling in electrical machines [34]. Furthermore, the only restriction for the initial dimensions of the model through this primary investigation is to avoid heavy saturation both on the magnetic core and on the test sample.

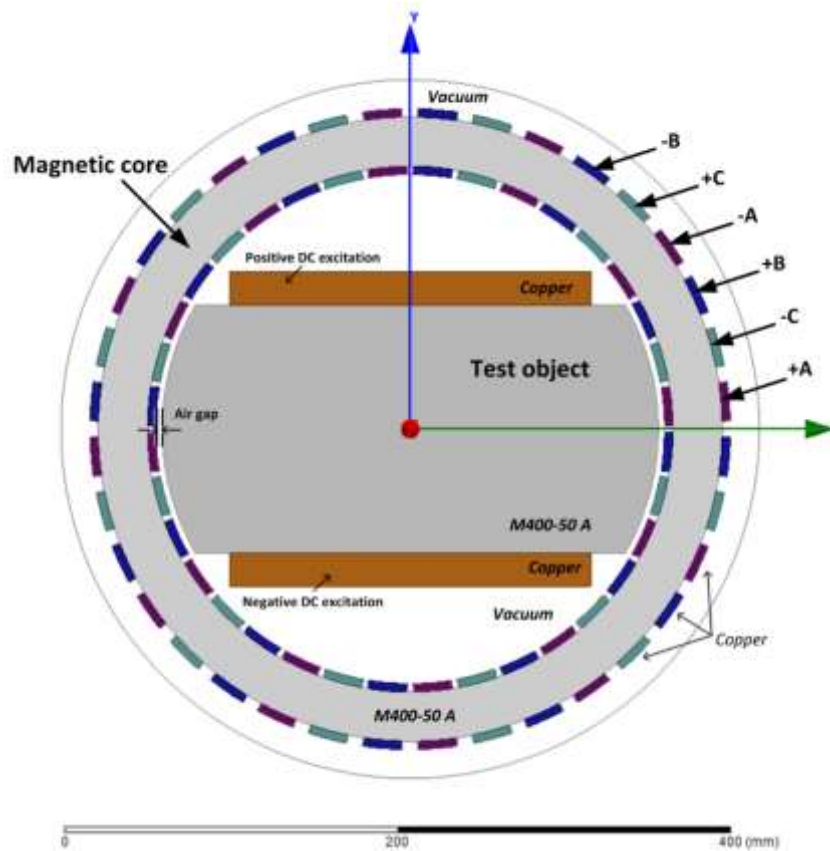


Figure 13 : Geometry of Model A

As a first step, the magnetic flux density $B(t)$ should be examined at a point in the middle of the air gap in the area in front of the test object (Point A – Figure 14). It can be seen in Figure 15 that it varies sinusoidally in time, as expected, due to the sinusoidal current supply in the setup. A DC offset is present due to the excitation of the test object.

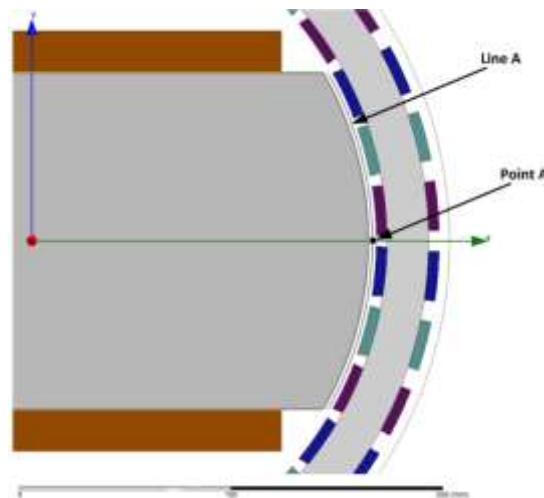


Figure 14 : A close up of the air gap in Model A

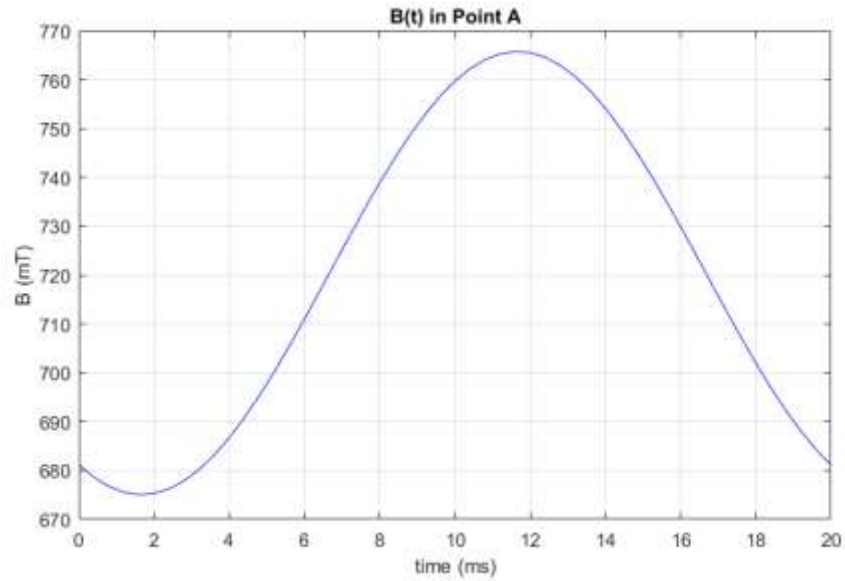


Figure 15 : Magnetic Flux Density $B(t)$ in Point A in Model A during one electrical period $T=20\text{ms}$

In addition, the magnetic field should be observed in space. For this purpose, a line is placed along the middle of the air gap in the x-dimension that has the same length as the edge of the test object (Line A –Figure 14). The waveforms of the recorded magnetic flux density $B(x,t)$ in this line for 51 consecutive time instants with time step = 0.4 ms during one electrical period $T=20\text{ ms}$ create a traveling wave, as it is shown in Figure 16.

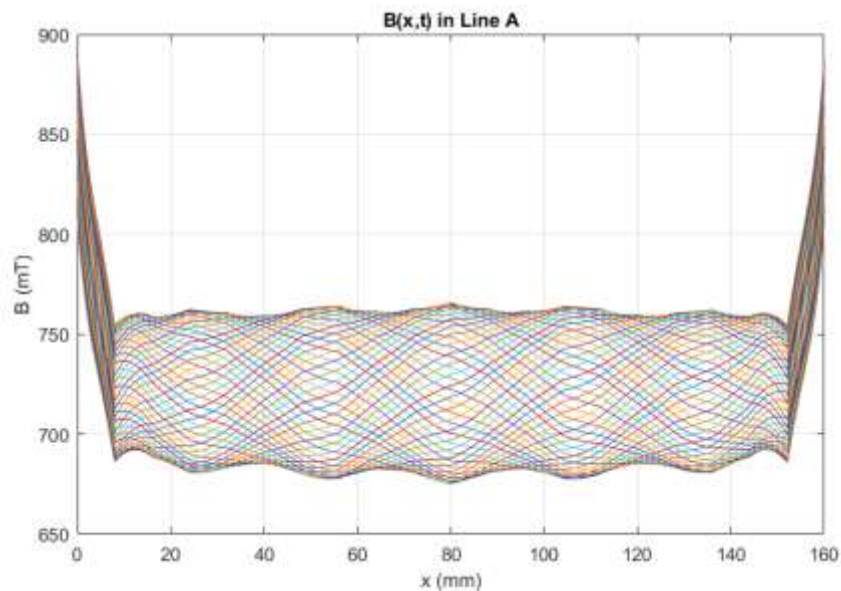
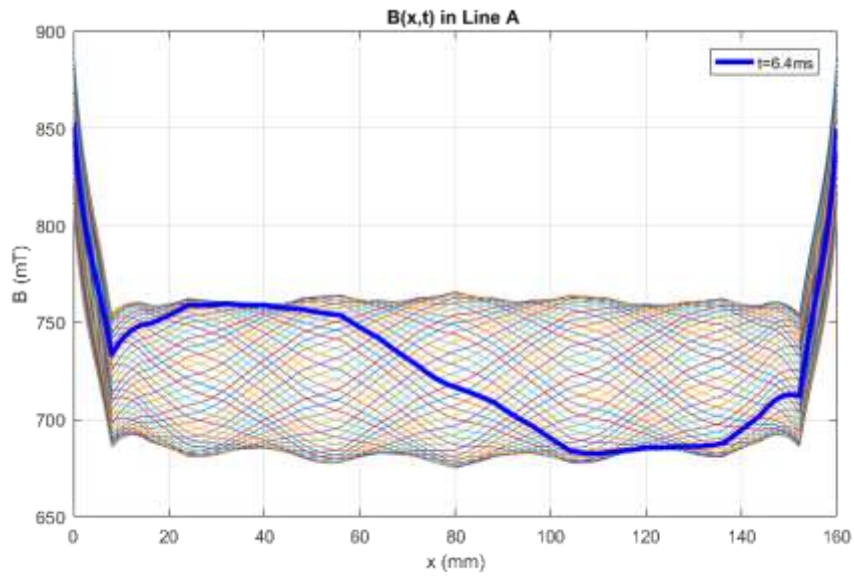


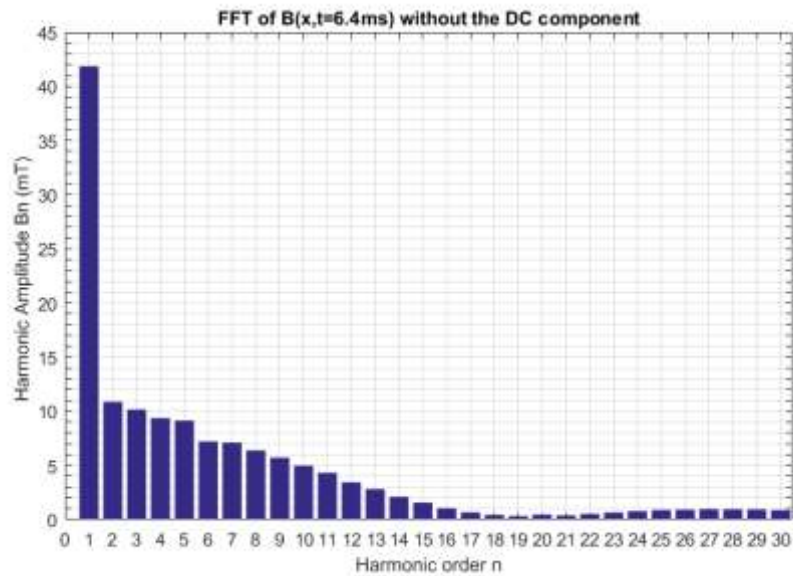
Figure 16 : Traveling wave of magnetic flux density $B(x,t)$ in Line A in Model A for 51 consecutive time instants with a time step of 0.4 ms during one electrical period $T=20\text{ms}$

Upon closer examination of one random time instant $B(x, t=6.4\text{ms})$ and its harmonic content in Figure 17, it can be seen that the waveform deviates from a pure sinusoidal shape as it is distorted due to harmonics. These harmonics that distort the waveform are of space origin, as the current supply is purely sinusoidal. Moreover, on both sides of the waveform high-intensity magnetic field is noticeable. These regions correspond to the area in front of

the two corners of the test object. The flux in these corners is bending in order to follow the shortest path between the magnetic core and the test sample and therefore, leakages result from the high concentration of fringing flux (Figure 18).



(a)



(b)

Figure 17 : (a) Highlighted time instant $t = 6.4 \text{ ms}$ of the traveling wave of magnetic flux density $B(x,t)$ and (b) its harmonic content in Line A in Model A

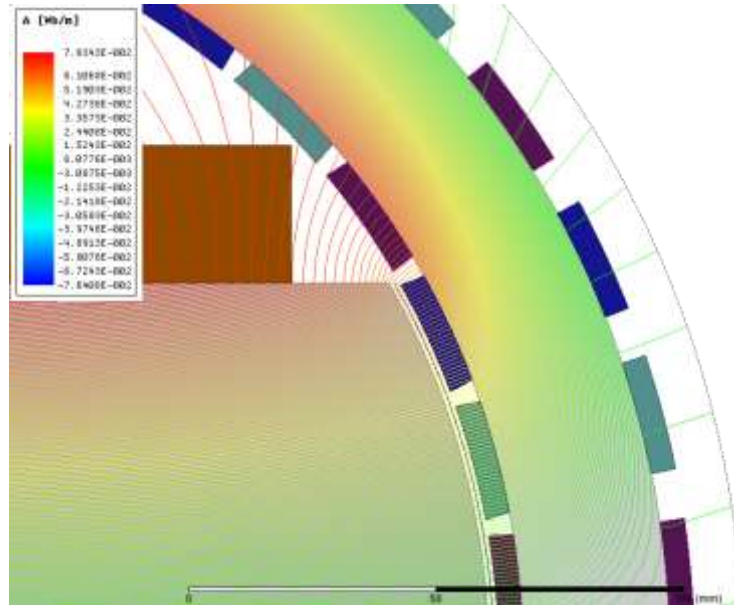
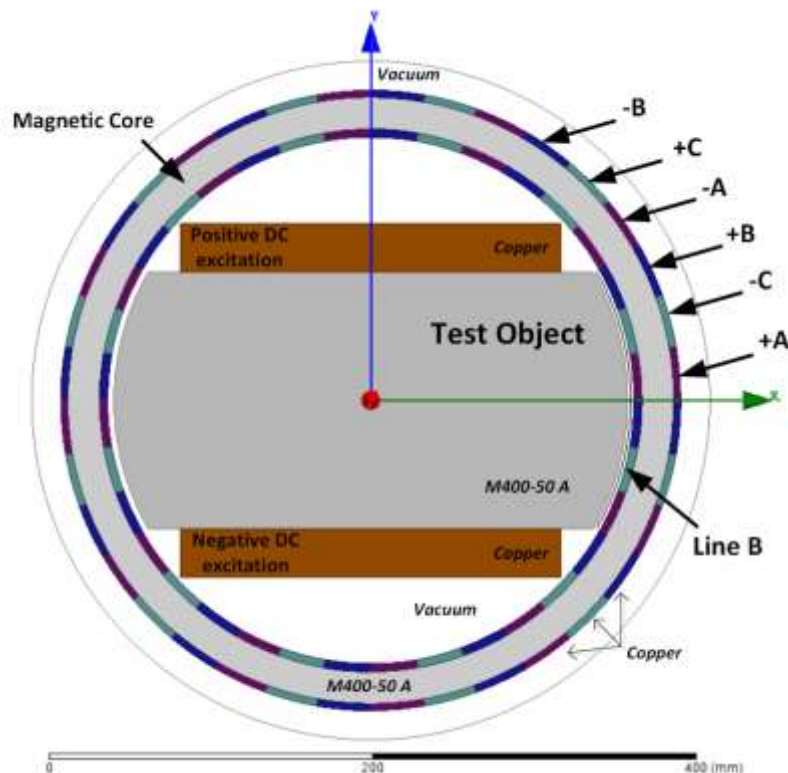
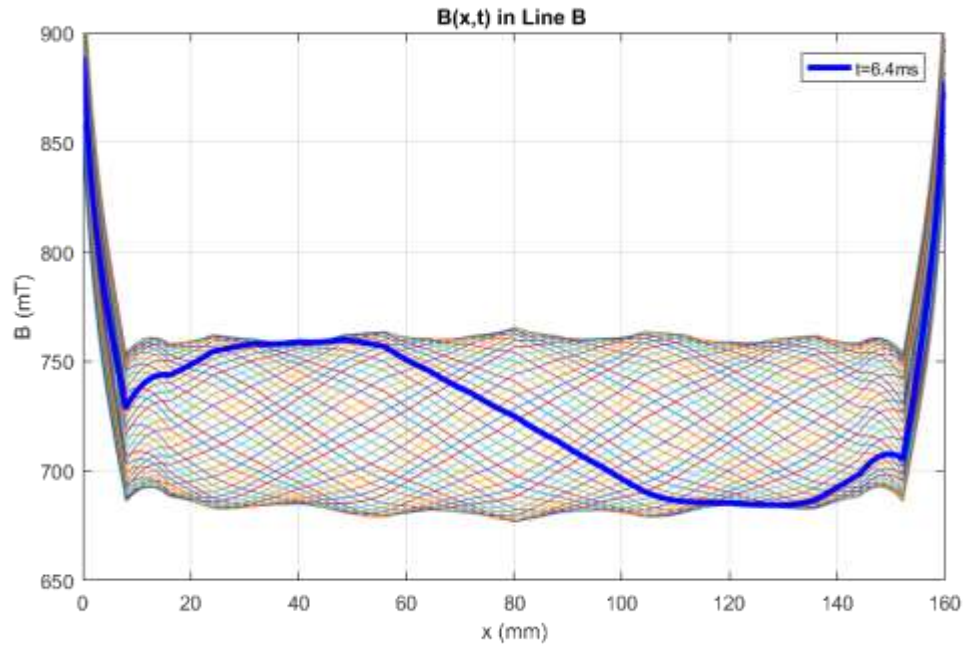


Figure 18 : Concentration of flux in front of the corners of the test object in the air gap of the Model A for the time instant $t = 6.4$ ms

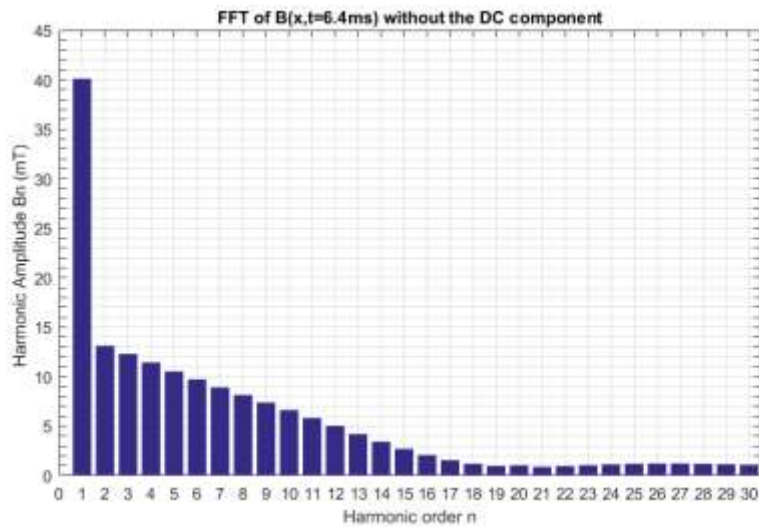
In order to further examine the relationship between the shape of the winding and the resulting space harmonics, a different winding configuration is investigated for this particular type of magnetic core with the same system characteristics as in Model A, which are mentioned in Table 1. More specifically a model with rectangular-shaped winding without air gaps between the phases is designed and analyzed. The geometry of this model, labeled Model B, as well as the traveling wave that is created in the air gap of the model are shown in Figure 19.



(a)



(b)



(c)

Figure 19 : (a) Geometry of Model B, (b) highlighted time instant $t = 6.4$ ms of the traveling wave of magnetic flux density $B(x,t)$ and (c) its harmonic content in Line B in the air gap of model B

As it is evidently depicted in Figures 16 and 19 both of the previous models generate similar results in terms of the magnetic induction in the air gap. However, the harmonics in the model B are found to reduce in a more even fashion as the harmonic order n increases compared to model A. It can be observed that the 6th harmonic in the model A especially has a smaller harmonic amplitude due to configuration of the winding in front of the test object which is separated by air gaps in 6 discrete phases.

In conclusion, the results shown in this section indicate that the creation of a traveling wave of magnetic induction is possible in a setup where any kind of mechanical motion is excluded. However, the geometry of the models utilized so far have certain disadvantages. The selection of a toroid magnetic core is not practical due to the confined space in the center, the limited geometrical parameters offered for optimization and the imposed restrictions on the shape of the test object. Specifically, it is estimated that a rectangular shaped test object with linear edges instead of curved ones and a linearly shaped magnetic core will reduce the unwanted effects of the space harmonics. Moreover, a test object with linear edges is easier to manufacture compared to one with curved faces. Consequently, further study on a linear rectangular core is considered appropriate.

4.1.2 Models with rectangular magnetic core

As a result of the previous conclusions, a model with linear rectangular core is designed and studied (Model 1). Its geometry is shown in Figure 20. It is comprised of a rectangular magnetic core with a 2-pole 3-phase winding of phase sequence +A –C +B –A +C –B. This winding is placed only in front of one edge of the test object, with which it has equal length.

The properties of Model 1 can be found in the following table:

	Value	Unit
Frequency, f	50	Hz
Current in the winding of phase A, I_A	$234 \cdot \sin(100 \cdot \pi \cdot \text{time})$	A-t
Current in the winding of phase B, I_B	$234 \cdot \sin(100 \cdot \pi \cdot \text{time} + \frac{2\pi}{3})$	A-t
Current in winding of phase C, I_C	$234 \cdot \sin(100 \cdot \pi \cdot \text{time} - \frac{2\pi}{3})$	A-t
Current in the winding of DC excitation, I_{DC}	22050	A-t
Length of the air gap, g	2	mm
Length of the lower air gap, g_2	2	mm
Model depth	100	mm

Table 2 : Properties of Model 1

It should be noted that all windings are considered to be composed of one conductor for simplicity. For this reason, the unit of the current is defined as ampere-turns (A-t) instead of amperes (A) in the above table. The above properties and the general characteristics of Model 1 are selected in accordance with the same restrictions as in the previous models with the toroid magnetic core (Table 1).

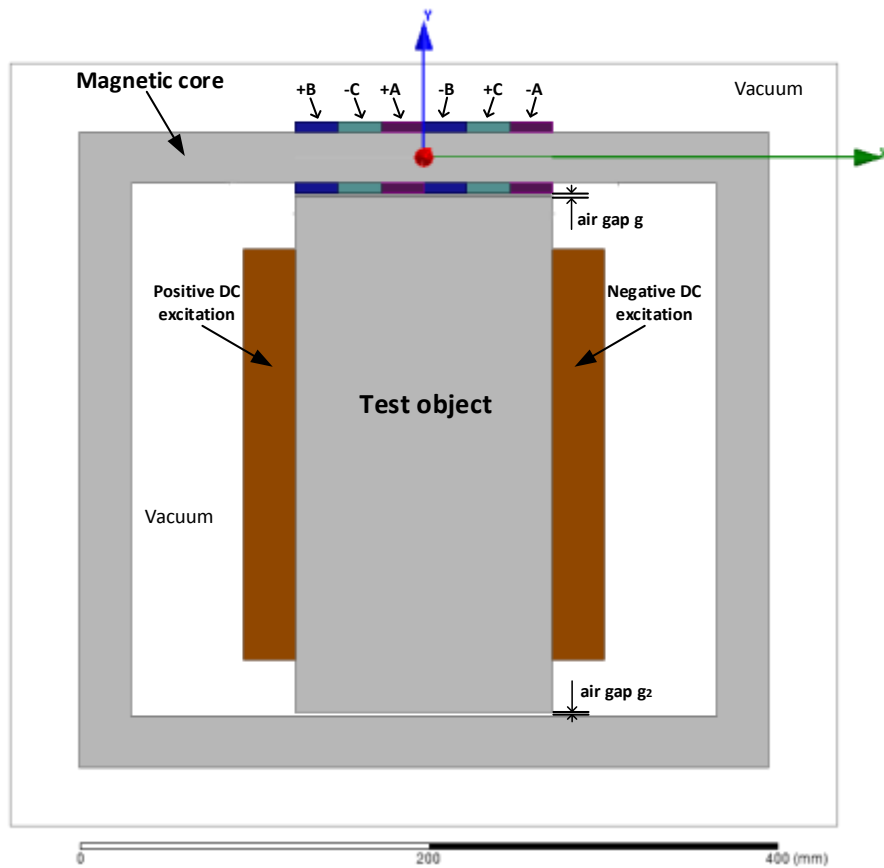


Figure 20 : Geometry of Model 1

As in the prior investigated models, the magnetic induction at a point in the middle of the air gap in the area in front of the test object (Point 1 – Figure 21) is proven to be sinusoidal, as it is shown in Figure 22.

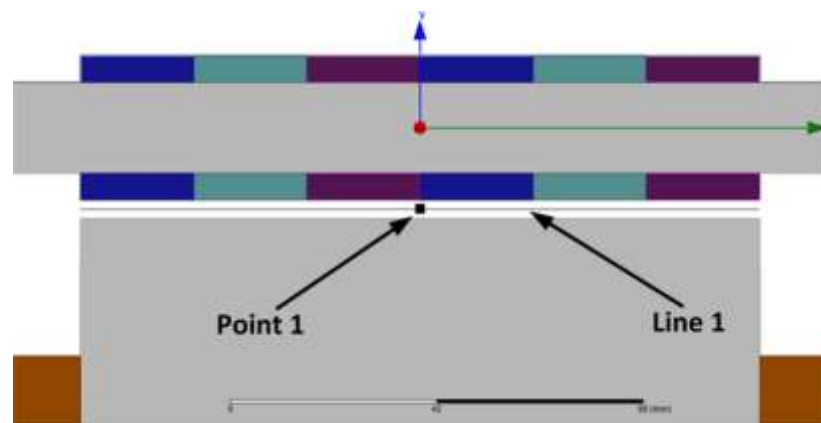


Figure 21 : A close up of the air gap in Model 1

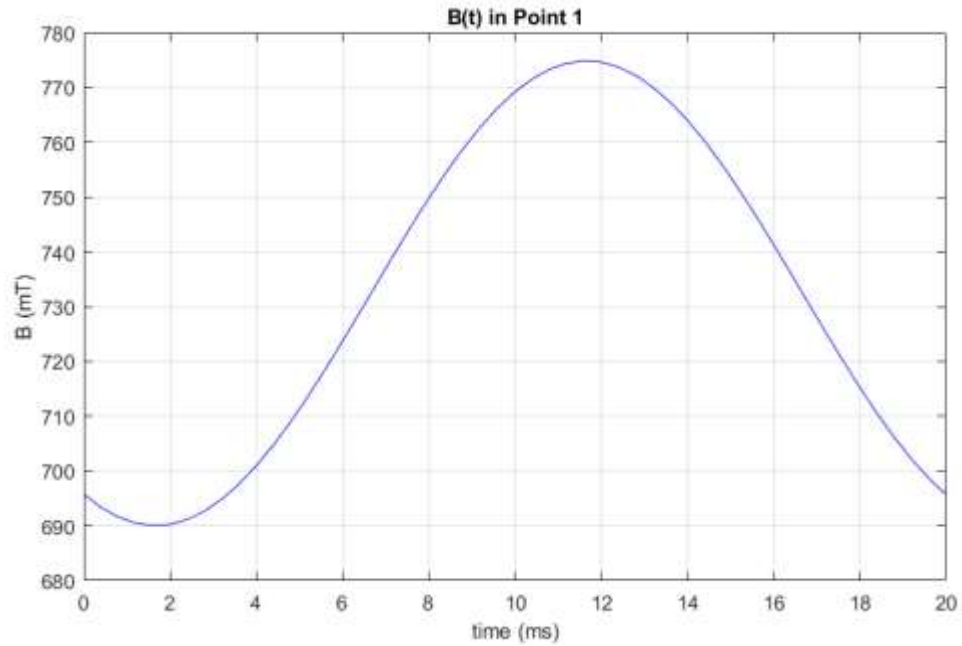


Figure 22 : Magnetic Flux Density $B(t)$ in Point 1 in Model 1 during one electrical period $T=20\text{ms}$

In Figure 23, the traveling wave of the magnetic field induction $B(x,t)$ in a line along the middle of the air gap g (Line 1 –Figure 21) for consecutive time instants with a time step of 0.4 ms during one period $T=20$ ms is presented. In contrast to the models with toroid core that were previously examined, the produced traveling wave in this case has variable amplitude for different time instants.

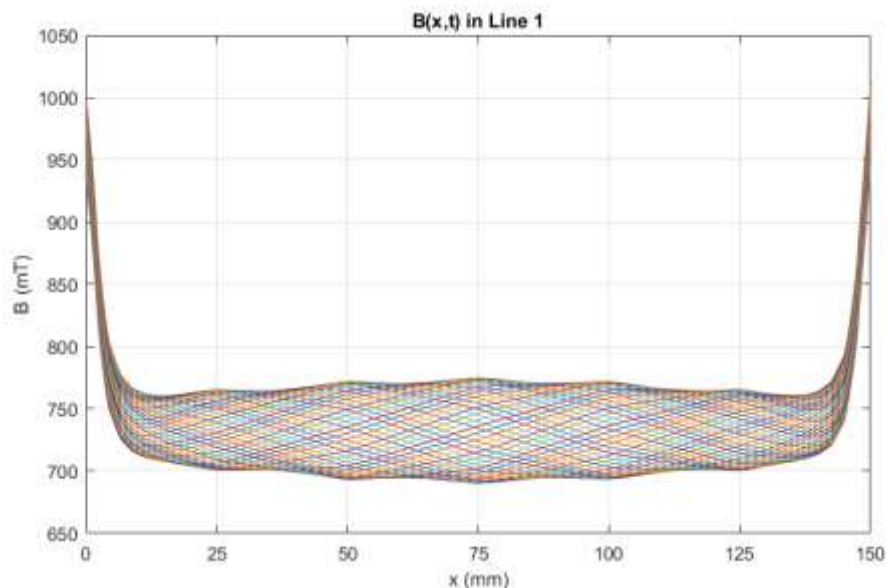


Figure 23 : Traveling wave of magnetic flux density $B(x,t)$ in Line A in Model 1 for 51 consecutive time instants of time step 0.4 ms during one electrical period $T=20\text{ms}$

This variance in the amplitude of the magnetic field for different time instants is only affected by the AC excitation. For this reason, certain cases with no DC excitation are

examined in order to determine the cause of this variance. The cases that are presented below correspond to the time instants where each AC phase is equal to 0. The investigation focuses on the part of the AC winding that is placed on the inner side of the magnetic core as this part produces the flux that is interacting with the test sample. Theoretically, the AC winding could have been placed only on the inner face of the magnetic core and not being wound around it. However, a configuration where the winding is wound around the magnetic core is selected as in this case, the winding has no end region. On the contrary, a configuration with only the inner part in reality would create an end region that would cause additional end effects in the magnetic field of the air gap [50].

4.1.2.1 Study of the variance in the amplitude of the traveling wave – Addition of the auxiliary winding

- Case 1: $t = 0.01$ s, $I_A = 0$, $I_B = -112\sqrt{3} A - t$, $I_C = 112\sqrt{3} A - t$, $I_{DC} = 0$

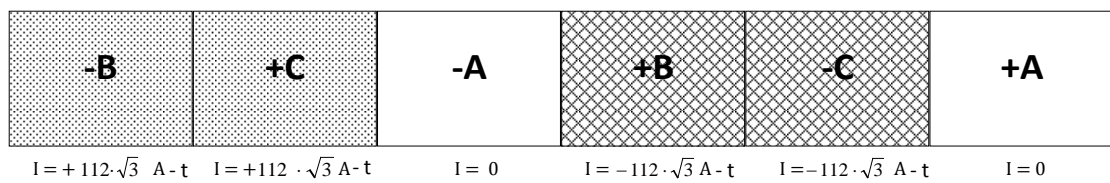


Figure 24 : Distribution of the inner part of the AC winding in Case 1

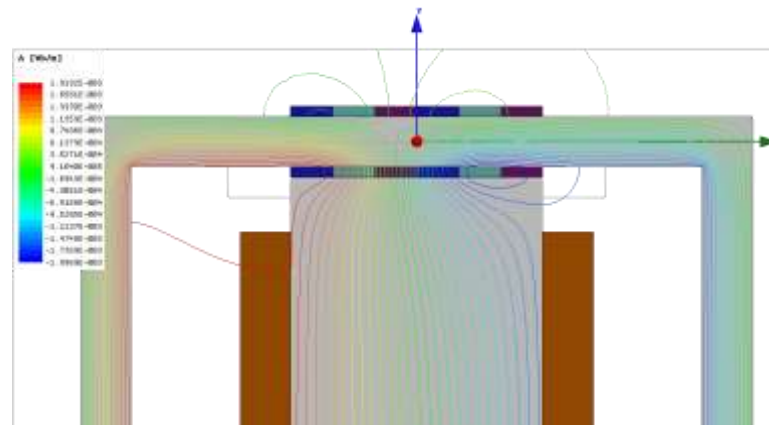


Figure 25 : Flux Lines for the Model 1 in Case 1

The distribution of the inner part of the AC winding for Case 1 is shown in Figure 24. It can be observed in Figure 25 that the “positive” flux produced by phases –B +C and the “negative” flux produced by phases +B –C of the inner part of the winding create two magnetic paths that close through the test sample and the magnetic core. In this case, the majority of the produced AC flux is crossing perpendicularly through the entire test object and as a result, the test sample is subjected to an almost unidirectional magnetic field. This result is not desirable as in a SPSM the pole shoe is exposed to a rotating AC field of higher harmonics that do not cross through the entire length of the rotor.

- Case 2: $t = \frac{1}{300}$ s, $I_A = 112\sqrt{3} A - t$, $I_B = 0$, $I_C = -112\sqrt{3} A - t$, $I_{DC} = 0$

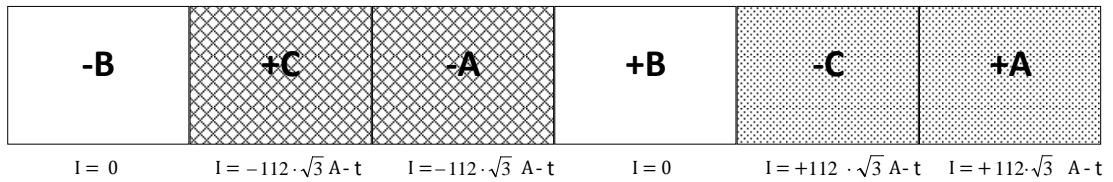


Figure 26 : Distribution of the inner part of the AC winding in Case 2

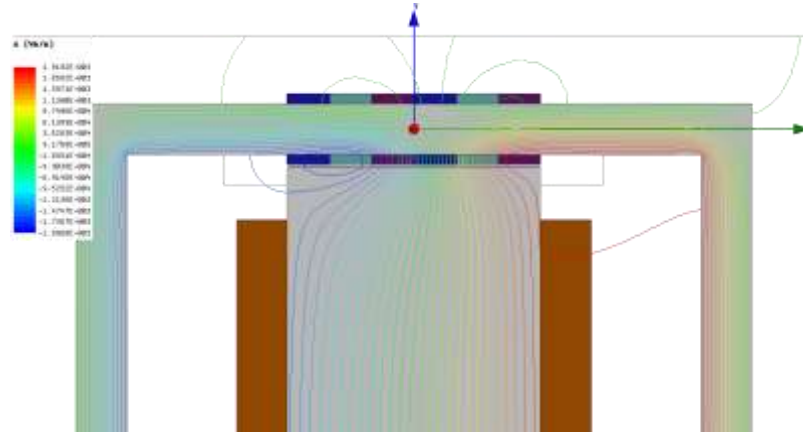


Figure 27 : Flux Lines in Model 1 for Case 2

The results in this case are similar as in Case 1 in terms of the magnetic flux that is crossing through the test sample (Figure 27).

- Case 3: $t = \frac{1}{150}$ s, $I_A = 112\sqrt{3} A - t$, $I_B = -112\sqrt{3} A - t$, $I_C = 0$, $I_{DC} = 0$

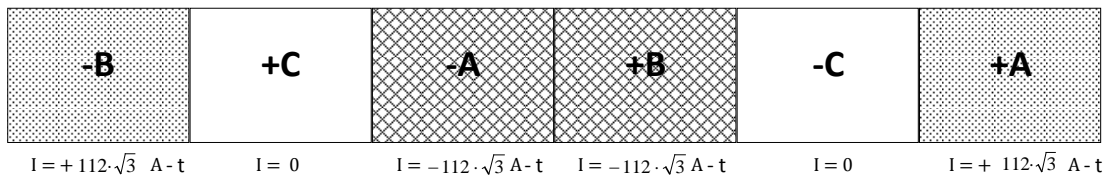


Figure 28 : Distribution of the inner part of the AC winding in Case 3

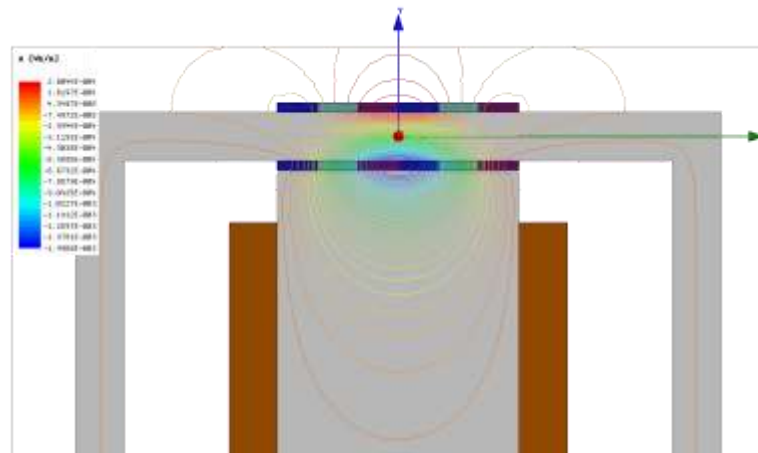


Figure 29 : Flux Lines in the Model 1 for Case 3

In this time instant, the 'negative' flux that is created by the phases $-A +B$ of the inner part of the winding (Figure 29) is crossing to the test sample through the air gap in closed loops, instead of crossing through the entire sample as in the previous cases. Therefore, the test object is subjected to a combination of rotating and linear magnetic field as in the pole shoe of a SPSM.

Consequently, the goal is to constantly create similar AC excitation conditions as in Case 3. This can be achieved by adding an auxiliary AC excitation on both branches of the magnetic core, with the same current as the phase C:

$$I_{aux} = I_C = 234 \cdot \sin\left(100 \cdot \pi \cdot \text{time} - \frac{2\pi}{3}\right) \text{ A} - t$$

This topology is called Model F and is depicted in Figure 30.

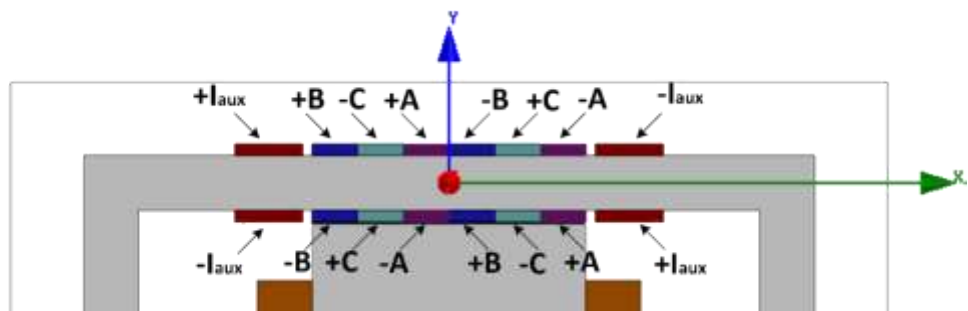
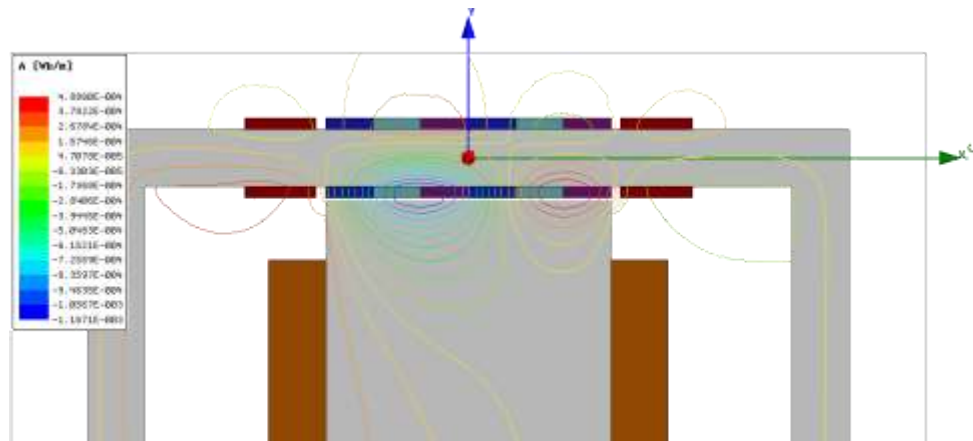
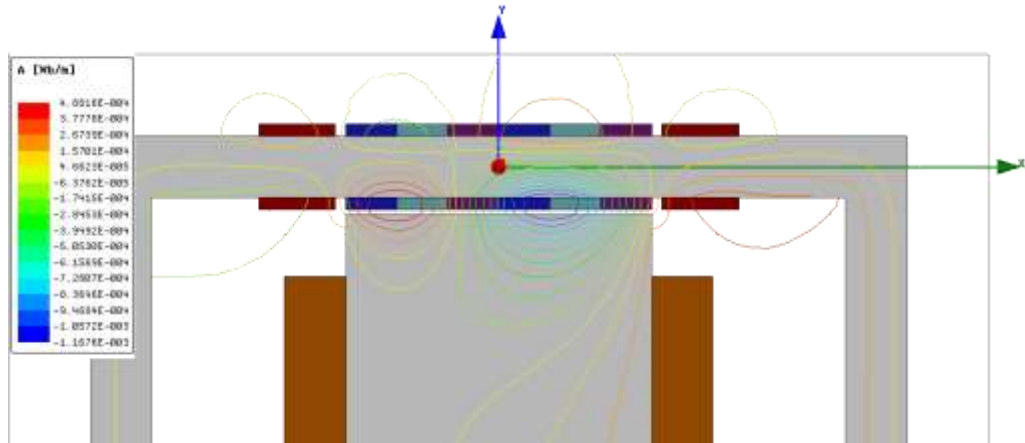


Figure 30 : Close up of the AC winding and the auxiliary excitation in Model F

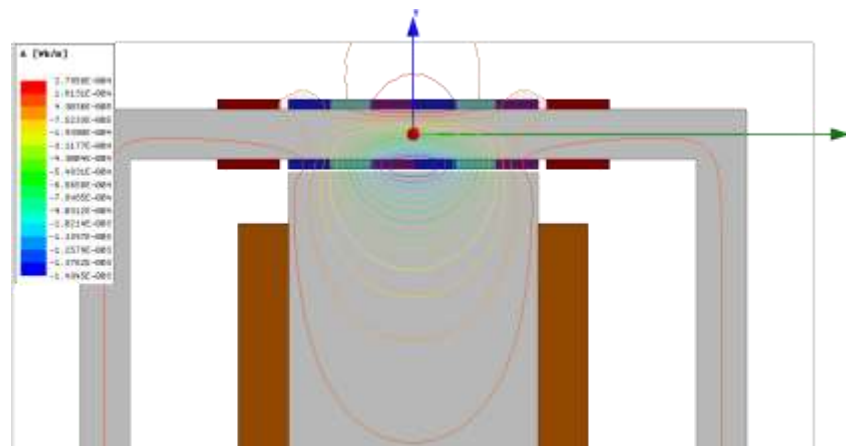
The effect of this auxiliary phase can be observed in Figure 31 for the time instants of the previous cases 1, 2 and 3. The 'positive' flux and 'negative' flux at every time instant create closed loops around the AC winding and only a small amount of flux crosses through the entire sample in the cases where the current in phase C is not zero.



(a)



(b)



(c)

Figure 31 : Flux Lines in Model F with $I_{DC} = 0$ for the time instants: (a) $t = 1/300$ s, (b) $t = 0.01$ s and (c) $t = 1/150$ s

4.1.2.2 Final results due to the auxiliary winding

If the DC excitation is switched on in Model F, the current of the auxiliary phase should be higher than the current of phase C in order to achieve constant amplitude of the traveling wave of the magnetic induction in the middle of the air gap g , depending on the value of the DC current. In the model with the properties mentioned in Table 2, the required current in the auxiliary winding is:

$$I_{aux} = 1.5 \cdot I_C = 351 \cdot \sin\left(100 \cdot \pi \cdot \text{time} - \frac{2\pi}{3}\right) A - t$$

This change in the amplitude of the required auxiliary excitation can be explained due to the increase of the magnetic permeability of the test sample. As it is depicted in Table 3, the increase due to the DC flux in the magnetic permeability is more significant in the test sample (Point T – Figure 32) than in the magnetic core (Point M – Figure 32). Consequently, additional flux needs to be produced by the auxiliary phase in order to render the magnetic core a more preferable path for the AC flux and to prevent it from crossing through the entire test object.

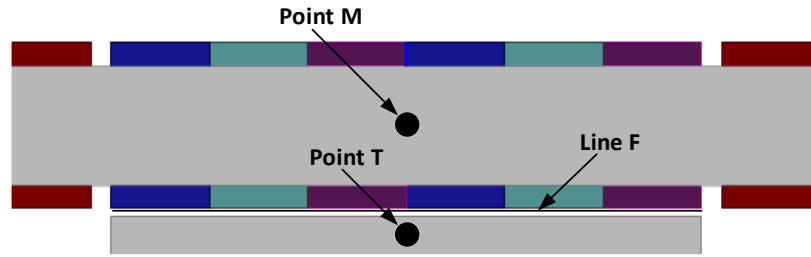
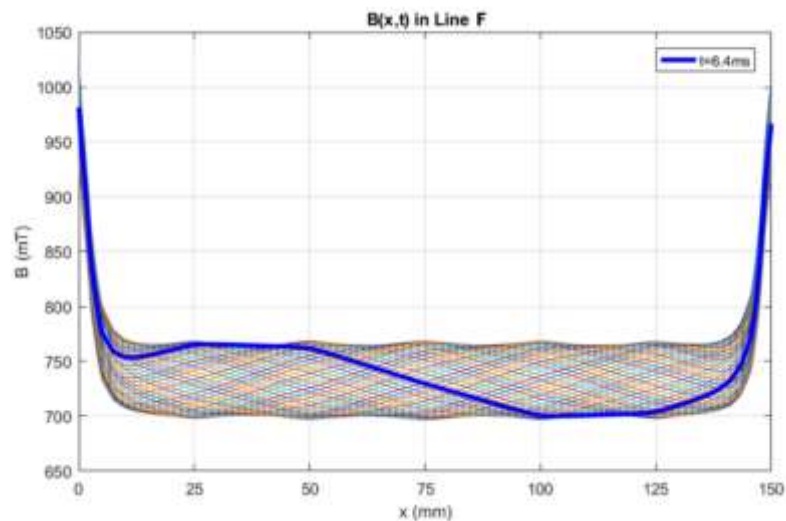


Figure 32 : Points of measurements in the magnetic core and the test object in Model F

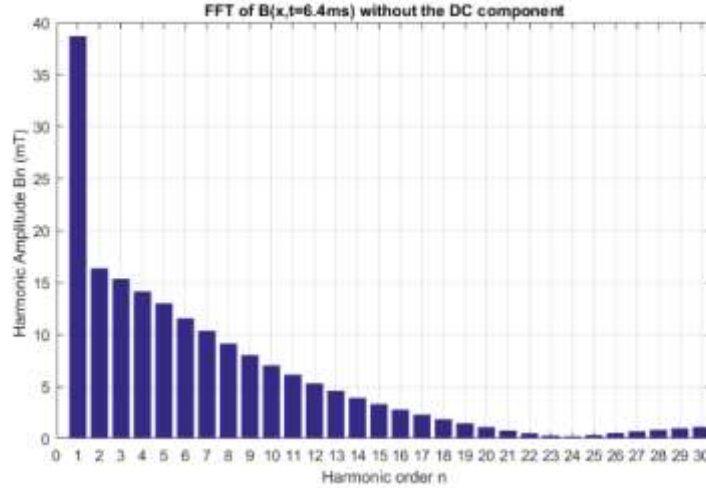
	$I_{DC} = 0$		$I_{DC} = 22500 \text{ A-t}$	
	Test sample (Point T)	Magnetic core (Point M)	Test sample (Point T)	Magnetic core (Point M)
Mean Value of Magnetic Induction, \bar{B}	$\approx 40 \text{ mT}$	$\approx 30 \text{ mT}$	$\approx 740 \text{ mT}$	$\approx 260 \text{ mT}$
Relative magnetic permeability, μ_r	2467	2467	7321	4218

Table 3 : Relative magnetic permeability in Model F for different conditions of DC excitation

In conclusion, the resulting traveling wave of magnetic induction in the middle of the air gap g (Line F – Figure 32) in Model F is shown in Figure 33. It is evident that the amplitude of the wave is nearly constant for different time steps, apart from a small variation caused by the winding distribution. Furthermore, the amplitude, the DC component and the leakages of the traveling wave are similar with the respective values of the traveling waves produced by the models with the toroid magnetic core. Nonetheless, the waveforms of the magnetic induction are smoother in this case as the harmonic content is smaller. In addition, a rectangular magnetic core is more optimizable and has more degrees of freedom. As a result, the model with a rectangular magnetic core and the additional auxiliary excitation (Model F) is selected to be used in the further investigation of the project.



(a)



(b)

Figure 33 : (a) Highlighted time instant $t = 6.4$ ms of the traveling wave of magnetic flux density $B(x,t)$ and (b) its harmonic content in Line F in Model F

4.2 Final 2D model

4.2.1 Setup specifications

The final setup that is designed has a real salient pole synchronous machine as a reference. Specifications derived from this machine are presented in Table 4.

Name	Property	Value
λ_{eff}	Effective Wavelength	50 mm
f_{eff}	Effective Frequency	1350 Hz
B_{DC}	DC value of Magnetic Induction in the middle of the air gap g	1.1 T
\hat{B}	Amplitude of Magnetic Induction in the middle of the air gap g	0.1 T

Table 4 : Specifications derived from the reference machine

In addition, certain requirements and restrictions are imposed on the design of the setup:

- The width w of the test sample is selected to be equal with one λ_{eff} .
- The setup should be able to provide an adjustable wavelength. Specifically, the number of the poles of the AC winding should have the possibility to change between two and four. In the simulations that are conducted, this is achieved by two separate models of 2-pole and 4-pole AC windings. For the practical implementation of an adjustable wavelength in the constructed setup, an investigation should be conducted on pole changing winding configurations such as the Dahlander pole-changing circuit [55].

- The current density of both the AC and DC winding should not exceed the respective values for natural air-cooling, preferably 5 A/mm^2 [38]. The AC and DC fill factors are considered 0.4 and 0.7 respectively [48], [49].
- The saturation of the magnetic core should be avoided as that could lead to extensive total iron losses of the setup.
- The overall size of the setup should be minimized as far as possible in order to achieve a feasible and economical design.

4.2.2 Sensitivity Analysis

4.2.2.1 Design parameters

The final 2D model needs to be optimized to a certain extent in order to meet the setup specifications and requirements that were mentioned in the section 4.2.1. As a result, sensitivity analysis is employed for parameters of interest. The geometrical parameters of the model that need to be considered in the optimization process are depicted in Figure 34, while their description and initial values can be found in Table 5.

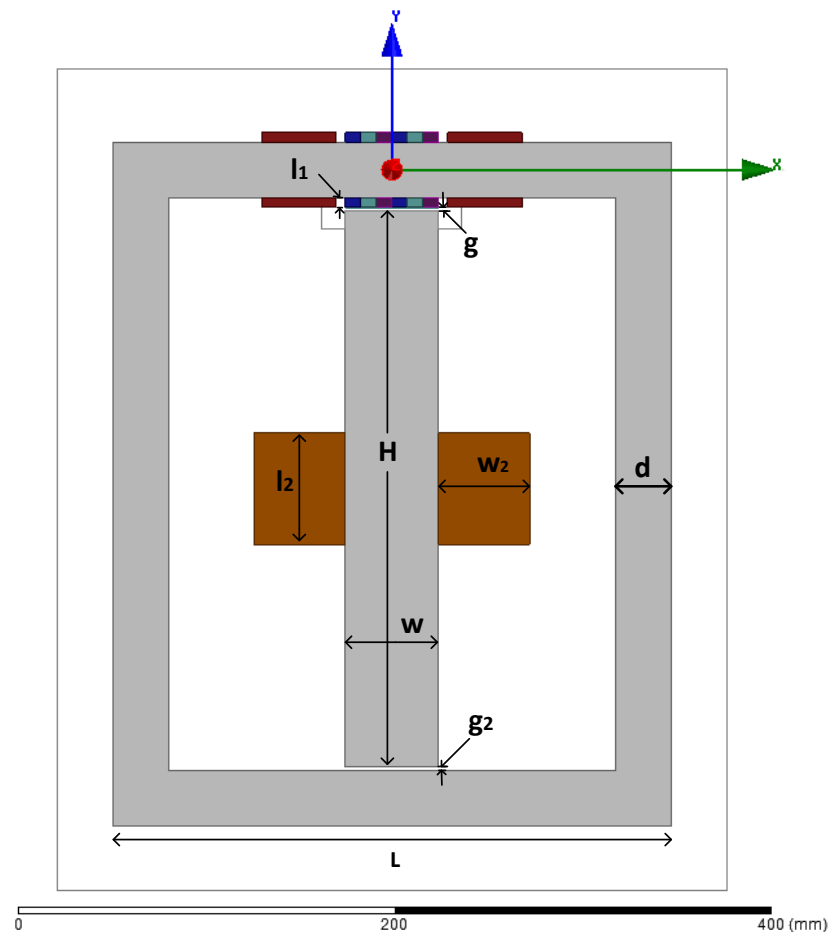


Figure 34 : Geometrical parameters of Model F

Name	Property	Initial Value
H	Height of the Test Object	300 mm
d	Width of the Magnetic Core	30 mm
L	Length of the Magnetic Core	300 mm
g	Air gap	2 mm
g_2	Lower Air gap	2 mm
l_1	Height of the AC Winding	6 mm
w_2	Width of the DC Winding	49 mm
l_2	Height of the DC Winding	50 mm
$depth$	Axial length of the Model	100 mm
I_{AC}	Amplitude of the current of the AC winding	100 A-t
I_{DC}	Value of the current of the DC winding	7500 A-t
I_{aux}	Amplitude of the current of the auxiliary winding	1.5*100 A-t

Table 5 : Initial values of the parameters of Model F

It should be noted that all windings are considered to be composed of one conductor for simplicity. For this reason, the unit of the currents is defined as ampere-turns (A-t) instead of amperes (A) in the above table. The choice of the initial values of the parameters mentioned in Table 5 was made based on the following criteria:

- The length L and the width d of the magnetic core as well as the height H of the test sample were selected in accordance with the dimensions of the test samples in the Epstein frame [35].
- The amplitude of the AC excitation I_{AC} was chosen so that the current density of the AC winding is 5 A/mm².
- The value of the DC excitation I_{DC} was calculated in order to produce a magnetic field in the middle of the air gap with DC value B_{DC} of 1.1 T, as it is required by the specifications (Table 4). Furthermore, the DC winding is placed in the center of the test object in order to achieve a local saturation and hence to prevent the AC flux from crossing through the entire sample. Consequently, the goal was to concentrate the DC winding as far as possible in the middle of the test sample without exceeding a reasonable width w_2 .
- The axial length of the model, $depth$, is selected long enough in comparison with the effective air gap (sum of l_1 and g) in order to limit the presence of end effects. Sensitivity analysis for this length is conducted on the 3D model (Chapter 5) where the impact of the end effects can be taken into account.

4.2.2.2 Simulation settings

The simulation settings of the FEM project used for the sensitivity analysis are presented in Table 6:

Project Properties	
Analysis Setup	
• Stop time	0.74074 ms
• Time step	0.0148148 ms
Boundary condition	Balloon

Table 6 : Project Properties of Model F

With the assignment of a balloon boundary condition around the model, the magnetic solver considers the region outside of the balloon boundary to be infinitely large. This means that the magnetic vector potential tends to zero at infinity.

The refined mesh for the regions of interest is depicted in Figure 35 while the respective mesh operations are presented in Table 7.

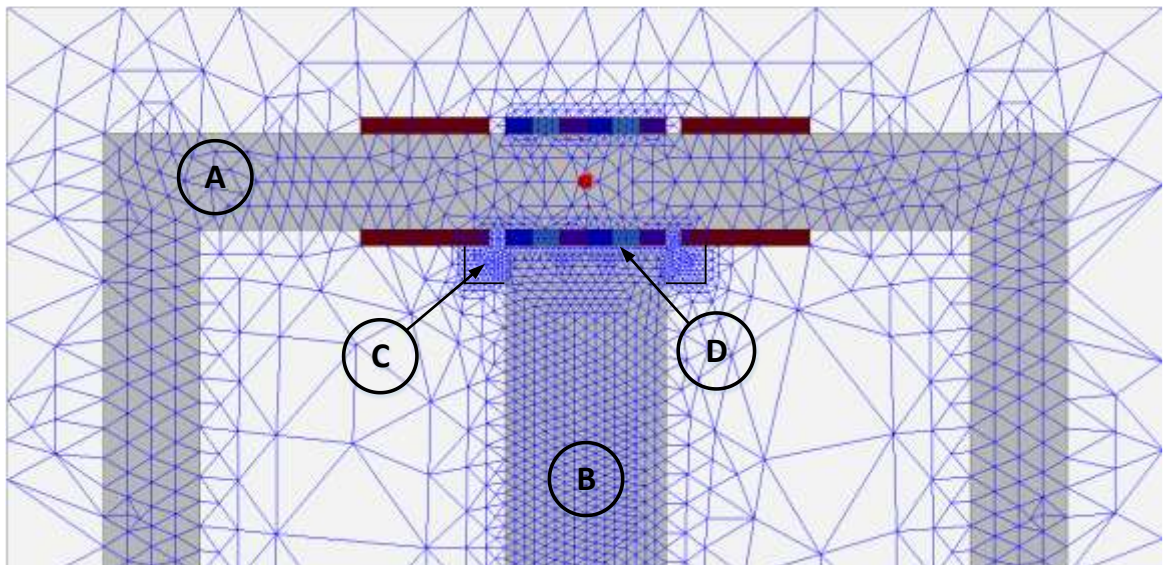


Figure 35 : Mesh of Model F during the sensitivity analysis

Region	Maximum Length of Elements (mm)	Number of elements
Magnetic core – A	10	3005
Test sample – B	5	3057
Air close to the air gap g – C	2	1201
AC winding – D	3	273

Table 7 : Mesh operations in Model F

4.2.2.3 Process of sensitivity analysis

i. STEP 1

The main objective is to achieve the intended traveling wave of magnetic induction $B(x,t)$ in the middle of the air gap g , defined by the model requirements mentioned in Table 4. As a result, a one-at-a-time sensitivity analysis (OAT) is conducted firstly for the parameter g and secondly for the parameter I_1 with respect to their impact on the shape of the traveling wave. During the process in step 1, the I_{DC} is always adjusted so that the B_{DC} is approximately 1.1 T.

- Sensitivity analysis for the parameter g

The process was undertaken for the values 0.5, 1, 2 and 3 mm. The impact of the different values of the parameter g on the amplitude of the traveling wave \hat{B} are depicted in Figure 36– (a), whereas the maximum value of the leakages on the two sides of the traveling wave B_{LEAK} in contrast with the DC requirements of the system can be observed in Figure 36– (b).

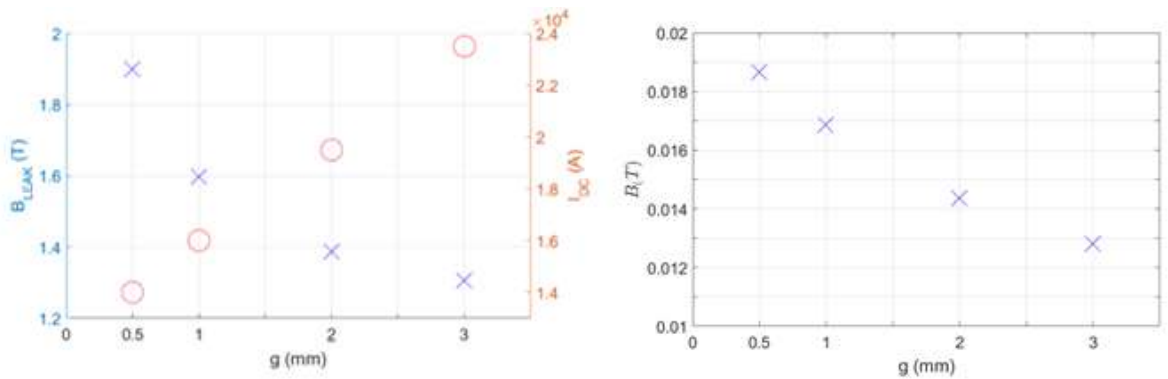


Figure 36 : The length of the air gap g versus (a) the amplitude of the traveling wave \hat{B} and (b) the maximum value of the leakages on the two sides of the traveling wave B_{LEAK} and the DC requirements

It is clear in the above figures that as g decreases, the effect of the leakages becomes more evident. However, the simultaneous increase in the value of I_{DC} in order to keep the B_{DC} fixed at 1.1 T is quite significant. In addition, the amplitude of the traveling wave is increasing in lower values of g . It is not considered valuable to examine smaller values of air gaps as an air gap length of 0.5 mm is assumed to reach the manufacturing tolerance [51]. Consequently, the value of 0.5 mm is selected for the parameter g .

- Sensitivity analysis for the parameter I_1

The values that were examined for the width of the AC winding I_1 are 4, 5 and 6 mm. The amplitude I_{AC} is adjusted in every step in order to maintain the current density of the winding at 5 A/mm². The results of the analysis are presented in Figure 37.

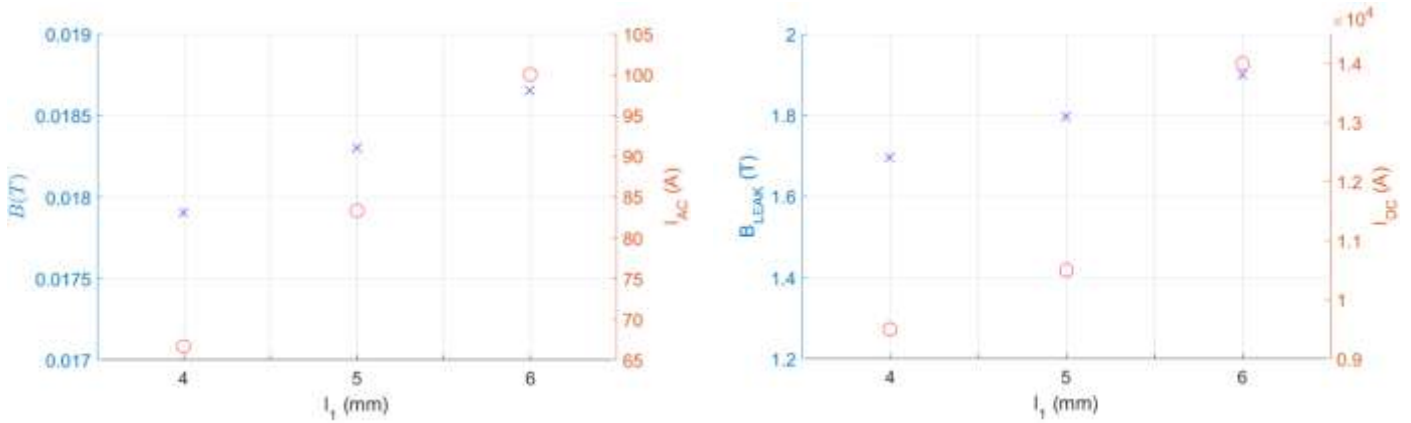


Figure 37 : The effect of the parameter l_1 on (a) the amplitude of the traveling wave \hat{B} and (b) the maximum value of the leakages on the two sides of the traveling wave B_{LEAK}

The sensitivity analysis depicts that an increase in the parameter l_1 causes also an increase in the amplitude \hat{B} as well as in the leakages of the traveling wave. The value that is selected for this parameter is the 5 mm, as it provides the best tradeoff.

In all the previous cases, however, the amplitude \hat{B} deviates significantly from the value of 0.1 T, which is the target in order to meet the setup specifications (Table 4). As a result, the current density of the AC winding needs to be increased in higher levels than 5 A/mm². The current density that is selected is 20 A/mm². Although the respective \hat{B} for this current density is still smaller than 0.1 T, as it is shown in Table 8, higher values of current densities are excluded in order to avoid possible damages in the AC cables. A study should be made about techniques to achieve better fill factors in the AC winding, in order to decrease the required I_{AC} and the respective AC current density. An interesting idea would be the investigation of Litz wires with rectangular shape, as it is estimated that they can achieve 0.65 fill factor [56].

l_1 (mm)	I_{AC} (A-t)	\hat{B} (T)	I_{DC} (A-t)	B_{LEAK} (T)
5	332	0.073	10500	1.87

Table 8 : Current excitations and air gap magnetic field characteristics for AC current density= 20 A/mm²

ii. **STEP 2**

As a next step, the impact of the parameters L and d on the characteristics of the traveling wave $B(x,t)$ as well as on the core loss of the magnetic core is investigated. For the initial values of L and d and the values of g , l_1 and I_{AC} that resulted from step 1, the magnetic core is saturated. Consequently, the sensitivity analysis of L and d is conducted for higher values than the initials. The results of the investigation are presented in Figure 38.

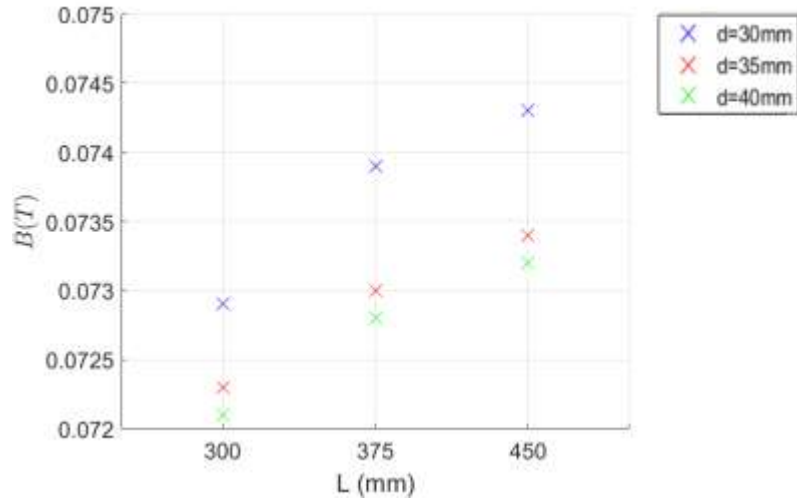


Figure 38 : The amplitude of the traveling wave \hat{B} versus the length L and the width d of the magnetic core

The previous analysis shows that the amplitude \hat{B} of the traveling wave is directly proportional to the length L and inversely proportional to the width d . The values that are selected for the final model are: $L=450\text{mm}$ and $d=35\text{mm}$, as a compromise between the maximization of the amplitude \hat{B} and the saturation of the magnetic core, (something that happens in the cases where $d=30\text{mm}$).

iii. **STEP 3**

Finally, the analysis is focused on the height H of the test object and the length of the lower air gap g_2 . During this step, the I_{DC} is adjusted so that the B_{DC} is approximately 1.1 T. The impact of the afore-mentioned parameters on amplitude \hat{B} of the traveling wave $B(x,t)$ in the middle of the air gap g can be observed in Figure 39. It is evident that for a constant value of the variable H , \hat{B} is not affected considerably by the parameter g_2 .

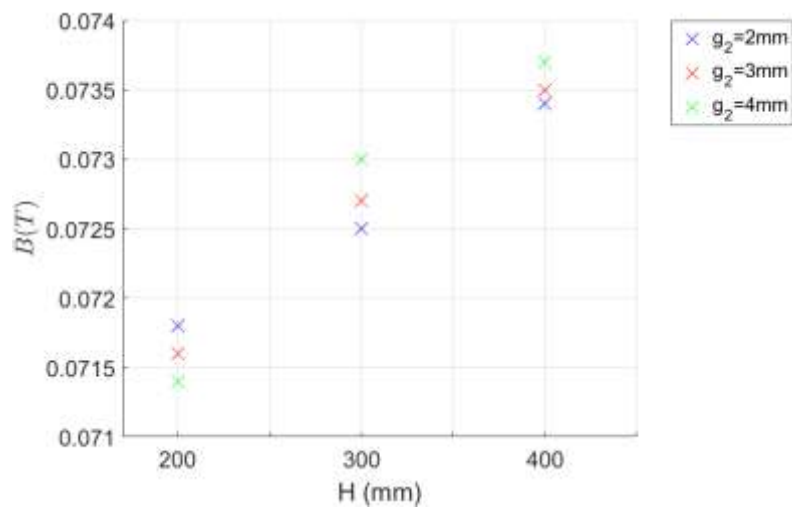


Figure 39 : The amplitude of the traveling wave \hat{B} versus the height of the test object H and the length g_2 of the lower air gap

In addition, the AC flux that is passing through the sample is affected by these two parameters. As it is already mentioned, this flux should be decreasing at greater depths of the test object and theoretically becomes zero in the middle of it (Point M – Figure 40). The values of the AC variation of the magnetic field in different points across the test sample for different combinations of H and g_2 are shown in Table 9. It is clear in this table that for values of H bigger than 200 mm, the AC flux is gradually decreasing until the middle of the test object, as it is actually happening in the rotor of a SPSM.

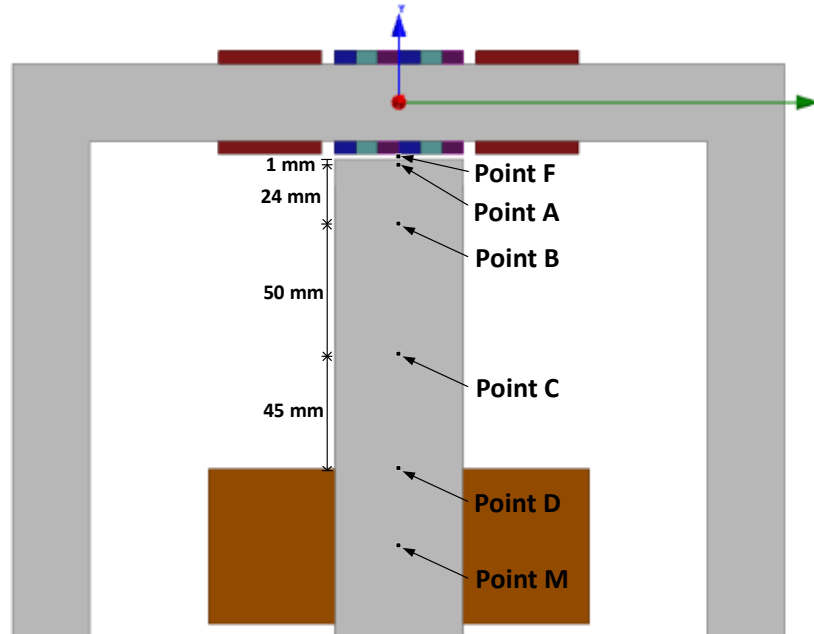


Figure 40 : Points in Model F for measuring the AC flux crossing the test object

		Point F (middle of the air gap g)	Point A	Point B	Point C	Point D	Point M (middle of the test object)
H (mm)	g_2 (mm)	AC variation - \widehat{B}_{AC} (T)					
200	2	0.0670	0.0352	0.0214	0.0193	0.0178	0.0184
	3	0.0678	0.0353	0.0203	0.0181	0.0166	0.0174
	4	0.0694	0.0360	0.0181	0.0157	0.0142	0.0143
300	2	0.0734	0.0407	0.0156	0.0131	0.0104	0.0093
	3	0.0727	0.0402	0.0152	0.0127	0.0100	0.0090
	4	0.0730	0.0397	0.0148	0.0122	0.0096	0.0086
400	2	0.0734	0.0437	0.0147	0.0122	0.0097	0.0066
	3	0.0735	0.0432	0.0145	0.0120	0.0095	0.0065
	4	0.0737	0.0425	0.0142	0.0117	0.0091	0.0063

Table 9 : AC variation across the test object in Model F

The values that are chosen for the final model are: $H = 300\text{mm}$ and $g_2 = 3\text{mm}$, taking into consideration the general attempt for minimizing the overall dimensions of the setup. For these values, the components of $B_x(t)$ and $B_y(t)$ are recorded in Point A in the test sample for one period $T=0.74074\text{ms}$. It can be observed in Figure 41 that the magnetic field in the test sample is rotating as in the pole shoe of a SPSM.

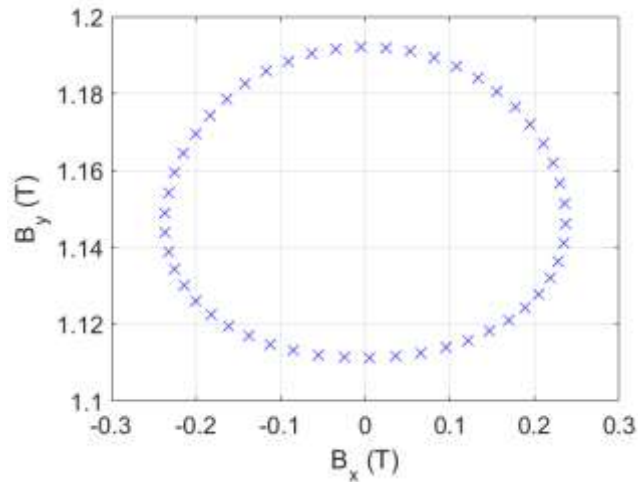


Figure 41 : Rotating magnetic field in the point A of the test sample

4.2.3 Results

The values of the parameters of the final model that resulted from the sensitivity analysis are presented in the following table:

Name	Property	Final Value
H	Height of the Test Object	300 mm
d	Width of the Magnetic Core	35 mm
L	Length of the Magnetic Core	450 mm
g	Air gap	0.5 mm
g_2	Lower Air gap	3 mm
l_1	Height of the AC Winding	5 mm
w_2	Width of the DC Winding	49 mm
l_2	Height of the DC Winding	50 mm
I_{AC}	Amplitude of the current of the AC winding	332 A-t
I_{DC}	Value of the current of the DC winding	10500 A-t
I_{aux}	Amplitude of the current of the AC winding	$1.5 \cdot 332$ A-t

Table 10 : Final values of the parameters in Model F

It should be noted that all windings are considered to be composed of one conductor for simplicity. For this reason, the unit of the currents is defined as ampere-turns (A-t) instead of amperes (A) in the above table.

Consequently, the traveling wave of magnetic induction in the middle of the air gap g in Model F after the process of the sensitivity analysis is shown in Figure 42. In addition, its characteristics are mentioned in Table 11.

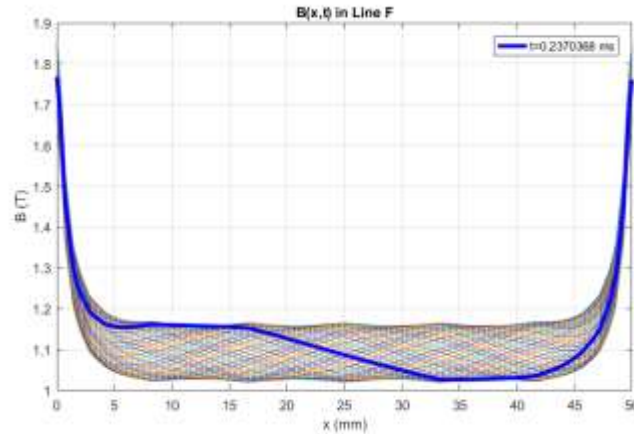


Figure 42 : Final traveling wave $B(x,t)$ in Line F in Model F

Name	Property	Value
B_{DC}	DC value of Magnetic Induction in the middle of the air gap g	1.093 T
\hat{B}	Amplitude of Magnetic Induction in the middle of the air gap g	0.0727 T
B_{LEAK}	Maximum value of leakages on two sides of the traveling wave of magnetic induction in the middle of the air gap g	1.8577 T

Table 11 : Characteristics of traveling wave in Line F in Model F

The prior analysis corresponds to the scenario with a 2-pole AC winding. A close up of the respective model with 4-pole AC winding is depicted in Figure 43, labeled Model F₂. In this case, the only parameter that should change is the amplitude of the AC phase current I_{AC} . Specifically, it should be half (166 A-t) in order to maintain the AC current density constant (20 A/mm²). Therefore, the traveling wave $B(x,t)$ has also half amplitude compared to the traveling wave in Model F (Figure 44). However, for the further theoretical investigation of this project the I_{AC} will be considered constant in the two winding configurations and equal to 332 A-t, in order to have comparable results between the models with 2-pole and 4-pole AC winding.

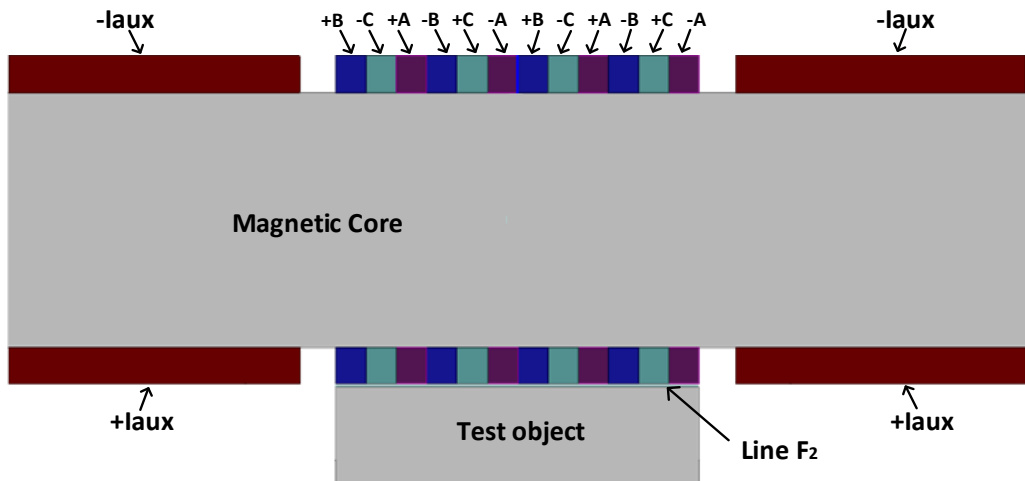


Figure 43 : Close up of the 2-pole-pair AC winding of the Model F₂

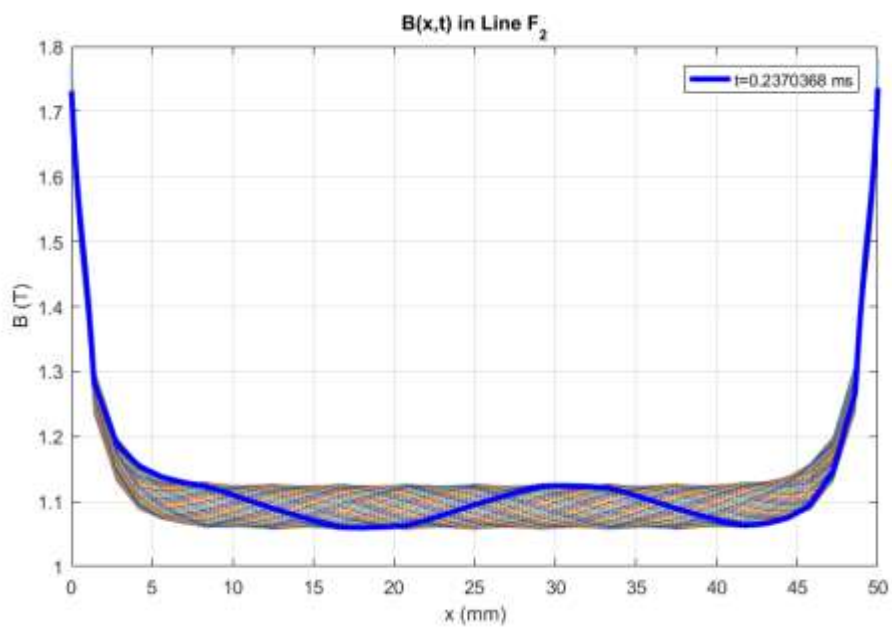


Figure 44: Traveling wave $B(x,t)$ in Line F₂ in Model F₂

5 FEM simulations in 3D

In the previous chapter, the 2D model of a setup designed to emulate eddy currents losses in conditions equivalent to the ones of a rotor in a SPSM was presented. The goal of conducting simulations in FEM models of the setup is to accurately predict the eddy current losses in the test sample before the stage of the experimental validation. However, the conventional core loss models that are incorporated in the 2D FEM software do not provide accurate predictions of eddy current losses, especially in the case of high frequencies that is examined in this project. Therefore, a 3D FEM model is developed and the direct eddy current simulation method is employed. In this chapter, the 3D model of the designed setup is presented and an eddy currents loss analysis is made for different materials (M400 50A and a construction steel) as well as lamination thickness (2mm and 0.5mm) of the test sample for the two configurations of the setup with 2-pole and 4-pole AC winding.

5.1 3D model description

The simulations are conducted using the FEM software ANSYS 3D Maxwell (Ansys Electromagnetics Suite version 17.1.0). All the materials that are used in the 3D model are from the built-in SysLibrary except for a construction steel and the steel M400-50A that were imported into the material library of the software. The properties of these steels can be found in Chapter 8 - Enclosures.

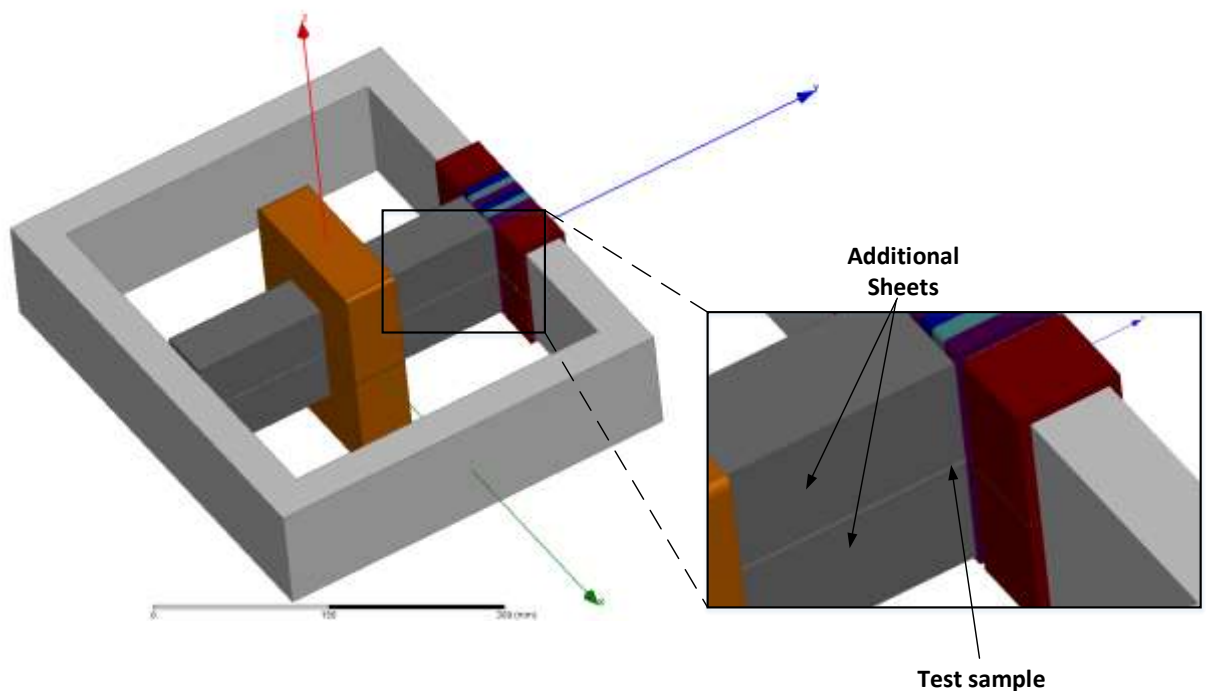


Figure 45 : Geometry of the 3D model

The 3D model that is designed has the same dimensions as the 2D model resulting from the sensitivity analysis and setup specifications (see tables 4 and 10). The geometry with the 2-pole AC winding and a 2mm thick test sample is depicted in Figure 45. It can be observed that at the top and bottom of the test sample two additional sheets are modelled. These domains have the same material assigned as the tested lamination. They are modelled to

avoid the end effects of the test setup influencing the field distribution in the middle lamination (test sample).

It was concluded from the investigation in the 2D model that the main part of the AC flux is concentrated in the front half of the test sample that is closer to the AC excitation (see Section 4.4.2.3 –Table 9). As a result, the analysis of the eddy currents loss is focused only on this area and the generated eddy currents in the rest of the test sample are considered negligible. In order to model with high accuracy, the front half of the test object is divided into thin layers of 0.1 mm width in the z direction. This length is equal to the skin depth, δ , that was calculated in the 2D model from estimated values of the $B(t)$ in the area of the test sample that is closer to the AC winding. In addition, the test sample is divided into 7 regions in the y direction, as it is presented in Table 12 in order to improve the mesh in the area closer to the AC winding where the eddy currents mainly arise. In Figure 46, the different regions in which the test object is divided for the case of 2mm lamination thickness are depicted.

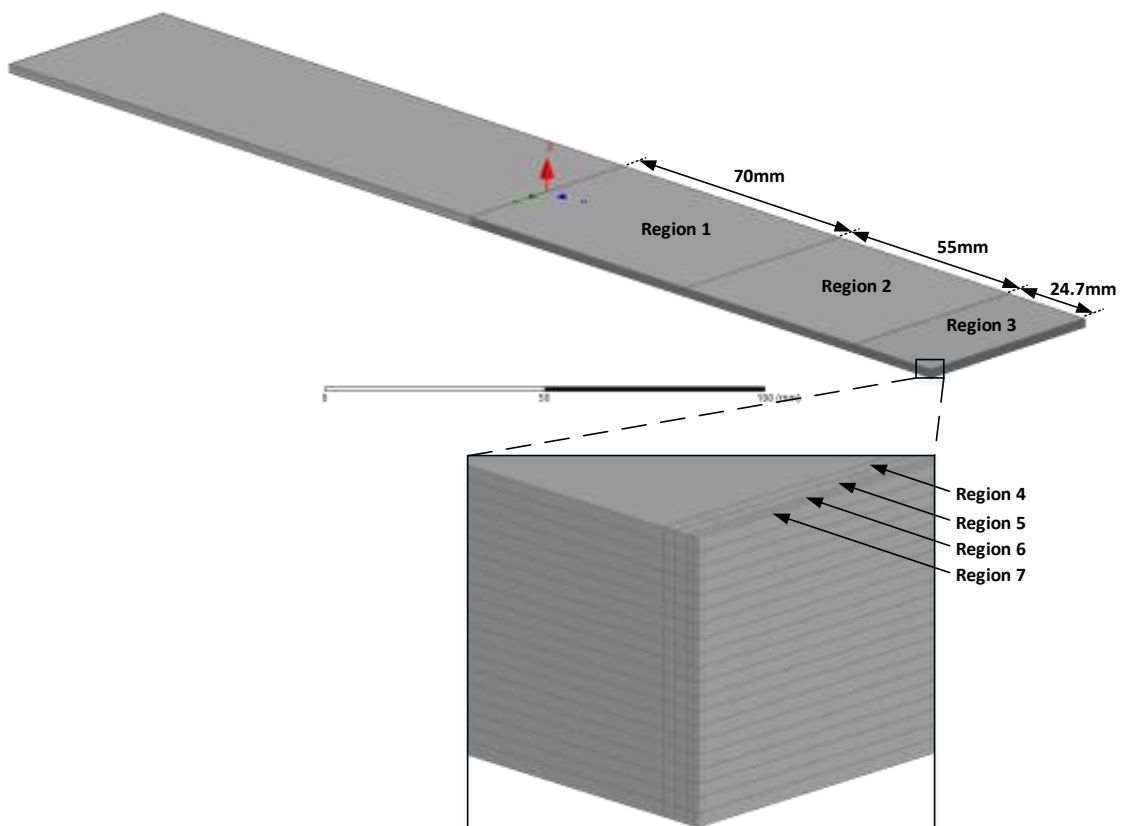


Figure 46 : Close up of the geometry of the test object in the case of 0.2mm lamination thickness

	Region 1	Region 2	Region 3	Region 4	Region 5	Region 6	Region 7
Width (mm)	70	55	24.7	0.1	0.1	0.05	0.05

Table 12 : Widths of the regions in the front half of the test object

In order to determine the appropriate depth of the setup, a sensitivity analysis is conducted in the model with 1-pole-pair AC winding and 2mm thick test sample. A small area in the air gap between the test object and the AC winding with depth equal to the thickness of the lamination is defined as air-gap g , as shown in Figure 47. In a line in the air-gap g between the test object and the AC winding, the produced traveling wave of magnetic induction $B(x,t)$ is recorded. As it is shown in Table 13 there is a discrepancy between the results of the 3D

and the 2D model for the depth of 100mm, especially in the DC value B_{DC} . This phenomenon is believed to be caused by the end effects in the model and especially due to the leakages at the top and the bottom surfaces of the geometry. In order to justify this claim, two odd symmetry boundaries are imposed on top and on bottom of the setup while the depth of the model is selected to be 100mm (Figure 48). The flux is considered to be entirely tangential on the surfaces that these boundaries are placed and as a result the depth of the model is assumed infinite. The elimination of the end effects in this case is indicated by the smaller deviation of the resulting B_{DC} from the respective value of the 2D model compared to the previous cases and by the lower value of B_{LEAK} .

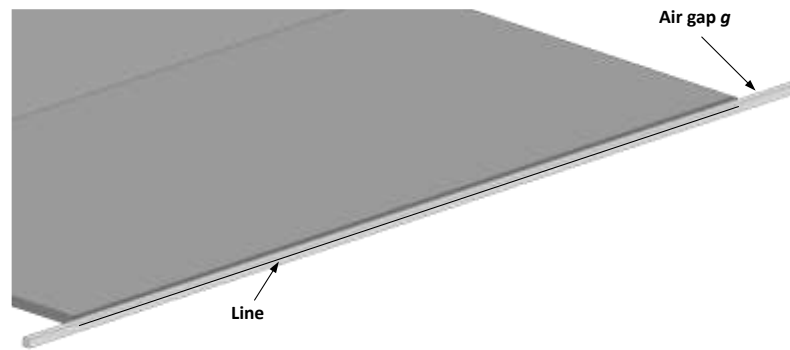


Figure 47 : Close up of the airgap g

Model	Depth (mm)	Mass of the active material (kg)	B_{DC} (T)	\hat{B} (T)	B_{LEAK} (T)
2D	100	64,64	1.0930	0.0727	1.8577
3D	100	64,64	0.8741	0.0732	1.7561
3D	200	122,28	0.9738	0.0748	1.7307
3D	300	179,91	1.0128	0.0760	1.7177
3D	500	293,23	1.0290	0.0630	1.7086
3D	100 with Symmetry boundaries	-	1.0663	0.0743	1.5947

Table 13 : Characteristics of the traveling wave of magnetic induction in the middle of the air gap g for the 2D model and different axial lengths of the 3D model

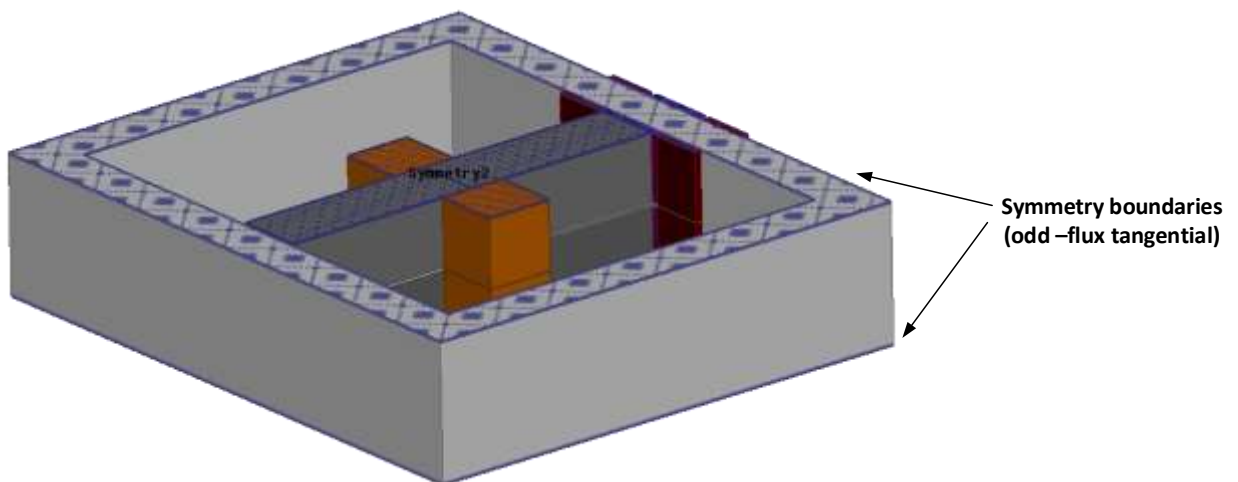


Figure 48 : Symmetry boundaries in the 3D model

To sum up, it is challenging to specify the optimal depth of the 3D model due to the strong presence of fringing fields that cause significant leakages. For higher depths (e.g. 300mm, 500mm), the resulting magnetic fields produced by the setup can be considered in accordance with the results of the 2D model (variance $\approx 10\%$). However, the mass of the active material (copper and steel) in these cases exceeds reasonable limits, as shown in Table 13. An additional analysis needs to be made in order to determine a way of decreasing the leakages by adjusting the parameters of the model adequately. As a result, the idealized model with the symmetry boundaries will be used for the further 3D investigation in this project (Figure 48).

5.2 Eddy current analysis

5.2.1 Simulation settings

The simulations settings of the 3D FEM project used for the eddy currents analysis are presented in Table 14:

Project Properties		
Analysis Setup		
• Stop time		2.22222 ms
• Time step		0.0148148 ms
Mesh operations (Maximum length of elements)		
• Test Object		
✓ Region 1		3 mm
✓ Region 2		0.8 mm
✓ Region 3		0.5 mm
✓ Region 4		0.18 mm
✓ Region 5		0.18 mm
✓ Region 6		0.18 mm
✓ Region 7		0.18 mm
• Air gap g		0.5 mm

Table 14 : Project properties of the 3D model

The duration of the simulations was selected to be 3 periods T ($T = \frac{1}{1350} \text{ s} \approx 0.74074 \text{ ms}$) in order for the eddy current losses to reach steady-state.

5.2.2 Eddy current analysis within the volume of the test object

In the designed setup, the time-varying magnetic field B , which is created by the AC winding, is inducing voltages inside the volume of the test sample. As the material of the test sample is conductive, these voltages result in the creation of eddy currents which flow in

closed loops in planes perpendicular to the magnetic field B [52]. According to the Maxwell - Faraday equation:

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (22)$$

where $\nabla \times$ is the curl operator and E is the spatially-varying, non-conservative electric field of the eddy currents induced by the time-varying magnetic field B of the AC excitation [53]. If E is defined by the Ohm's Law, the above equation becomes:

$$\nabla \times J = -\sigma \cdot \frac{\partial B}{\partial t} \quad (53)$$

where J is the density of the eddy currents induced within the test sample and σ is the electrical conductivity of the material of the test sample. Therefore, the magnitude of the eddy currents density is proportional to the rate of change of the magnetic field, $\partial B/\partial t$, and to the conductivity, σ , of the material of the test sample.

An investigation of these resulting eddy currents is made in the case of the setup with 1-pole-pair AC winding and test sample of 2 mm lamination thickness and of the material properties equivalent to SiFe steel grade M400-50 A. The examination takes place during the 3rd period T ($t=1.48148$ ms - 2.22222 ms), where the initial transients have passed.

5.2.2.1 Investigation of eddy currents in regions 1, 2 and 3 of the test sample

For the time instant $t=1.48148$ ms, the vectors of the eddy currents density J on the external surface of the top layer in Regions 1,2 and 3 of the test sample are depicted in Figure 49. It is evident that in Regions 1, 2 and in approximately half the Region 3, a main loop of eddy currents is created due to the linear AC magnetic field in the test sample. As it is shown in the 2D investigation in Section 4.4.2.3, the amplitude of this alternating magnetic field is gradually decreasing towards the middle of the test sample, resulting in a proportional reduction in the magnitude of the eddy currents density.

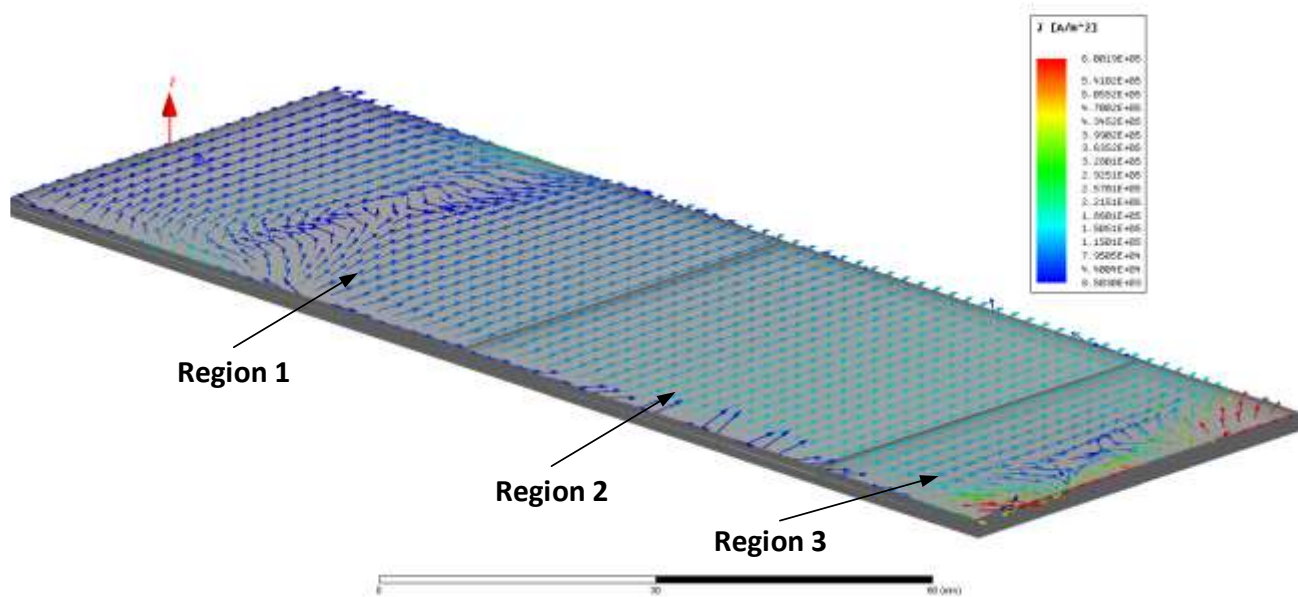


Figure 49 : Direction of eddy currents on the external face of the top layer in Regions 1, 2 and 3 of the test sample for $t=1.48148$ ms

Moreover, the direction of the eddy current density vectors is based on the polarity of the alternating magnetic flux in these areas. Upon closer examination, it can be observed that the direction of the eddy current density vectors in Regions 1, 2 and half of 3 changes 3 times during the 3rd period at the time instants that are shown in Figure 50. In this figure, the direction of the current in each phase of the inner part of the AC winding is depicted as (+) if it points in the positive direction of axis z or (-) if it points in the negative one. In addition, the direction of the main loop of eddy currents is marked with a red arrow on top of the time instant.

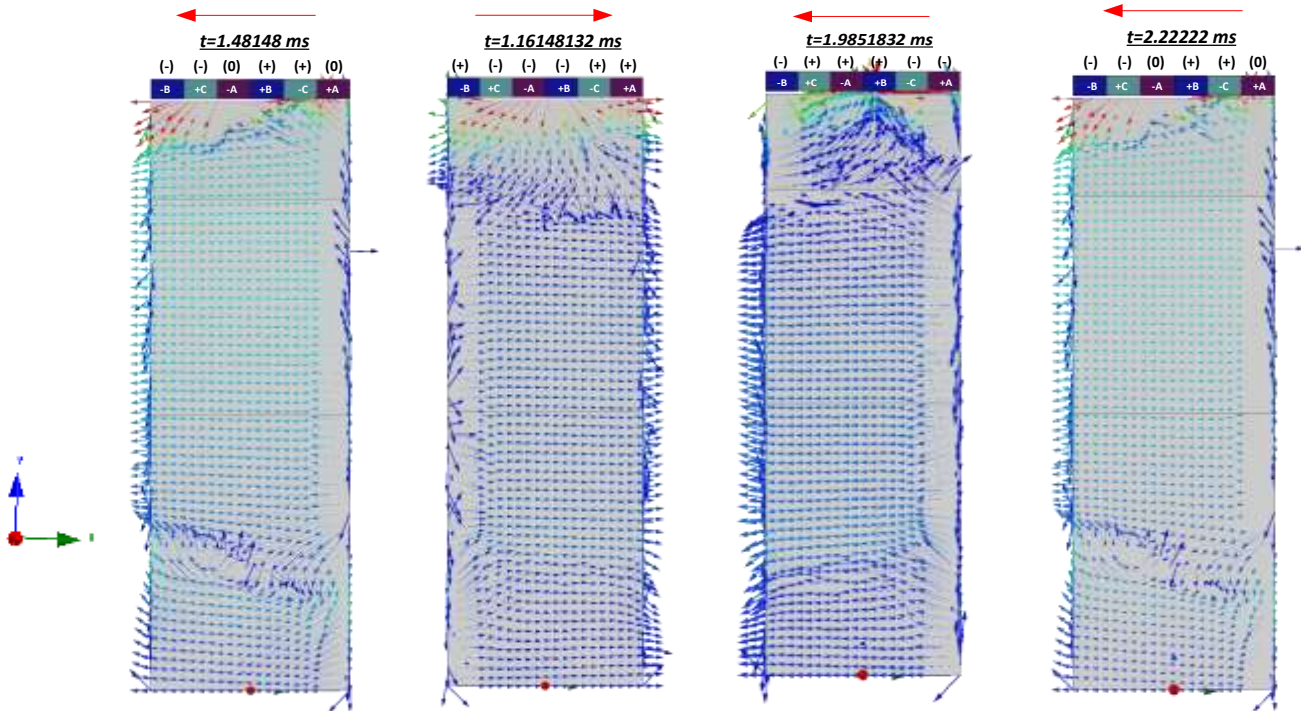


Figure 50 : The vectors of the eddy current density J in Regions 1, 2 and 3 on the external face of the top layer of the test sample

From the prior investigation, it can be concluded that the AC flux that crosses through the test sample until the Region 1 and determines the direction of the eddy currents is related to the current in the phase on the sides of the AC winding. Specifically, as the traveling wave is moving with time in the positive direction of axis x , the change in the polarity of the phase $-B$ (negative for $t=1.48148\text{ms}$, 1.999998ms , 2.22222ms and positive for $t=1.16148132\text{ms}$) is in accordance with the respective change in the direction of the loop of the eddy currents in Regions 1, 2 and some part of Region 3.

5.2.2.2 Investigation of eddy currents in Regions 3, 4, 5, 6 and 7 of the test sample

As a next step, the eddy current loops created in Regions 3, 4, 5, 6 and 7 are examined. In these regions, the majority of the AC flux crossing the air gap is not crossing the whole test sample but turns around within these regions and crosses back the air gap. The resulting eddy currents loops that are created within the volume of the test sample can be observed in Figure 51. These loops, that are parallel to the xz plane, are shown for 3 random time instants, together with the magnitude of their current density on the external surface of the top layer and the front surface along the lamination thickness of the test sample that is exposed to the air gap g .

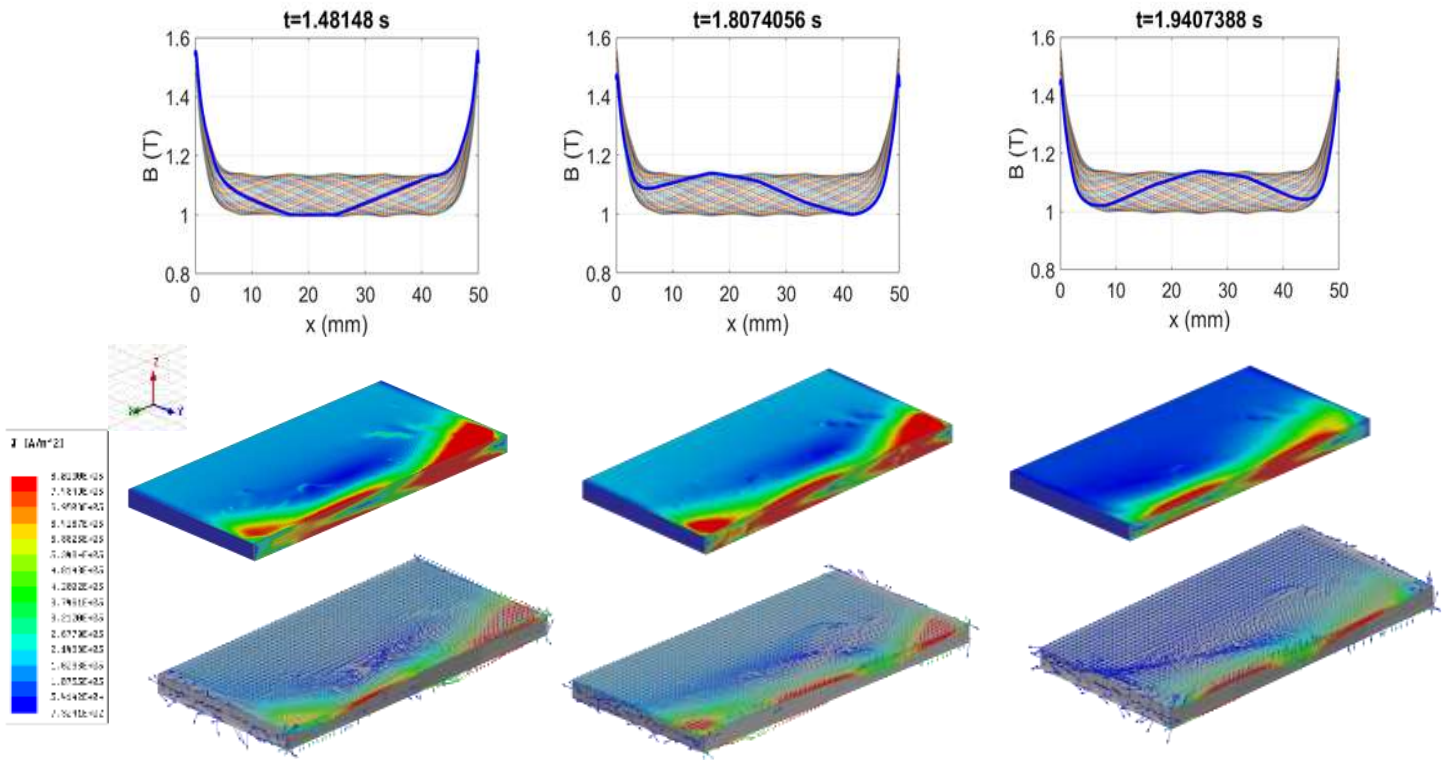


Figure 51 : Eddy currents in Regions 3, 4, 5, 6 and 7 for different time instants

In Figure 52, the eddy currents are depicted for the same time instants in the top and middle layer of the test sample. If the traveling wave of the magnetic induction $B(x)$ in the middle of the air gap g for these time instants is observed in this figure, it can be seen that, the magnitude of the eddy currents is based on the time derivative $\partial B/\partial t$, as was previously shown. Also, the circulating eddy currents are significantly more on the top surface than on the middle due to the phenomenon of the skin effect that pushes the flux and the currents on the outer layer of the test sample.

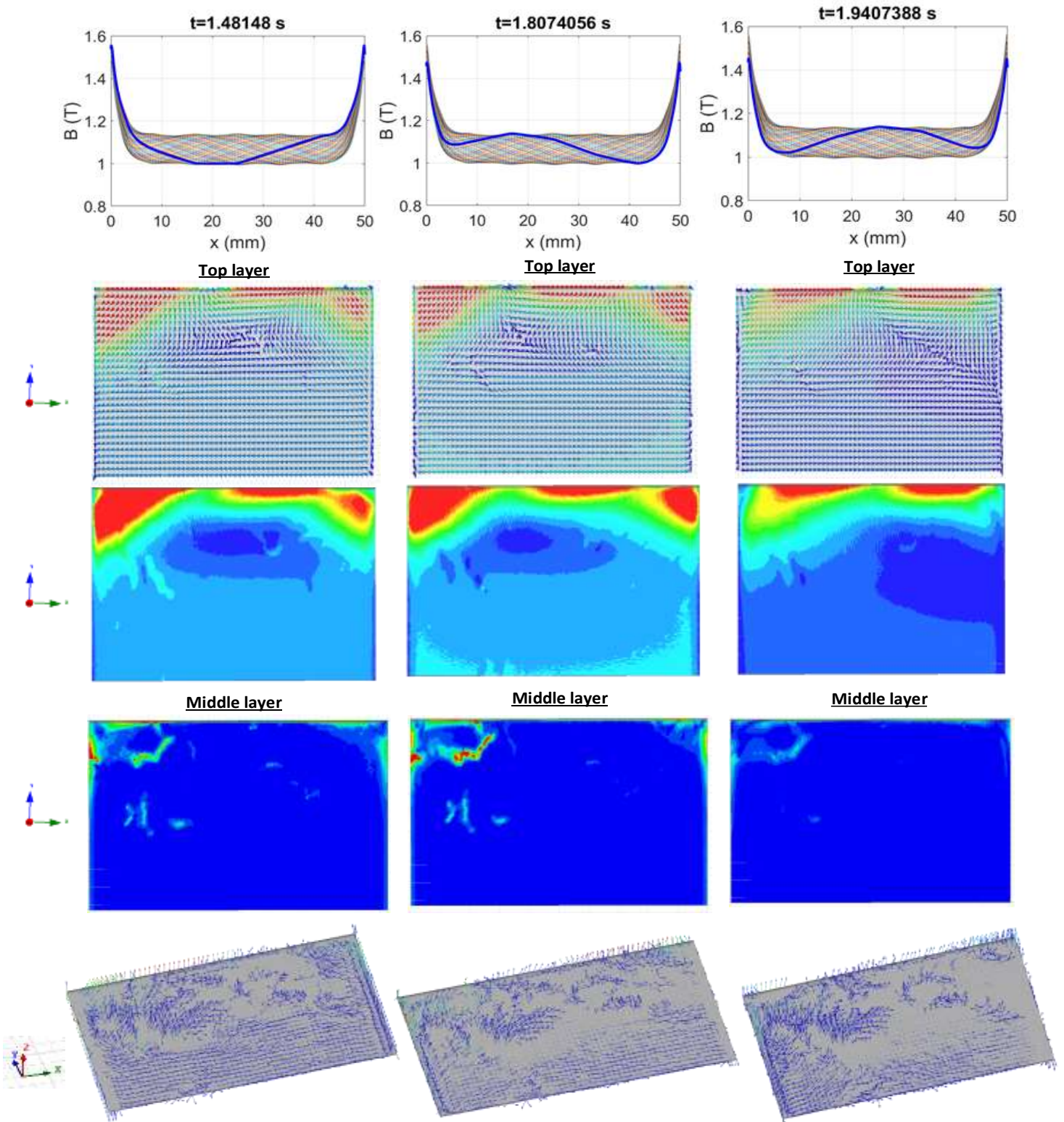


Figure 52 : Eddy Currents in Regions 3,4,5,6 and 7 for different time instants on the faces of the top and middle layer of the test sample

5.3 Comparison of eddy currents

5.3.1 Model with 2-pole AC winding

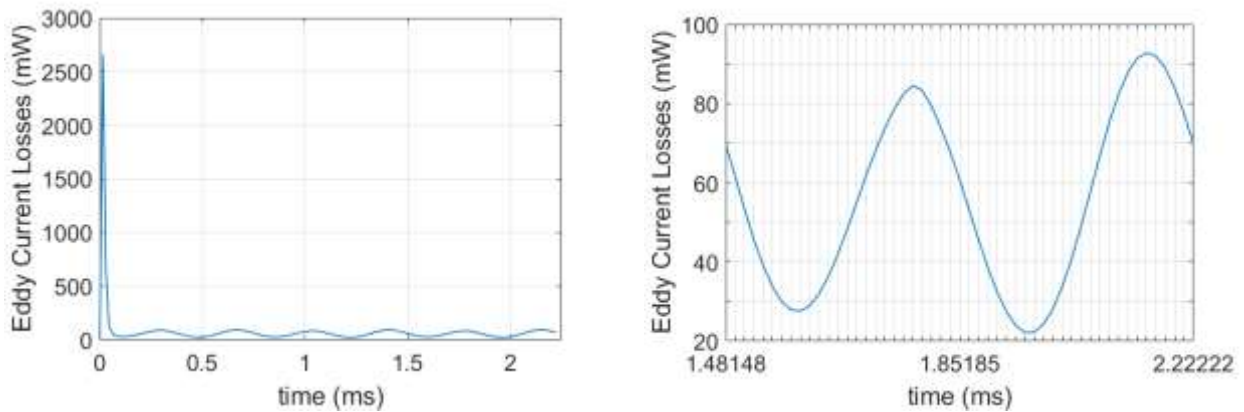
5.3.1.1 Comparison of different estimation techniques and lamination thicknesses

Initially, the eddy current losses are examined in the setup with 1-pole-pair AC winding for test samples of the material M400-50 A with 2 mm lamination thickness and 0.5 mm lamination thickness. For these two cases, the characteristics of the traveling waves of magnetic induction B in the middle of the air gap g for the same AC and DC excitations (see current excitations in Chapter 4- Table 8) are presented in Table 15. As expected, the leakages in the test sample with the 0.5mm test sample are smaller.

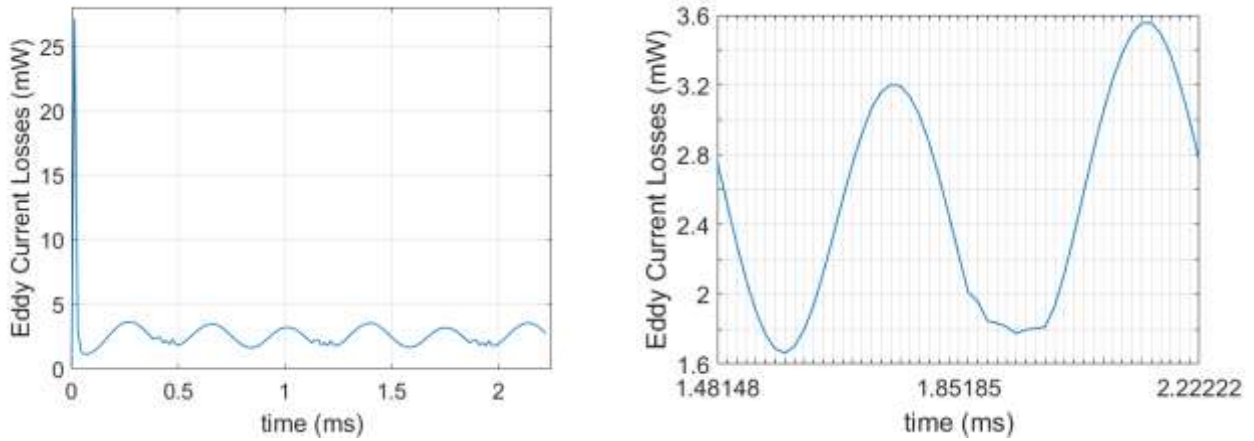
Lamination Thickness (mm)	B_{DC} (T)	\hat{B} (T)	B_{LEAK} (T)
2	1.0663	0.0743	1.5947
0.5	1.0754	0.0754	1.5988

Table 15 : Comparison of traveling waves of magnetic induction in the middle of the air gap g for different lamination thicknesses in the 3D model with the 1-pole-pair AC winding

The method that is used for the eddy current loss estimation is based on the direct calculation of the eddy currents inside the volume of the half test sample. The resulting eddy current losses for the two different lamination thicknesses are shown in Figure 53 for the total simulation time ($t=0-2.22222$ ms) and for only the 3rd period T ($t=1.48148-2.22222$ ms).



(a)



(b)

Figure 53 : Eddy current losses during the total simulation time and in the last period for test samples of (a) 2 mm lamination thickness and (b) 0.5 mm lamination thickness in the setup with 1-pole-pair AC winding

The average value of the losses is calculated at the 3rd period T of the simulations, using the formula:

$$\bar{p}_{FE} = \frac{1}{T} \int_0^T p_{FE}(t) \tag{24}$$

where the method of the trapezoidal numerical integration is employed for the calculation of the integral $\int_0^T p_{FE}(t)$. The results of this method for the two different lamination thicknesses are presented in table 16.

Direct eddy current simulation method	
Lamination thickness (mm)	Average eddy current losses (mW)
2	55.69
0.5	2.53

Table 16 : Comparison of the average eddy current losses for different lamination thicknesses in the 3D model with the 2-pole AC winding

In the method of the direct eddy current analysis, the eddy current losses in the case of the 2 mm test sample are approximately 22 times bigger than the respective losses in the case of the 0.5 mm lamination. This estimation differs significantly that the expected factor 16, based on the common assumption that the eddy current losses are directly proportional to the square of the lamination thickness [54].

Moreover, the iron loss in the test sample are estimated in the case of the 0.5mm lamination thickness with the use of a time-domain core loss model that is available in the software Maxwell Ansys and is based on the statistical model of loss separation (see section 2.2.4). The results of this method are compared in Table 17 to the respective results of the direct eddy current simulation method.

Lamination Thickness (mm)	Time-Domain Core Loss Model			Direct Eddy Current Simulation Method
	Average Eddy Current Losses (mW)	Average Hysteresis Losses (mW)	Total Average Iron Losses (mW)	Average Eddy Current Losses (mW)
0.5	6.71	1.77	8.48	2.53

Table 17: Comparison of the average iron losses for different estimation methods in the 3D model with the 2-pole AC winding

The comparison of the two methods depicts the inability of the classical model to take into account the impact of the skin effect, which is quite evident in the high frequency of 1350 Hz. The assumption of uniform flux distribution inside the volume of the test sample that is made in the case of the time-domain model leads to the estimation of higher values of eddy current losses compared to the direct simulation method. Nonetheless, it should be observed that the estimated hysteresis loss component of the model in both cases is low compared to the eddy current loss component. This result reinforces the assumption that the hysteresis losses can be considered insignificant in the investigated cases of this project (the basis of this assumption is further discussed in subchapter 2.4).

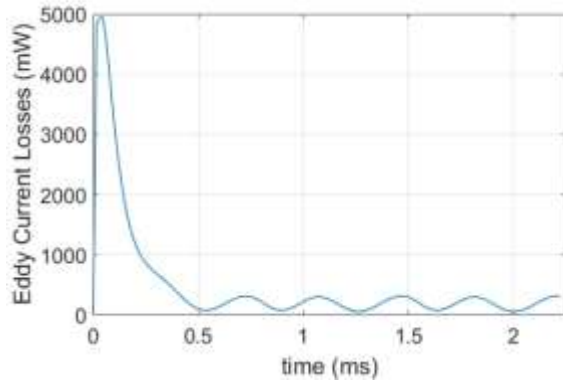
5.3.1.2 Comparison of different materials

As a next step, a comparison is made in cases where the test sample is made from different materials and has lamination thickness 0.5mm. Apart from the steel M400-50 A, the material that is investigated is a construction steel, whose properties are presented in Chapter 8 – *Enclosures*. For these cases, the characteristics of the traveling waves of magnetic induction B in the middle of the air gap g are presented in Table 18. It is evident in this table that the construction steel has less leakages compared to the steel M400-50 A, as it has larger conductivity σ .

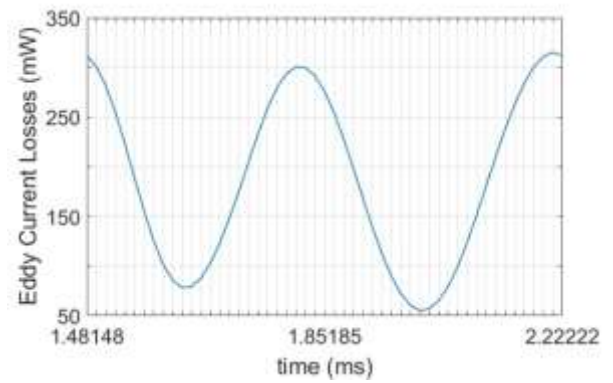
Material	σ (MS/m)	B_{DC} (T)	\hat{B} (T)	B_{LEAK} (T)
M400-50A	2,38	1.0724	0.0721	1.6010
Construction steel	7,85	1.1072	0.0746	1.6630

Table 18: Comparison of traveling waves of magnetic induction in the middle of the air gap g for different materials in the 3D model with the 2-pole AC winding

The eddy current losses for the case where the test sample is made from the construction steel are shown in Figure 54 for the total simulation time ($t=0-2.22222$ ms) and for only the 3rd period T ($t=1.48148-2.22222$ ms). Moreover, the average values of the losses (calculated during the 3rd period T) are compared to the losses of the M400-50A in Table 19.



(a)



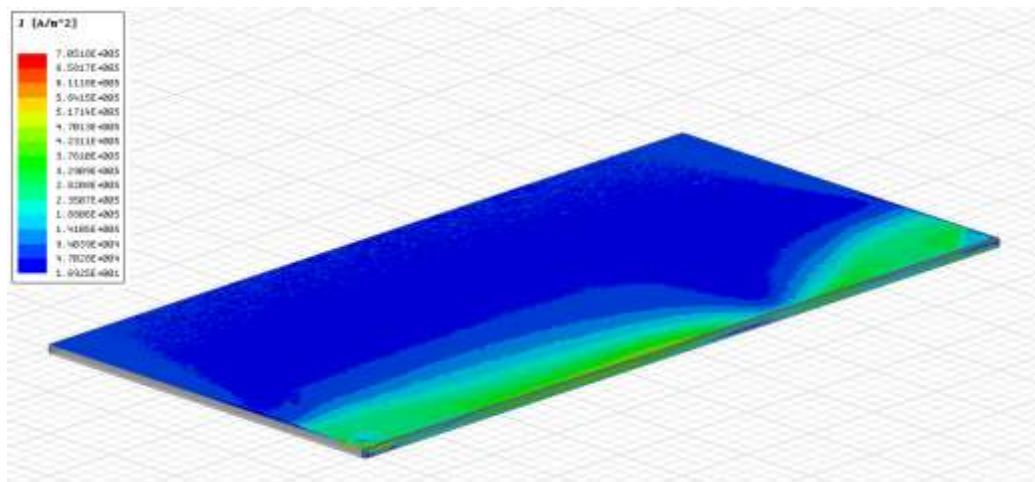
(b)

Figure 54 : Eddy Current Losses in (a) the total simulation time and in (b) the last period for test samples made of the construction steel and of 0.5 mm lamination thickness in the setup with 1-pole-pair AC winding

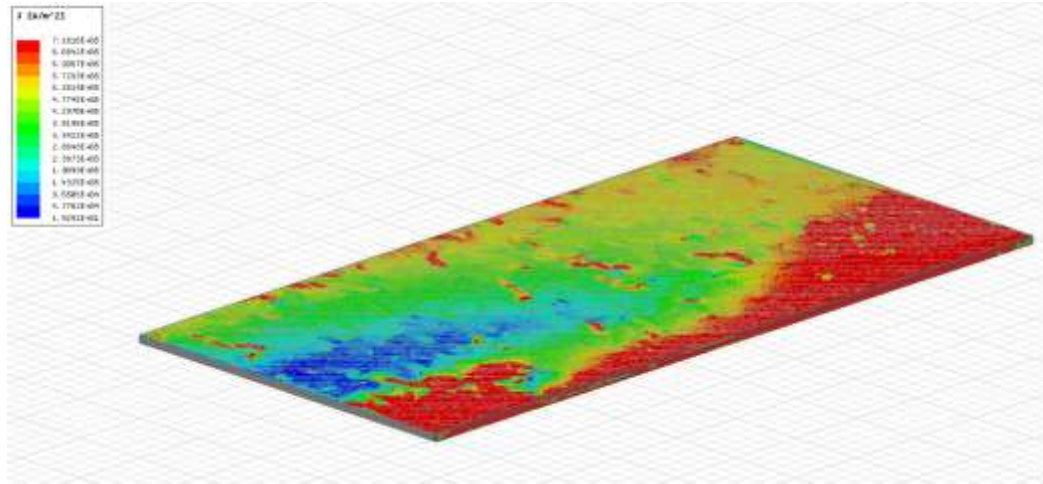
Material	Average Eddy Current Losses (mW)
M400-50 A	2.53
construction steel	186.4

Table 19 : Comparison of the average eddy current losses for different test sample materials in the 3D model with the 2-pole AC winding

Consequently, the eddy current losses in the construction steel are significantly higher compared to the steel M400-50A. A reason for this result is the dependence of the eddy current losses on the square of the conductivity of the material. In addition, the eddy current losses are proportional to the volume within which the eddy currents develop and circulate. This volume depends on the skin depth of each material locally in the different regions of the test object (equation 1). In Figure 55, it can be observed that, in the case of the construction material, the circulation of eddy current takes place in a larger part of the volume of the test object due to the higher flux penetration.



(a)



(b)

Figure 55 : Eddy current density in Regions 3,4,5,6 and 7 of (a) the M400 50A steel and (b) the construction steel for 0.5 mm lamination thickness

5.3.2 Model with 4-pole AC winding

From the specifications, the designed setup should have the possibility of having both 2-pole and 4-pole AC windings. As a result, an additional model with a 4-pole winding is designed. This model should normally have half the amplitude of the AC excitation (166 A-turns) in order to have the same current density in both the setups. However, the current amplitude is selected 332 A-turns, as this case is more convenient for the comparison between the two setups.

5.3.2.1 Comparison of different lamination thicknesses

As in the setup with the 2-pole AC winding, the eddy current losses are estimated with the direct eddy current analysis method for test samples of the material M400-50 A with 2 mm lamination thickness and 0.5 mm lamination thickness. For these two cases, the characteristics of the traveling waves of magnetic induction B in the middle of the air gap g are presented in Table 20.

Lamination Thickness (mm)	B_{DC} (T)	\hat{B} (T)	B_{LEAK} (T)
2	1.0709	0.0710	1.5914
0.5	1.0724	0.0721	1.6010

Table 20 : Comparison of the traveling waves of magnetic induction in the middle of the air gap g for different lamination thicknesses in the 3D model with the 4-pole AC winding

The eddy current losses for the two different lamination thicknesses are shown in Figure 56 for the total simulation time ($t=0-2.22222$ ms) and for only the 3rd period T ($t=1.48148-2.22222$ ms). Moreover, their average values (calculated during the 3rd period T) are presented in Table 21.

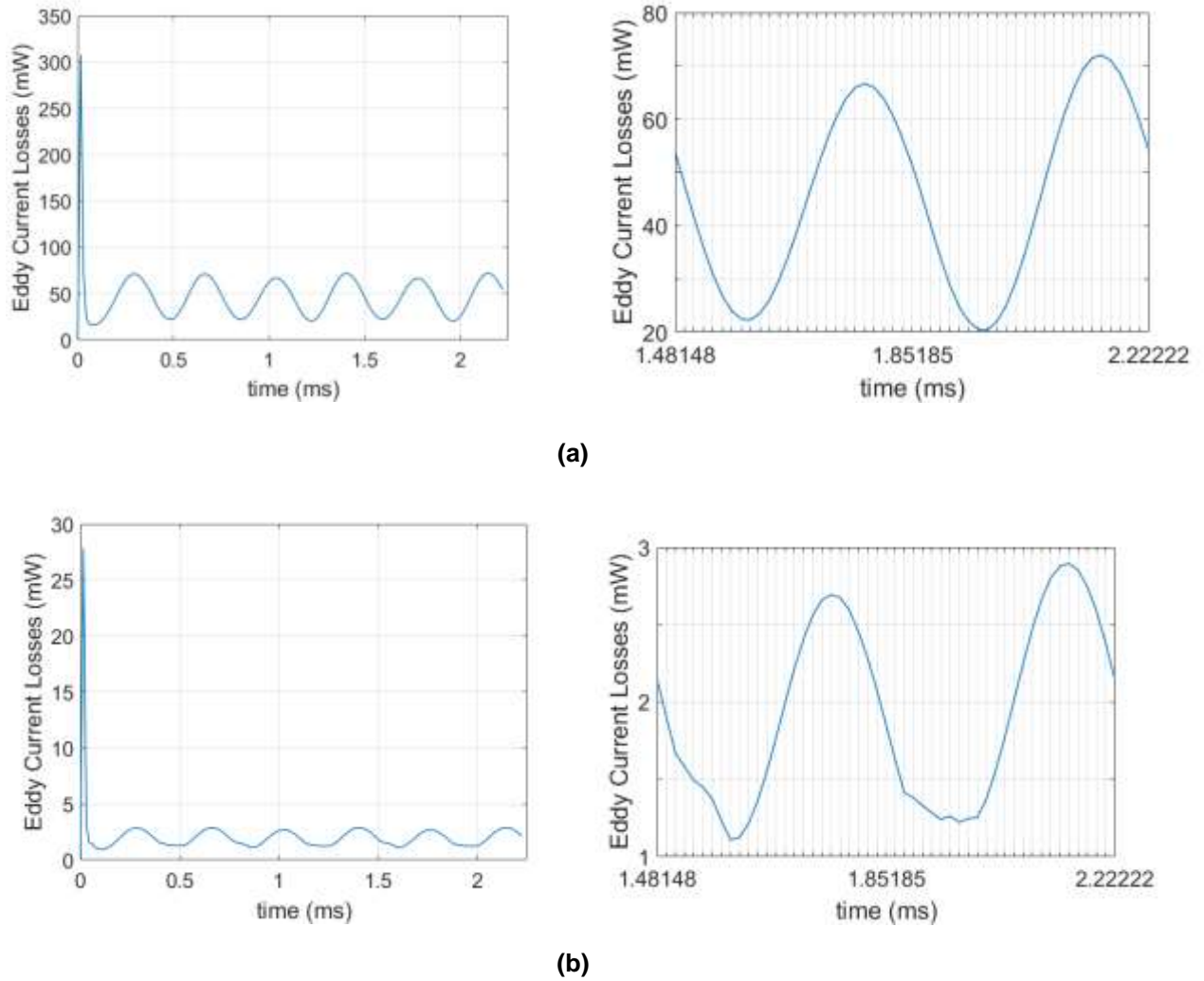


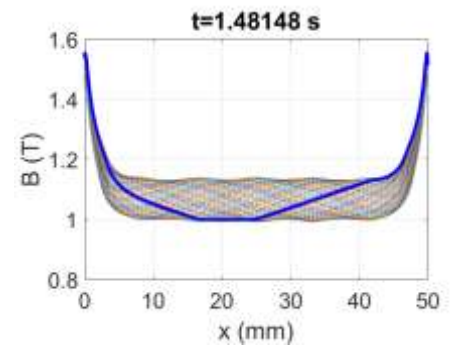
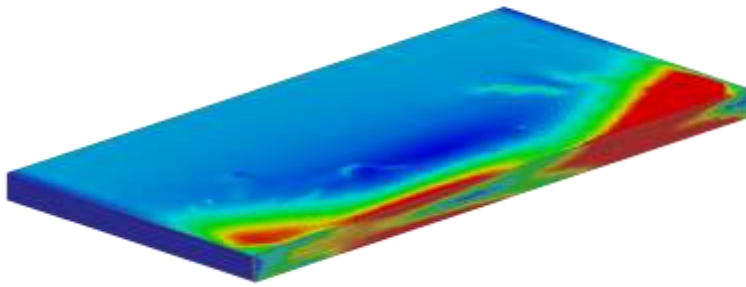
Figure 56 : Eddy Current Losses during the total simulation time and in the last period for test samples of (a) 2 mm lamination thickness and (b) 0.5 mm lamination thickness in the setup with the 4-pole AC winding

Lamination Thickness (mm)	Average Eddy Current Losses (mW)
2	50.48
0.5	1.92

Table 21 : Comparison of the average eddy current losses for different lamination thicknesses of the test sample in the 3D model with the 4-pole AC winding

In conclusion, the losses in the setup with the 4-pole AC winding are slightly smaller compared to the losses in the setup with the 2-pole AC winding (Table 16). This discrepancy results from the small deviation in the amplitude of the traveling magnetic waves of the two setups (Table 15 and 20). This deviation, which is approximately 4%, is caused by a local current saturation around the conductors in the case of the 4-pole AC winding due to the higher current density. As it can be observed in Figure 57, the eddy current loops in the setup with the 4-pole winding are more due to the smaller wavelength of the traveling wave and the more frequent changes in the gradient of the waveform. However, the total resulting eddy current density and the total respective losses can be considered in accordance with the respective results of the setup with the 2-pole AC winding.

1-pole-pair AC winding



2-pole-pair AC winding

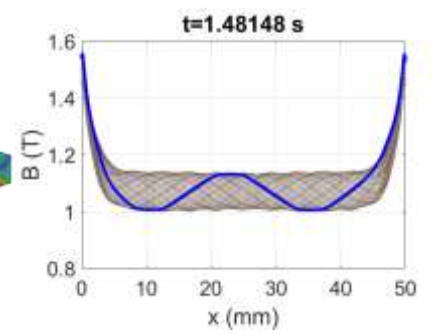
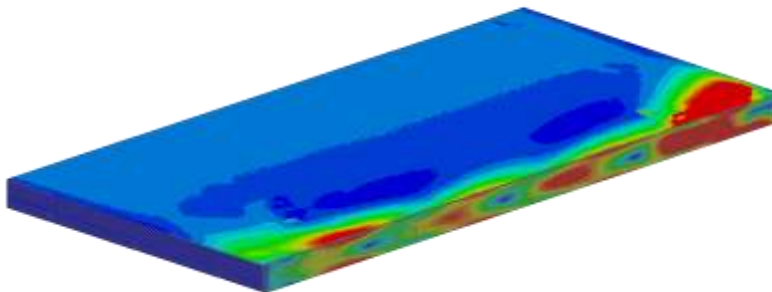


Figure 57 : Magnitude of eddy current density J in the Regions 3, 4, 5, 6 and 7 of the test sample with 2 mm lamination thickness for both the setups with the 2-pole and 4-pole AC windings

6 Conclusions

6.1 Most important conclusions

In this project, the design of a simplified setup that can subject laminated iron steels to field conditions similar to the ones of the rotor in a SPSM is investigated. In Chapter 2, a review of the most frequently used iron loss measurement methods is presented. From this found it was found that all the existing devices impose homogeneous and unidirectional magnetic fields on the test samples. This type of pulsating magnetic field can be found in the main parts of the stator inside an electrical machine. However, it differs significantly from the field conditions in the rotor, which is exposed to rotating magnetic fields. This discrepancy motivated research into the development of a new supplementary setup.

In Chapter 4, simple 2D models are presented in which any kind of motion is excluded. In these models, the feasibility of creating a traveling wave of magnetic induction in an air gap in front of stationary test samples is examined. In section 4.1.1, it is proven that in models with a toroid magnetic core and an AC winding along the entire circumference of the core, it is possible to create magnetic traveling waves of constant amplitude in space. In addition, it is shown in section 4.1.2 that in models with a rectangular magnetic core where the AC winding is placed only in a part of the core in front of the test samples, the produced traveling wave in the airgap has a variable amplitude in space. In this case, the usage of an auxiliary winding can contribute towards achieving a constant amplitude traveling wave of magnetic induction.

In Chapter 5, the development of a 3D Model of the setup is investigated. The high accuracy of this 3D model enables the detailed illustration of the induced eddy currents within the volume of the test samples as well as the estimation of their losses via direct computation. In section 5.3, a comparison of the estimated eddy current losses is made for different lamination thicknesses and materials of the test object. An outcome of this investigation is that the approximation of the eddy current losses being proportional to the square of the lamination thickness is not valid for the cases considered in this investigation. Additionally, it was found that the number of pole pairs of the AC winding in the setup has minor impact on the resulting eddy current losses.

6.2 Scientific contribution of this project

In the present project, a simplified setup was designed that emulates the magnetic field conditions of the rotor of a SPSM. The production of traveling waves of magnetic induction in the air gap in front of the test samples makes possible the creation of the wanted magnetic field conditions locally in the test samples. As a result, the magnetic field conditions are not uniform, as in the existent iron loss measurement systems.

Furthermore, the 3D model of the setup enables the detailed examination of the induced eddy currents in the test sample and the analytical study of the phenomenon of skin effect. Moreover, the use of the direct eddy current simulation method makes possible the calculation of the eddy current losses and their comparison for different widths and materials of the test samples.

6.3 Future work

Interesting topics that could be further investigated are:

- **Analytical model of the nature of eddy currents:** The 3D model that is designed enables the detailed observation of the eddy currents inside the volume of the material. Therefore, an analytical model can be derived.
- **Comparison of eddy current losses for different lamination thicknesses and materials:** The further investigation of test samples with different lamination thicknesses could help to reach a conclusion about the relationship between the lamination thickness and the losses. In addition, the investigation of different materials could determine to what extent the properties of the material affect the eddy current losses.
- **Experimental validation:** An important goal of this overall investigation is the construction of the setup. For the measurement of the total losses inside the volume of the test samples, the usage of a thermal calorimetric method is suggested. A comparison between measurements and the FEM results would lead to the validation of the 3D model and of the direct eddy current simulation method.

7 References

- [1] D. Lin, P. Zhou, Z. Badics and Z. J. Cendes, "A dynamic core loss model for soft ferromagnetic and power ferrite materials in transient finite elements analysis," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 40, no. 2, pp. 1318-1321, March 2004.
- [2] A. Krings and J. Soulard, "Overview and Comparison of Iron Loss Models for Electrical Machines," *Journal of Electrical Engineering*, vol. 10, pp. 162-169, 2010.
- [3] G. Bertotti, "General properties of power losses in soft ferromagnetic materials," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 24, no. 1, pp. 621-630, Jan 1988.
- [4] H. E. Smith, *Mechanical Engineer's Reference Book* 12th edition, Butterworth-Heinemann Ltd, 1994.
- [5] J. Coey, *Magnetism and Magnetic Materials*, New York: Cambridge University Press, 2010.
- [6] S. J. Chapman, *Electric Machinery Fundamentals*, 4th ed., New York: McGraw-Hill, 2005.
- [7] A. Hubert and R. Schäfer, *Magnetic Domains : The Analysis of Magnetic Microstructures*, Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1998.
- [8] J. Bouchaud, M. Mezard and J. Dalibard, Eds., *Complex Systems : Lecture Notes of the Les Houches Summer School 2006*, 1st ed., Elsevier Science, 2007.
- [9] S. Chikazumi, *Physics of Ferromagnetism*, New York: Oxford University Press, 1997.
- [10] A. Moses, F. Landgraf, K. Hartmann and T. Yonamine, in *Correlation between Angular dependence of AC Barkhausen Noise and Hysteresis Loss in a Non-Oriented Electrical Steel*, Stahleisen, 2004, pp. 215-219.
- [11] G. Bertotti, "Physical Interpretation of eddy current losses in ferromagnetic materials. I. Theoretical considerations," *Journal of Applied Physics*, vol. 57, pp. 2110-2117, March 1985.
- [12] G. Bertotti, "Physical interpretation of eddy current losses in ferromagnetic materials. II. Analysis of experimental results," *Journal of Applied Physics*, vol. 57, pp. 2118-2126, March 1985.
- [13] G. Bertotti and I. Mayergoyz, *The Science of Hysteresis*, Academic Press, 2006.
- [14] C. P. Steinmetz, "On the Law of Hysteresis," *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers*, vol. IX, no. 1, pp. 1-64, Jan. 1892.
- [15] M. Albach , T. Durbaum and A. Brockmeyer, "Calculating core losses in transformers for arbitrary magnetizing currents a comparison of different approaches," in *Power Electronics Conference*, Baveno, 1996.
- [16] J. Reinert, A. Brockmeyer and R. De Doncker, "Calculation of losses in ferro- and ferrimagnetic materials based on the modified Steinmetz equation," *IEEE Transactions on Industry Applications*, vol. 37, no. 4, pp. 1055-1061, Jul/Aug 2001.
- [17] M. Owzareck, "Calculation method for core losses of electrical steel inductors in power electronics applications," in *PCIM Europe 2015, International Exhibition and Conference for Power Electronics, Intelligent Motion, Renewable Energy and Energy Management*, Nuremberg, Germany, 2015.
- [18] L. Jieli , T. Abdallah and C. Sullivan, "Improved calculation of core loss with nonsinusoidal waveforms," in *Industry Applications Conference, 2001. Thirty-Sixth IAS Annual Meeting.*, Chicago, IL, USA , 2001.
- [19] K. Venkatachalam, C. R. Sullivan, T. Abdallah and H. Tacca, "Accurate prediction of ferrite core loss with nonsinusoidal waveforms using only Steinmetz parameters," *IEEE Workshop on Computers in Power Electronics*, pp. 36-41, 2002.

- [20] H. Jordan, "Die ferromagnetischen Konstanten für schwache Wechselfelder," *Elektrische Nachrichtentechnik*, vol. 1, p. 8, 1924.
- [21] D. Kampen, M. Owzareck, S. Beyer, N. Parspour and S. Schmitt, "Analytical core loss models for electrical steel in power electronic applications," in *13th International Conference on Optimization of Electrical and Electronic Equipment (OPTIM)*, Brasov, 2012.
- [22] A. Krings, Iron Losses in Electrical Machines - Influence of Material Properties, Manufacturing Processes and Inverter Operation, PhD Thesis, KTH Royal Institute of Technology, 2014.
- [23] K. Chwastek, "Prediction of loss in non-oriented steel laminations," *Electrical Review*, pp. 5-7, 2012.
- [24] F. Fiorillo and A. Novikov, "An improved approach to power losses in magnetic laminations under nonsinusoidal induction waveform," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 26, no. 5, pp. 2904-2910, 1990.
- [25] M. Belkasim, "Identification of Loss Models from Measurements of the Magnetic Properties of Electrical Steel Sheets," Master's Thesis , Helsinki University of Technology, 2008.
- [26] J. Lavers, P. Biringer and H. Hollitscher , "A simple method of estimating the minor loop hysteresis loss in thin laminations," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 14, no. 5, pp. 386-388, 1978.
- [27] K. Yamazaki and N. Fukushima, "Iron Loss Model for Rotating Machines Using Direct Eddy Current Analysis in Electrical Steel Sheets," *IEEE Transactions on Energy Conversion*, vol. 25, no. 3, pp. 633-641, March 2010.
- [28] F. Fiorillo and A. Rietto, "Rotational versus alternating hysteresis losses in nonoriented soft magnetic laminations," in *37th Annual conference on magnetism and magnetic materials* , Houston, 1993.
- [29] F. Liorzou, B. Phelps and D. L. Atherton, "Macroscopic Models of Magnetization," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 36, no. 2, pp. 418-428, March 2000.
- [30] D. C. Jiles and D. L. Atherton, "Theory of ferromagnetic hysteresis," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vols. 61, no. 1-2, pp. 48-60, 1986.
- [31] I. Mayergoyz, *Mathematical Models of Hysteresis*, 1 ed., Springer-Verlag New York, 1991.
- [32] A. J. Moses and A. Basak, *Nonlinear Electromagnetic Systems: Studies in Applied Electromagnetics and Mechanics*, vol.10 (Proceedings of the International ISEM Symposium on Non Linear Electromagnetic Systems, Cardiff, Wales, UK, 17-20 September, 1995), Ios Pr Inc, 1996.
- [33] Maxwell 3D - user's guide, REV2.0, Software Version 11.1.1., Ansoft Corporation, 2006.
- [34] "ANSYS Maxwell Magnetic Field Formulation - Application Brief," ANSYS, 2013. [Online]. Available: <http://resource.ansys.com/staticassets/ANSYS/staticassets/resourcelibrary/techbrief/tb-ansys-maxwell-magnetic-field-formulation.pdf>.
- [35] *Magnetic materials-Part 2: Methods of measurement of the magnetic*, IEC International Standard Ref. No. 404-2, 1996.
- [36] *Magnetic materials part 3: methods of measurement of the magnetic properties of electrical steel strip and sheet by means of a single sheet tester*, IEC International Standard Ref. No. 404-3, 1992.
- [37] E. Antonelli , E. Cardelli and A. Faba, "Epstein Frame: How and When It Can Be Really Representative About the Magnetic Behavior of Laminated Magnetic Steels," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 41, no. 5, pp. 1516-1519, 2005.

- [38] G. Dajaku and D. Gerling, "Air-Gap Flux Density Characteristics of Salient Pole Synchronous Permanent-Magnet Machines," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 48, no. 7, pp. 2196-2204, July 2012.
- [39] J. Walker, D. Halliday and R. Resnick, *Fundamentals of Physics*, 10th ed., J. W. & Sons, Ed., 2014.
- [40] S. N. Vukosavic, *Electrical Machines*, Springer-Verlag New York, 2013.
- [41] C. Sadarangani, *Electrical Machines - Design and Analysis of Induction and Permanent Magnet Motors*, Stockholm: Division of Electrical Machines and Power Electronics, School of Electrical Engineering, Royal Institute of Technology, 2006.
- [42] X. Liang and Y. Luy, "Harmonic Analysis for Induction Motors," in *2006 Canadian Conference on Electrical and Computer Engineering*, Ottawa, Ont., 2006.
- [43] J. Arrillaga and N. R. Watson, *Power System Harmonics*, John Wiley & Sons, 2003.
- [44] K. Vasudevan, G. Sridhara Rao and P. Sasidhara Rao, "Harmonics in Induction Machines," in *Electrical Machines II*, I. I. o. T. Madras, Ed., pp. 42-48.
- [45] R. Krishnan, *Permanent Magnet Synchronous and Brushless DC Motor Drives*, CRC Press, Taylor & Francis Group, 2010.
- [46] P. Gill, *Electrical Power Equipment Maintenance and Testing*, 2nd ed., CRC Press, Taylor & Francis Group, 2008.
- [47] R. R. Moghaddam, "Fundamental Study on Rotor Eddy Current Losses in High Frequency Machines Due to Current Harmonics," in *2015 IEEE Energy Conversion Congress and Exposition (ECCE)*, Montreal, QC, 2015.
- [48] R. Dutta, L. Chong and F. S. Rahman, "Analysis and experimental verification of losses in a concentrated wound interior permanent magnet machine," *Progress In Electromagnetics Research B*, vol. 48, pp. 221-248, January 2013.
- [49] E. F. Fuchs and M. A. Masoum, *Power Quality in Power Systems and Electrical Machines*, Elsevier Academic Press, 2008.
- [50] R. Lin and A. Arkkio, "Calculation and Analysis of Stator End-Winding Leakage Inductance of an Induction Machine," *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 45, no. 4, pp. 2009-2014, 2009.
- [51] P. Srinivas, "Design and FE Analysis of BLDC Motor for Electro-Mechanical Actuator," *Journal of Electrical Systems*, vol. 11, no. 01, pp. 76-88, 2015.
- [52] D. G. Fink and D. Christiansen, *Electronics engineers' handbook*, McGraw-Hill, 1989.
- [53] M. Sadiku, *Elements of Electromagnetics*, 4th ed., New York (USA)/ Oxford (UK): Oxford University Press, 2007.
- [54] J. Bird, *Electrical Circuit Theory and Technology*, Routledge (Taylor & Francis Group).
- [55] R. K. Srivastava, *Quantum Mechanics*, 2nd ed., Phi, 2007.
- [56] D. Shmilovitz, "On the Definition of Total Harmonic Distortion and Its Effect on Measurement Interpretation," *IEEE Transactions on Power Delivery*, vol. 20, no. 1, pp. 526-528, Jan. 2005.
- [57] J. Pyrhönen, T. Jokinen and V. Hrabovcova, *Design of Rotating Electrical Machines*, John Wiley & Sons Ltd, 2008.
- [58] B. D. Cullity and C. D. Graham, *Introduction to Magnetic Materials*, 2nd ed., J. W. & Sons, Ed., 2009.
- [59] R. K. Srivastava, *Quantum Mechanics*, 2nd ed., Phi, 2007.
- [60] "Emetor AB," Emetor Aktiebolag, [Online]. Available: <https://www.emetor.com/edit/materials/sura-m400-50a/?cat=6&co=10>
- [61] P. Testoni and P. Sonato, "Implementation in the ANSYS Finite Element Code of the," Dipartimento di Ingegneria Elettrica ed Elettronica, Università di Cagliari, Dipartimento di Ingegneria Elettrica, Università di Padova.

- [62] Y. Liu, "Critical wavelength of eddy currents and its influence on harmonic losses in solid poles," in *XIX International Conference on Electrical Machines*, Rome, 2010.
- [63] M. Enokizono and I. Tanabe, "Studies on a New Simplified Rotational Loss Tester" *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 33, no. 5, pp. 4020-4022, September 1997
- [64] M. Enokizono, T. Suzuki, J. Sievert, J. Xu "Rotational Power Loss of Silicon Steel Sheet" *IEEE Transactions on Magnetics*, vol. 26, no. 5, pp. 2562-2564, September 1990

8 Enclosures

8.1 Material data of the steel M400-50A

The material that is mainly used in the simulations for the iron parts of the setups is the electrical steel M400-50A. Its properties are presented in Table 22:

<i>Name</i>	<i>Type</i>	<i>Value</i>	<i>Unit</i>
Relative Permeability	Non linear	Determined by B(H) curve	
Bulk Conductivity	Simple	10 ⁸ /42	S/m
Magnetic Coercivity	Vector		
• Magnitude		0	A/m
• X component		1	
• Y component		0	
• Z component		0	
Core Loss Model		Electrical Steel	w/m ³
• Kh	Simple	0	
• Kc	Simple	1.899380741514	
• Ke	Simple	0	
• Kdc	Simple	0	
Mass Density	Simple	7700	kg/m ³
Composition		Lamination	
• Stacking Factor	Simple	0.97	
• Stacking Direction		V(3)	

Table 22 : Properties of the steel M400-50A

The relative permeability of the material is determined by the values of the magnetic flux density B and the magnetic field intensity H mentioned in Table 23. Also, the respective B(H) curve is shown in Figure 58.

H (A/m)	B (T)
0	0
32.6	0.1
43.5	0.2
50.8	0.3
57.2	0.4

63.4	0.5
69.9	0.6
77.3	0.7
86	0.8
97.2	0.9
113.2	1
137.8	1.1
180.2	1.2
269.5	1.3
516.8	1.4
1307	1.5
2500	1.59
3180	1.6
5000	1.68
6361	1.7
10000	1.79
10890	1.8

Table 23 : Measurements of B and H for the steel M400-50A

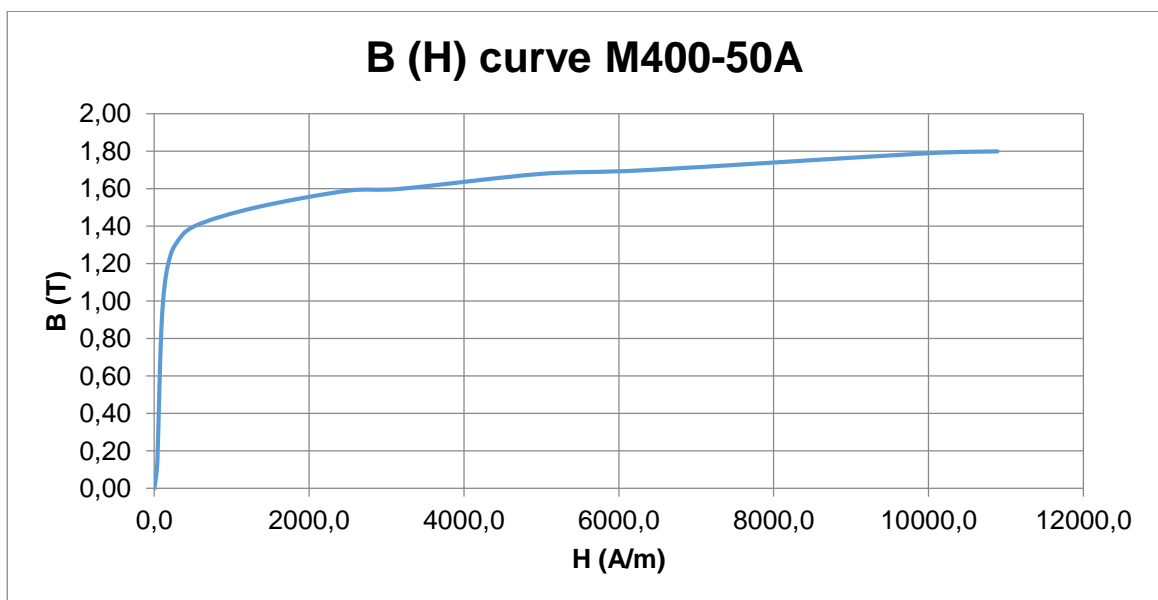


Figure 58 : B (H) Curve of the steel M400-50A

8.2 Material data of the construction steel

In Chapter 5, a construction steel is used as the material of the test sample in a simulation. Its properties are presented in Table 24:

<i>Name</i>	<i>Type</i>	<i>Value</i>	<i>Unit</i>
Relative Permeability	Non linear	Determined by B(H) curve	
Bulk Conductivity	Simple	7850000	S/m
Magnetic Coercivity	Vector		
• Magnitude		0	A/m
• X component		1	
• Y component		0	
• Z component		0	
Mass Density	Simple	7850	kg/m ³
Composition	Lamination		
• Stacking Factor	Simple	0.97	
• Stacking Direction	V(3)		

Table 24 : Properties of the construction steel

The relative permeability of the material is determined by the values of the magnetic flux density B and the magnetic field intensity H mentioned in Table 25. Also, the respective B(H) curve is shown in Figure 59.

H (A/m)	B (T)
0	0
170	0.1
214	0.2
245	0.3
279	0.4
313	0.5
352	0.6
397	0.7
445	0.8
505	0.9
577	1.0
667	1.1
778	1.2
942	1.3
1215	1.4

1838	1.5
3668	1.6
7067	1.7
12320	1.8
19740	1.9
31857	2.0

Table 25 : Measurements of B and H for the construction steel

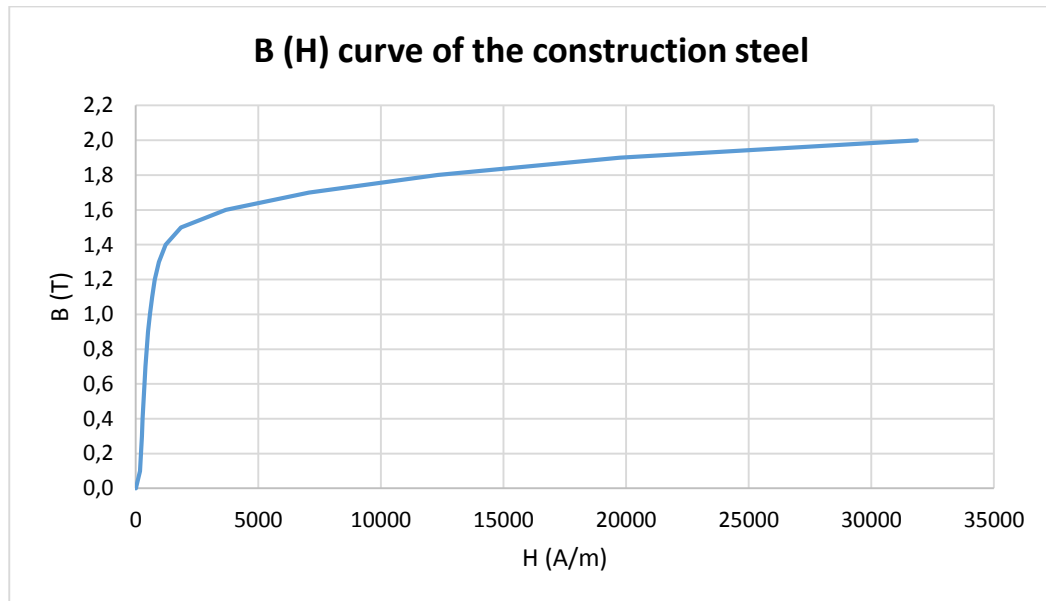


Figure 59 : B (H) Curve of the construction steel