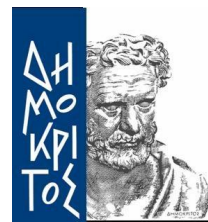




ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ
ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΕΘΝΙΚΟ ΚΕΝΤΡΟ ΕΡΕΥΝΑΣ
ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ –
ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ
ΝΑΝΟΕΠΙΣΤΗΜΗΣ ΚΑΙ
ΝΑΝΟΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ



Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών
« Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές »

**Σχεδιασμός και κατασκευή Διάταξης για το χαρακτηρισμό
Μαλακών Μαγνητικών Υλικών**

Μεταπτυχιακή Διπλωματική Εργασία
Σωτηρίου Σωτήρη

Επιβλέπων : **Πίσσας Μιχάλης**

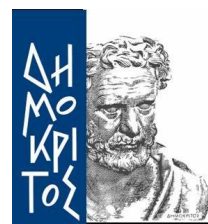
Ερευνητής Α – Τομέας Επιστήμης Υλικών, ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος»

Αθήνα, Ιούνιος 2017



ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ
ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ
ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

ΕΘΝΙΚΟ ΚΕΝΤΡΟ ΕΡΕΥΝΑΣ
ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ –
ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ
ΝΑΝΟΕΠΙΣΤΗΜΗΣ ΚΑΙ
ΝΑΝΟΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ



Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών

« Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές »

Σχεδιασμός και κατασκευή Διάταξης για το χαρακτηρισμό

Μαλακών Μαγνητικών Υλικών

Μεταπτυχιακή Διπλωματική Εργασία

Σωτηρίου Σωτήρη

Επιβλέπων : **Πίσσας Μιχάλης**

Ερευνητής Α – Τομέας Επιστήμης Υλικών, ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος»

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή την _____

(Υπογραφή)

(Υπογραφή)

(Υπογραφή)

.....

Πίσσας Μιχάλης

Ερευνητής Α' - «Δημόκριτος»

.....

Σανάκης Ιωάννης

Ερευνητής Α' - «Δημόκριτος»

.....

Ζουμπούλης Ηλίας

Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Ευχαριστίες

Πριν από την ανάπτυξη του κυρίως θέματος της εργασίας, αισθάνομαι την ανάγκη να εκφράσω τις θερμές μου ευχαριστίες προς τον καθηγητή κύριο Κωνσταντίνο Παρασκευαΐδη, ο οποίος ως υπεύθυνος του Μεταπτυχιακού Προγράμματος "Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές" μου έδωσε την ευκαιρία να έρθω σε επαφή με τον συναρπαστικό κόσμο της αυστηρής θεωρητικής θεμελίωσης και προσέγγισης της Φυσικής και των σύγχρονων θεωριών της. Αναμφίβολα αυτό ήταν κάτι που με εξόπλισε με σημαντικά εφόδια στην αντιμετώπιση οποιουδήποτε θέματος άπτεται της επιστήμης του Ηλεκτρολόγου Μηχανικού, καθώς και στην περαιτέρω όξυνση του ενδιαφέροντός μου για την παρακολούθηση των τρεχουσών εξελίξεων στα θέματα αυτά. Αισθάνομαι ευγνώμων και για την εμπιστοσύνη που επέδειξε εν γένει στο πρόσωπό μου, κάτι που έδρασε καταλυτικά στην όλη φοίτησή μου στο πρόγραμμα έως και την ολοκλήρωσή του μέσω της εργασίας αυτής - παρόλες τις αντίξοες και απρόοπτες συνθήκες που προέκυψαν κατά την πορεία.

Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω ειλικρινά και τον καθηγητή μου και Ερευνητή του Ιδρύματος Ερευνών "Δημόκριτος" κύριο Μιχάλη Πίσσα για την εμπιστοσύνη που μου έδειξε στο να μου αναθέσει την εκπόνηση της εργασίας αυτής, η οποία αποτελεί συνάμα και ένα ουσιώδες επιπλέον εφόδιο στη σταδιοδρομία μου ως Ηλεκτρολόγος Μηχανικός. Ελπίζω και εύχομαι να μου δοθεί η ευκαιρία ώστε να συνεργαστώ και πάλι με τον κύριο Πίσσα επί εφαρμοσμένων θεμάτων μελλοντικά!

Τέλος, θα ήταν μεγάλη παράλειψη να μην εκφράσω τη βαθύτατη θλίψη μου για την απώλεια του επιφανούς και αναγνωρισμένου θεωρητικού Φυσικού, κυρίου Ιωάννη Μπάκα, κατά τη διάρκεια των σπουδών μου. Σε προσωπικό επίπεδο, η αναπάντεχη αυτή απώλεια δυστυχώς μου στέρησε την ευκαιρία του να ολοκληρωθεί η εργασία επί της Γενικής Σχετικότητας που μου είχε ανατεθεί από τον κύριο Μπάκα, αν και το ενδιαφέρον μου επί του θέματος παραμένει άσβεστο.

Κύριε Παρασκευαΐδη, κύριε Πίσσα, για μια ακόμη φορά θα ήθελα να εκφράσω τις θερμότερες ευχαριστίες και ευχές μου προς εσάς!

Περιεχόμενα

Ευχαριστίες	v
Περιεχόμενα	vi
Περίληψη – Σκοπός της Εργασίας	ix
Abstract	x
Πρόλογος	xi
Κεφάλαιο 1ο - Θεωρητικά Στοιχεία	1
1.1 Εισαγωγή	1
1.2 Κατηγοριοποίηση μαγνητικών υλικών	3
1.3 Επίδραση υλικών επί της μαγνητικής ροής και πεδίου	6
1.4 Φερρομαγνητικά Υλικά	10
1.5 Ανάλυση του Βρόχου Υστέρησης	17
1.6 Βρόχος Υστέρησης και Μαγνητικές Απώλειες	26
1.7 Απώλειες δινορευμάτων πυρήνα	31
Κεφάλαιο 2 – Πειραματική διάταξη	37
2.1 Εισαγωγή	37
2.2 Γεννήτριες Σημάτων και δοκίμιο	38
Α. Γεννήτρια τάσης	38
Β. Γεννήτρια ρεύματος	39
Γ. Διάταξη Δοκιμίων	40
Δ. A/D Μετατροπέας	40
2.3 Επεξεργασία των μετρήσεων	44
2.3.A Τομέας Α – Κεντρική επεξεργασία μετρήσεων	46
2.3.B Τομέας Β – Αποθήκευση των δεδομένων	51
2.3.Γ Τομέας Γ – Ανάλυση του ρεύματος μαγνήτισης κατά Fourier	53
Κεφάλαιο 3 – Πειραματικά δεδομένα	56
3.1 Εισαγωγή	56
3.2 Μετρήσεις Δοκιμίου Α	58
3.2.1 1 Hz, 50mA	58

3.2.2	1 Hz, 150mA	59
3.2.3	1 Hz, 300mA	60
3.2.4	1 Hz, 0.5A	61
3.2.5	1 Hz, 1A	62
3.2.6	20 Hz, 50 mA	64
3.2.7	20 Hz, 250 mA	65
3.2.8	20 Hz, 0.5 A	66
3.2.9	20 Hz, 0.75 A	67
3.2.10	20 Hz, 1 A	68
3.3	Μετρήσεις Δοκιμίου Β	70
3.3.1	10Hz, 5mA	70
3.3.2	10 Hz, 50mA	72
3.3.3	10Hz, 100mA	73
3.3.4	Μετρήσεις στο 1Hz - Δοκίμιο Β	75
Κεφάλαιο 4 – Σχολιασμός των μετρήσεων / Μαγνητικές απώλειες		77
4.1	Σχολιασμός των μετρήσεων	77
4.2	Μαγνητικές απώλειες	80
4.3	Σχολιασμός των παραγόμενων βρόχων υστέρησης	84
Συμπεράσματα		87
Βιβλιογραφία		88

Περίληψη – Σκοπός της Εργασίας

Βασικός σκοπός της εργασίας αυτής, ήταν η δημιουργία μιας αξιόπιστης πειραματικής διάταξης όπου θα είναι εφικτός ο προσδιορισμός των Μαγνητικών Ιδιοτήτων υλικών τα οποία προορίζονται να χρησιμοποιηθούν ως πυρήνες σε Ηλεκτρικές Μηχανές (Γεννήτριες / Κινητήρες και Μετασχηματιστές).

Η κύρια μέριμνα στράφηκε συνεπώς γύρω από τα μαλακά Μαγνητικά υλικά, χωρίς όμως να σημαίνει ότι από τη διάταξη αποκλείονται αυστηρώς και άλλα είδη Φερρομαγνητικών υλικών (εν αντιθέσει π.χ. με τα μη μαγνητικά υλικά στα οποία πράγματι δεν δύναται να γίνει κάποια επεξεργασία με την πειραματική αυτή διάταξη). Επίσης, λόγω ακριβώς της χρήσης των υλικών για τα οποία ενδιαφερόμαστε, δεν υπάρχει λόγος εφαρμογής πεδίων ιδιάζουσας μορφής (π.χ. πολύ υψηλών τάσεων ή υψίσυχνων σημάτων) αλλά μπορούμε κάλλιστα να κινηθούμε σε πεδιακές τιμές που συναντάμε στα συνήθη Δίκτυα Διανομής.

Η πειραματική διάταξη που δημιουργήθηκε, μπορεί να δώσει ασφαλή συμπεράσματα περί της καταλληλότητας ή μη ενός υλικού με στόχο την ενίσχυση και την όδευση του παρεχόμενου Μαγνητικού Πεδίου. Οι οριακές τιμές Μαγνητικού κορεσμού του υλικού, αλλά βέβαια και οι μαγνητικές απώλειες που αναπόφευκτα θα προκληθούν λόγω του Βρόχου Υστέρησης, μπορούν να προσδιοριστούν σε ικανοποιητικό εύρος τάσεων, ρευμάτων μαγνήτισης αλλά και συχνοτήτων, έτσι ώστε να προσφέρουν όλη την απαραίτητη πληροφορία σχετικά με το δοκίμιο.

Στην αξιοπιστία των μετρήσεων, αναμφίβολα συμβάλλει η χρήση ειδικού εξοπλισμού συλλογής Δεδομένων (Data Acquisition) όπου στη συνέχεια γίνεται ανάλυση μέσω Ηλεκτρονικού Υπολογιστή. Η υψηλής πιστότητας ψηφιοποίηση των δεδομένων, απαλείφει όλα τα ανεπιθύμητα φαινόμενα που μπορούν να προκύψουν από εκτεταμένη χρήση αναλογικών οργάνων μέτρησης, αλλά διευκολύνει δραστικά και την αποθήκευση των μετρήσεων που πραγματοποιήθηκαν.

Η όλη διάταξη, ελέγχθηκε και επί του πρακτέου με ένα πλήθος μετρήσεων σε επαρκές εύρος τιμών πάνω σε ειδικά κατασκευασμένα δοκίμια μαλακών Μαγνητικών Πυρήνων, όπου και διαπιστώθηκε η απόλυτη συμπόρευση με τα θεωρητικά αναμενόμενα αποτελέσματα.

Abstract

This Thesis' main scope was the construction of a reliable method that could clarify the Magnetic properties of Soft Magnetic materials, such as those that indent to be used in Electric Machinery production (meaning Electric Motors and Transformers).

The fact that we focused on soft Magnetic Materials, that can amplify and -of course- guide the produced Magnetic Field in specific topologies, does not actually exclude other Ferromagnetic materials as well (in example, Hard magnetic metals for permanent magnet construction needs). However, it is true that the specific experimental method should not be suggested upon nonmagnetic materials. It is also obvious that for the needs of Electric Machinery that will be applied on the main Power Supply grid, there was no need of investigating any peculiar kind of electric filed, meaning High Voltages or High Frequencies.

This Experimental setup, can give out very reliable measurements of all the main magnetic parameters that would imply the appropriateness or not of a selected material as a magnetic core. Such parameters are the magnetic saturation field and current values and of course the power losses due to the inevitable hysteresis-loop, since we are interested in AC supply. The method's reliability is definitely enhanced due to the sophisticated Data Acquisition equipment used. As a result, any unwanted case that could occur due to the extensive use of classical analogue signal measuring device is already expunged. Moreover, the digitization plays a crucial part in saving and reproducing the data.

The setup, had been thoroughly checked through an adequate number of measurements carried out upon specific soft magnetic cores, under several values of voltage, current and frequency where the theoretically expected results were absolutely met.

Πρόλογος

Ένα σημαντικό κεφάλαιο στην επιστήμη των Δικτύων Διανομής Ηλεκτρικής Ενέργειας αποτελούν οπωσδήποτε οι Ηλεκτρικές Μηχανές (χρησιμοποιούμενες ως Γεννήτριες) αλλά και οι Μετασχηματιστές (προς ανύψωση ή υποβιβασμό της τάσης διανομής). Και στις δύο περιπτώσεις γίνεται χρήση των Ηλεκτρικών και Μαγνητικών ιδιοτήτων των υλικών. Πιο συγκεκριμένα, υπάρχει ανάγκη μεταφοράς των ηλεκτρικών φορτίων μέσω των αγωγών, αλλά και συγκέντρωσης των μαγνητικών γραμμών σε συγκεκριμένες τοπολογίες. Στόχος λοιπόν είναι για την πρώτη περίπτωση η κατά το δυνατό ελαχιστοποίηση της ηλεκτρικής αντίστασης στην όδευση του ρεύματος, ενώ στη δεύτερη η ελαχιστοποίηση της μαγνητικής αντίστασης του συστήματος.

Όσον αφορά στις υπάρχουσες και επικρατέστερες τεχνολογίες των Ηλεκτρικών Μηχανών και Μετασχηματιστών, χρησιμοποιείται χαλκός για τα πηνία των μηχανών - καθότι παρουσιάζει μια πολύ χαμηλή ηλεκτρική αντίσταση (ή υψηλή αγωγιμότητα αντίστοιχα), και σιδηρομαγνητικά υλικά για τους πυρήνες τους - καθότι παρουσιάζουν πολύ ικανοποιητικές μαγνητικές ιδιότητες. Ωστόσο το θέμα της βελτιστοποίησης των στοιχείων αυτών εξακολουθεί να παρουσιάζει άσβεστο επιστημονικό ενδιαφέρον, αφού ειδικά στα Δίκτυα Διανομής μεγάλης κλίμακας αποδεικνύεται ότι ακόμη και μια ελαφρά μείωση των δεικτών απωλειών που οφείλονται στα ηλεκτρικά και μαγνητικά στοιχεία των μηχανών μπορεί να επιφέρει αξιοσημείωτη μείωση της δαπανώμενης ενέργειας σε ηλεκτρικές και μαγνητικές απώλειες - σε τάξη αρκετών εκατομμυρίων δολαρίων μέσα σε ένα έτος. Επίσης, πέραν των απωλειών έχει μεγάλη σημασία και το βάρος των μηχανών - κυρίως όσον αφορά στην κατασκευή, μεταφορά και εργασιών τοποθέτησής τους. Από αυτή τη σκοπιά για παράδειγμα οι πυρήνες σιδήρου είναι μάλλον μια ασύμφορη επιλογή, απλά μέχρι στιγμής δεν έχει εμφανιστεί κάποια βιώσιμη (λειτουργικά και οικονομικά) αντιπρόταση. Άλλωστε δεν είναι τυχαίο ότι οι απώλειες μιας ηλεκτρικής μηχανής συνήθως εκφράζονται ως ποσοστό Ενέργειας ανά kg, τονίζοντας έτσι ταυτόχρονα και τις δύο πλευρές του θέματος.

Παρόλ' αυτά, το θέμα τελικά αποδεικνύεται πιο περίπλοκο αφού δυστυχώς η δαπάνη της εκ νέου κατασκευής μιας μηχανής με βελτιωμένα υλικά πολλές φορές είναι ασύμφορη δεδομένου του υψηλού κόστους των υλικών αυτών, ενώ επιπλέον θα πρέπει να δίνεται μέριμνα και στο τελικό βάρος της κατασκευής - όπως σημειώθηκε προηγουμένως. Σε κάθε περίπτωση λοιπόν βλέπουμε ότι δικαίως ο τομέας της βελτιστοποίησης των υλικών των ηλεκτρικών μηχανών παραμένει ενεργός και με εντατικές - ανά τον κόσμο - προσπάθειες και έρευνες.

Στην παρούσα εργασία εξετάζονται διάφορα μαλακά μαγνητικά υλικά τα οποία χρησιμοποιούνται ή μπορεί να χρησιμοποιηθούν στους πυρήνες Μετασχηματιστών και

Κινητήρων. Τα πορίσματα εστιάζουν κυρίως στα μαγνητικά χαρακτηριστικά των υλικών και στη μείωση των μαγνητικών απωλειών που μπορεί να επέλθει από τη χρήση τους. Στα εργαστηριακά πειράματα που εκτελέστηκαν, δόθηκε έμφαση στην εξέταση του **βρόχου υστέρησης** των υλικών, αφού όπως θα φανεί αναλυτικά αυτός είναι ο λόγος της εμφάνισης παρασιτικών αρμονικών συνιστωσών στο ρεύμα της γραμμής αλλά και απωλειών ενέργειας.

Με τη βοήθεια λογισμικού και λειτουργικού του προγράμματος Lab view της National Instruments, κατέστη δυνατή η άμεση σύγκριση των πειραματικών αποτελεσμάτων με τα αναμενόμενα θεωρητικά όπου και υπήρξε πολύ ικανοποιητική προσέγγιση.



Εντυπωσιακό φαινόμενο έναυσης λαμπτήρων φθορισμού τοποθετημένων κάτω από αγωγούς Δικτύου Διανομής Υψηλής Τάσης. Κάτι τέτοιο είναι ενδεικτικό του ότι υπάρχουν πράγματι Ηλεκτρομαγνητικές απώλειες ως προς τη Γη μέσω των υφιστάμενων εγκάρσιων αγωγιμοτήτων / χωρητικότητων.

Κεφάλαιο 1ο - Θεωρητικά Στοιχεία

1.1 Εισαγωγή

Σύμφωνα με τα επανειλημμένα επιβεβαιωμένα συμπεράσματα της Θεωρητικής Φυσικής έως και σήμερα, στο Σύμπαν επικρατούν τέσσερις θεμελιώδεις δυνάμεις προερχόμενες από τα αντίστοιχα πεδία : Βαρυτικό, Ηλεκτρομαγνητικό, Ασθενές Πυρηνικό, Ισχυρό Πυρηνικό. Η εξοικείωση που έχουμε από την καθημερινότητά μας περιορίζεται σαφώς στις δύο πρώτες περιπτώσεις, με πρωταρχική -πέραν πάσης αμφιβολίας- τη Βαρύτητα. Ωστόσο, οι πρώτες ανακαλύψεις επί του μαγνητισμού κρατούν εδώ και περίπου 2.500 χρόνια, όπου και παρατηρήθηκε η ιδιότητα συγκεκριμένων μετάλλων (αποτελούμενα από οξείδια σιδήρου) στο να έλκουν ή να απωθούν άλλα μέταλλα. Τα μέταλλα αυτά, ονομάστηκαν αρχικά *μαγνητίτες* λόγω του τόπου στον οποίο βρέθηκαν (Μαγνησία).

Το νέο αυτό φαινόμενο διήγειρε έντονα το ενδιαφέρον αλλά και τη φαντασία του ανθρώπου, αφού θεωρήθηκε ως η πρώτη "δύναμη εξ' αποστάσεως" - εσφαλμένα βέβαια, αφού άλλωστε και η βαρύτητα έχει ακριβώς τον ίδιο χαρακτήρα. Σύντομα ο μαγνητισμός βρήκε πληθώρα εφαρμογών με σπουδαιότερη την χρήση του ως πυξίδα στη ναυσιπλοΐα. Παράλληλα, το φαινόμενο του μαγνητισμού απέκτησε έως ένα βαθμό και "μυστικιστικό" χαρακτήρα που διατηρείται έως και τη σημερινή εποχή, αφού εξακολουθεί να γίνεται κατάχρηση του όρου "Ηλεκτρομαγνητικό Πεδίο" από ανυπόστατες παρά-"επιστήμες", κάτι που φανερώνει τον αντίκτυπο που είχε η ανακάλυψη του μαγνητισμού στη ζωή του ανθρώπου.

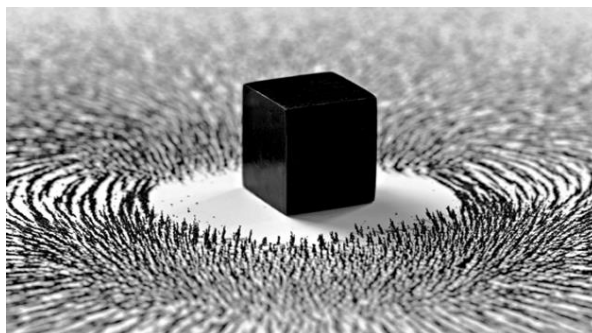


*Πιστό αντίγραφο αρχαίας
Κινέζικης Πυξίδας*

Είναι ενδιαφέρον ότι ο μαγνητισμός (Ηλεκτρομαγνητισμός εν γένει) αποτελεί ακόμη ένα πολύ σημαντικό πεδίο μελέτης, τόσο σε θεωρητικό όσο και σε πρακτικό/εφαρμοσμένο επίπεδο. Η συστηματική, επιστημονική μελέτη του ξεκίνησε μετά τα μέσα του 19ου αιώνα μέσω μιας πορείας συνεχών - αλυσιδωτών ανακαλύψεων η οποία είχε ως πρώτο κολοσσιαίο σταθμό τις περίφημες εξισώσεις Maxwell. Τα ευρήματα της πορείας αυτής άλλαξαν ριζικά τον τρόπο με τον οποίο η επιστήμη προσέγγιζε τα διάφορα φαινόμενα, αποτελώντας το έναυσμα των σημαντικότερων πνευματικών κατακτημάτων του ανθρώπου με έννοιες όπως το Πεδίο και η Ενοποίηση. Άλλωστε, είναι γνωστό ότι με αφορμή την κοινή φύση του μαγνητισμού με τον ηλεκτρισμό δόθηκε η ιδέα της ενοποίησης και της "οικονομικότερης" απόδοσης όλων των Φυσικών φαινομένων. Μια προσπάθεια που έχει επιφέρει εκπληκτικά αποτελέσματα όσον αφορά στις τρεις από τις τέσσερις θεμελιώδεις δυνάμεις της Φύσης, ενώ οι προσπάθειες των θεωρητικών Φυσικών ανά τον κόσμο συνεχίζονται με αμείωτο ενδιαφέρον και για την ένταξη της Βαρύτητας στο βασίλειο των ενοποιημένων πεδίων.

Είναι αξιοσημείωτο το ότι στον ηλεκτρομαγνητισμό συναντώνται οι δυο σημαντικότερες θεωρίες που διαθέτουμε : Σχετικότητα και Κβαντομηχανική. Πράγματι, τελικά φάνηκε ότι ο μαγνητισμός είναι ένα καθαρά Σχετικιστικό φαινόμενο το οποίο κάνει την εμφάνισή του λόγω της διαφοράς που μετρά το δικό του χρόνο ένας παρατηρητής που εξετάζει ένα κινούμενο ηλεκτρικό φορτίο, σε σχέση με το ρυθμό του χρόνου που βλέπει επί του φορτίου (του οποίου φορτίου η τιμή παραμένει αμετάβλητη τόσο για τον ακίνητο παρατηρητή όσο και για εκείνον που κινείται μαζί με το φορτίο). Από την άλλη πλευρά, οι βασικότερες μαγνητικές ιδιότητες των υλικών αποδίδονται στο spin των ηλεκτρονίων - μιας ιδιότητας που θεσπίστηκε καθαρά στο πλαίσιο της προσέγγισης μέσω της εξίσωσης Schrodinger, και που είναι αδύνατο να αποδοθεί καθ' οιονδήποτε τρόπο μέσω της κλασικής Φυσικής (αφού τελικά φάνηκε άμεσα ότι η προσέγγισή του ως "ιδιοπεριστροφή" γύρω από άξονα δεν μπορεί να ευσταθεί).

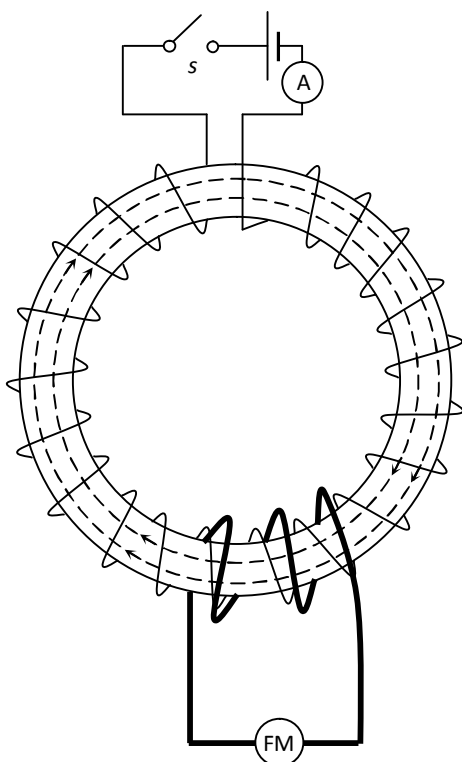
Στο πρώτο αυτό κεφάλαιο, θα εστιάσουμε στα βασικά σημεία θεωρίας που χρειάζονται για την αντιμετώπιση του αντικείμενου της εργασίας αυτής.



1.2 Κατηγοριοποίηση μαγνητικών υλικών

Όλα τα υλικά διαθέτουν μαγνητικές ιδιότητες σε μικρότερο ή μεγαλύτερο βαθμό. Σε κάθε περίπτωση όμως θα πρέπει να δοθεί ένα αυστηρότερα καθορισμένο πλαίσιο, αφού το να χαρακτηρίζουμε ένα υλικό απλά ως μαγνήτη ή μη αφήνει πολλές ασάφειες. Στη βιβλιογραφία του Ηλεκτρομαγνητισμού μπορεί εύκολα να βρει κανείς κατηγοριοποιήσεις ανάλογα με τις τιμές συγκεκριμένων μεγεθών στις οποίες ομαδοποιούνται τα διάφορα υλικά. Στην ενότητα αυτή, θα παρουσιαστεί μια πειραματική μέθοδος μέσω της οποίας θα καθοριστούν βασικές ιδιότητες των υλικών ως προς τη μαγνητική τους συμπεριφορά. Για την ακρίβεια, αν και η μέθοδος αυτή μπορεί να εφαρμοστεί για οποιοδήποτε υλικό, σίγουρα τα αποτελέσματά της γίνονται πιο ευκρινή σε υλικά που εμφανίζουν εντονότερες μαγνητικές ιδιότητες - όπως θα φανεί και κατά την περιγραφή της.

Ας θεωρήσουμε τη διάταξη του σχήματος 1.2.1 όπου έχουμε μια κλασική διάταξη δυο αλληλεπιδρώντων πηνίων.



Σχ. 1.2.1

Στη διάταξη αυτή βλέπουμε το υπό εξέταση υλικό να αποτελεί τον δακτύλιο γύρω από τον οποίο περιελίσσονται τα δυο αλληλοεπιδρώντα πηνία. Η περιέλιξη που διαρρέεται από το γνωστό ρεύμα - όπως αυτό μετριέται στην επάνω διάταξη "πηγής, διακόπτη, αμπερομέτρου" - καλείται *πρωτεύον* και αποτελεί την κύρια πηγή μαγνήτισης του υλικού. Για το σκοπό αυτό φροντίζουμε ώστε το πρωτεύον να έχει πυκνές περιελίξεις με ομοιόμορφη πυκνότητα γύρω από όλο το σώμα του υλικού.

Το πηνίο που θα μας βοηθήσει να υπολογίσουμε τη μαγνητική ροή που έχει αναπτυχθεί εντός του υλικού, καλείται *δευτερεύον* και συνδέεται με τη μετρητική διάταξη κάτω. Να σημειωθεί φυσικά ότι το σύρμα με το οποίο πραγματοποιούμε τις περιελίξεις 1ος / 2ος είναι

μονωμένο, έτσι ώστε η αλληλεπίδραση των δύο πηνίων να είναι αποκλειστικά μαγνητική, αλλά φυσικά και για να οδεύει το ρεύμα μόνο μέσω της φοράς των περιελίξεων. Αυτό βοηθά στο σχηματισμό ενός αθροιστικού μαγνητικού πεδίου συγκεκριμένης φοράς εντός του υλικού. Επιπλέον ο τοροειδής αυτός σχηματισμός δεν έχει όρια, οπότε και δεν υπάρχει κάπου συγκεκριμένα εμφάνιση βόρειου ή νότιου

μαγνητικού πόλου. Η διάταξη αυτή παρουσιάζει πάρα πολλές ομοιότητες με εκείνη που χρησιμοποιήσαμε για τη συλλογή των πειραματικών δεδομένων - όπως αναλύεται στο σχετικό κεφάλαιο.

Η μαγνητική ροή έχει σχεδιαστεί με τους διακεκομμένους κύκλους εντός του υλικού, με φορά όπως επιτάσσει ο κανόνας του δεξιόστροφου κοχλία, ενώ τα αρχικά "FM" αντιστοιχούν στο "Flux - Meter" (Μετρητής Μαγνητικής Ροής). Ο μετρητής αυτός μετρά κατουσίαν την αναπτυσσόμενη διαφορά δυναμικού επί του δευτερεύοντος πηνίου, κάτι που έχει άμεση αναγωγή προς την αναπτυσσόμενη μαγνητική ροή Φ εντός του υλικού.

Ας ονομάσουμε ως $\Phi_{1ος}$ τη ροή που σχηματίζεται αποκλειστικά από το ρεύμα του πρωτεύοντος πηνίου και ως $\Phi_{2ος}$ τη ροή στο δευτερεύον - την οποία και μετράμε. Είναι προφανές ότι μόνο υπό συγκεκριμένες συνθήκες (δηλαδή υλικό δακτυλίου) θα έχουμε ταύτιση των δύο αυτών τιμών. Σε κάθε άλλη περίπτωση θα υπάρχουν αποκλίσεις οι οποίες θα οφείλονται στη συνεισφορά του υλικού στο μαγνητικό πεδίο. Για παράδειγμα είναι χαρακτηριστικό ότι αν - θεωρητικά - αφήσουμε κενό στη θέση του δακτυλίου (οπότε και οι περιελίξεις του πρωτεύοντος θα σχηματίζουν έναν νοητό τόρο), τότε θα ισχύει ότι $\Phi_{1ος} = \Phi_{2ος}$ με απόλυτη - πρακτικά - ταύτιση.

Στο σημείο αυτό μπορεί να γίνει πλέον και η κατηγοριοποίηση των υλικών ως προς τη μαγνητική τους συμπεριφορά με πειραματικό τρόπο. Μπορούμε να διακρίνουμε τις εξής περιπτώσεις :

1. Διαμαγνητικά υλικά.

Στα υλικά αυτά θα παρατηρηθεί $\Phi_{2ος} < \Phi_{1ος}$ κάτι που δείχνει ότι συνέβη αναίρεση της μαγνητικής ροής εντός του υλικού έως ένα βαθμό. Τέτοια υλικά είναι για παράδειγμα ο Χαλκός και το Ήλιο, οπότε και βλέπουμε πως η μαγνήτιση δεν είναι σε καμία περίπτωση μια "a-priori" ιδιότητα όλων ανεξαιρέτως των μετάλλων.

2. Παραμαγνητικά / Αντιφερρομαγνητικά υλικά.

Στην περίπτωση αυτή ισχύει $\Phi_{2ος} > \Phi_{1ος}$ οπότε αντίθετα από πριν βλέπουμε ότι τώρα υπάρχει μια ενίσχυση της μαγνητικής ροής εντός του υλικού. Τέτοια υλικά είναι για παράδειγμα το Νάτριο και το Αλουμίνιο για τα παραμαγνητικά, και τα οξειδία Μαγγανίου και Σιδήρου για τα Αντιφερρομαγνητικά (MnO , FeO). Οι δύο υποκατηγορίες της περίπτωσης αυτής διαφέρουν στο ότι στα μεν παραμαγνητικά υλικά υπάρχει ένας μικρός βαθμός προσανατολισμού των στοιχειωδών μαγνητικών του διπόλων ως προς το επιβαλλόμενο εξωτερικό μαγνητικό πεδίο, ενώ στα δε αντιφερρομαγνητικά υλικά θα εμφανιστεί προσανατολισμός των διπόλων τόσο κατά

τη σύμφωνη όσο όμως και κατά την αντίθετη φορά σε σχέση με το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο. Και στις δύο περιπτώσεις αν και τελικά θα υπάρξει ενίσχυση του πεδίου, αυτή θα είναι πολύ ασθενής.

3. Φερρομαγνητικά / Φερριμαγνητικά υλικά.

Η περίπτωση αυτή μελετάται ξεχωριστά από την κατηγορία 2, αφού αν και έχουμε πάλι αύξηση της μετρούμενης ροής, συμβαίνει $\Phi_{20\text{c}} \gg \Phi_{10\text{c}}$. Στα υλικά αυτά δηλαδή έχουμε μια ισχυρή ενίσχυση της μαγνητικής ροής που προσφέρει το πρωτεύον πηνίο. Ως φερρομαγνητικά χαρακτηρίζονται υλικά όπως ο Σίδηρος, το Κοβάλτιο και το Νικέλιο, ενώ ως φερριμαγνητικά χαρακτηρίζονται οξείδια του σιδήρου όπως το Fe_3O_4 (μαγνητίτης). Οι δύο υποκατηγορίες της περίπτωσης αυτής διαφοροποιούνται ως προς : 1) Τη θερμοκρασία T_c ("Curie Temperature") όπου το υλικό χάνει πλέον τις μαγνητικές του ιδιότητες. Για παράδειγμα, το φερρομαγνητικό κοβάλτιο έχει $T_c \approx 1.130^\circ \text{C}$, ενώ ο φερριμαγνητικός μαγνητίτης μόλις 580°C . 2) Στα φερρομαγνητικά υλικά οι στοιχειώδεις εσωτερικές μαγνητικές ροπές προσανατολίζονται σύμφωνα με τη φορά του εξωτερικού πεδίου, ενώ σε ένα φερριμαγνητικό υλικό εμφανίζονται και μαγνητικά δίπολα με αντίθετη φορά. Αυτό άλλωστε εξηγεί και το ότι -στις ίδιες διαστάσεις υλικού- το μαγνητικό πεδίο ενός φερρομαγνητικού υλικού είναι ισχυρότερο από αυτό του φερριμαγνητικού.

Επίσης, τα υλικά των κατηγοριών 1 και 2 καλούνται στη γενική περίπτωση ως μη μαγνητικά, αφού οι διαφορές στη μαγνητική ροή (είτε στην εξασθένιση της περίπτωσης 1, είτε στην ενίσχυση της περίπτωσης 2) είναι σε τάξη μεγέθους του 0,02% εν σχέση με την ροή $\Phi_{10\text{c}}$. Η πειραματική διάταξη του σχήματος 1.2.1 δεν μπορεί να θεωρηθεί ως ιδανική για μελέτη τέτοιων υλικών, και συνεπώς καταφεύγουμε σε διαφορετικές, πιο λεπτομερείς μεθόδους.

Ωστόσο, η κατηγορία 3 είναι εκείνη με την οποία θα ασχοληθούμε στην εργασία αυτή, στην οποία μπορεί η μετρούμενη $\Phi_{20\text{c}}$ να είναι χιλιάδες φορές μεγαλύτερη εν σχέση με την $\Phi_{10\text{c}}$. Η μελέτη όμως των διαφόρων υλικών έδειξε ότι αντίθετα - ίσως - από την διαίσθησή μας, όλα τα υλικά μπορούν να εμφανίσουν κάποια μαγνητική συμπεριφορά σε μικρότερο ή μεγαλύτερο βαθμό. Άλλωστε είναι χαρακτηριστικό ότι η Μαγνητική Τομογραφία βασίζεται ακριβώς πάνω στη μαγνητική απόκριση μη μαγνητικών υλικών όπως είναι οι οργανικοί ιστοί (που είναι ο λόγος για τον οποίο απαιτούνται υψηλές τιμές μαγνητικών πεδίων ώστε να υπάρξει ένα ξεκάθαρο και ασφαλώς μετρήσιμο αποτέλεσμα).

Η ερμηνεία της απόκλισης της παρεχόμενης μαγνητικής ροής προς τη μετρούμενη λόγω του υλικού, μπορεί να εξηγηθεί και στα πλαίσια του κλασικού Ηλεκτρομαγνητισμού και θα δοθεί εν συντομία στην επόμενη παράγραφο.

1.3 Επίδραση υλικών επί της μαγνητικής ροής και πεδίου

Οποτεδήποτε υπάρχει κίνηση ηλεκτρικού φορτίου - δηλαδή ηλεκτρικό ρεύμα, έχουμε απαραίτητα και εμφάνιση μαγνητικού πεδίου. Μέσα σε ένα υλικό υπάρχουν καταρχήν δέσμια ρεύματα - δηλαδή κλειστές τροχιές φορτίων, που μπορούν να αποτελέσουν στοιχειώδεις μαγνητικές ποσότητες. Επίσης μπορεί να υπάρχουν και ελεύθερα φορτία (π.χ. το "νέφος" ηλεκτρονίων των μετάλλων) τα οποία να τεθούν σε συντονισμένη κίνηση υπό επίδραση εξωτερικού αιτίου (διαφοράς δυναμικού). Στην περίπτωση που εξετάζουμε θα επικεντρωθούμε μόνο στην κατηγορία των κλειστών - εσωτερικών - ρευμάτων εντός του υλικού, αφού άλλωστε στον πυρήνα μιας Ηλεκτρικής Μηχανής ή ενός Μετασχηματιστή δεν υπάρχει ελεύθερο επιβαλλόμενο από εμάς ρεύμα. Πράγματι, ο σκοπός ύπαρξης του μεταλλικού πυρήνα είναι η εστίαση και μεταφορά του μαγνητικού πεδίου από το ένα σημείο στο άλλο, και όχι η παραγωγή του. Αντίθετα, η περιέλιξη χαλκού μιας μηχανής είναι εκείνη που παράγει το επιθυμητό μαγνητικό πεδίο, και στην οποία περιέλιξη κυρίαρχο ρόλο έχουν τα ελεύθερα ρεύματα.

Στη γενική περίπτωση το αποτέλεσμα συναντά και την απλή διαίσθηση, ότι δηλαδή τα διάφορα επιμέρους εσωτερικά μαγνητικά δίπολα στη μάζα του υλικού θα πρέπει να είναι τυχαία προσανατολισμένα και συνεπώς να μην αποδίδουν κάποιο συνιστάμενο μαγνητικό πεδίο - για το λόγο άλλωστε που τα συνήθη υλικά είναι και μη μαγνητικά. Ωστόσο, υπό την επιβολή ενός εξωτερικού μαγνητικού πεδίου B το κάθε υλικό αποκρίνεται με διαφορετικό τρόπο, και η εν λόγω αλληλεπίδραση πρέπει σε κάθε περίπτωση να είναι γνωστή για τον εκάστοτε στόχο.

Το όλο φαινόμενο είναι κατά κάποιο τρόπο μια πιστή μεταφορά της περίπτωσης των ηλεκτρικών δίπολων της ηλεκτροστατικής, στα μαγνητικά πεδία. Πράγματι, με την επιβολή ενός εξωτερικού μαγνητικού πεδίου B τα στοιχειώδη μαγνητικά δίπολα στη μάζα του υλικού τείνουν να προσανατολιστούν με το πεδίο αυτό. Βέβαια, αυτό δεν συμβαίνει με οποιαδήποτε τιμή του B , αλλά ούτε και λαμβάνει χώρα σε όλη τη μάζα του υλικού εξ' αρχής. Ο προσανατολισμός αυτός - που μπορεί να ειπωθεί και ως η "μαγνήτιση" του υλικού, απαιτεί συγκεκριμένη τιμή εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, καθώς επίσης εμφανίζει και ένα συγκεκριμένο όριο. Στο όριο αυτό όλο το υλικό θα έχει μαγνητιστεί και συνεπώς η οποιαδήποτε περαιτέρω αύξηση του εξωτερικού πεδίου B δε θα επιφέρει κάποια αλλαγή. Το όριο αυτό καλείται "κόρος" και έχει μεγάλη σημασία στα υλικά που συνιστούν τους πυρήνες των ηλεκτρικών μηχανών.

Στη γενική περίπτωση, η μαγνήτιση του υλικού εντός μαγνητικού πεδίου B αποδίδεται ως :

$$\mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H}$$

όπου χ_m η μαγνητική επιδεκτικότητα του υλικού, ενώ ως \mathbf{H} συμβολίζεται η συνιστάμενη τιμή του μαγνητικού πεδίου :

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{M}$$

όπου μ_0 η μαγνητική διαπερατότητα του κενού χώρου. Συνδυάζοντας τις προηγούμενες σχέσεις, έχουμε :

$$\mathbf{H} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \mathbf{M} = \frac{\mathbf{B}}{\mu_0} - \chi_m \mathbf{H} \Rightarrow$$

$$\mathbf{B} = \underbrace{\mu_0 (1 + \chi_m)}_{\mu} \mathbf{H}$$

Όπου με $\mu = \mu_0 (1 + \chi_m)$ συμβολίζουμε τη μαγνητική διαπερατότητα του συγκεκριμένου υλικού.

Στον πίνακα που ακολουθεί, φαίνονται οι τιμές της μαγνητικής επιδεκτικότητας ορισμένων υλικών :

Υλικό	Επιδεκτικότητα χ_m	Υλικό	Επιδεκτικότητα χ_m
<i>Διαμαγνητικά</i>		<i>Παραμαγνητικά</i>	
Βισμούθιο	-1.6×10^{-4}	Οξυγόνο	1.9×10^{-6}
Χρυσός	-3.4×10^{-5}	Νάτριο	8.5×10^{-6}
Άργυρος	-2.4×10^{-5}	Αλουμίνιο	2.1×10^{-5}
Χαλκός	-9.7×10^{-6}	Τουγκστένιο	7.8×10^{-5}
Νερό	-9.0×10^{-6}	Λευκόχρυσος	2.8×10^{-4}
Διοξείδιο άνθρακα	-1.2×10^{-8}	Υγρό Οξυγόνο (-200°C)	3.9×10^{-3}
Υδρογόνο	-2.2×10^{-9}	Γαδολίνιο	4.8×10^{-1}

Κάνοντας μια νοητή εφαρμογή των δεδομένων επί της πειραματικής διάταξης του σχήματος 1.2.1, θα παρατηρήσουμε τα εξής :

Ας θεωρήσουμε ότι κάθε φορά ο τόρος της διάταξης αποτελείται από ένα εκ των υλικών αυτών. Τότε από το επιβαλλόμενο ρεύμα στο πρωτεύον πηνίο, εξαναγκάζουμε στο υλικό μια μαγνητική ροή

$$\Phi_{1ος} = \mathbf{H} \cdot \mathbf{A}, \text{ όπου } A \text{ η διατομή του τόρου / πυρήνα.}$$

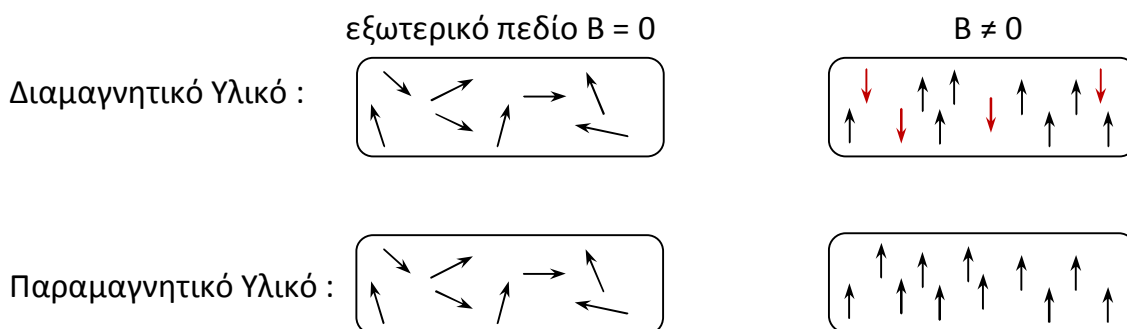
Από την άλλη πλευρά, στο πηνίο μέτρησης θα μετρήσουμε μόνο την τιμή του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου \mathbf{B} που "αισθάνεται" το δευτερεύον πηνίο, οπότε και θα έχουμε μια μετρούμενη μαγνητική ροή :

$$\Phi_{2ος} = \mathbf{B} \cdot \mathbf{A} = \mu \cdot \mathbf{A}, \text{ όπου } \mu \text{ η ολική μαγνητική διαπερατότητα του υλικού - όπως την ορίσαμε προηγουμένως.}$$

Κατ' αρχήν βλέπουμε ότι όντως οι τιμές της επιδεκτικότητας στα μη μαγνητικά αυτά υλικά (όπως χαρακτηρίσαμε τα διαμαγνητικά και παραμαγνητικά υλικά) είναι μικρή - πλην ίσως του Γαδολίνιου, πάντα συγκρίνοντάς τα μεταξύ τους. Άρα λοιπόν δικαιολογείται το συμπέρασμα των αμυδρών αποκλίσεων μεταξύ παραγόμενου και μετρούμενου μαγνητικού πεδίου.

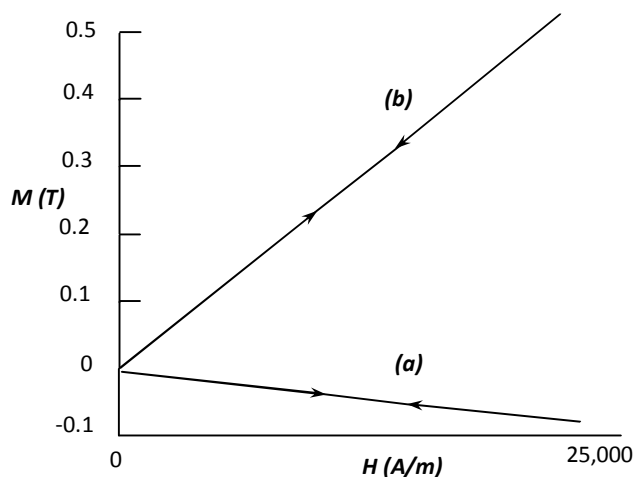
Εν συνεχεία βλέπουμε ότι πράγματι στα διαμαγνητικά υλικά θα υπάρχει μια *ελάττωση* του αρχικού πεδίου, λόγω της αρνητικότητας της χ_m . Αντίθετα θα υπάρχει μια *ενίσχυση* του πεδίου στα παραμαγνητικά υλικά. Αυτό οφείλεται στο ότι στα διαμαγνητικά υλικά ένα μέρος των εσωτερικών / στοιχειωδών μαγνητικών διπόλων τείνει να ευθυγραμμίζεται *αντίρροπα* από το μαγνητικό πεδίο. Αυτό φυσικά συντελεί στην εξουδετέρωση του συνιστάμενου πεδίου - έστω στον μικρό αυτό βαθμό.

Τέλος, πρέπει να σημειωθεί ότι ακριβώς λόγω της πολύ μικρής τιμής της μαγνητικής επιδεκτικότητας στα μη μαγνητικά υλικά, σε συνήθεις τιμές εξωτερικού μαγνητικού πεδίου θα εμφανιστεί μια επίσης πολύ μικρή τιμή μαγνήτισης M . Αυτό σημαίνει ότι μετά την αφαίρεση του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, το υλικό δε θα είναι σε θέση να διατηρήσει τη μαγνήτιση αυτή, οπότε και δε θα εμφανίζει μαγνητικές ιδιότητες. Πράγματι, η όποια συνιστάμενη μαγνήτιση M εμφανίσθηκε με την επιβολή του εξωτερικού πεδίου, θα μπορεί εύκολα να διαταραχθεί ακόμη και από τις θερμικές κινήσεις / συγκρούσεις που συμβαίνουν αυθόρμητα στο εσωτερικό του υλικού. Εννοείται φυσικά ότι το όλο φαινόμενο εξετάζεται σε μη ακραίες συνθήκες, όπως για παράδειγμα θα ήταν η επιβολή υπερβολικά ισχυρού μαγνητικού πεδίου ή η ύπαρξη υπερβολικά χαμηλών θερμοκρασιών.



Στο αμέσως προηγούμενο σχήμα, φαίνεται παραστατικά η επίδραση ενός εξωτερικού μαγνητικού πεδίου σε Διαμαγνητικό και Παραμαγνητικό Υλικό - καθαρά για να δοθεί έμφαση στην εμφάνιση αντίρροπων μαγνητικών διπόλων στην πρώτη περίπτωση. Στο σημείο αυτό λοιπόν, μπορούμε να κάνουμε μια πρώτη αναφορά στην *Καμπύλη Μαγνήτισης* ενός υλικού, όπου και θα παραμείνουμε προς το παρόν στα μη μαγνητικά υλικά :

Η μαγνητική επιδεκτικότητα ενός υλικού μπορεί να είναι ένας σταθερός / συγκεκριμένος αριθμός, είτε όμως και όχι. Για παράδειγμα, στα μη μαγνητικά υλικά και υπό μη ακραίες τιμές επιβαλλόμενου πεδίου, η τιμή του χ_m μπορεί να θεωρηθεί σταθερή. Συνεπώς θα υπάρχει μια γραμμική απόκριση μεταξύ του αιτίου \mathbf{H} και του αποτελέσματος \mathbf{M} , όπως φαίνεται στο παρακάτω διάγραμμα :



Στο διάγραμμα αυτό, η ευθεία (a) αντιστοιχεί σε διαμαγνητικό υλικό (οπότε έχουμε αρνητικό \mathbf{M}), ενώ η ευθεία (b) σε παραμαγνητικό ή αντιφερρομαγνητικό υλικό. Βλέπουμε ότι κατά την αύξηση ή μείωση του μαγνητικού πεδίου ακολουθείται ακριβώς η ίδια πορεία απομάκρυνσης ή προσέγγισης από την αρχική τιμή $M = 0$ (κάτι στο οποίο τα φερρομαγνητικά υλικά παρουσιάζουν σημαντικές διαφορές). Επίσης, βλέπουμε ότι λόγω ακριβώς της μικρής τιμής της χ_m έχουμε και μια αντίστοιχα βραδεία μεταβολή της M . Αυτό σημαίνει ότι σε μη ακραίες τιμές μαγνητικού πεδίου, ίσως και το μεγαλύτερο τμήμα του υλικού θα εξακολουθεί να παραμένει αμαγνήτιστο, δηλαδή τα επιμέρους μαγνητικά δίπολα θα εξακολουθούν να έχουν τυχαίο προσανατολισμό. Άρα, είναι σαφές ότι τα βέλη του σχήματος της προηγούμενης σελίδας αφορούν καθαρά στα μαγνητικά εκείνα δίπολα που τελικά ευθυγραμμίζονται με το πεδίο και σε καμία περίπτωση δεν αποτυπώνουν με κάποιο τρόπο το πραγματικό ποσοστό σε σχέση με τα δίπολα όλου του υλικού.

1.4 Φερρομαγνητικά Υλικά

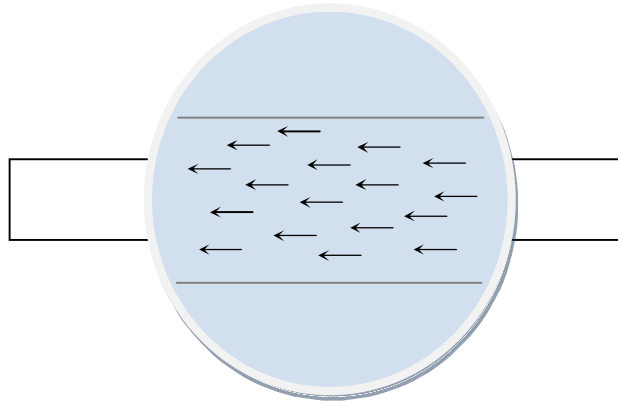
Τα όσα σημειώνονται στην προηγούμενη παράγραφο, αφορούν σε όλα τα υλικά - εκτός φυσικά από τα σημεία όπου αναφερόμασταν ειδικότερα σε διαμαγνητικά και παραμαγνητικά υλικά. Ωστόσο, η περίπτωση των Φερρομαγνητικών Υλικών θα πρέπει να προσεγγιστεί ανεξάρτητα όχι μόνο για το λόγο ότι τα υλικά αυτά αποτελούν τις περιπτώσεις που μας απασχολούν στην εργασία αυτή, αλλά και για το λόγο ότι εμφανίζουν κάποιες ουσιώδεις ιδιότητες και φαινόμενα τα οποία πρέπει οπωσδήποτε να λαμβάνονται υπόψη κατά την επιλογή ενός τέτοιου υλικού ως πυρήνα σε κάποια Ηλεκτρική Μηχανή.

Όπως αναφέρθηκε στο τέλος της προηγούμενης παραγράφου, τα μη μαγνητικά υλικά θα διατηρούν εν γένει ένα μεγάλο (ίσως το μεγαλύτερο) ποσοστό των μαγνητικών διπόλων τους χωρίς να έχει προσανατολιστεί με το εξωτερικά επιβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο. Αντίθετα, στα μαγνητικά υλικά - που αποτελούν τα υλικά της τρίτης κατηγορίας της παραγράφου 1.2, μπορούμε να έχουμε σύμφωνο προσανατολισμό των επί μέρους μαγνητικών διπόλων τους ακόμη και με χαμηλές τιμές εξωτερικά επιβαλλόμενου πεδίου. Πρέπει να τονιστεί φυσικά ότι στην περίπτωση των υλικών αυτών, η μαγνήτιση αποδίδεται όχι σε κάποιες κλειστές τροχιές ηλεκτρονίων στα άτομα του υλικού, αλλά στο spin των ελευθέρων ηλεκτρονίων στο σώμα των μετάλλων του υλικού. Συνεπώς υπάρχει εξαρχής μια εκ φύσεως διαφορετική πηγή του πεδίου B που θα μετρούσαμε π.χ. με το δευτερεύον πηνίο της πειραματικής διάταξης του Σχ. 1.2.1. Όπως ίσως είναι αναμενόμενο, πολλές από τις ιδιότητες των μετάλλων της κατηγορίας αυτής είχαν καταγραφεί μόνο ως πειραματικές διαπιστώσεις, χωρίς όμως να υπάρχει ένα αυστηρό πλαίσιο ερμηνείας τους πριν από την εμφάνιση της κβαντομηχανικής προσέγγισης.

Θα μπορούσε κάποιος να οδηγηθεί ήδη στο συμπέρασμα ότι τα ισχυρά μαγνητικά πεδία μπορούν να παραχθούν συνεπώς μόνο από συντονισμένο σύμφωνο προσανατολισμό στα spin ελευθέρων ηλεκτρονίων και όχι από τις ατομικές τροχιές των ηλεκτρονίων. Κάτι τέτοιο άλλωστε δικαιολογεί και το ότι στην κατηγορία των φερρομαγνητικών υλικών εμφανίζονται σχεδόν αποκλειστικά μεταλλικά στοιχεία. Ωστόσο, η ανακάλυψη της υπεραγωγιμότητας έδωσε μια ακόμη πολύ σπουδαία δυνατότητα στην παραγωγή μαγνητικών πεδίων. Πλέον, οποτεδήποτε απαιτούνται πολύ ισχυρά μαγνητικά πεδία καταφεύγουμε μόνο σε υπεραγωγία στοιχεία, όπου εκεί το πεδίο οφείλεται καθαρά στην ύπαρξη βρόχων με πολύ υψηλές τιμές ρευμάτων - κάτι όμως με το οποίο δεν θα ασχοληθούμε περαιτέρω στα πλαίσια της εργασίας αυτής.

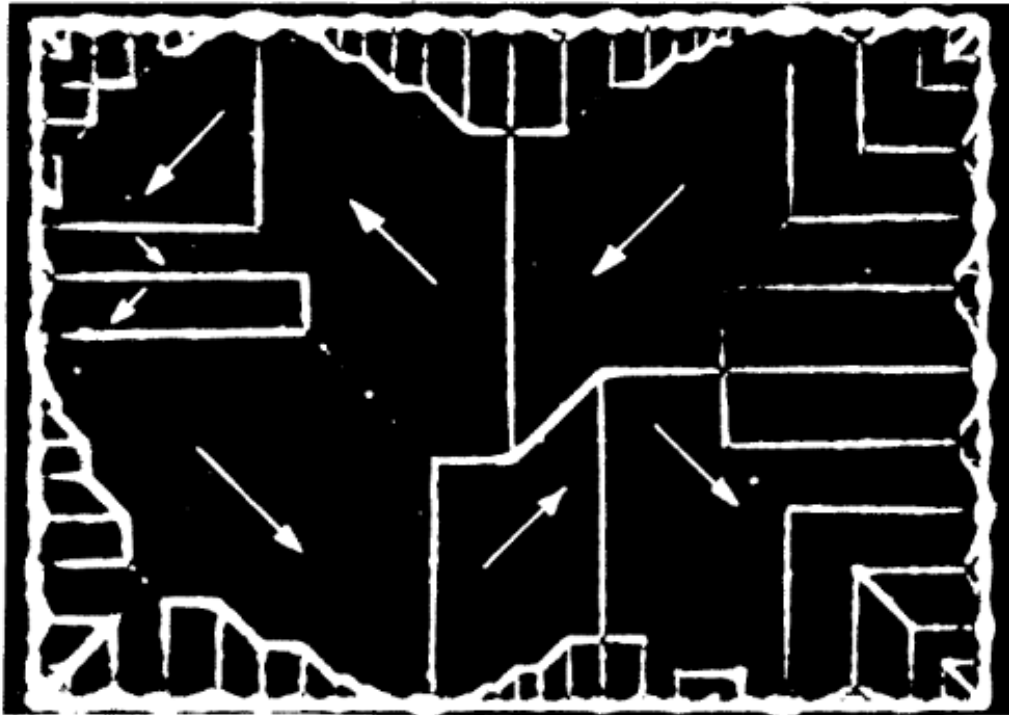
Στην περίπτωση των μεταλλικών φερρομαγνητικών υλικών, το μαγνητικό πεδίο που προκαλεί το spin ενός ηλεκτρονίου έχει τη δυνατότητα να συμπαρασύρει

(προσανατολίσει) έντονα τα γειτονικά μαγνητικά του δίπολα. Θεωρητικά, θα μπορούσαμε έτσι να έχουμε αλυσιδωτά την πλήρη μαγνήτιση του φερρομαγνητικού μετάλλου, κάτι που θα αποδίδονταν από το σχήμα 1.4.1 :



Σχ. 1.4.1 Εστιάζοντας στη μάζα του υλικού, θα μπορούσαμε να υποθέσουμε ότι τα μαγνητικά δίπολα που προκαλούν οι ιδιοπεριστροφές των ελευθέρων ηλεκτρονίων έχουν μια τέτοια μορφή

Ωστόσο όμως κάτι τέτοιο θα καθιστούσε αυτόματα ως μαγνήτη το οποιοδήποτε τέτοιο υλικό - κάτι που δεν ισχύει, τουλάχιστον όχι αυθόρμητα. Ο λόγος είναι καθαρά στατιστικός θα μπορούσαμε να πούμε, αφού όπως αποδεικνύεται θεωρητικά και πειραματικά, στο υλικό υπάρχουν μόνο διακεκριμένες περιοχές εντός των οποίων εμφανίζονται πράγματι ομόρροπα στοιχειώδη μαγνητικά πεδία. Ωστόσο, υπάρχει ένας άτακτος προσανατολισμός μεταξύ των περιοχών αυτών, οπότε τελικά μακροσκοπικά το υλικό εμφανίζεται και πάλι ως μη μαγνητικό. Οι επιμέρους αυτές περιοχές καλούνται "**domains**". Μια αρκετά ικανοποιητική εξήγηση του φαινομένου αυτού, είναι ότι το κάθε "domain" είναι ουσιαστικά ένας ξεχωριστός κρύσταλλος με συγκεκριμένη κατευθυντικότητα - ως προς τη δομή του, κάτι που του προσδίδει και τη συγκεκριμένη μαγνητική πόλωση. Συνεπώς το πλέον αναμενόμενο ενδεχόμενο είναι το να μην υπάρχει πλήρης συμφωνία στα "domain" σε όλη τη μάζα του υλικού. Είναι όμως αξιοσημείωτο ότι τα "domains" δεν μπορούν σε καμία περίπτωση να θεωρηθούν ως "στοιχειώδεις" μαγνητικές ποσότητες, αφού είναι επίσης κάτι μακροσκοπικό το οποίο μάλιστα μπορεί και να παρατηρηθεί εργαστηριακά. Στο σχήμα 1.4.2^[1] φαίνεται η τομή ενός φερρομαγνητικού υλικού όπου έχουν σημειωθεί επάνω οι συνολικές κατευθύνσεις των επιμέρους μαγνητικών πεδίων - όπως αυτές μετρήθηκαν εργαστηριακά.



Σχ. 1.4.2 Διακεκριμένες περιοχές ("domains") με προσανατολισμένη μαγνήτιση σε φερρομαγνητικό υλικό.^[1]

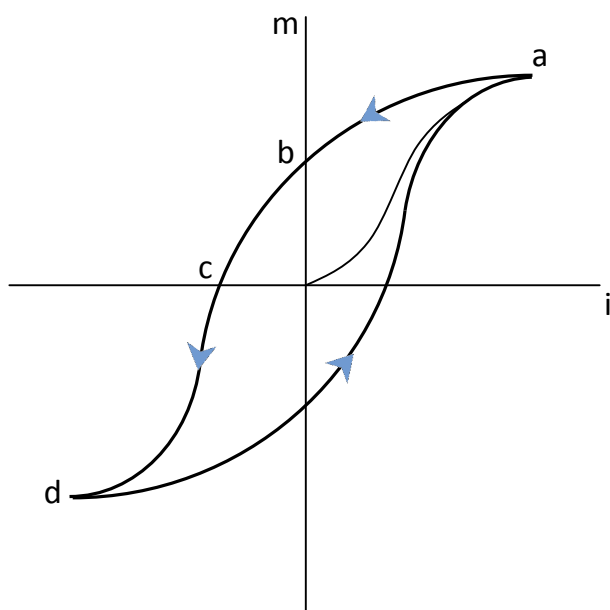
Αυτό που συμβαίνει με την επιβολή ενός εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, είναι ότι τα όρια (σύνορα) των "domains" τείνουν να επεκταθούν. Πιο συγκεκριμένα, τα "domains" εκείνα που τυχαίνει να έχουν ταυτόσημο ή - πιο πιθανά - κοντινό προσανατολισμό με το εξωτερικό πεδίο ενισχύονται και σταδιακά στρέφουν και τα δίπολα των γειτονικών τους "domains". Το φαινόμενο αυτό θα φαινόταν ως "επέκταση" του "domain" αυτού εις βάρος των γειτονικών του - κάτι που ομολογουμένως δεν απέχει και πολύ από την πραγματικότητα. Η επέκταση αυτή των ορίων του "domain" θα μπορούσε να συνεχιστεί μέχρι ενός συγκεκριμένου σημείου όπου πρακτικά όλο το υλικό θα είχε μαγνητιστεί σύμφωνα με το εξωτερικά επιβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο. Στο σημείο αυτό επέρχεται και ο *μαγνητικός κορεσμός* του υλικού, πέρα από το οποίο όσο και να αυξήσει κανείς το εξωτερικό πεδίο δεν πρόκειται να παρατηρήσει κάποια αλλαγή στο εσωτερικό του υλικού. Κάτι τέτοιο συμβαίνει και στα μη μαγνητικά υλικά, με τη διαφορά όμως ότι το σημείο κορεσμού απαιτεί υπερβολικά υψηλές τιμές μαγνητικού πεδίου - ίσως και μη πραγματοποιήσιμες (αν θυμηθούμε και τον πολύ βραδύ ρυθμό μαγνήτισης του υλικού).

Ένα αξιοσημείωτο φαινόμενο των φερρομαγνητικών υλικών, είναι ότι η ελάττωση του μαγνητικού πεδίου κάτω από το επίπεδο του κορεσμού δεν επιφέρει μια

αντίστοιχα πλήρως αντιστρεπτή διαδικασία επαναφοράς των ορίων των “domain”. Αυτό έχει σημαντικές επιπτώσεις στη μαγνητική συμπεριφορά των υλικών ιδίως στις εφαρμογές όπου υπάρχει εναλλασσόμενο ρεύμα.

Ας θεωρήσουμε τον τοροειδή πυρήνα τους σχήματος 1.2.1, μαζί με το πρωτεύον πηνίο. Αυξάνοντας το ρεύμα του πηνίου, αυξάνουμε και το μαγνητικό πεδίο οπότε αυξάνουμε ολοένα και τη μαγνήτιση M του πυρήνα - ο οποίος στην περίπτωση που εξετάζουμε αποτελείται από φερρομαγνητικό υλικό. Όπως αναλύθηκε προηγουμένως, υπάρχει κάποιο όριο κορεσμού της μαγνήτισης, πέραν από το οποίο θα παραμείνει αμετάβλητη. Αν φτάσουμε στο όριο αυτό και αρχίσουμε μετά να μειώνουμε το ρεύμα του πρωτεύοντος, τότε θα διαπιστώσουμε ότι όταν τελικά μηδενιστεί το ρεύμα στο πηνίο θα έχει απομείνει μια μη μηδενική μαγνήτιση στο υλικό. Πλέον, καταστήσαμε το υλικό *μόνιμο μαγνήτη*. Είναι ενδιαφέρον ότι αν θα ήθελε κανείς να απομαγνητίσει τελείως το υλικό επαναφέροντάς το στην αρχική του αμαγνήτιστη κατάσταση θα πρέπει να εφαρμόζει μια σειρά από συγκεκριμένες τιμές στο εξωτερικό μαγνητικό πεδίο (κατ' αντιστοιχία στο ρεύμα πρωτεύοντος) όπως αναλύεται σε επόμενο σημείο της ενότητας.

Αποτυπώνοντας τις τιμές Μαγνήτισης του πυρήνα σε σχέση με τις τιμές του ρεύματος που θέτουμε στο πρωτεύον, προκύπτει το γράφημα του **βρόχου μαγνήτισης** ή **βρόχου υστέρησης** του υλικού. Στη γενική του μορφή ο βρόχος αυτός αποδίδεται στο σχήμα 1.4.3 και είναι ο τελικός στόχος στον οποίο αποσκοπούν και τα πειράματα που εκτελέστηκαν στα πλαίσια της εργασίας αυτής. Κάνοντας μια σύγκριση με την περίπτωση των μη μαγνητικών υλικών, αν θυμηθούμε το διάγραμμα μαγνήτισης τους στην προηγούμενη παράγραφο, βλέπουμε ότι εκεί επιστρέψαμε στο μηδέν από την ίδια -ευθεία- διαδρομή κατά την οποία αυξάνονταν το M . Συνεπώς σε ένα τέτοιο υλικό δεν θα είχαμε σχηματισμό βρόχου, αλλά φυσικά δεν θα μπορούσαμε να έχουμε και ισχυρές τιμές μαγνήτισης με χαμηλά ρεύματα διέγερσης.



Σχ. 1.4.3 Ξεκινώντας από ρεύμα πρωτεύοντος μηδενικό (αρχή των αξόνων) και αποτυπώνοντας τις τιμές της μαγνήτισης σαν συνάρτηση του ρεύματος αυτού, καταλήγουμε στον κλειστό βρόχο του σχήματος.

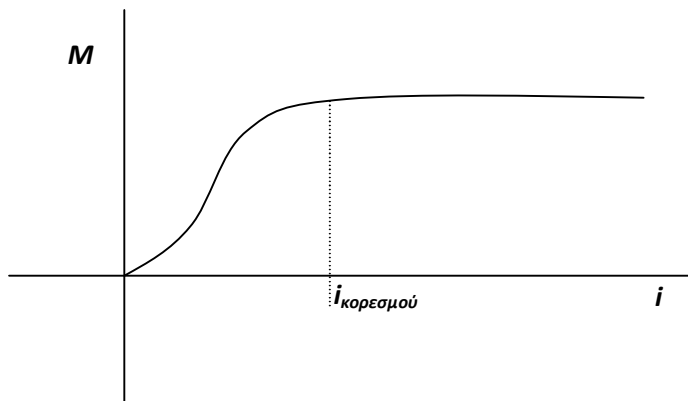
Βλέπουμε λοιπόν ότι στην περίπτωση αυτή η σχέση μεταξύ M και I είναι ξεκάθαρα *μη γραμμική*. Θα πρέπει φυσικά να τονιστεί ότι κάθε τιμή του ρεύματος διέγερσης (στο πρωτεύον) μας αποδίδει μόνο μια τιμή μαγνήτισης κάθε φορά. Πλην όμως έχει σημασία η προηγούμενη τιμή του ρεύματος διέγερσης σε κάθε περίπτωση ώστε να επιλέξουμε τον σωστό κλάδο μαγνήτισης. Συγκεκριμένα, ο βρόχος του σχήματος 1.4.3 αποτελείται από τέσσερις διακριτούς επί μέρους κλάδους :

1. Ξεκινώντας από μηδενική συνιστάμενη μαγνήτιση και μηδενικό ρεύμα πηνίου (αρχή των αξόνων), αυξάνουμε το ρεύμα πηνίου και κινούμαστε επάνω στον κλάδο έως του πρώτου σημείου κορεσμού, a (κανονικός κλάδος μαγνήτισης).
2. Μειώνοντας το ρεύμα πηνίου μέχρι τον μηδενισμό του, ακολουθούμε τον κλάδο $a \rightarrow b$, όπου και βλέπουμε πως το υλικό διατηρεί πλέον μια συνιστάμενη μαγνήτιση στο σημείο b , παρόλο το μηδενισμό του ρεύματος διέγερσης.
3. Στη συνέχεια αν αντιστρέψουμε τη φορά του ρεύματος διέγερσης και αυξήσουμε την τιμή του, θα κινηθούμε στην πορεία $b \rightarrow c \rightarrow d$, όπου και θα φτάσουμε στο αντισυμμετρικό σημείο κορεσμού d . Βλέπουμε τώρα ότι προκειμένου να επιτύχουμε μηδενική μαγνήτιση στο υλικό (στο σημείο c), απαιτείται μια συγκεκριμένη μη μηδενική τιμή ανάστροφου ρεύματος. Αν όμως μηδενίσουμε το ρεύμα διέγερσης στο σημείο αυτό, θα αποδοθεί ξανά κάποια μαγνήτιση στο υλικό.
4. Τέλος, μειώνοντας την τιμή του αντίστροφου ρεύματος και επαναυξάνοντάς την στην ορθή φορά, θα ακολουθήσουμε την πορεία $d \rightarrow a$ όπου και θα συναντήσουμε τον πρώτο κλάδο - όχι όμως στην αρχή των αξόνων. Αν λοιπόν το ρεύμα εξακολουθήσει να εναλλάσσεται μεταξύ των δύο ακραίων τιμών που αποφέρουν το μαγνητικό κορεσμό στο υλικό, τότε ο βρόχος θα επαναλαμβάνεται αυτούσιος.

Σε περίπτωση που το ρεύμα διέγερσης αυξηθεί πέραν των ορίων του μαγνητικού κορεσμού (a, d) τότε η μαγνήτιση θα παραμένει αμετάβλητη οπότε και θα κινούμαστε επί ευθείας¹. Για παράδειγμα το αντίστοιχο διάγραμμα μαγνήτισης μιας

¹ Στην πραγματικότητα, θα υπάρχει πάντα μια ελαφρά κλίση που θα αντιστοιχεί στη μαγνητική διαπερατότητα του κενού.

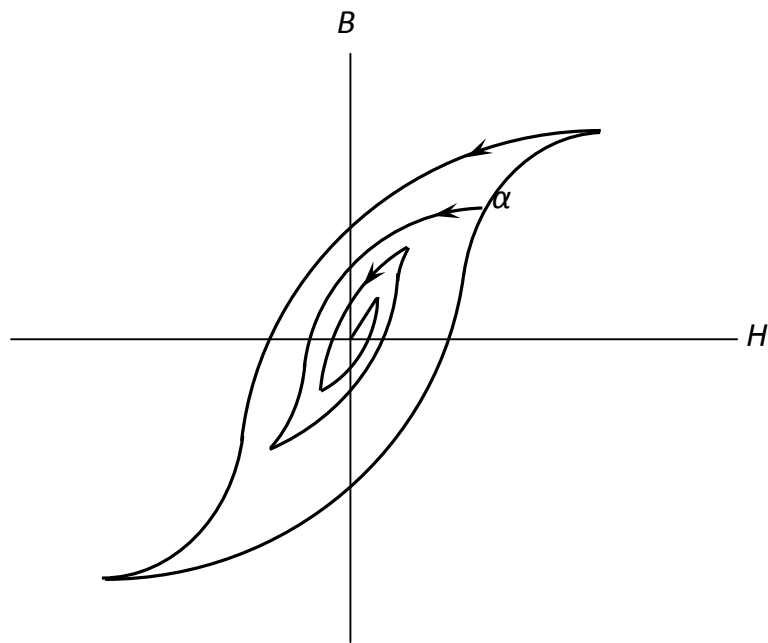
μηχανής συνεχούς ρεύματος - όπου και το ρεύμα λαμβάνει π.χ. μόνο θετικές τιμές, θα ήταν όπως στο σχήμα 1.4.4, που είναι φυσικά μια υποπερίπτωση του βρόχου υστέρησης.



Σχ. 1.4.4 Κατά τη μελέτη ενός κινητήρα DC, συνηθίζεται για λόγους απλότητας η περιοχή μέχρι το ρεύμα κορεσμού να θεωρείται πρακτικά ως ανερχόμενη ευθεία, και καλείται "γραμμική περιοχή", ενώ για τιμές πέραν του ρεύματος κορεσμού η τιμή του M διατηρείται σταθερή - ανεξάρτητα του ρεύματος διέγερσης

Είναι σύνηθες ο βρόχος υστέρησης να αποδίδεται σε άξονες \mathbf{B}, \mathbf{H} αντί για \mathbf{M}, i που είδαμε. Ωστόσο, και πάλι το αποτέλεσμα είναι το ίδιο αν θυμηθούμε (από παράγραφο 1.3) ότι $\mathbf{B} = \mu_0(\mathbf{H} + \mathbf{M})$. Ωστόσο από το πρωτεύον πηνίο θα ισχύει ότι $\mathbf{H} = n\mathbf{i}$ όπου n ο αριθμός των σπειρών του πηνίου. Επίσης πρακτικά ισχύει ότι στα φερρομαγνητικά υλικά η τιμή του \mathbf{M} υπερσχύει ίσως και χιλιάδες φορές αυτής του \mathbf{H} , άρα τελικά το να αποδίδουμε το διάγραμμα ως $\mathbf{B} = f(\mathbf{H})$ είναι ουσιαστικά το ίδιο σαν να λέμε $\mathbf{M} = f(i)$. Εδώ όμως αξίζει να παρατηρηθεί το εξής : όταν αποδώσουμε το διάγραμμα σε άξονες \mathbf{B}, \mathbf{H} - ή ακόμη καλύτερα σε άξονες $\mathbf{B}, \mu_0\mathbf{H}$ βλέπουμε ότι ακριβώς λόγω της μικρής τιμής του μ_0 αρκεί μόνο μια επίσης μικρή τιμή ρεύματος για να μας δώσει ένα B πολλές τάξεις μεγαλύτερο. Όπως προαναφέρεται και στην προηγούμενη παράγραφο, το $\mu_0\mathbf{H}$ είναι το πεδίο που σχηματίζεται μόνο λόγω του ρεύματος στο πρωτεύον - ανεξάρτητα από το υλικό του πυρήνα, ενώ το τελικό B είναι το πεδίο που πράγματι θα σχηματιστεί με τη βοήθεια του πυρήνα. Άρα λοιπόν βλέπουμε ότι στα φερρομαγνητικά υλικά η μετατόπιση των συνόρων των "domains" απαιτεί σχετικά πολύ μικρές τιμές ρεύματος πεδίου διέγερσης. Για το λόγο αυτό πάντα οι ηλεκτρομαγνήτες θα περιλαμβάνουν πυρήνα από τέτοια υλικά.

Στο σημείο αυτό θα αναφερθούμε στη μέθοδο απομαγνήτισης ενός φερρομαγνητικού υλικού. Αν και η παραμένουσα μαγνήτιση κρίνεται απαραίτητη για την αρχική δημιουργία ροπής σε ηλεκτρικές μηχανές συγκεκριμένου είδους, ωστόσο όπως είδαμε αν απαιτείται η πλήρης απομαγνήτιση ενός τέτοιου υλικού τότε ασφαλώς ο μηδενισμός του ρεύματος διέγερσης και μόνο, δεν αρκεί. Στην περίπτωση αυτή, ακολουθούμε παράλληλους - συμμετρικούς ελάσσονες βρόχους μαγνήτισης έως ότου φτάσουμε ξανά στην αρχή των αξόνων. Κάτι τέτοιο αποδίδεται στο σχήμα 1.4.5 της επόμενης σελίδας.



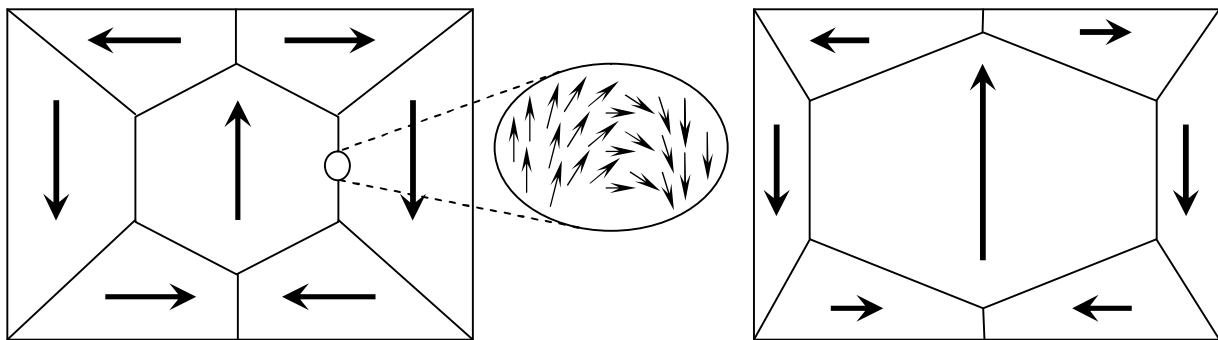
Σχ. 1.4.5 Μέθοδος απομαγνήτισης
 φερρομαγνητικού υλικού με επιβολή
 κατάλληλου ρεύματος διέγερσης.

Η επιβολή κατάλληλου ρεύματος διέγερσης μεταξύ όλο και μικρότερων οριακών τιμών, θα προκαλέσει το μαγνητικό πεδίο του σχήματος. Μια τέτοια μέθοδος καλείται *κυκλική* ή *πεδιακή* απομαγνήτιση. Ενώ υπάρχουν κι άλλες μέθοδοι - όπως η θερμική στην οποία θα αναφερθούμε στην επόμενη παράγραφο, η κυκλική μέθοδος θεωρείται ίσως η πιο ασφαλής για το υλικό αφού στο τέλος το υλικό επανέρχεται σχεδόν απόλυτα στην αρχική αμαγνήτιστη κατάστασή του χωρίς καμία πρακτικά μεταβολή στα "domains".

Τέλος, θα κλείσουμε την παράγραφο αυτή σημειώνοντας ότι το σημείο κορεσμού του κάθε φερρομαγνητικού υλικού, καθορίζει στην ουσία και το πόσο εύκολη ή δύσκολη είναι η μαγνήτιση του. Για παράδειγμα ένα υλικό το οποίο φτάνει εύκολα στον κορεσμό, θα χαρακτηριστεί ως *μαλακό μαγνητικό* σε αντίθεση με κάποιο που απαιτεί υψηλότερες τιμές ρεύματος διέγερσης όπου και χαρακτηρίζεται ως *σκληρό μαγνητικό υλικό*. Όπως είναι ίσως και διαισθητικά αναμενόμενο, ένα σκληρό μαγνητικό υλικό θα μπορεί να λειτουργήσει καλύτερα ως *μόνιμος μαγνήτης*, αφού η απομαγνήτισή του θα απαιτούσε υψηλά αντίρροπα ρεύματα (δηλαδή θα είχε περισσότερη "αντοχή" ως μόνιμος μαγνήτης). Από την άλλη πλευρά όμως ένα μαλακό μαγνητικό υλικό - όπως για παράδειγμα ο καθαρός σίδηρος που χρησιμοποιείται στις Ηλεκτρικές Μηχανές - μπορεί να αποδώσει πιο "οικονομικά" (δηλαδή με χαμηλότερο ρεύμα διέγερσης) ένα ισχυρό μαγνητικό πεδίο. Συνεπώς αυτός είναι ένας ακόμη λόγος που το υλικό των πυρήνων των μηχανών είναι σίδηρος (με μόνο μειονέκτημα ίσως το βάρος του).

1.5 Ανάλυση του Βρόχου Υστέρησης

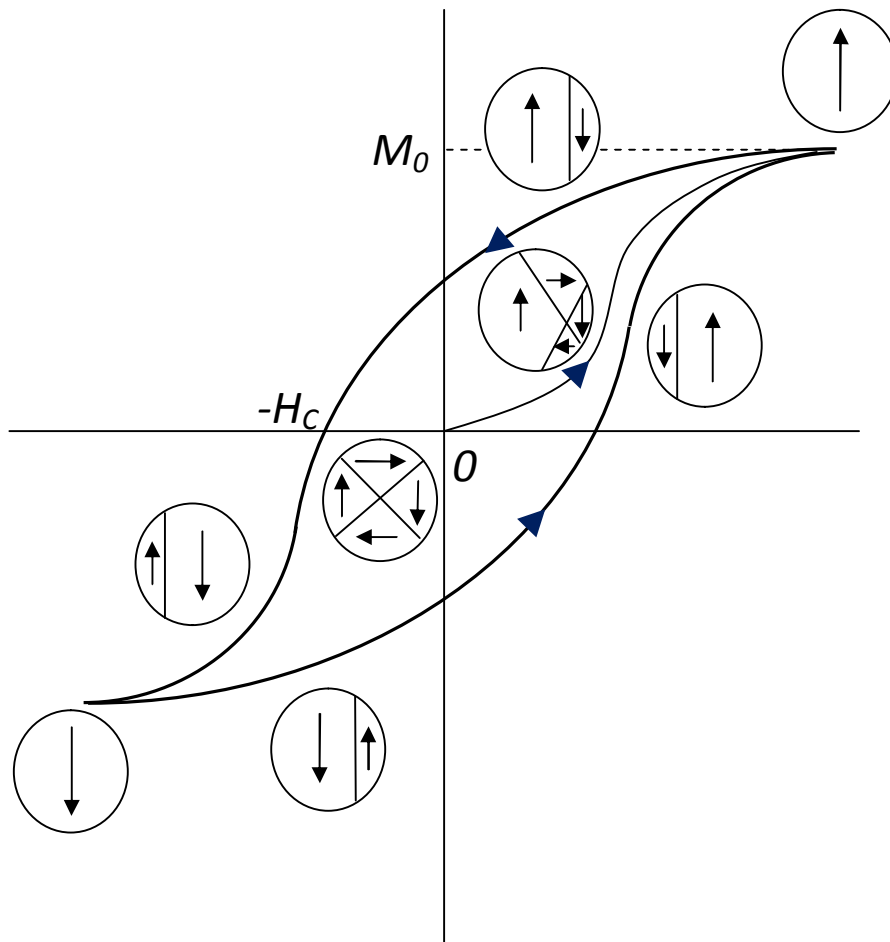
Ο βρόχος υστέρησης ενός φερρομαγνητικού υλικού, αξίζει περαιτέρω ανάλυσης αφού από εκεί κρίνεται και η καταλληλότητα ή μη του υλικού για τη χρήση του ως μεταφορέα του μαγνητικού πεδίου. Όπως αναφέρθηκε και στην προηγούμενη παράγραφο, το υλικό αποτελείται από διάκριτες περιοχές κρυστάλλων με διαφορετική μαγνητική πόλωση (“domains”). Δικαίως λοιπόν το θέμα της λεπτομερέστερης προσέγγισης της μαγνητικής συμπεριφοράς του υλικού απαιτεί στοιχεία Φυσικής Στερεάς Κατάστασης. Για τους σκοπούς που μας αφορούν ωστόσο, είναι επαρκή τα σχήματα 1.5.1 και 1.5.2 που ακολουθούν :



Σχ. 1.5.1

Στο σχήμα 1.5.1 φαίνονται τα “domains” εντός των οποίων υπάρχει μια κυριαρχούσα κατεύθυνση μαγνήτισης. Στο αριστερό τμήμα, αποτυπώνεται ένα φερρομαγνητικό υλικό απουσία εξωτερικού μαγνητικού πεδίου όπου αθροιστικά η εσωτερική του μαγνήτιση δεν αποδίδει κάποιο μαγνητικό πεδίο έξω από το υλικό. Επίσης, φαίνονται και οι μεταβάσεις από ένα “domain” σε γειτονικό του όπου στην πραγματικότητα υπάρχει μια ομαλή - σταδιακή στροφή στα spin των ηλεκτρονίων των συνόρων. Στο δεξί τμήμα, φαίνεται το ίδιο υλικό εντός κάποιου εξωτερικού μαγνητικού πεδίου το οποίο και προκάλεσε την διόγκωση του κεντρικού “domain” εις βάρος των γειτονικών του. Στην περίπτωση αυτή δηλαδή το άθροισμα στη μαγνήτιση του υλικού θα δώσει και εξωτερικά ένα μαγνητικό πεδίο (κάτι που προκαλεί και την επιθυμητή ενίσχυση του πεδίου που επιβάλαμε εμείς).

Κατά την περαιτέρω αύξηση του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, θα υπάρχει και αντίστοιχη μεταβολή των “domain” και των συνόρων τους. Το σχήμα 1.5.2 που ακολουθεί αποτυπώνει με πολύ χαρακτηριστικό τρόπο τη δημιουργία του βρόχου υστέρησης σε σχέση με αυτές τις μεταβολές :

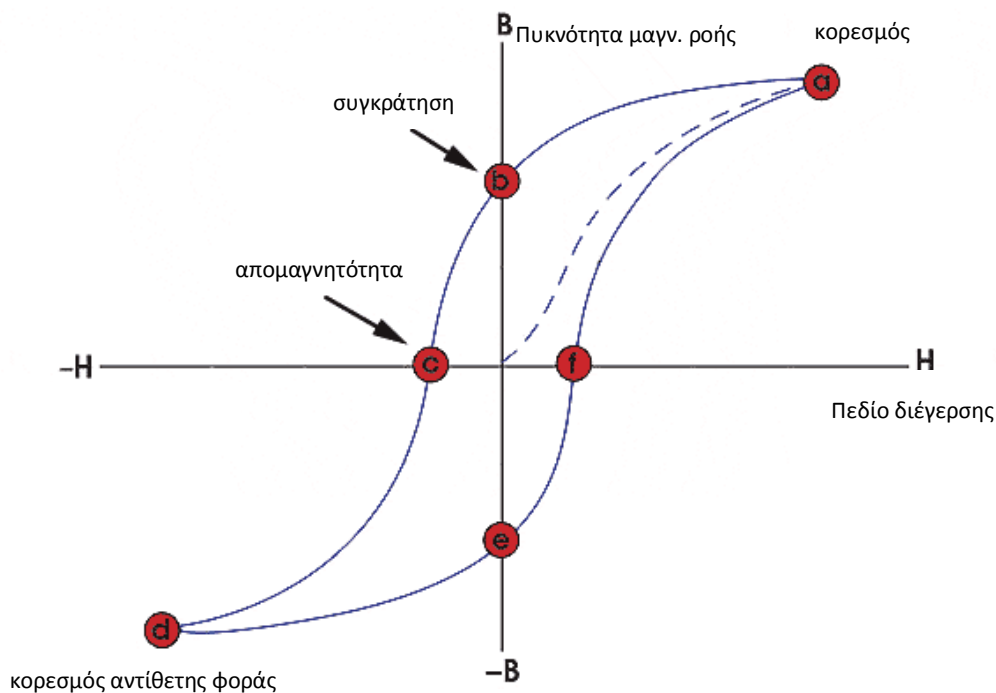


Σχ. 1.5.2

Θα πρέπει να σημειωθεί επ' ευκαιρίας ότι όλα τα παραπάνω συμβαίνουν σε θερμοκρασίες όπου δεν αλλοιώνεται η χημική σύσταση του υλικού (π.χ. αλλαγή φάσης του), έτσι ώστε να μπορούμε να αναφερόμαστε σε διακριτές κρυσταλλικές περιοχές. Άλλωστε όπως αναφέρθηκε επιγραμματικά στην προηγούμενη παράγραφο, μια ακόμη μέθοδος απομαγνήτισης ενός υλικού είναι η *θερμική* μέθοδος. Πράγματι, σε μια πολύ υψηλή θερμοκρασία η θερμική κίνηση των ατόμων του υλικού θα απαγόρευε το σχηματισμό περιοχών με προσανατολισμένη μαγνήτιση. Είναι αξιοπρόσεκτο ότι στην περίπτωση του σιδήρου η θερμοκρασία των 770°C αποτελεί το οριακό σημείο πέραν του οποίου ο σίδηρος δεν μπορεί πλέον να χαρακτηριστεί ως φερρομαγνητικό υλικό, παρά μάλλον ως παραμαγνητικό - δηλαδή μη μαγνητικό. Το σημείο αυτό είναι συγκεκριμένο, χαρακτηρίζει το κάθε φερρομαγνητικό υλικό και καλείται *σημείο Curie*. Συγκεκριμένα, ακριβώς στο σημείο Curie δεν υπάρχει ομαλή μετάβαση μεταξύ φερρομαγνητικής και παραμαγνητικής συμπεριφοράς (περίπου όπως συμβαίνει και ακριβώς στο σημείο αλλαγής φάσης π.χ. του νερού, στους 0°C όσον αφορά το αν το νερό εκεί είναι υγρό ή στερεό). Τέτοια σημεία είναι γνωστά στη Φυσική Στερεάς Κατάστασης ως σημεία *μετάπτωσης φάσεων* (phase transition). Θα πρέπει όμως να σημειωθεί ότι η θερμική απομαγνήτιση δε μας εγγυάται ότι τελικά το υλικό θα επιστρέψει απόλυτα στην αρχική κατάσταση των "domain" του. Επίσης, μια τέτοια

μέθοδος ίσως και να μην μπορεί να έχει πρακτική εφαρμογή στους ήδη σχηματισμένους πυρήνες ενός (π.χ.) Μετασχηματιστή, αφού η αύξηση της θερμοκρασίας σε τέτοια επίπεδα μπορεί να ενείχε κινδύνους μεταβολής του σχήματός τους. Να προστεθεί στο σημείο αυτό ότι ακόμη και μια ισχυρή κρούση στο υλικό θα μπορούσε να προκαλέσει την απομαγνήτισή του, κάτι που πλέον ίσως γίνεται άμεσα αντιληπτό αφού η διάδοση της κρούσης θα μπορούσε κάλλιστα να διαταράξει τον προσανατολισμό των μαγνητικών διπόλων. Για το λόγο αυτό απαιτείται ιδιαίτερη προσοχή κατά τη διαχείριση (τοποθέτηση, επισκευή κλπ.) των μόνιμων μαγνητών του δρομέα μιας π.χ. σύγχρονης γεννήτριας (υπάρχουν για παράδειγμα ανεμογεννήτριες μεγάλης κλίμακας οι οποίες αποτελούνται από σύγχρονες γεννήτριες μόνιμων μαγνητών).

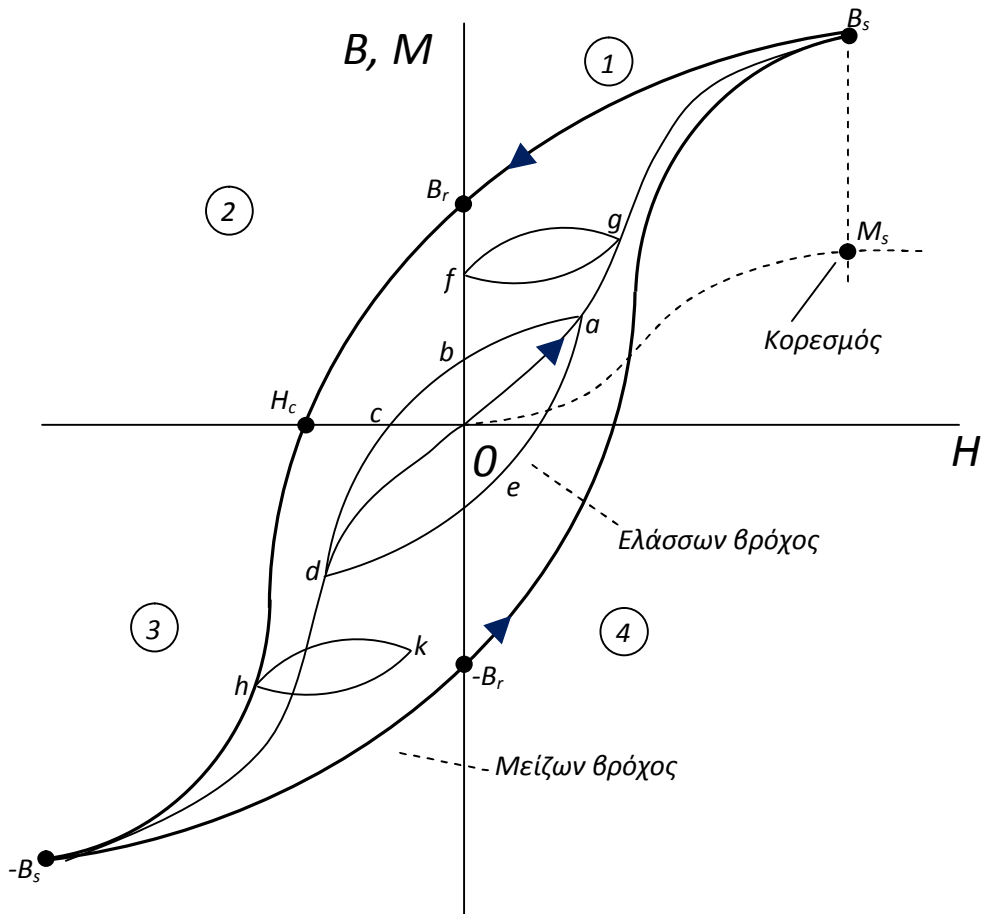
Στο σχήμα 1.5.3 που ακολουθεί, φαίνεται μια λεπτομερέστερη προσέγγιση του βρόχου υστέρησης :



Σχ. 1.5.3

όπου και φαίνονται τα σημεία b - όπου υπάρχει η *συγκράτηση* στη μαγνήτιση παρόλο το μηδενισμό του πεδίου διέγερσης - και το c όπου λαμβάνει χώρα ο απομαγνητισμός του υλικού, με ταυτόχρονη όμως ύπαρξη εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Βέβαια, κάθε ένας από τους αξιοσημείωτους κόμβους του βρόχου εμφανίζεται κατά ζεύγος, που αντιστοιχεί στη μείωση και αύξηση του πεδίου διέγερσης (π.χ. του ρεύματος πρωτεύοντος).

Στο σήμα 1.5.4 που ακολουθεί, αποδίδονται ίσως όλες οι δυνατές περιπτώσεις βρόχων υστέρησης που μπορεί να προκύψουν :



Σχ. 1.5.4

Πρωτίστως ας σημειωθεί ότι στο παραπάνω διάγραμμα φαίνεται η γραμμή μαγνήτισης μέχρι τον κορεσμό που αφορά καθαρά στην εσωτερική μαγνήτιση M παράλληλα με το ολικό παραγόμενο πεδίο B . Βέβαια, ο κορεσμός των M και B (στις τιμές M_s και B_s αντίστοιχα) λαμβάνει χώρα στην ίδια τιμή του μαγνητικού πεδίου H . Πρακτικά στα μαλακά μαγνητικά υλικά η διαφορά στις δυο πορείες θα ήταν ανεπαίσθητη. Ωστόσο, σε σκληρά μαγνητικά υλικά - όπως οι μόνιμοι μαγνήτες, υπάρχει πράγματι μια αισθητή διαφορά. Το ίδιο συμβαίνει και στον απομαγνητισμό του υλικού : σε ένα μαλακό φερρομαγνητικό υλικό, στο σημείο όπου έχουμε H_c θα είχαμε ταυτόχρονο μηδενισμό και της μαγνήτισης M . Ωστόσο αυτό δεν θα συνέβαινε απαραίτητα σε έναν μόνιμο μαγνήτη. Σε γενικές γραμμές δηλαδή σε ένα μαλακό μαγνητικό υλικό η μαγνήτιση M μπορεί ουσιαστικά να θεωρηθεί ως το επικρατέστερο

μαγνητικό πεδίο B . Οι δείκτες s , r , και c , αναφέρονται αντίστοιχα στον : κορεσμό (saturation), συγκράτηση (retentivity) και απομαγνητότητα (coercivity) αντίστοιχα.

Εάν κινηθούμε μεταξύ των τιμών του H που επιφέρουν κορεσμό στο B - πέραν των οποίων δηλαδή το B θα είναι πλέον σταθερό - τότε σχηματίζεται ο *μείζων* βρόχος υστέρησης. Ο βρόχος αυτός παρουσιάζει περιττή συμμετρία (δηλαδή συμμετρία ως προς την αρχή των αξόνων). Εάν όμως κινηθούμε εντός κάποιων στενότερων ορίων του H , τότε θα έχουμε σχηματισμό *ελάσσονος βρόχου* όπως για παράδειγμα ο βρόχος a b c d e a . Μπορούμε να σχηματίσουμε άπειρους τέτοιους βρόχους, όπως για παράδειγμα κατά την κυκλική απομαγνήτιση του υλικού. Ένας τέτοιος βρόχος, εξακολουθεί να παρουσιάζει περιττή συμμετρία, ενώ τα άκρα του βαίνουν επί της *κανονικής καμπύλης μαγνήτισης* η οποία είναι η καμπύλη εκείνη η οποία ξεκινά από την αρχή των αξόνων (τόσο κατά την αύξηση του H όσο και κατά τη μείωσή του).

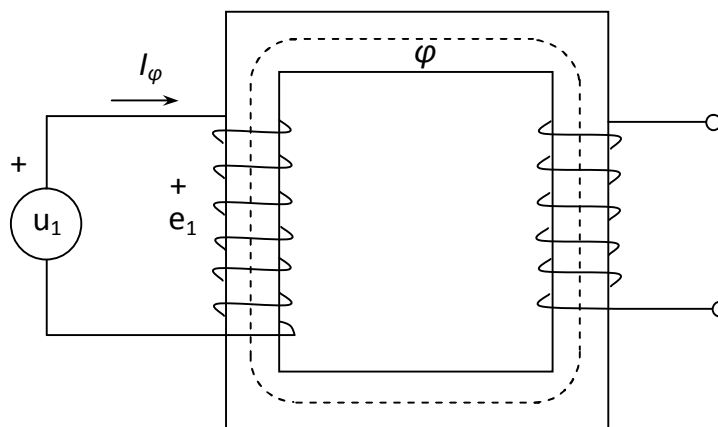
Ωστόσο, υπάρχουν ελάσσονες βρόχοι οι οποίοι είναι μη συμμετρικοί ως προς την αρχή των αξόνων, όπως οι fg και hk του σχήματος. Για παράδειγμα, ο βρόχος fg μπορεί να σχηματιστεί εάν δεν μεταβούμε μέχρι το σημείο κορεσμού του μείζονος βρόχου αλλά σταματήσουμε στο σημείο g και κατόπιν μηδενίσουμε το πεδίο. Εάν δεν αντιστρέψουμε το πεδίο αλλά επανέλθουμε στην τιμή που είχε στο σημείο g , τότε θα σχηματιστεί ένας τέτοιος ελάσσων βρόχος. Με τον ίδιο τρόπο, εάν ενόσω μειώνεται το ρεύμα πεδίου το επαναυξήσουμε κατά μια μικρή τιμή και επαναλάβουμε κυκλικά τις τιμές αυτές, τότε θα σχηματιστεί ένας παρόμοιος ελάσσων βρόχος όπως ο hk . Αξίζει να σημειωθεί ότι το ατρακτοειδές σχήμα όλων των ελασσόνων βρόχων, διαφέρει από αυτό του μείζονος-κυρίως βρόχου αφού δεν εμφανίζονται φαινόμενα κορεσμού του υλικού. Τέλος, είναι σαφές ότι και οι βρόχοι αυτού του είδους είναι επίσης άπειροι.

Από το σχήμα και μόνο του βρόχου υστέρησης, καταλαβαίνουμε ότι ένα φερρομαγνητικό υλικό δεν μπορεί σε καμία περίπτωση να χαρακτηριστεί "γραμμικό" όσον αφορά στη σχέση ρεύματος διέγερσης και μαγνήτισης του. Αντίθετα, η ολική μαγνητική διαπερατότητα μ του υλικού θα αλλάζει συνεχώς ανάλογα όχι μόνο με την τιμή του ρεύματος πεδίου, αλλά και με τις παρελθούσες τιμές του, και φυσικά θα είναι κάθε στιγμή η εφαπτομένη επί της καμπύλης υστέρησης. Όπως προαναφέρθηκε, η μόνη περίπτωση που θα μπορούσαμε να θεωρήσουμε για λόγους απλότητας ότι κινούμαστε σε ευθεία, είναι κατά την κανονική καμπύλη μαγνήτισης, δηλαδή επί του τμήματος εκείνου που ξεκινά από το μηδέν μέχρι τον κορεσμό. Από την άλλη μεριά βέβαια, αν εστιάσουμε επί του υλικού και του κάθε "domain" ξεχωριστά, καταλαβαίνουμε ότι αυξάνεται κατά πολύ η πολυπλοκότητα της μαγνητικής διαπερατότητας. Στην περίπτωση αυτή δηλαδή βλέπουμε ότι το μ δε μεταβάλλεται μόνο συνολικά λόγω του ρεύματος διέγερσης, αλλά λαμβάνει και τοπικά διαφορετικές τιμές εντός του υλικού. Για το λόγο αυτό, η λεπτομερής ανάλυση του μ επιβάλλει να το διαχειριζόμαστε ως *τανυστή* (ο οποίος δρα επί του διανύσματος του μαγνητικού πεδίου) παρά ως έναν απλό αριθμό. Ωστόσο κάτι τέτοιο δεν χρήζει περαιτέρω

ανάλυσης στο θέμα μας , αφού στα υλικά που θα εξετάσουμε και με τις τιμές του ρεύματος διέγερσης που δίνουμε πρακτικά αποκτάται μια ενιαία τιμή μαγνήτισης σε όλο το σώμα του πυρήνα.

Στη συνέχεια θα εστιάσουμε στον αντίκτυπο που έχει η μη γραμμικότητα του διαγράμματος μαγνήτισης επί των ρευμάτων γραμμής καθώς και του ιδίου του πεδίου του πυρήνα. Δεδομένου ότι δεν υπάρχει κάποια αναλυτική έκφραση που να μας δίνει τους κλάδους του βρόχου υστέρησης (π.χ. κάποια κλαδική συνάρτηση με καθορισμένο τύπο), καταφεύγουμε σε πειραματικές και γραφικές μεθόδους. Είναι προφανές ότι μια τέτοια ανάλυση είναι επιβεβλημένη από τη στιγμή που πρόκειται για εφαρμογή σε εναλλασσόμενο ρεύμα.

Ας θεωρήσουμε τον μονοφασικό Μετασχηματιστή του σχήματος 1.5.5, ο οποίος λειτουργεί "εν κενώ", δηλαδή με τα άκρα του δευτερεύοντος ανοιχτοκυκλωμένα.



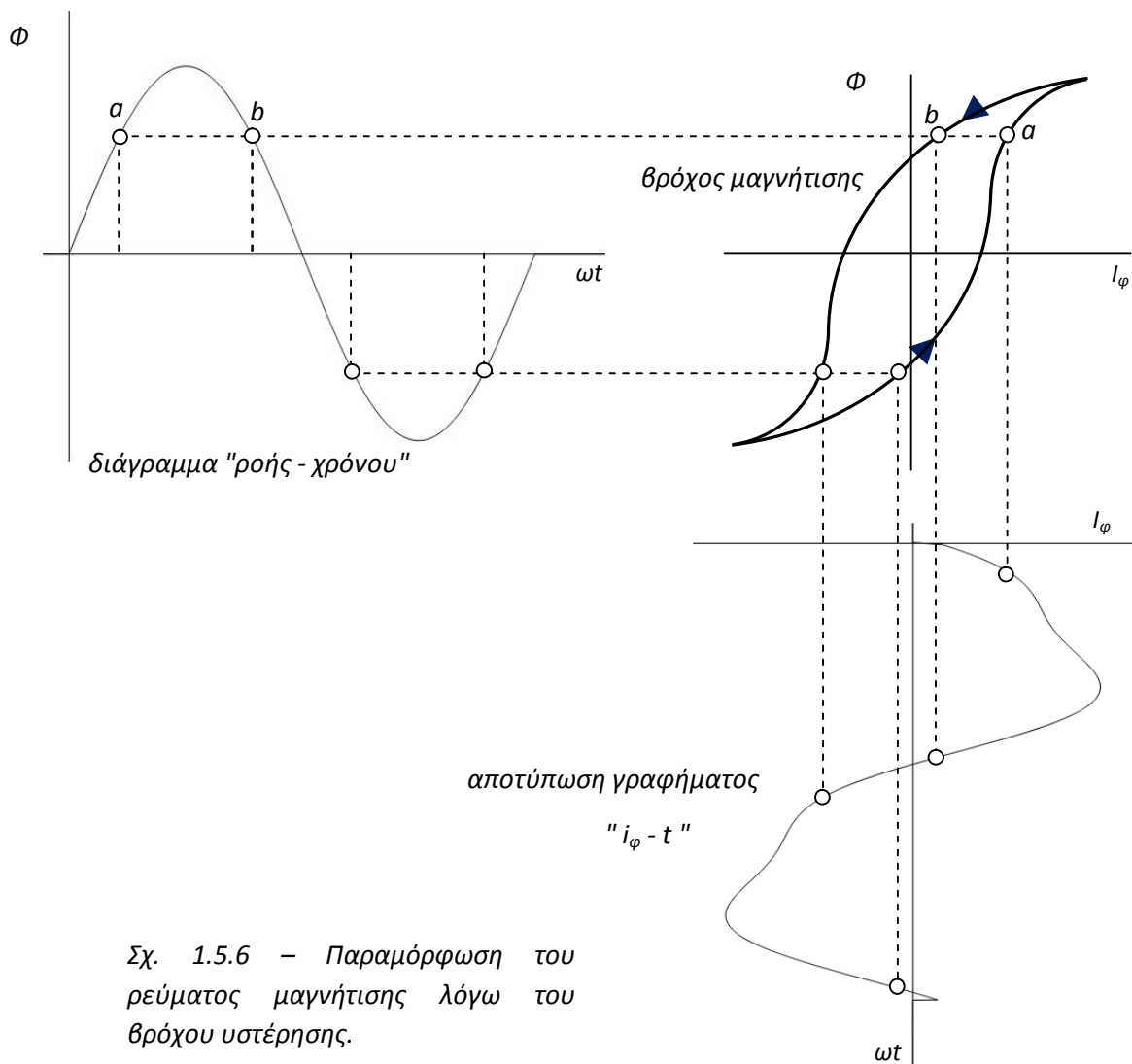
Σχ. 1.5.5

Μονοφασικός Μετασχηματιστής εν κενώ

Θεωρούμε παροχή εναλλασσόμενης τάσης, u_1 . Παρόλο που δεν υπάρχει κάποιο φορτίο συνδεδεμένο στην πλευρά του δευτερεύοντος ("2^{ος}"), πάντα θα απορροφάται ένα μικρό ρεύμα i_ϕ το οποίο θα μαγνητίζει τον πυρήνα της διάταξης. Οι σπείρες του "1^{ος}" μπορούν να θεωρηθούν ως στοιχείο επαγωγής (πηνίο) το οποίο θα έχει μια τάση e_1 - διάφορη της u_1 . Ωστόσο, θα τονιστεί ότι κανείς δε μας εξασφαλίζει ότι το ρεύμα διέγερσης i_ϕ θα είναι κατ' ανάγκη ημιτονοειδές. Η τάση e_1 είναι κατά τα γνωστά η επαγωγική αντί - ΗΕΔ που αναπτύσσεται στο πηνίο του "1^{ος}" όπου αν θεωρήσουμε ότι στον πυρήνα προσδίδεται μαγνητική ροή ϕ τότε θα είναι $e_1 = N_1 \frac{d\phi}{dt}$ με N_1 τον αριθμό των σπειρών στο "1^{ον}". Επειδή συνήθως οι περιελίξεις αποτελούνται από χαλκό υψηλής καθαρότητας, μπορούμε πρακτικά να θεωρήσουμε ότι δεν υπάρχει κάποια πτώση τάσης επί της - ομολογουμένως χαμηλής - αντίστασης στα πηνία. Άρα λοιπόν πρακτικά

μπορούμε να θεωρήσουμε ότι οι δύο τάσεις είναι ίσες : $u_1 = e_1$. Όμως η τάση u_1 είναι η τάση παροχής και είναι καθαρά ημιτονοειδής. Άρα το ίδιο πρέπει να συμβαίνει και για την e_1 . Π.χ. $u_1 = A \cos(\omega t) = e_1 = N_1 \frac{d\phi}{dt} \rightarrow \phi \propto \sin(\omega t)$. Συνεπώς και η εγκατεστημένη ροή ϕ εντός του πυρήνα θα πρέπει και αυτή να είναι ημιτονοειδής, με διαφορά φάσης όμως 90° σε σχέση με την e_1 .

Λόγω όμως της μη γραμμικότητας της μαγνήτισης του πυρήνα, θα περιμένουμε το ρεύμα διέγερσης i_ϕ να μην είναι ημιτονοειδές. Κάτι τέτοιο μπορεί να αποδοθεί γραφικά μέσω του σχήματος 1.5.6 που ακολουθεί.

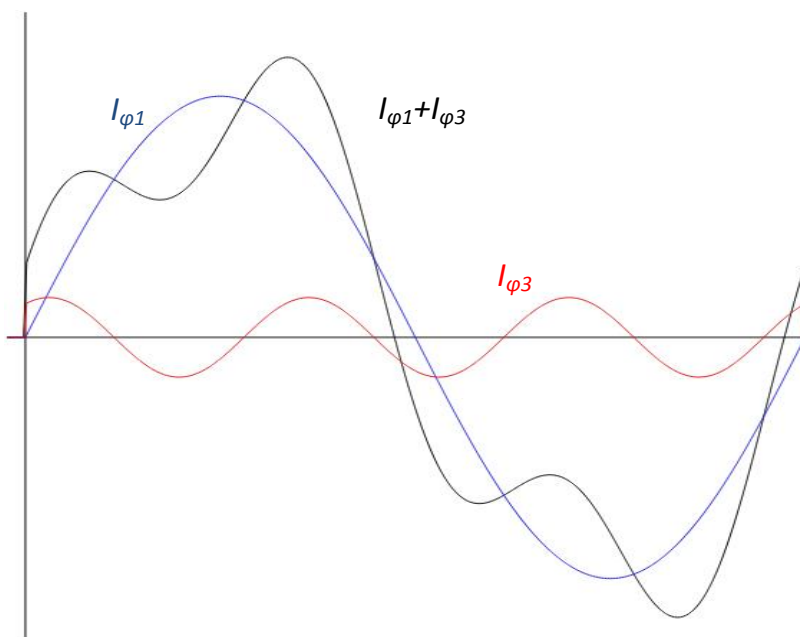


Σχ. 1.5.6 - Παραμόρφωση του ρεύματος μαγνήτισης λόγω του βρόχου υστέρησης.

Το αποτέλεσμα του σχήματος 1.5.6 δικαιώνει απολύτως αυτό που προσδοκούσαμε : το ρεύμα διέγερσης i_ϕ είναι μεν περιοδικό, αλλά συμπεριλαμβάνει και μια σειρά ανώτερων αρμονικών που αλλοιώνουν την ομαλή ημιτονοειδή μορφή του. Η σειρά που ακολουθήσαμε στην εξαγωγή του διαγράμματος του i_ϕ είναι η εξής :

Αρχικά θεωρήσαμε μια ημιτονοειδή μαγνητική ροή ϕ - όπως δείξαμε προηγουμένως. Από το πρώτο διάγραμμα (" ροής - χρόνου ") επιλέγουμε την τιμή της ϕ που θέλουμε, συγκρατώντας όμως και την αντίστοιχη τιμή του χρόνου. Κατόπιν καταφεύγουμε στο βρόχο μαγνήτισης και βρίσκουμε σε ποιο ρεύμα διέγερσης i_ϕ αντιστοιχεί η τιμή της μαγνητικής ροής ϕ που επιλέξαμε. Χρειάζεται όμως προσοχή στο κλάδο στον οποίο πρέπει να απευθυνθούμε. Για παράδειγμα οι δύο τιμές της ροής που σημειώνονται στο πρώτο διάγραμμα, έχουν ίδιο μέτρο αλλά αφορούν σε διαφορετικές χρονικές στιγμές. Η ϕ που αντιστοιχεί στη μικρότερη τιμή χρόνου (a) , αντιστοιχεί και στον κλάδο ανύψωσης του βρόχου υστέρησης. Αντίθετα η μεταγενέστερη τιμή της ϕ (b) θα πρέπει να αντιστοιχιστεί στον κλάδο του βρόχου όπου υπάρχει μείωση του ρεύματος. Σημειώνουμε και τις αντίστοιχες δύο τιμές του ρεύματος διέγερσης για τις τιμές a, b της ροής ϕ . Τέλος, τοποθετούμε σε άξονες $i_\phi - t$ τις τιμές του χρόνου που συγκρατήσαμε από πριν με τις αντίστοιχες τιμές του ρεύματος διέγερσης που βρήκαμε.

Είναι σαφές ότι όσα περισσότερα ζεύγη ροής - ρεύματος εξετάσουμε, τόσο πιο πυκνό και λεπτομερές θα προκύψει και το τελικό διάγραμμα ρεύματος - χρόνου. Παρατηρούμε ότι το ρεύμα διέγερσης προέκυψε περιοδικό, αλλά σε καμία περίπτωση ημιτονοειδές. Αν αναλύσουμε σε σειρά Fourier το ρεύμα διέγερσης, θα παρατηρήσουμε ότι έχει κάνει την εμφάνισή της μια τρίτη αρμονική συνιστώσα (τριπλάσιας συχνότητας από τη θεμελιώδη συχνότητα του περιοδικού ρεύματος i_ϕ) η οποία είναι και η επικρατέστερη σε μέτρο - πλην φυσικά της πρώτης αρμονικής. Επίσης, λόγω της αντισυμμετρίας ημίσειας περιόδου στο σήμα, δεν εμφανίζονται άρτιες αρμονικές. Μια αρμονική ανάλυση του ρεύματος i_ϕ φαίνεται στο σχήμα 1.5.7 που ακολουθεί :



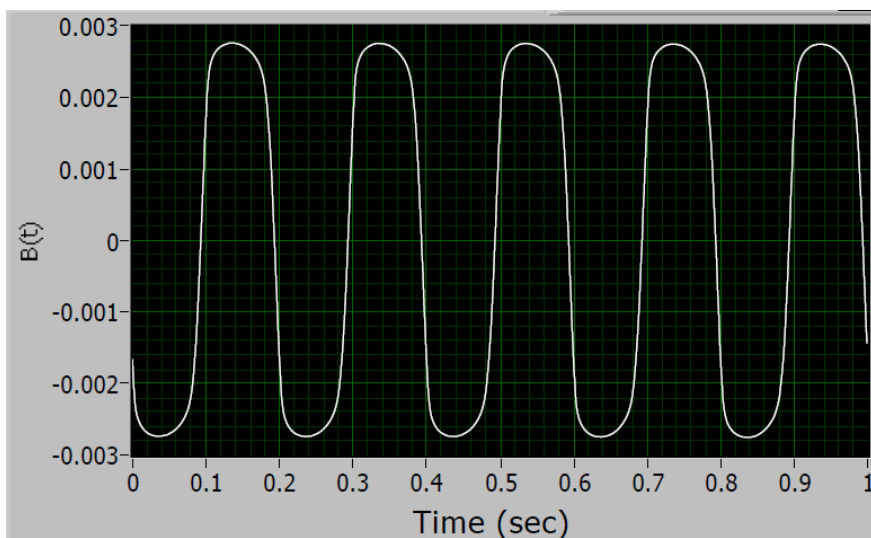
Σχ. 1.5.7

Η αρμονική ανάλυση του ρεύματος διέγερσης i_ϕ δείχνει την ύπαρξη μια ισχυρής τρίτης αρμονικής $i_{\phi 3}$ πλην της βασικής $i_{\phi 1}$. Πρακτικά, ισχύει

$$i_\phi = i_{\phi 1} + i_{\phi 3}$$

Η παραπάνω ανάλυση μας δείχνει ότι η παραμόρφωση αυτή στο ρεύμα πρωτεύοντος θα μεταφέρεται σχεδόν αυτούσια και στο ρεύμα δευτερεύοντος. Αν μάλιστα λάβουμε υπόψη ότι οι μετασχηματιστές υποβιβασμού τάσεως μπορεί να υποβιβάζουν την τάση χιλιάδες φορές (π.χ. από επίπεδο Μέσης τάσης 20kV σε επίπεδο οικιακής κατανάλωσης, 400 V πολική τάσης), αυτό σημαίνει ότι αντίστοιχα το ρεύμα θα αυξάνεται κατά το βαθμό αυτό. Συνεπώς στην πλευρά του καταναλωτή η ύπαρξη μιας τόσο ισχυρής τρίτης αρμονικής (και όχι μόνο - αν το εξετάσουμε πιο λεπτομερώς) θα είχε μόνο ανεπιθύμητες επιπτώσεις. Ωστόσο, μέσω ειδικών μεθόδων σχεδίασης και υλοποίησης στις Ηλεκτρικές Μηχανές, καθίσταται δυνατή η πρακτικά πλήρης καταστολή της αρμονικής που οφείλεται στη μη γραμμικότητα στη μαγνήτιση του πυρήνα. Να σημειωθεί ότι κατά τις πειραματικές μετρήσεις που εκτελέστηκαν, υπήρχε ξεχωριστή ανάλυση ειδικά επί του ρεύματος i_ϕ όπου και λάβαμε πράγματι γραφήματα όπως αυτά του σχήματος 1.5.7.

Αν επανεξετάσουμε τη βασική διάταξη του σχήματος 1.5.5 με μεγαλύτερη λεπτομέρεια, θα δούμε ότι τελικά λόγω ακριβώς της μη καθαρής ημιτονοειδούς μορφής του ρεύματος διέγερσης η αναπτυσσόμενη αντί-ΗΕΔ e_1 δε θα είναι ούτε και αυτή καθαρά ημιτονοειδής. Πράγματι, από τη στιγμή που θα υπάρχει πάντα κάποια ωμική αντίσταση περιέλιξης R_1 (οσοδήποτε μικρή), τότε η e_1 θα διαφέρει από την παροχή u_1 ως προς την πτώση τάσης : $e_1 = u_1 - i_\phi R_1$. Από τα μεγέθη όμως αυτά, το μόνο που μπορεί να θεωρηθεί ως καθαρό συνημίτονο είναι η τάση παροχής u_1 . Άρα καταλαβαίνουμε ότι εν γένει ούτε και η μορφή της μαγνητικής ροής θα είναι καθαρά ημιτονοειδής. Πράγματι, σε ειδική προβολή μέσω του προγράμματος Lab View κατά τις πειραματικές μετρήσεις, λαμβάναμε μια μορφή μαγνητικού πεδίου πυρήνα όπως στο σχήμα 1.5.8. Η παρατήρηση αυτή συνεπώς δικαιολογεί το ότι τελικά δεν προέκυψε ένα καθαρά ημιτονοειδές μέγεθος. Όλα αυτά οφείλονται φυσικά στη μη γραμμικότητα των φερρομαγνητικών υλικών και στο σχηματισμό του βρόχου υστέρησης.



Σχ. 1.5.8

Η πραγματική μορφή του μαγνητικού πεδίου εντός του πυρήνα, δεν είναι καθαρά ημιτονοειδής λόγω ακριβώς του βρόχου υστέρησης.

1.6 Βρόχος Υστέρησης και Μαγνητικές Απώλειες

Με τη συγκεκριμένη παράγραφο θα κλείσουμε την ανάλυση του βρόχου υστέρησης των φερρομαγνητικών υλικών, αναφερόμενοι επί των μαγνητικών απωλειών που οφείλονται ακριβώς στη μη γραμμική μαγνητική συμπεριφορά τους. Η αποτίμηση των απωλειών αυτών είναι καθοριστικής σημασίας κατά την κατασκευή ηλεκτρικών μηχανών μεγάλης κλίμακας, αφού οι μαγνητικές απώλειες είναι οπωσδήποτε μια από τις δυο βασικές κατηγορίες απωλειών πυρήνα. Η δεύτερη κατηγορία αφορά στο σχηματισμό "δινоруεμάτων" εντός του υλικού, και μελετάται σε επόμενη παράγραφο.

Η στιγμιαία ηλεκτρική ισχύς που αποδίδει ή καταναλώνει ένα κινούμενο φορτίο (ρεύμα i εν γένει) βρισκόμενο σε ένα συγκεκριμένο δυναμικό, δίνεται από τη θεμελιώδη σχέση $p = e \cdot i$. Θα αναφερθούμε και πάλι στην απλή διάταξη μονοφασικού μετασχηματιστή εν κενώ του σχήματος 1.5.5. Από το νόμο Faraday, η αντί-ΗΕΔ e_1 που θα αναπτυχθεί στην περιέλιξη του πρωτεύοντος πηνίου ισούται με το ρυθμό μεταβολής της πεπλεγμένης μαγνητικής ροής. Άρα η προηγούμενη σχέση θα γίνει :

$$p = n \frac{d\phi}{dt} \cdot i_\phi$$
, με n τον αριθμό των σπειρών του πρωτεύοντος. Αν θεωρήσουμε και ως

W την ενέργεια του μαγνητικού πεδίου (η οποία είτε συσσωρεύεται στο πηνίο είτε αποδίδεται στο υπόλοιπο κύκλωμα), τότε λόγω των συγκριτικά ανεπαίσθητων ωμικών απωλειών θα μπορούμε πρακτικά να πούμε ότι : $p = \frac{dW}{dt}$. Αυτό όμως σημαίνει πως :

$dW = (n \cdot i_\phi) d\phi$. Άρα η σχέση αυτή μας δίνει το διαφορικό της ενέργειας του μαγνητικού πεδίου του κυκλώματος.

Η σχέση $dW = (n \cdot i_\phi) d\phi$, μας υποδεικνύει ότι για να βρούμε την ολική μαγνητική ενέργεια θα πρέπει να ολοκληρώσουμε με θεωρούμενο διαφορικό το $d\phi$. Αν όμως θυμηθούμε τα διαγράμματα μαγνήτισης, όπως π.χ. το διάγραμμα " $\phi - i_\phi$ " του σχήματος 1.5.6, γίνεται άμεσα αντιληπτό ότι κάτι τέτοιο σημαίνει ότι τα σχηματιζόμενα εμβαδά θα είναι μεταξύ του γραφήματος και του οριζόντιου άξονα.

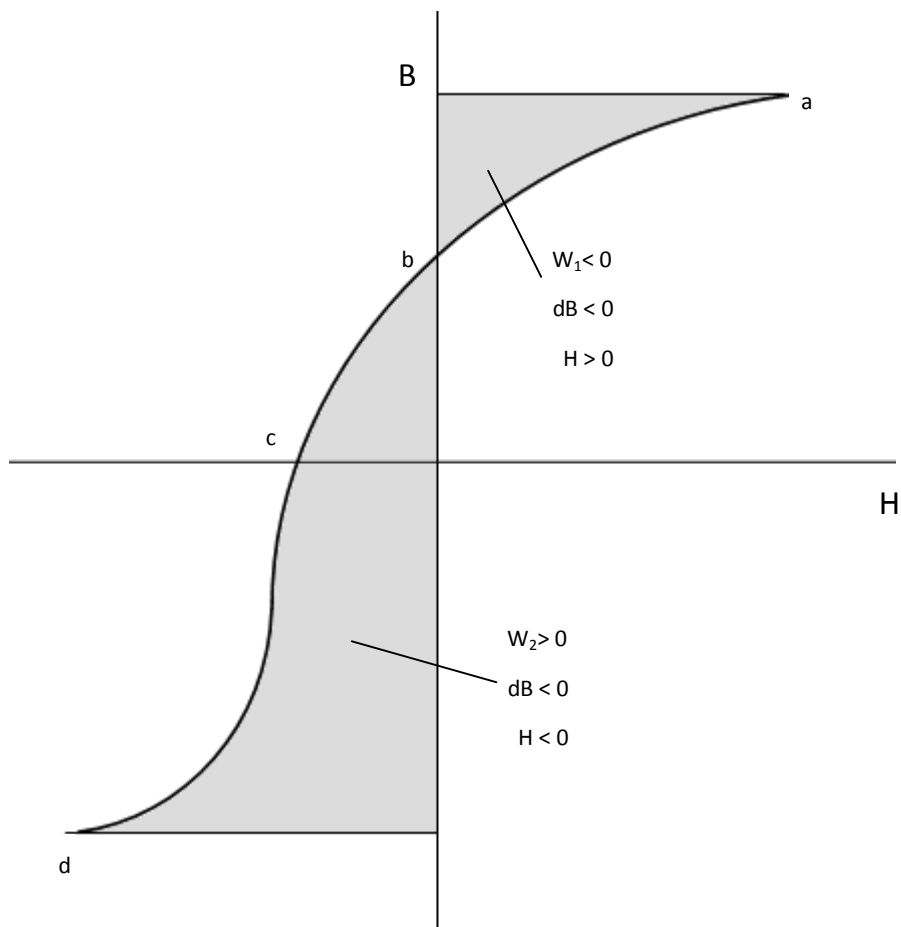
Ωστόσο, μια ισοδύναμη έκφραση του διαφορικού της μαγνητικής ενέργειας δίνεται αν κάνουμε την αντικατάσταση : $n \cdot i = H \cdot \ell$ όπου ℓ η μέση διαδρομή του μαγνητικού κυκλώματος (π.χ. το μήκος στο κέντρο του πυρήνα), και $\phi = B \cdot A$ όπου A η διατομή του μαγνητικού κυκλώματος (πυρήνα). Στην περίπτωση αυτή λοιπόν θα έχουμε :

$dW = (H \cdot \ell) \cdot A dB = H \cdot V \cdot dB$, όπου V ο όγκος του πυρήνα. Άρα λοιπόν αν συμβολίσουμε με w την πυκνότητα μαγνητικής ενέργειας ανά μονάδα όγκου πυρήνα, θα έχουμε :

$$dw = \frac{dW}{V} = H \cdot dB$$

Η σχέση αυτή είναι και η συνηθέστερη κατά τη μελέτη μαγνητικών υλικών ηλεκτρικών μηχανών, την οποία άλλωστε χρησιμοποιήσαμε και κατά την εξαγωγή των αποτελεσμάτων. Και πάλι βέβαια βλέπουμε ότι για να πάρουμε κάποια συνολική ενέργεια θα πρέπει να θεωρούμε εμβαδά μεταξύ του γραφήματος και του κατακόρυφου άξονα (B).

Αυτό φαίνεται αναλυτικά για τον κάθε κλάδο του βρόχου υστέρησης στα σχήματα που ακολουθούν, όπου και τελικά αποδίδεται η ολική ενέργεια κατά έναν κύκλο του ρεύματος μεταξύ των ακραίων τιμών που λαμβάνει (δηλαδή σε ένα πλήρη βρόχο) :



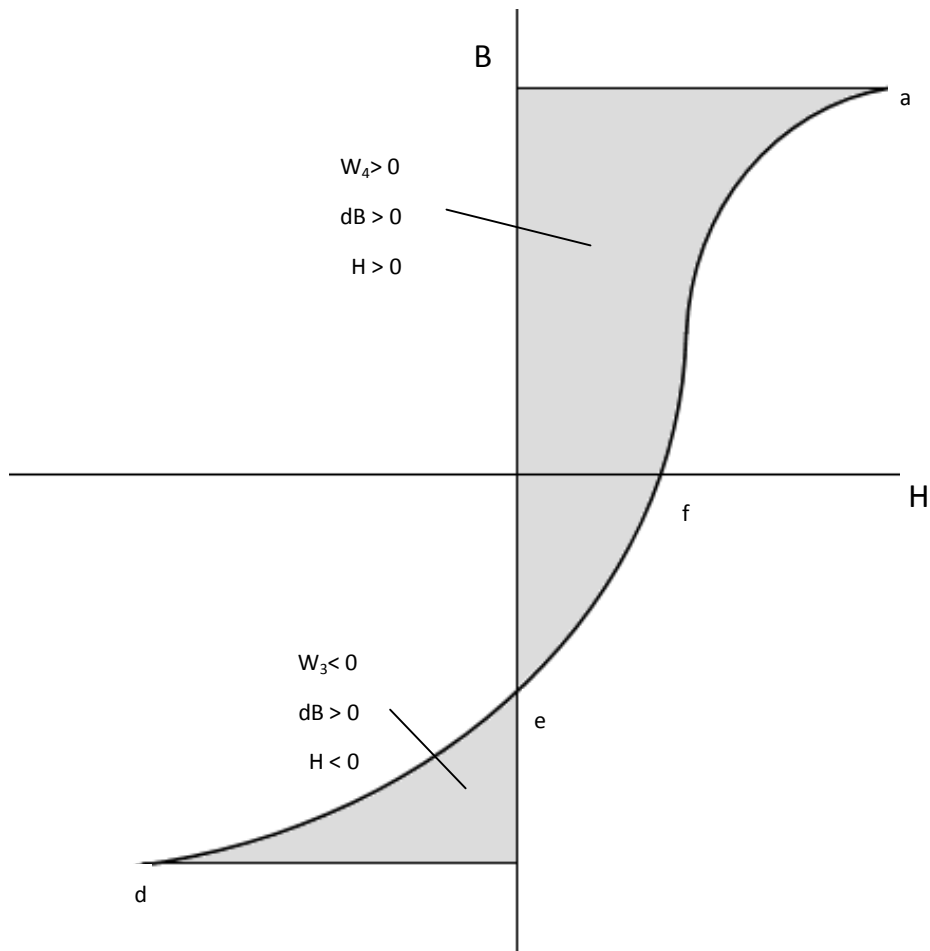
Σχ. 1.6.1

Στο σχήμα αυτό κάνουμε χρήση πλέον των dw όπως τα ορίσαμε προηγουμένως.

Επειδή εξετάζουμε το βρόχο μαγνήτισης, δεν υπάρχει λόγος να ασχοληθούμε με τον αρχικό κλάδο κατά την αρχική μαγνήτιση του υλικού (δηλαδή την κανονική καμπύλη μαγνήτισης). Στο σχήμα 1.6.1 εξετάζουμε το σημείο όπου έχουμε φτάσει στον κορεσμό a και κατόπιν το ρεύμα διέγερσης (άρα και το πεδίο H) μειώνονται και αλλάζουν φορά έως του αρνητικού κορεσμού στο σημείο d.

Στο τμήμα όπου έχουμε συνολική W_1 , αυτή πρέπει να ληφθεί ως αρνητική αφού βρισκόμαστε σε σημείο όπου το H είναι ακόμη θετικό ενώ το dB μειώνεται. Άρα το γινόμενο τους είναι αρνητικό. Αντίστοιχα στο τμήμα με συνολική W_2 λόγω του ότι τόσο το dB μειώνεται αλλά και το H είναι αρνητικό, τελικά το γινόμενό τους αποδίδει ένα θετικό αποτέλεσμα.

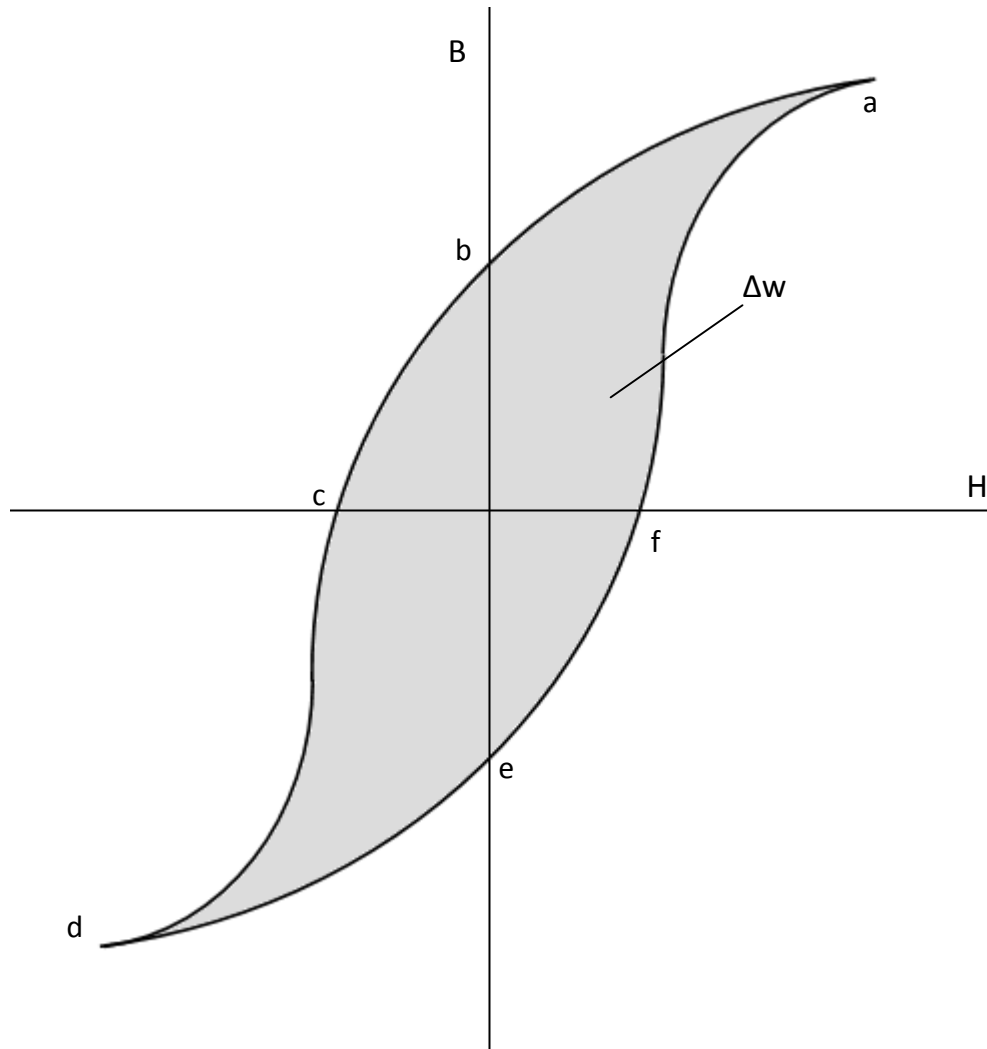
Αντίστοιχα προκύπτουν και κατά την αύξηση του ρεύματος διέγερσης (και κατά συνέπεια του H) όπως φαίνεται στο σχήμα 1.6.2 :



Σχ. 1.6.2

Ακριβώς λοιπόν όπως και πριν, εδώ λαμβάνουμε : $W_3 < 0$ λόγω του ότι το dB αυξάνεται ενώ το H είναι αρνητικό, και $W_4 > 0$ αφού τόσο το dB όσο και το H είναι θετικά.

Συνδυάζοντας τελικά τα δύο παραπάνω διαγράμματα, προκύπτει :



Σχ. 1.6.3

Βλέπουμε ότι συνολικά το αρνητικό τμήμα W_1 εξουδετερώθηκε με το αντίστοιχο άνω τμήμα του θετικού W_4 , ενώ το αρνητικό W_3 με το αντίστοιχο κάτω τμήμα του θετικού W_2 . Επίσης, στο σχήμα 1.6.3 φαίνονται και τα κατά ζεύγη σημεία : κορεσμού (a, d) , μόνιμης μαγνήτισης (b, e) , απομαγνήτισης (c, f).

Το σημαντικό σημείο όμως στο οποίο πρέπει να σταθούμε, είναι ότι όπως φαίνεται το μαγνητικό πεδίο τελικά καταναλώνει ένα ποσό ενέργειας $\Delta w > 0$ σε κάθε κύκλο το οποίο ισούται με το εμβαδό του βρόχου υστέρησης. Αυτό σημαίνει ότι ο ίδιος ο πυρήνας απορροφά περισσότερη ενέργεια ανά κύκλο από όση αποδίδει (με εξαίρεση π.χ. στα τμήματα $W_1 - W_4$). Η ενέργεια αυτή, οφείλεται στο συνεχή

αναπροσανατολισμό των στοιχειωδών μαγνητικών διπόλων, και τελικά έχει ως αποτέλεσμα τη *θέρμανση* του πυρήνα.

Γίνεται λοιπόν κατανοητό ότι η ισχύς των μαγνητικών απωλειών (ή αλλιώς ο ρυθμός κατανάλωσης μαγνητικής ενέργειας στο συνολικό όγκο του πυρήνα), θα είναι ευθέως ανάλογη του όγκου του πυρήνα αλλά και της συχνότητας του εναλλασσόμενου ρεύματος διέγερσης. Άρα λοιπόν επειδή στα δίκτυα διανομής δεν υπάρχει δυνατότητα μεταβολής της συχνότητας, επεμβαίνουμε στον όγκο του πυρήνα ο οποίος δεν κατασκευάζεται από μια συμπαγή μάζα υλικού αλλά από μονωμένα μεταξύ τους ελάσματα (laminated core). Κάτι τέτοιο έχει σαν αποτέλεσμα τη μείωση του όγκου του βρόχου υστέρησης, κάτι που όμως εκτός της μείωσης των μαγνητικών απωλειών έχει θετικό αντίκτυπο και στην μείωση της παραγόμενης τρίτης αρμονικής - όπως σχολιάστηκε στην προηγούμενη παράγραφο. Επιπλέον, ο τρόπος αυτός κατασκευής των πυρήνων των ηλεκτρικών μηχανών μειώνει και τις απώλειες δινορευμάτων, κάτι που όμως σχολιάζεται στην επόμενη παράγραφο.

1.7 Απώλειες δινορευμάτων πυρήνα

Όπως διαπιστώθηκε στις προηγούμενες παραγράφους, η αξία των μαλακών μαγνητικών (φερρομαγνητικών) υλικών έγκειται στην ιδιότητά τους να ενισχύουν κατά πολύ το εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο. Επίσης, τα μαλακά μαγνητικά υλικά είναι - σε αντίθεση με τα σκληρά - πολύ πιο επιδεκτικά στο να ακολουθούν τις εναλλαγές του ρεύματος στις αντίστοιχες εφαρμογές, που είναι ένας επιπλέον λόγος που χρησιμοποιούνται στις Ηλεκτρικές Μηχανές. Πληροφοριακά θα αναφερθεί ότι εκτός από τις δυο αυτές βασικές κατηγορίες, η ανάπτυξη της τεχνολογίας επέφερε την ανάπτυξη των *ημί-σκληρων* μαγνητικών υλικών που χρησιμοποιούνται στη μαγνητική αποθήκευση πληροφορίας.

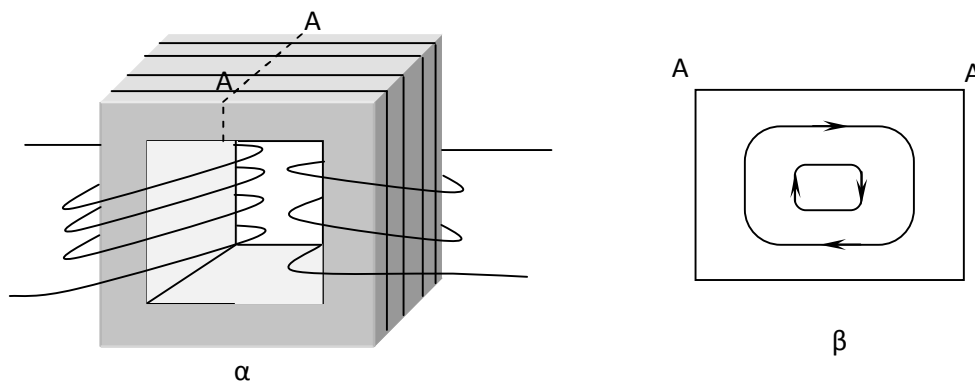
Παρά το γεγονός ότι οι Ηλεκτρικές Μηχανές εξετάζονται ενδελεχώς από την πρώτη κιόλας εμφάνισή τους, η σύγχρονη τεχνολογία δεν έχει ακόμη αποδώσει κάποιο νέο κατά πολύ βελτιωμένο υλικό στον τομέα αυτό. Η ανακάλυψη των *άμορφων φερρομαγνητικών υλικών* (που επονομάζονται και ως *υαλώδη μέταλλα*) ήταν ίσως το τελευταίο επίτευγμα της επιστήμης Υλικών επί αυτού, χωρίς όμως να συνοδεύεται και από κάποια ευρεία χρήση τους. Ο λόγος είναι ότι έχει πολλαπλώς επιβεβαιωθεί πως ο καθαρός σίδηρος (*βιομηχανικό ατσάλι*) αντεπεξέρχεται ακόμη πάρα πολύ ικανοποιητικά στο ρόλο του ως ενισχυτή και διοχετευτή του μαγνητικού πεδίου.

Πιο συγκεκριμένα, στις συχνότητες του Ηλεκτρικού Δικτύου (50 έως 60Hz) συναντούμε ατσάλι πολύ χαμηλής περιεκτικότητας σε άνθρακα όπου έχει γίνει προσθήκη πυριτίου έως το πολύ 3% κυρίως για να περιορίσει την ηλεκτρική αγωγιμότητά του (χωρίς βέβαια να επηρεάζει τις μαγνητικές του ιδιότητες).

Σε εφαρμογές μικρής κλίμακος (π.χ. ηλεκτρονικές εφαρμογές) όπου το κόστος δεν έχει καθοριστική σημασία έναντι των απαραίτητων μαγνητικών ιδιοτήτων, συναντούμε κράματα Νικελίου - Σιδήρου. Οι συχνότητες των εφαρμογών αυτών είναι της τάξης των 10^6 Hz (MHz) και τα ελάσματα των υλικών αυτών φτάνουν μέχρι και τα 6mm πάχους.

Αν και προφανώς θα ασχοληθούμε με την πρώτη κατηγορία των χαμηλών συχνοτήτων, ωστόσο ο μηχανισμός απωλειών που περιγράφεται στη συνέχεια είναι πρακτικά κοινός για κάθε εύρος λειτουργίας.

Ας εξετάσουμε την απλή διάταξη του μονοφασικού Μετασηματιστή του σχήματος 1.5.5, εστιάζοντας στον πυρήνα της - σχήμα 1.7.1.α :



Σχ. 1.7.1

Εγκάρσια τομή πυρήνα
Μετασχηματιστή

Η εγκάρσια τομή A-A που φαίνεται στο σχήμα 1.7.1.β μας δείχνει ότι μέσα στο σώμα του πυρήνα εμφανίζονται ρεύματα εξ' επαγωγής με τον ίδιο ακριβώς μηχανισμό με τον οποίο επάγονται και στην περιέλιξη του δευτερεύοντος, τα οποία λόγω των κλειστών τροχιών που σχηματίζουν καλούνται *δινορεύματα (eddy-currents)*. Εάν θεωρήσουμε ότι η μαγνητική επαγωγή εντός του πυρήνα κινείται κατά τις διακεκομμένες γραμμές, τότε τα δινορεύματα έχουν τέτοιο προσανατολισμό έτσι ώστε το μαγνητικό πεδίο που προκαλούν να *αντιτίθεται* στο επιβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο από την περιέλιξη στο πρωτεύον, λόγω του "κανόνα του Lenz".

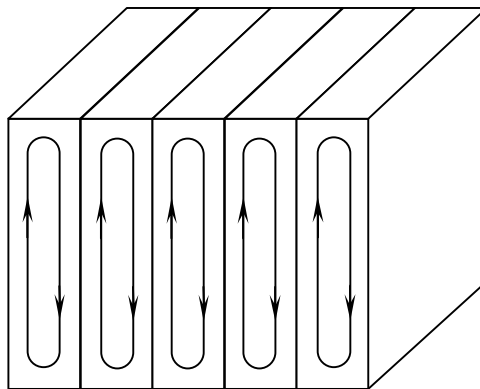
Το φαινόμενο αυτό έχει δυο πολύ σημαντικές επιπτώσεις και πρέπει πάντα να λαμβάνεται υπόψη κατά τη σχεδίαση ηλεκτρικών μηχανών:

- Το πρώτο - και προφανέστερο - αποτέλεσμα των δινορευμάτων, είναι η θερμικές απώλειες και η καταπόνηση του υλικού καθαρά λόγω της ωμικής αντίστασης που εμφανίζει ο σίδηρος - για τον οποίο λόγο όπως προαναφέρθηκε γίνεται και η νόθευση με πυρίτιο. Οι απώλειες αυτές συνδέονται με το τετράγωνο του ρεύματος.
- Το δεύτερο - και πιο "απρόσμενο" αποτέλεσμα θα μπορούσαμε να πούμε- είναι ότι τα δινορεύματα συντελούν στην "μαγνητική ακύρωση" του υλικού. Αξίζει να σταθούμε λίγο περισσότερο στο φαινόμενο αυτό.

Όπως βλέπουμε στο σχήμα 1.7.1.β, όσο κινούμαστε προς το κέντρο του πυρήνα τόσο ισχυρότερο είναι αθροιστικά το μαγνητικό πεδίο των δινορευμάτων το οποίο αντίκειται προς το μαγνητικό πεδίο που θέλουμε να μεταφέρουμε. Είναι λοιπόν πολύ πιθανό σε πυρήνες με σχετικά μεγάλο όγκο το πεδίο τελικά να μηδενίζεται σε κάποιο

βάθος από την επιφάνεια. Άρα λοιπόν το υπόλοιπο επιβαλλόμενο πεδίο θα πρέπει αναγκαστικά να μεταφέρεται σε στοιβάδες υλικού που βρίσκονται εγγύτερα στην επιφάνεια του πυρήνα. Το αποτέλεσμα αυτό είναι γνωστό ως *επιδερμικό φαινόμενο*. Ουσιαστικά λόγω του επιδερμικού φαινομένου ένα μεγάλο μέρος του υλικού του πυρήνα παραμένει μαγνητικά ανενεργό, οπότε χάνεται σε μεγάλη κλίμακα η ενίσχυση του πεδίου που είχαμε αρχικά θεωρήσει ότι θα συνέβαινε. Αντίθετα βέβαια, το μόνο που παραμένει είναι τόσο οι θερμικές απώλειες όσο και οι απώλειες του βρόχου υστέρησης, αφού σε κάθε κύκλο τα δινορεύματα θα αλλάζουν τη φορά τους αντίστοιχα.

Μια πολύ αποδοτική λύση για το πρόβλημα αυτό, αποτελεί ο διαχωρισμός του πυρήνα σε ελάσματα μονωμένα μεταξύ τους, έτσι ώστε να μην δίνεται χώρος στα δινορεύματα να αναπτυχθούν σε καταστροφικό για το μαγνητικό πεδίο βαθμό - όπως φαίνεται στο σχήμα 1.7.2 :

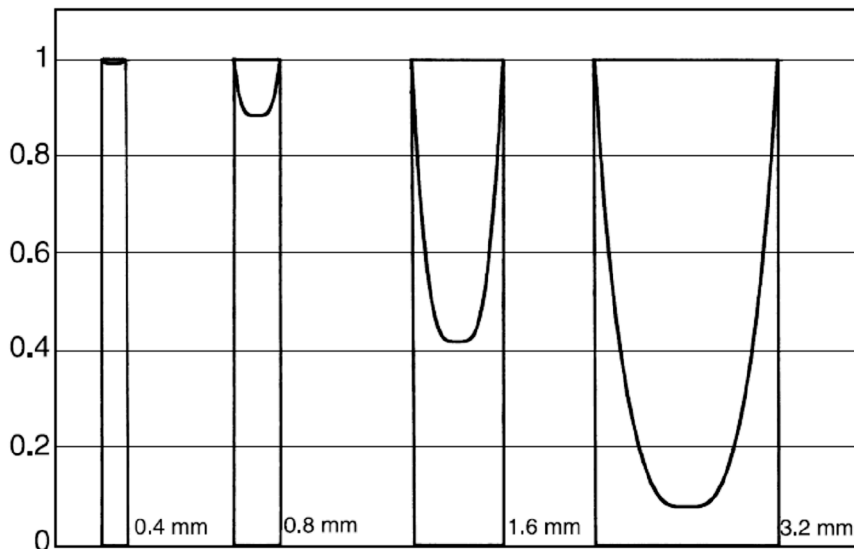


Σχ. 1.7.2

Η τομή A-A του σχήματος 1.7.1.β , με το διαχωρισμό του πυρήνα σε ανεξάρτητα (μονωμένα) ελάσματα.

Στον πίνακα του σχήματος 1.7.3 που ακολουθεί, δίνεται πολύ χαρακτηριστικά η δραστηριότητα συρρίκνωση του μαγνητικού πεδίου στα εσωτερικά στρώματα του πυρήνα όσο ο όγκος των ελασμάτων αυξάνεται. Οι μετρήσεις έγιναν σε σίδηρο με περιεκτικότητα 3,25 % σε πυρίτιο, και σε συχνότητες της τάσης δικτύου (50 με 60 Hz).

Βλέπουμε ότι με πάχος μόλις 1,6 χιλιοστά, το πεδίο φτάνει σε τιμές λιγότερες του 50% στο τμήμα το οποίο παραμένει μαγνητισμένο, ενώ με πάχος 3,2 χιλιοστών πρακτικά όλος ο όγκος του υλικού καθίσταται απλά αμαγνήτιστος. Αντίθετα στις δυο πρώτες περιπτώσεις των 0,4 και 0,8 χιλιοστών το επιδερμικό φαινόμενο περιορίζεται δραστικά.



Σχ. 1.7.3

Από καθαρά θεωρητική σκοπιά, θα συνέφερε να κατασκευάζονται φύλλα σιδήρου αμελητέου πάχους. Ωστόσο δυστυχώς κάτι τέτοιο θα αύξανε δυσανάλογα το κόστος της κατασκευής, αλλά θα υπήρχε πλέον έντονα και ο κίνδυνος αποσχηματισμού του πυρήνα (π.χ. μικρότερη μηχανική και θερμική αντοχή).

Η απόδοση μιας αναλυτικής σχέσης του μαγνητικού πεδίου ως προς το βάθος του υλικού του πυρήνα ενέχει πολύ μεγάλη περιπλοκότητα. Ωστόσο, υπάρχουν πολύ εύστοχα μοντέλα που προκύπτουν κατόπιν κάποιων παραδοχών και στρογγυλοποιήσεων, και που συσχετίζουν την τιμή του μαγνητικού πεδίου σύμφωνα με τη σχέση που ακολουθεί :

$$\frac{H_x}{H_0} = \frac{B_x}{B_0} = \left[\frac{\cosh(2x/\delta) + \cos(2x/\delta)}{\cosh(d/\delta) + \cos(d/\delta)} \right]^{1/2}$$

όπου d είναι το πάχος του φύλλου (σε cm) ενώ το δ δίνεται από :

$$\delta = 5030 \sqrt{\frac{\rho}{\mu f}}, \text{ επίσης σε cm - όπου } \rho \text{ η ειδική αντίσταση του υλικού.}$$

Βέβαια, πρέπει να τονιστεί ότι η παραπάνω σχέση προκύπτει κατόπιν μελέτης σε εναλλασσόμενο ρεύμα όπου και το παραγόμενο μαγνητικό πεδίο θα έχει μορφή :

$$H = H_0 \cos(\omega t).$$

Παρατηρούμε ότι η σχέση αυτή δεν εμπεριέχει το χρόνο, αλλά δίνει μόνο τις τιμές του πεδίου κατά την απόσταση x από το κέντρο του πυρήνα. Στην πραγματικότητα το πεδίο εκτός από μείωση πλάτους υφίσταται και μετατόπιση φάσης εντός του υλικού, κάτι που σημαίνει ότι οι τιμές που προκύπτουν από την παραπάνω σχέση δεν πρέπει να θεωρούνται ταυτόχρονες (πρόκειται καθαρά για σύγκριση μέτρων).

Επίσης είναι αξιοσημείωτο ότι το επιδερμικό φαινόμενο εξαφανίζεται σε μηδενική συχνότητα (δηλαδή σε συνεχές ρεύμα) - κατόπιν φυσικά των όποιων μεταβατικών φαινομένων. Πράγματι, αν θέσουμε $f=0$, τότε η τιμή του δ τείνει στο άπειρο κάτι που θα δώσει μοναδιαίο κλάσμα δεξιού μέλους στην εξίσωση. Επίσης στην περίπτωση αυτή θα έχουμε πάντα σταθερή τιμή πεδίου στο χρόνο.

Η ποσότητα δ καλείται και *επιδερμικό βάθος* και είναι το βάθος εκείνο στο οποίο η τιμή των πεδίων πέφτει στο $1/e$ (ή 37%) της επιφανειακής τιμής τους. Βέβαια σε αντίθεση με την απόσταση x , το δ εννοείται λοιπόν ως απόσταση από την επιφάνεια. Ένα φύλλο πυρήνα θεωρείται "παχύ" εάν το δ είναι μικρό εν σχέση με το πάχος d .

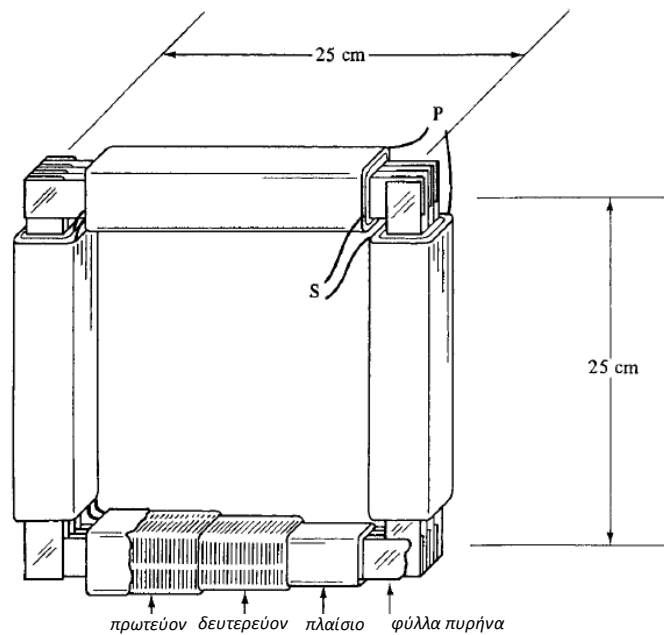
Κατόπιν όλων αυτών των μελετών, η απόδοση των Μετασχηματιστών αγγίζει το 98%. Ωστόσο, αν ξεκινήσει κανείς από την πρωταρχική παραγωγή ηλεκτρικής ισχύος μέχρι κάποιο τελικό (π.χ. οικιακό) σημείο κατανάλωσης, θα συναντήσει πολλά επίπεδα όπου η τάση είτε ανυψώνεται είτε υποβιβάζεται - πάντα μέσω Μετασχηματιστών. Συνεπώς γίνεται εύκολα αντιληπτό ότι σε δίκτυα διανομής μεγάλης κλίμακος ακόμη και μια φαινομενικά ανεπαίσθητη περαιτέρω βελτίωση του βαθμού απόδοσης μπορεί να μεταφράζεται σε πολλές χιλιάδες ευρώ ετησίως. Για το λόγο αυτό άλλωστε οι σχετικές μελέτες παραμένουν πάντα επίκαιρες.

Σε γενικές γραμμές οι απώλειες των Μετασχηματιστών οφείλονται σε :

- Απώλειες περιελίξεων χαλκού, όπου εκεί έχουμε να κάνουμε με καθαρά θερμικές απώλειες Joule επί της αντίστασης του υλικού - αφού ο χαλκός δεν παρουσιάζει μαγνητικές απώλειες.
- Απώλειες δινορευμάτων, όπου και αναφερόμαστε σε ηλεκτρομαγνητικές απώλειες : ηλεκτρικές επί της αντίστασης του υλικού και μαγνητικές λόγω του βρόχου υστέρησης.

Στους συνήθεις Μετασχηματιστές οι απώλειες αυτές είναι περίπου ίσες. Ωστόσο οι απώλειες δινορευμάτων έχουν το χαρακτηριστικό γνώρισμα ότι εξακολουθούν να υφίστανται ακόμη και αν ο M/Σ τροφοδοτεί πολύ μικρά φορτία.

Θα κλείσουμε την παράγραφο και το κεφάλαιο αυτό με μια σύντομη αναφορά στη μέθοδο *Erstein* η οποία θεωρείται η συνηθέστερη για την μέτρηση των απωλειών πυρήνα. Στη μέθοδο αυτή τοποθετούνται ορθογώνια φύλλα από το υλικό του πυρήνα σε τετραγωνική διάταξη πλευράς 25 cm όπως στο σχήμα 1.7.4^[2]. Σε κάθε πλευρά του τετραγώνου, τα φύλλα περιελίσσονται με πρωτεύον - P (εξωτερικό) και δευτερεύον - S(εσωτερικό) πηνίο συγκεκριμένων περιελίξεων, συγκεκριμένου υλικού πλήρως καθορισμένων ωμικών απωλειών, όπου τα επιμέρους τέσσερα πρωτεύοντα και τα τέσσερα δευτερεύοντα πηνία συνδέονται αντίστοιχα σε σειρά.



Σχ. 1.7.4
Διάταξη *Erstein* για τη
μέτρηση απωλειών
πυρήνα^[2]

Η διάταξη αυτή είναι πρακτικά ισοδύναμη με τη λειτουργία Μετασχηματιστή εν κενώ που εξετάσαμε σε προηγούμενη παράγραφο. Δεδομένου ότι οι απώλειες από το υλικό των περιελίξεων μπορούν να καθοριστούν με πολύ μεγάλη ακρίβεια, οι επιπλέον απώλειες που εμφανίζει η διάταξη οφείλονται καθαρά σε απώλειες πυρήνα. Μέσω αυτής, έχει αποδειχθεί ότι οι απώλειες δινορευμάτων είναι ανάλογες του τετραγώνου της συχνότητας της τάσης, ενώ οι μαγνητικές απώλειες είναι ανάλογες του εμβαδού του βρόχου υστέρησης και της συχνότητας. Ισχύει δηλαδή ότι :

$$P_{core} = P_{hysteresis} + P_{eddy-current} = W_h \cdot f + k \cdot f^2 \rightarrow$$

$$\frac{P_{core}}{f} = W_h + k \cdot f$$

Κεφάλαιο 2 – Πειραματική διάταξη

2.1 Εισαγωγή

Δεδομένου ότι στόχος της εργασίας αυτής είναι η εξέταση υλικών που χρησιμοποιούνται σε Μετασχηματιστές, πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις σε μαλακά φερρομαγνητικά υλικά. Η διάταξη που χρησιμοποιήθηκε, είναι κατ' ουσία η διάταξη του Σχήματος 1.2.1 του προηγούμενου κεφαλαίου. Παρόλ' αυτά υπάρχουν ορισμένες διαφοροποιήσεις δεδομένου ότι με τον διαθέσιμο εξοπλισμό του εργαστηρίου δεν ήμασταν υποχρεωμένοι να χρησιμοποιήσουμε το "Flux – Meter" του σχήματος 1.2.1 για τη μέτρηση της μαγνητικής ροής στο υλικό (πυρήνα). Αντί για αυτό, κάνουμε απευθείας ολοκλήρωση των τιμών τάσης που συλλέγουμε – όπως βέβαια θα αναλυθεί στη σχετική παράγραφο.

Η διάταξη μπορεί να χωριστεί σε δύο βασικά τμήματα :

- Γεννήτριες σημάτων (τάσης / ρεύματος) και δοκίμιο
- Πλατφόρμα συλλογής και επεξεργασίας δεδομένων στο Lab View.

Στόχος ήταν να κινηθούμε σε συνθήκες όσο πιο κοντά στις πραγματικές ενός δικτύου διανομής, αλλά και σε ειδικότερες συνθήκες χρήσης ενός Μετασχηματιστή (π.χ. χαμηλές συχνότητες). Δεδομένου όμως του περιορισμένου όγκου των δοκιμών (που είναι αρκετές τάξεις μεγέθους μικρότερος εν σχέσει με τις διαστάσεις ενός πραγματικού Μετασχηματιστή), γίνεται κατανοητό ότι απαιτήθηκαν εξίσου μικρότερες τιμές ρεύματος μαγνήτισης προκειμένου να φτάσουμε στα όρια του μαγνητικού κορεσμού του υλικού. Ωστόσο, τα ποιοτικά συμπεράσματα παραμένουν αναλλοίωτα.

2.2 Γεννήτριες Σημάτων και δοκίμιο

A. Γεννήτρια τάσης

Δικαίως θα θεωρήσουμε ως βασικότερη πηγή σημάτων τη γεννήτρια Agilent–33220A που φαίνεται στην εικόνα 2.2.1



Εικόνα 2.2.1 – Γεννήτρια σημάτων Agilent

Είναι σαφές ότι έγινε αποκλειστικά χρήση ημιτονοειδών τάσεων, όχι μόνο για να προσομοιάζουμε τις πραγματικές συνθήκες παροχής, αλλά και για να αποφευχθούν ανεπιθύμητα (για τους σκοπούς μας) “peaks” στη μαγνητική ροή λόγω παραγωγής π.χ. τετραγωνικών ή πριονωτών τάσεων.

Το εύρος συχνοτήτων στο οποίο κινηθήκαμε, ήταν από 1 Hz έως και 50Hz. Αν και σίγουρα το εύρος αυτό καλύπτει και τις πραγματικές συνθήκες των συνηθών εφαρμογών, δεν επιλέξαμε να πειραματιστούμε σε υψηλότερες συχνότητες καθώς κάτι τέτοιο θα συνεπάγονταν την εμφάνιση σημαντικών επαγωγικών εμπεδήσεων ($\sim f \cdot L$) που θα αλλοίωναν τις μετρήσεις. Το εύρος συχνοτήτων στο οποίο κινηθήκαμε, μας δίνει συνεπώς το πλεονέκτημα ότι πρακτικά οι εμπεδήσεις των κυκλωμάτων είναι αποκλειστικά ωμικές.

Το εύρος στο πλάτος (peak-to-peak) των τάσεων που εφαρμόστηκαν, κυμαίνονταν από 100mV έως και 2V για δύο βασικούς λόγους : κυρίως διότι αυτό επιβάλλονταν για τη συνεργασία της γεννήτριας αυτής με τη γεννήτρια ρεύματος αλλά και – όπως προαναφέρθηκε – διότι ούτως ή άλλως ο όγκος των δοκιμών ήταν τέτοιος όπου στο εύρος αυτό μπορούσαν να εμφανισθούν όλες οι δυνατές περιπτώσεις βρόχου μαγνήτισης.

B. Γεννήτρια ρεύματος

Η γεννήτρια ρεύματος που χρησιμοποιήθηκε, φαίνεται στην Εικόνα 2.2.2. Η συσκευή αυτή έχει στόχο την παροχή ρεύματος σταθερής ενεργού τιμής, κάτι που φυσικά είναι αναγκαίο για τη δημιουργία του επιθυμητού μαγνητικού πεδίου από το πηνίο του πρωτεύοντος.



Σχήμα 2.2.2 –

Γεννήτρια Ρευμάτων Valhalla 2500Ep

Η γεννήτρια αυτή λαμβάνει ως είσοδο την τάση που παρέχει η γεννήτρια τάσης. Ρόλος της είναι να ακολουθήσει την μορφή της τάσης εισόδου ("dc", ημιτονοειδές κλπ.) "μεταφράζοντάς" τη σε ρεύμα. Η αναφορά μας είναι ακριβώς αυτό το ρεύμα μαγνήτισης.

Επιπλέον, η τάση εισόδου πρέπει να κυμαίνεται από 0 έως 2V όπου και δίνεται αναλογικά το αντίστοιχο ρεύμα εξόδου. Οι τάξεις μεγέθους ρεύματος που μπορεί να παρέχει η γεννήτρια αυτή, είναι : 100μA, 1, 10 και 100mA, 1A και 10A. Δεδομένων των χαμηλών απαιτήσεων για πλάτος ρεύματος μαγνήτισης των δοκιμίων, η πλειονότητα των μετρήσεων εκτελέσθηκε στο εύρος έως 1A.

Γ. Διάταξη Δοκιμίων

Η διάταξη αυτή δεν παρουσιάζει κάποια περιπλοκότητα, αφού το μόνο που απαιτούνταν ήταν η είσοδος του ρεύματος μαγνήτισης στο πρωτεύον πηνίο του δοκιμίου και η λήψη της παραγόμενης τάσης στο δευτερεύον. Στην απλότητα της διάταξης, συνέβαλε επιπλέον και το γεγονός ότι λόγω της κάρτας λήψης δεδομένων που χρησιμοποιήθηκε, το μόνο που χρειαζόμασταν ήταν η λήψη των διαφόρων σημάτων ως τάσεων. Στην περίπτωση μας έπρεπε να παρακολουθήσουμε τρία σήματα :

- Την τάση από τη γεννήτρια Agilent (καθαρά για λόγους σύγκρισης)
- Την τάση εξόδου του δευτερεύοντος
- Το ρεύμα πρωτεύοντος που προκαλούσε τη μαγνήτιση του πυρήνα.

Το τρίτο σήμα μετατράπηκε άμεσα σε τάση μέσω μιας πρότυπης αντίστασης $1\ \Omega$ συνδεδεμένης εν σειρά με το πρωτεύον πηνίο, έτσι ώστε μέσω της πρώτης τάσης στα άκρα της να παρακολουθούμε κατ'ουσίαν το παρεχόμενο ρεύμα του πρωτεύοντος. Η παρεμβολή της αντίστασης αυτής δε μεταβάλλει επ' ουδενί το επιθυμητό αποτέλεσμα, αφού πρακτικά αυτό που μας ενδιαφέρει είναι μόνο το ρεύμα που διαρρέει την περιέλιξη του πρωτεύοντος (που φυσικά παραμένει αναλλοίωτο).

Για τις περιελίξεις τόσο των πρωτευόντων όσο και των δευτερευόντων πηνίων χρησιμοποιήθηκε χαλκός υψηλής καθαρότητας, σε διατομή ώστε να αντεπεξέρχεται σε όλο το εύρος των επιβαλλόμενων ρευμάτων. Σε κάθε περίπτωση βέβαια καταγράφονταν ο αριθμός των σπειρών, αφού απαιτούνταν από τους υπολογισμούς.

Δ. A/D Μετατροπέας

Για τη συλλογή των δεδομένων, χρησιμοποιήθηκε ο μετατροπέας A/D της National Instruments– NI 9215 που φαίνεται στην εικόνα 2.2.3. Η συσκευή αυτή πραγματοποιεί όλα τα στάδια της ψηφιοποίησης σήματος, δηλαδή :

Ορισμό περιόδου δειγματοληψίας T , πραγματοποίηση των μετρήσεων σε χρόνους κΤ (k : ακέραιος), ορισμό επιπέδων κβάντωσης του σήματος και τοποθέτηση των μετρήσεων στα επίπεδα αυτά.

Να σημειωθεί ότι ο συγκεκριμένος μετατροπέας έχει ικανότητα για θέσπιση εξόχως μικρής περιόδου δειγματοληψίας (της τάξης των μsec) αλλά και πάρα πολλών επιπέδων κβάντωσης του σήματος – κάτι που άλλωστε δικαιολογεί και το υψηλό του κόστος! Για τις μετρήσεις μας, έγινε χρήση 10^3 έως και 10^4 δειγμάτων ανά

δευτερόλεπτο, που ήταν παραπάνω από ικανοποιητικά για τις συχνότητες σήματος που χρησιμοποιούσαμε. Επίσης, δόθηκε ιδιαίτερη προσοχή ώστε τα σήματα εισόδου του μετατροπέα να μην υπερβούν ποτέ τα 10V κατά πλάτος, που είναι και το όριο ανοχής του (αν και φυσικά υπάρχουν οι κατάλληλες προστατευτικές διατάξεις για περίπτωση υπέρβασης του ορίου αυτού). Αυτό όμως μας το εξασφάλιζε a-priori η γεννήτρια ρευμάτων σε συνδυασμό με την αντίσταση του ενός ohm, αφού τα ρεύματα δεν μπορούσαν να υπερβούν τα 10 A

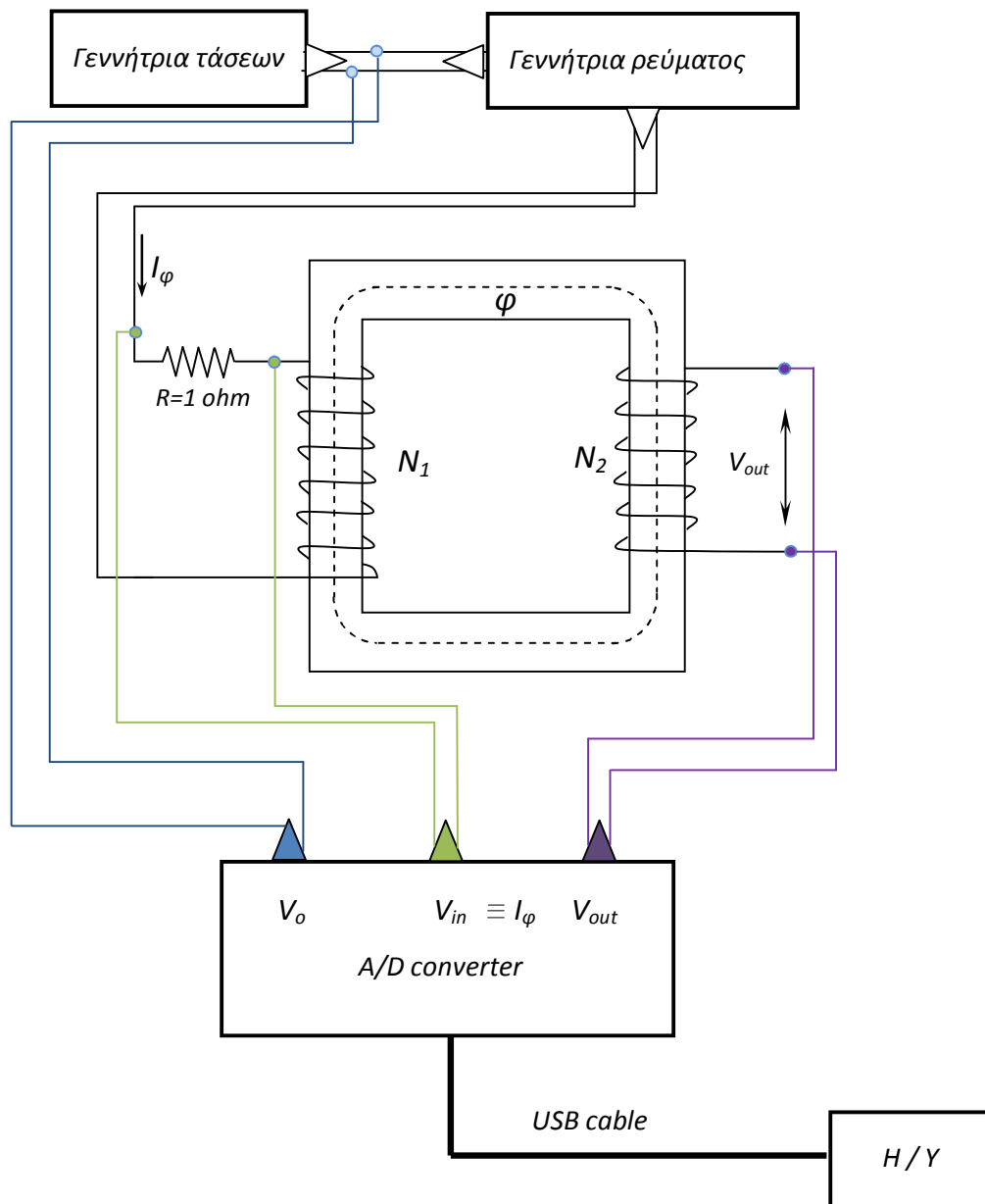
Ο μετατροπέας αυτός διαθέτει τέσσερις ακροδέκτες εισόδου, ενώ όλα τα δεδομένα αποστέλλονται σε υπολογιστή μέσω θύρας και καλωδίου USB. Σε αυτό βοήθησε η χρήση της βάσης USB 9162 η οποία είναι ειδικά σχεδιασμένη για τον εν λόγω μετατροπέα. Στην εικόνα 2.2.3 φαίνονται και οι δυο συσκευές.



Εικόνα 2.2.3

Η διάταξη της National Instruments που χρησιμοποιήθηκε για τη συλλογή δεδομένων.

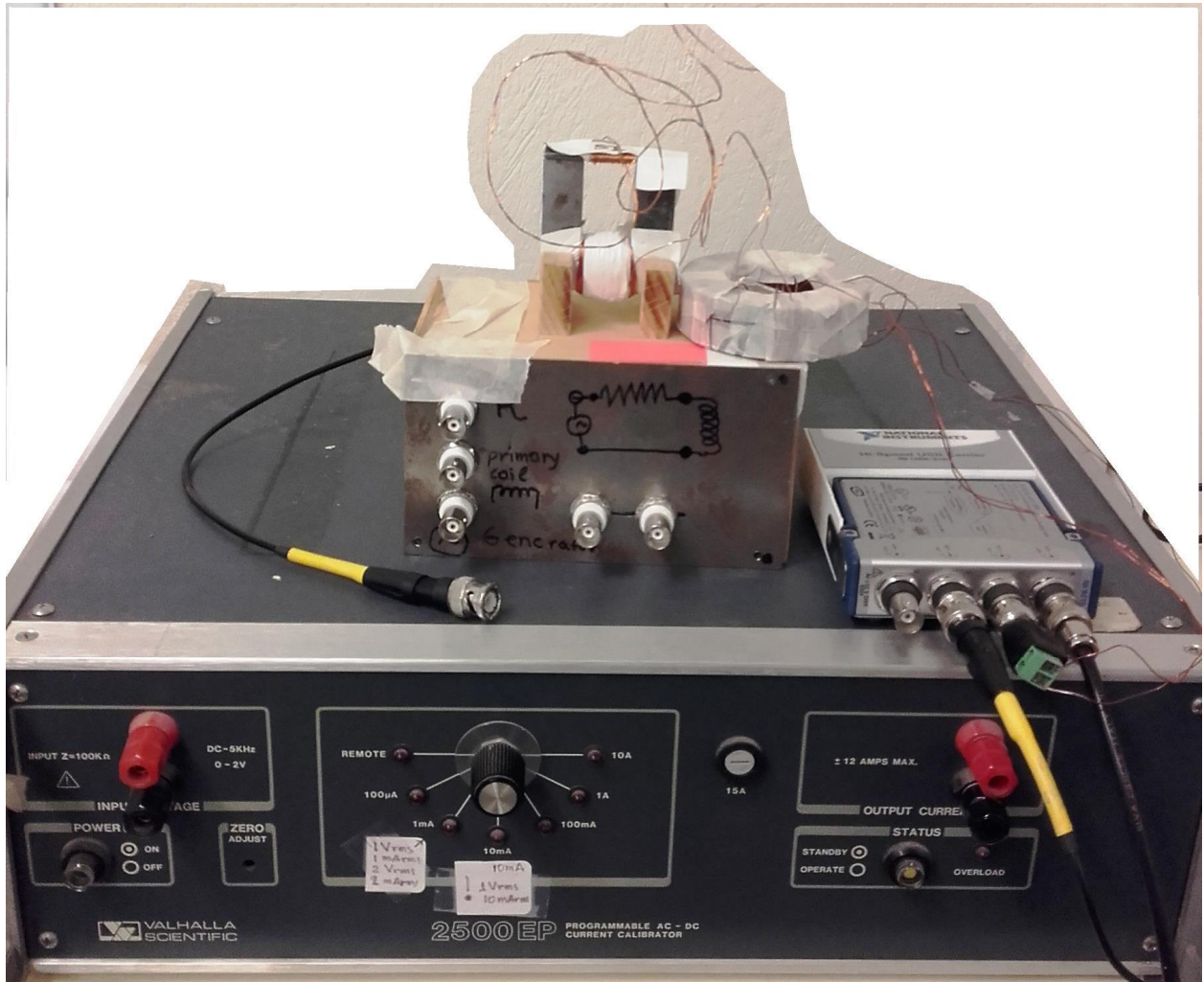
Στο Σχήμα 2.2.4 αποδίδονται όλα τα τμήματα της πειραματικής διάταξης που χρησιμοποιήθηκαν.



Σχ. 2.2.4

Πειραματική Διάταξη μέτρησης.

Θα κλείσουμε την παράγραφο με την Εικόνα 2.2.5 όπου φαίνονται συγκεντρωμένα η Γεννήτρια ρεύματος, η Κάρτα συλλογής δεδομένων καθώς επίσης και τα δύο δοκίμια πάνω στα οποία εργαστήκαμε. Αναλυτικότερα στοιχεία των δοκιμών, δίνονται στην παράγραφο 3.1 και στα Σχήματα 3.1.α και 3.1.β.



Εικόνα 2.2.5 –

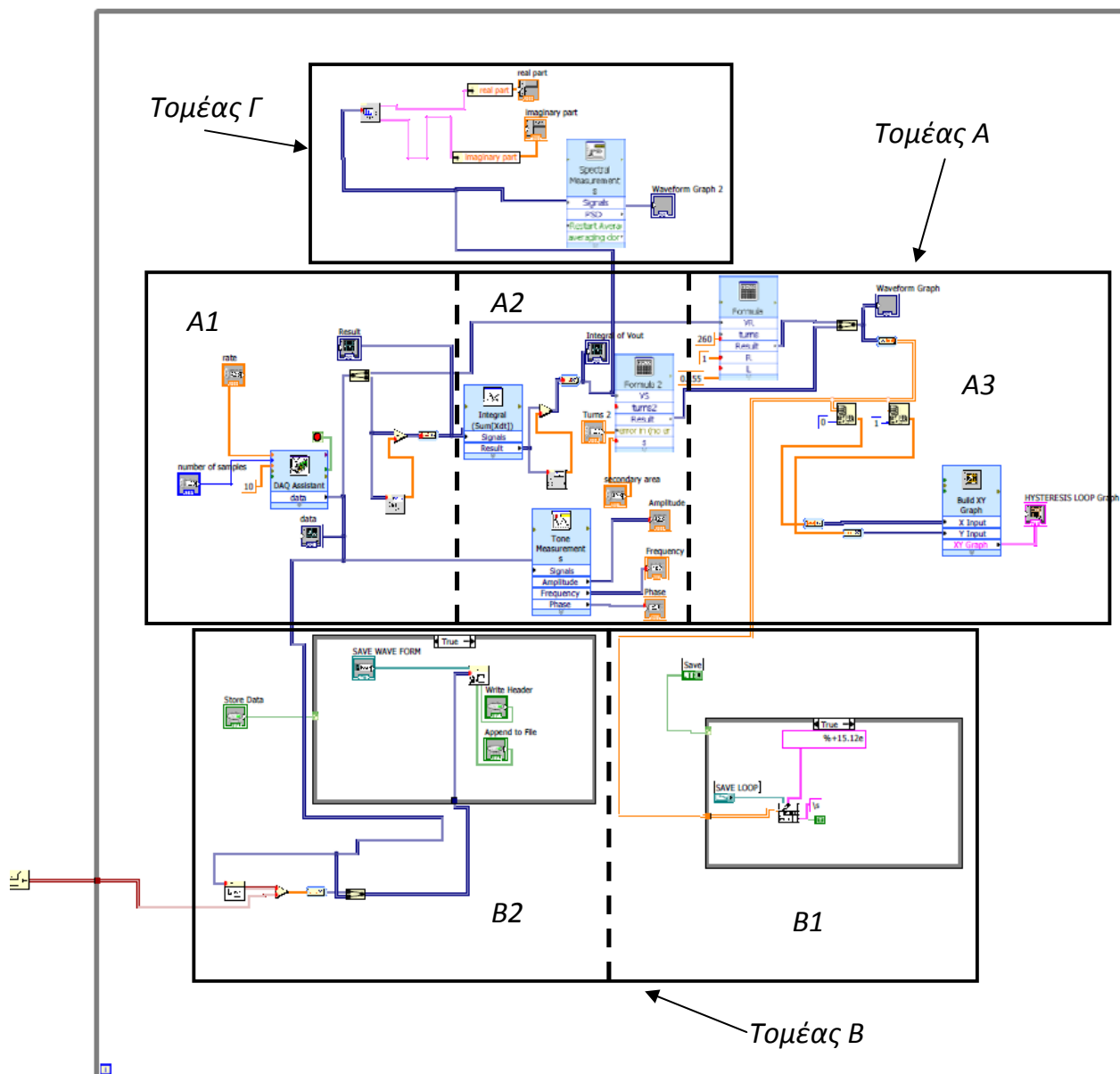
Γεννήτρια ρεύματος, Κάρτα συλλογής δεδομένων,
Δοκίμιο Α, Δοκίμιο Β

2.3 Επεξεργασία των μετρήσεων

Όπως φαίνεται και στο Σχήμα 2.2.4, κατόπιν της συλλογής δεδομένων μέσω του A/D μετατροπέα οδηγούμαστε στον Ηλεκτρονικό Υπολογιστή. Μέσω του προγράμματος Lab View δημιουργήθηκε μια πλατφόρμα επεξεργασίας των δεδομένων, όπου από τα διαθέσιμα δεδομένα που συλλέγονταν στις τρεις (από τις τέσσερις) θύρες του μετατροπέα που χρησιμοποιήσαμε κατασκευάζονταν όλα τα απαραίτητα διαγράμματα. Τελικός στόχος φυσικά ήταν η απόδοση του βρόχου υστέρησης. Ωστόσο, με μια περαιτέρω επεξεργασία των δεδομένων κατέστη δυνατή και η εύρεση των απωλειών λόγω των βρόχων υστέρησης – όπως θα αναλυθεί λεπτομερέστερα στη σχετική παράγραφο.

Στο Lab View συνηθίζεται να χρησιμοποιούνται δυο βασικές οθόνες – κάτι που γίνεται καθαρά για λόγους ευκρινέστερης απόδοσης των αποτελεσμάτων : της οθόνης “Front-panel” και της οθόνης όπου και γίνεται η επεξεργασία μέσω των αντίστοιχων “block”. Θα μπορούσαμε να τις αποκαλέσουμε ως οθόνη ενδείξεων και οθόνη λειτουργιών αντίστοιχα. Οι δύο οθόνες δηλαδή θα μπορούσαν να παρομοιαστούν με τις ενδείξεις ενός οργάνου – η μία, και με το εσωτερικό του οργάνου όπου γίνεται η επεξεργασία των σημάτων / δεδομένων – η άλλη. Μέσω λοιπόν της χρήσης του “front panel” μπορεί να γίνει περισσότερο φιλική προς το χρήστη η λειτουργία του προγράμματος (από την απλή εντολή “start/stop” μέχρι την ανάθεση τιμών σε μεταβλητές που μπορούν να οριστούν από το χρήστη). Αξίζει συνεπώς να σταθούμε κυρίως στην οθόνη όπου υπάρχουν τα λειτουργικά “block” της πλατφόρμας.

Στο Σχήμα 2.3.1 φαίνεται μια γενική εικόνα της οθόνης λειτουργιών. Επειδή όμως στο γενικό αυτό σχήμα δεν υπάρχει ευκρίνεια, όπως φαίνεται έχει γίνει διαχωρισμός σε τρεις βασικούς επί μέρους τομείς οι οποίοι και θα αναλυθούν διεξοδικότερα. Πριν από αυτό όμως, θα σχολιαστεί το γενικότερο πλαίσιο της οθόνης το οποίο είναι ένας βρόχος επανάληψης (“while – loop”) που παραμένει ενεργός για όσο είναι σε λειτουργία το πρόγραμμα. Το στοιχείο κάτω και έξω αριστερά από το πλαίσιο, αποτελεί το “Universal Clock” του Lab View. Το ρολόι αυτό μας παρέχει με τις στιγμές όπου συλλέγονται τα δεδομένα. Κάθε δεδομένο που συλλέγεται από την κάρτα A/D έχει και μια ορισμένη χρονική «σφραγίδα» μέσω του “Universal Clock”. Με τον τρόπο αυτό, μπορεί κάποιος να δει ακριβώς και το πότε συνέβη η κάθε μέτρηση, αντί να είχαμε απλά μια πυροδότηση σε μη καταγραφόμενο χρόνο. Για τους σκοπούς της εργασίας, η ύπαρξη του ρολογιού δίνει απλά έναν οριζόντιο άξονα χρόνου στα γραφήματα των σημάτων εισόδου και εξόδου από τα δοκίμια. Ο λόγος που τέθηκαν όλα τα υπόλοιπα στοιχεία εντός αυτού του πλαισίου, είναι προφανώς για να υπάρχει παντού κοινή χρονική αναφορά.

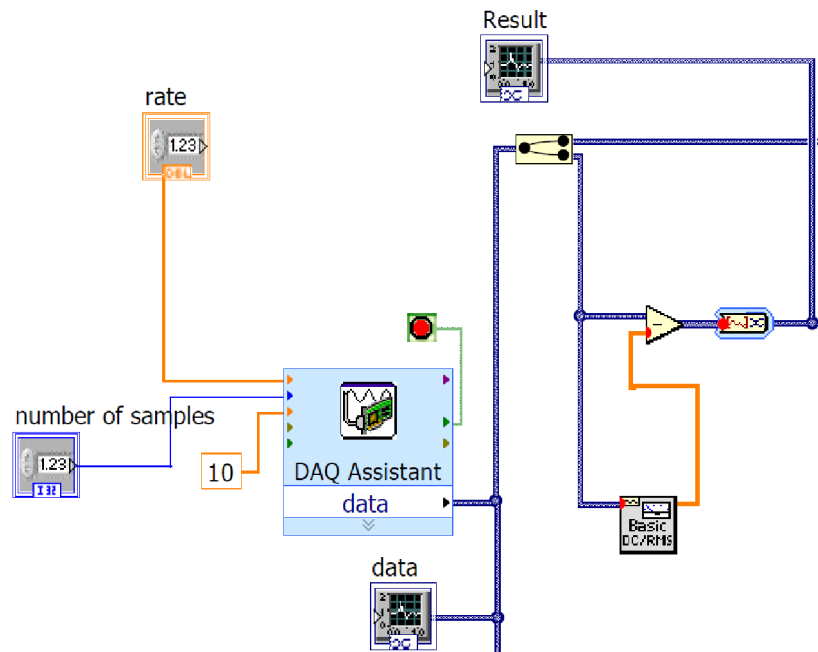


Σχήμα 2.3.1 – Οθόνη λειτουργιών

Οι παραπάνω τομείς τέθηκαν με σειρά σπουδαιότητας στη λειτουργία του προγράμματος. Για ακόμη μεγαλύτερη ευκρίνεια, ο τομέας Α χωρίστηκε επιπλέον σε τρία τμήματα Α1, Α2, Α3 και ο Β στα Β1, Β2. Σημείο εκκίνησης, ο Τομέας Α.

2.3.A Τομέας A – Κεντρική επεξεργασία μετρήσεων

Ο Τομέας A δίνεται ευκρινέστερα στα σχήματα που ακολουθούν (Σχήμα A1 έως A3).



Σχήμα A1 – Τομέας A1

Στο “block” “DAQ Assistant” – όπου τα αρχικά “DAQ” αντιστοιχούν στο “Data Acquisition” - , καταφθάνουν όλες οι μετρήσεις από την κάρτα (μετατροπέα) A/D. Το “block” αυτό αντιστοιχεί κατευθείαν και ειδικά επί του μετατροπέα της Εικόνας 2.2.3. Στις ρυθμίσεις που έχουμε διαθέσιμες από το “block”, μπορούμε να ονομάσουμε και να κατηγοριοποιήσουμε κάθε μία από τις τέσσερις θύρες εισόδου δεδομένων που διαθέτει η κάρτα. Στη δική μας εφαρμογή, χρησιμοποιήσαμε τις τρεις από τις θύρες αυτές (Σχήμα 2.2.4). Συγκεκριμένα, έχουμε :

- Θύρα “0” : I_{ϕ} (ρεύμα μαγνήτισης στο πρωτεύον)
- Θύρα “1” : $V_{\text{secondary}}$ (τάση που μετράται από το δευτερεύον πηνίο)
- Θύρα “2” : V_{agilent} (γίνεται απλή εποπτεία της τάσης που παράγει η γεννήτρια Agilent)

Επιπλέον, το “block” μας δίνει τη δυνατότητα του να καθορίσουμε τον αριθμό των δειγμάτων που θέλουμε να λαμβάνεται ανά δευτερόλεπτο καθώς και το ρυθμό με τον οποίο θα ανανεώνεται η μέτρηση. Τόσο τον αριθμό των δειγμάτων όσο και το ρυθμό, μπορεί να τον καθορίσει ο χρήστης και από την οθόνη ενδείξεων. Μπορούμε να πούμε

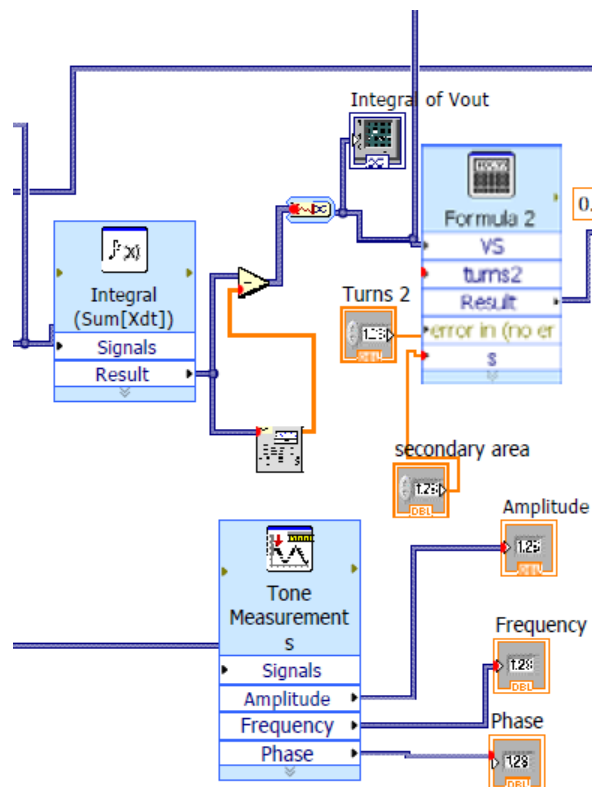
ότι το ουσιώδες σημείο εδώ είναι σαφώς ο αριθμός των δειγμάτων, αφού ο ρυθμός σχετίζεται όχι με τα δεδομένα αυτά καθ' αυτά, αλλά με τον τρόπο που θα απεικονιστούν στην οθόνη ενδείξεων. Το σημείο αυτό θα αναλυθεί διεξοδικότερα στη σχετική παράγραφο. Επίσης, έχουμε προσθέσει κι ένα πλήκτρο "Boolean" που κατουσίαν λειτουργεί ως "start/stop". Και το πλήκτρο αυτό μπορεί να το διαχειριστούμε από την οθόνη ενδείξεων. Όλα τα γραφήματα, αποδίδονται ως προς το χρόνο μέσω του "block", "data" που φαίνεται στο κάτω μέρος του τομέα A1. Το πρόγραμμα αντιλαμβάνεται αυτόματα ότι πρόκειται για διαφορετικές σειρές δεδομένων, και τα αποδίδει με ξεχωριστά χρώματα.

Τα δεδομένα οδεύουν μέσω κοινού αγωγού, όπου στο επάνω μέρος διαχωρίζονται με τη βοήθεια του αντίστοιχου εργαλείου (αποπλέκτη). Ο αποπλέκτης αντιστοιχίζει κάθε έξοδο του στην αντίστοιχη είσοδο από την οποία προέρχεται το σήμα. Στην εφαρμογή βλέπουμε ότι χρησιμοποιούμε δύο από τα τρία σήματα : Στο επάνω μέρος του διαχωριστή, ξεχωρίζουμε το σήμα του I_{ϕ} ενώ στο κάτω μέρος του διαχωριστή λαμβάνουμε την τάση από το δευτερεύον πηνίο του δοκιμίου.

Στη συνέχεια μπορούμε να διακρίνουμε ένα βρόχο ο οποίος κλείνει στον αθροιστή που απεικονίζεται στο τριγωνικό "block". Το σημείο αυτό θα το συναντήσουμε εκ νέου στη συνέχεια με εντελώς διαφορετικό όμως φυσικό νόημα. Μπορεί το βήμα αυτό να φαίνεται απλό, ωστόσο συχνά γίνεται παρανόηση της σημασίας του. Η παράλειψή του όμως, καθιστά την επεξεργασία των δεδομένων απλά αδύνατη! Στην πραγματικότητα δεν πρόκειται για κάποιο βρόχο, αλλά για δυο "πρόσω" δράσεις – όπως καλούνται στα Συστήματα Αυτομάτου Ελέγχου. Επίσης, ο αθροιστής στην περίπτωση μας κάνει αφαίρεση των δύο σημάτων και λαμβάνει τελικά τη διαφορά τους. Ωστόσο, θα ήταν λάθος να αποκαλέσουμε το "block" αυτό ως διαφοριστή, αφού κάτι τέτοιο παραπέμπει σαφώς και δικαίως σε παραγώγιση. Το τετραγωνικό "block" στην αρχή του πορτοκαλόχρωμου κλάδου, υπολογίζει την συνεχή συνιστώσα του σήματος που καταφθάνει στην είσοδό του ("dc" συνιστώσα). Άρα λοιπόν βλέπουμε ότι στον αθροιστή παίρνουμε τη διαφορά της τάσης του δευτερεύοντος πηνίου από την "dc" συνιστώσα της. Αυτό πρέπει να γίνει στο σημείο αυτό καθώς το σήμα δεν δίνεται κατανάγκη ως προς κάποιο μηδενικό σήμα αναφοράς, για αυτό άλλωστε μας αποδίδεται και σε τιμές "peak-to-peak". Η αφαίρεση λοιπόν της "dc" συνιστώσας, μας φέρνει την τάση του δευτερεύοντος απόλυτα συμμετρικά ως προς τον οριζόντιο άξονα. Τελικά, από την έξοδο του αθροιστή θα λάβουμε ένα ημιτονοειδές σήμα απαλλαγμένο από την "dc" συνιστώσα. Η "National Instruments" συνιστά στο να έχουμε διαθέσιμους τουλάχιστον τρεις πλήρεις κύκλους από το περιοδικό μας σήμα ώστε να υπολογιστεί πιο αξιόπιστα η "dc" συνιστώσα. Κάτι τέτοιο βέβαια υπερκαλύπτεται με πολλές τάξεις μεγέθους με το πλήθος δειγμάτων που θέτουμε. Το "block" που ακολουθεί μετά τον αθροιστή, σχετίζεται με το αν τα δεδομένα μας είναι στατικά (π.χ. προέρχονται από κάποιο προκαθορισμένο πίνακα) ή

δυναμικά (π.χ. να ανανεώνονται συνεχώς) – όπως και είναι στην περίπτωση μας. Στις σύγχρονες εκδόσεις του Lab View, το στοιχείο αυτό τοποθετείται αυτομάτως από το ίδιο το πρόγραμμα, ανάλογα με τη λειτουργία που θέλουμε να εκτελέσουμε. Το γράφημα αυτό, αποδίδεται ξεχωριστά ως προς το χρόνο στο "block", "Result".

Τέλος, τα σήματα συνεχίζουν προς τον Τομέα A2 που φαίνεται στο Σχήμα A2.



Σχήμα A2 –ΤομέαςA2

Στον τομέα A2, δεν θα μας απασχολήσει καθόλου το σήμα I_{ϕ} της θύρας "0" που αναχώρησε από το διαχωριστή του τομέα A1. Θα ασχοληθούμε πρώτα με το άνω τμήμα του τομέα, όπου βλέπουμε πως το σήμα $V_{\text{secondary}}$ από το οποίο διώξαμε την "dc" συνιστώσα, εισέρχεται στο "block" ολοκλήρωσης ("Integral (Sum[Xdt])"). Το εργαλείο αυτό επιτυγχάνει τον υπολογισμό του αόριστου ολοκληρώματος του σήματος εισόδου μέσω του τραπεζοειδή κανόνα. Άλλωστε αυτός είναι και ο μόνος τρόπος υπολογισμού του ολοκληρώματος, αφού η συνάρτηση που διαθέτουμε είναι πλέον ψηφιοποιημένη. Τη μέθοδο αυτή την ακολουθήσαμε σε ξεχωριστό αρχείο και για τον υπολογισμό του εμβαδού του βρόχου υστέρησης. Στην περίπτωση αυτή το πρόγραμμα θέτει αυτομάτως

ως τιμή $dt = 1$, που φυσικά αντιστοιχεί σε δυο διαδοχικές στιγμές δειγματοληψίας. Στην έξοδο του ολοκληρωτή συναντάμε και πάλι μια διάταξη αφαίρεσης της "dc" συνιστώσας. Στο σημείο αυτό κάτι τέτοιο γίνεται διότι όπως είναι γνωστό ένα αόριστο ολοκλήρωμα αποδίδει κάθε φορά και μια σταθερά C. Εάν δεν τοποθετηθεί λοιπόν μια τέτοια διάταξη, θα λάβουμε εσφαλμένα ένα σήμα εξόδου από τον ολοκληρωτή το οποίο θα είναι συνεχώς ανερχόμενο! Κατόπιν της διάταξης αυτής, διακρίνουμε και πάλι το μετατροπέα από στατικά σε δυναμικά δεδομένα (αντίστροφα δηλαδή από ότι προηγουμένως) όπου διακλαδίζουμε το σήμα που πήραμε από τον ολοκληρωτή (χωρίς βέβαια τη "dc" συνιστώσα). Ο ένας κλάδος αποδίδει γραφικά το σήμα αυτό ως προς το χρόνο (στο γράφημα Integral of V_{out}), ενώ μέσω του άλλου κλάδου το σήμα συνεχίζει προς το επόμενο "block", "Formula 2". Στο "block" αυτό, συντελείται ο υπολογισμός του παραγόμενου μαγνητικού πεδίου B ως:

$$\frac{VS}{turns^2 \cdot s}$$

όπου και έχουν τοποθετηθεί ως σταθερές ο αριθμός των σπειρών του δευτερεύοντος και το εμβαδό που ορίζει κάθε βρόχος περιέλιξης πηνίου. Όπου βέβαια το "VS" είναι το ολοκλήρωμα της τάσης δευτερεύοντος από το προηγούμενο "block". Φυσικά στα δείγματά μας κάθε βρόχος περικλείει την ίδια ακριβώς επιφάνεια, η οποία είναι κάθετη στη διεύθυνση της μαγνητικής ροής εντός του πυρήνα. Συνοψίζοντας, ξεκινάμε από την τάση δευτερεύοντος η οποία είναι : $u = -\frac{d\varphi}{dt}$, ολοκληρώνοντας υπολογίζουμε

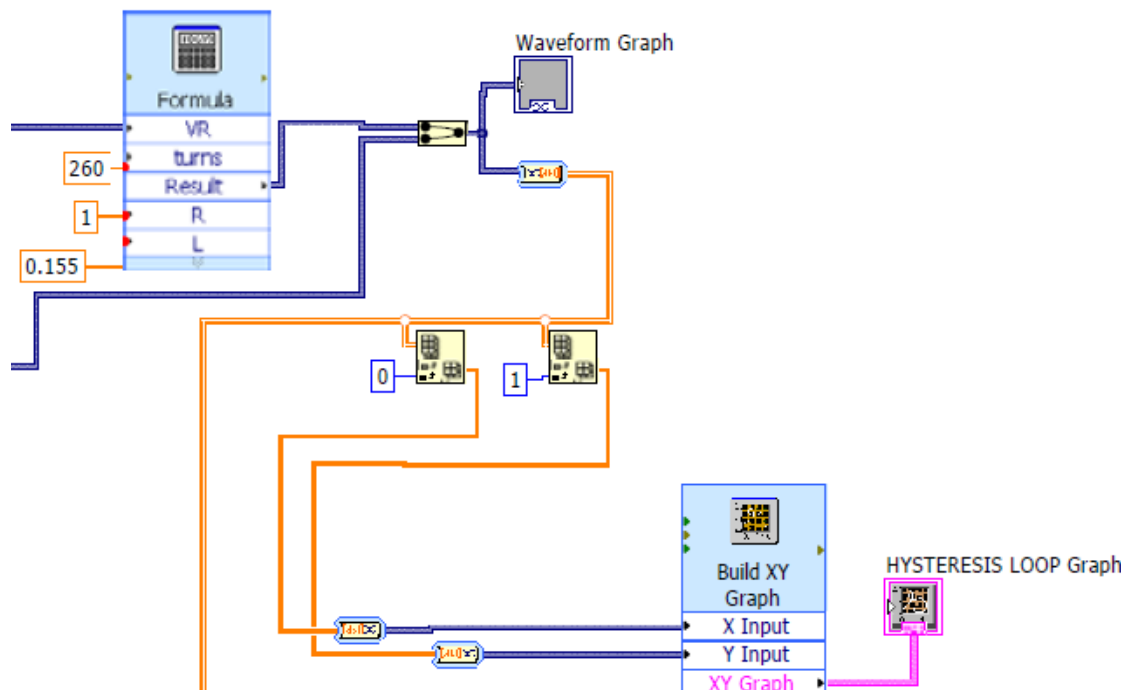
τη μαγνητική ροή φ , οπότε κατόπιν στη "Formula 2" υπολογίζουμε το B ως : $B = \frac{\varphi}{n \cdot s}$ σε

Tesla (γενικά επιλέξαμε να εργαστούμε σε σύστημα SI). Θα πρέπει να σημειωθεί όμως στο σημείο αυτό ότι μια τέτοια σχέση υποδηλώνει ότι στην ουσία με τον τρόπο αυτό υπολογίσουμε τη μέση ένταση του μαγνητικού πεδίου, αφού διαιρούμε με όλη την επιφάνεια του βρόχου.

Η έξοδος της συνάρτησης που ορίσαμε στο "block" αυτό, συνεχίζει προς τον τομέα A3.

Τέλος, στο κάτω μέρος του τομέα A2 διακρίνουμε ένα "block" που απλά τοποθετήθηκε για να μας δώσει διάφορα στοιχεία για τα σήματα που λαμβάνουμε στον A/D μετατροπέα (πλάτος, συχνότητα και φάση) – χωρίς όμως κάτι τέτοιο να είναι ζωτικής σημασίας για το σκοπό που θέλουμε. Συγκεκριμένα, η συχνότητα αποδίδεται και στην οθόνη ενδείξεων καθαρά για λόγους επιβεβαίωσης του ότι το σήμα που θέλουμε βρίσκεται στην επιθυμητή συχνότητα.

Ο τομέας A, ολοκληρώνεται με τον τομέα A3 που φαίνεται στο Σχήμα A3.



Σχήμα Α3 –ΤομέαςΑ3

Στον Τομέα Α3 έχουμε την τελική επεξεργασία των δεδομένων όπου και μπορούμε να λάβουμε πλέον το βρόχο υστέρησης του υλικού. Το τμήμα αυτό ξεκινά με τον ορισμό μιας ακόμη συνάρτησης στο "block", "Formula" όπου εκτελείται η εύρεση του παρεχόμενου μαγνητικού πεδίου από το I_{ϕ} , H . Για το σκοπό αυτό, στο "block" εισέρχονται ως δεδομένα ο αριθμός των σπειρών N_1 , το μέσο μήκος διαδρομής της μαγνητικής ροής στο δοκίμιο, L καθώς και η τιμή της πρότυπης αντίστασης, αφού όπως έχουμε προαναφέρει όλα τα σήματα είναι τάσεις. Η πράξη που εκτελείται στο "block" αυτό είναι

$$turns \cdot \left(\frac{VR}{R} \right) \cdot \left(\frac{1}{L} \right)$$

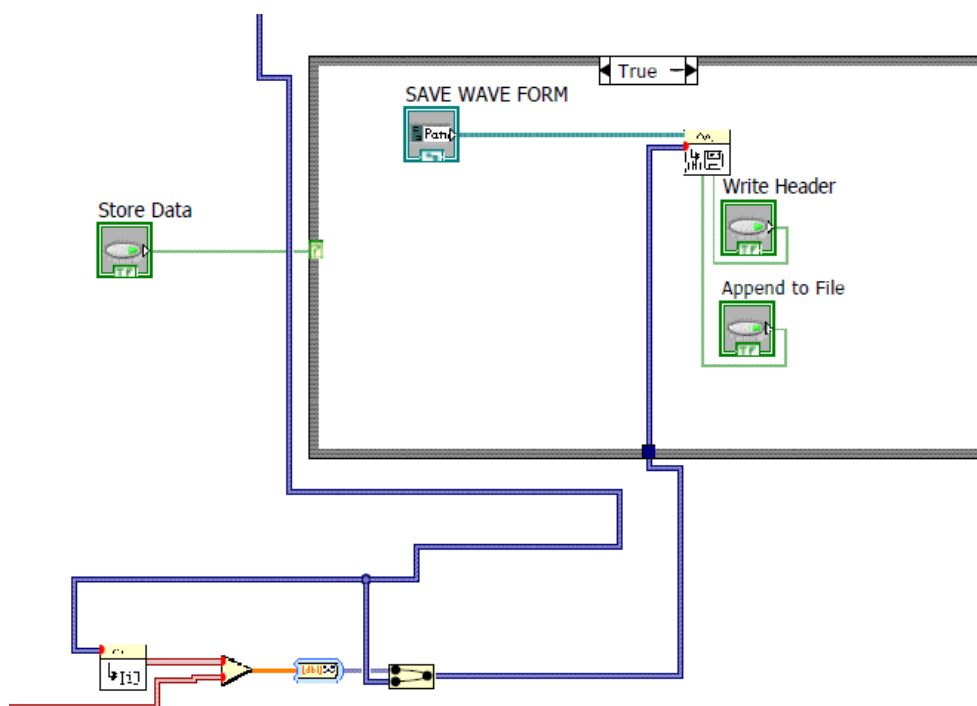
κάτι που μας αποδίδει το H ως $H = \frac{n \cdot I}{L}$ σε μονάδες A/m (πάντα στο SI). Πλέον, μέσω κατάλληλης διαδικασίας σε τομέα που ακολουθεί μπορούμε να εξάγουμε το διάγραμμα B-H, κάτι που φαίνεται και στο αντίστοιχο πεδίο της οθόνης ενδείξεων.

Η μέση διαδρομή υπολογίζεται για τον κάθε πυρήνα ξεχωριστά ανάλογα φυσικά με το σχήμα του (κυλινδρικό, τετραγωνικό κλπ.).

Στον τομέα Β εκτελούνται οι λειτουργίες της αποθήκευσης δεδομένων σε αρχείο. Αν και όπως φάνηκε λαμβάνονται όλα τα απαραίτητα γραφήματα σε πραγματικό χρόνο από τους αντίστοιχους απεικονιστές του τομέα Α, ωστόσο είναι σαφώς χρήσιμο του να έχουμε υπό μορφή πίνακα τα δεδομένα των μετρήσεων και των διαδικασιών του προγράμματος. Για παράδειγμα, με τα δεδομένα που συλλέγουμε στον τομέα Β1 μπορούμε κατόπιν να κάνουμε κατάλληλη επεξεργασία ώστε να εξάγουμε το εμβαδό των βρόχων υστέρησης.

Στον τομέα Β1 όπως προαναφέρθηκε, καταφθάνουν σε κοινό αγωγό πεπλεγμένες οι δύο σειρές δεδομένων από τις οποίες εξάγουμε το βρόχο υστέρησης. Η γραμμή αυτή, καταλήγει επί ενός δισδιάστατου πίνακα ο οποίος καταχωρεί αυτόματα τα πεπλεγμένα δεδομένα της γραμμής. Η όλη διαδικασία βρίσκεται εντός ενός πλαισίου το οποίο ενεργοποιείται από το πλήκτρο “Save”. Στο στιγμιότυπο της φωτογραφίας, η τιμή του πλήκτρου ήταν True, συνεπώς εκείνη τη στιγμή τα δεδομένα αποθηκεύονταν στον πίνακα. Μέσω του πλαισίου “SAVE LOOP”, μπορούμε να ορίσουμε τη διεύθυνση ενός φακέλου μέσα στον οποίο θα σωθεί το αρχείο με τα δεδομένα αυτά. Η ονομασία του αρχείου, καθορίζεται από το χρήστη, ενώ όλος ο χειρισμός γίνεται στην οθόνη ενδείξεων.

Ο τομέας Β ολοκληρώνεται με τον τομέα Β2 που φαίνεται στο Σχήμα Β2.



Σχήμα Β2 –ΤομέαςΒ2

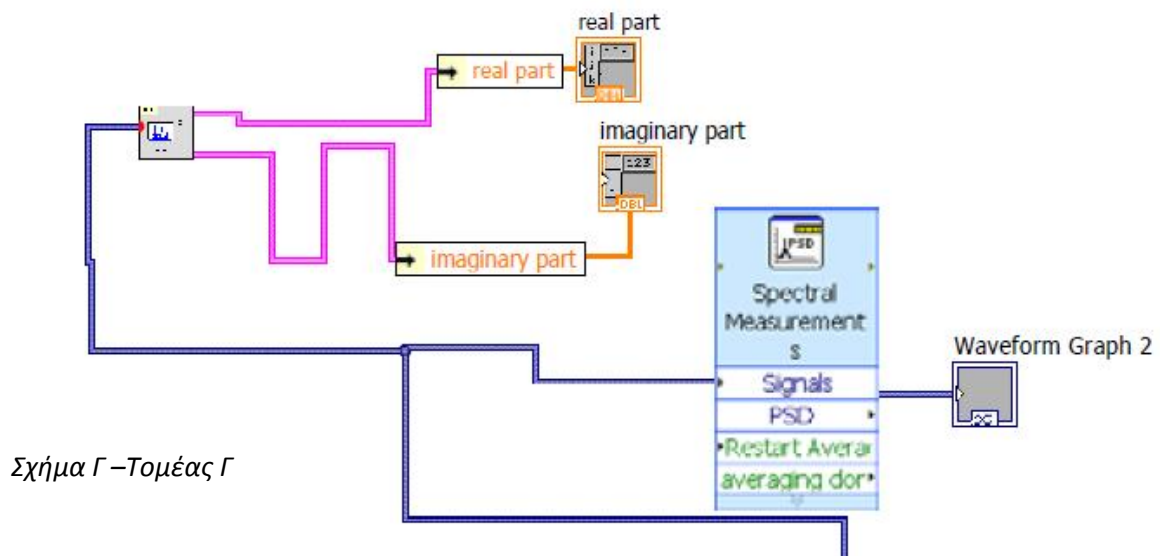
Και εδώ επιτελείται παρόμοια εργασία με τον τομέα Β1. Ωστόσο, αξίζει να σημειωθεί ότι εδώ έχουμε προσθέσει σαν μια επιπλέον στήλη στα δεδομένα όπου σημειώνεται ο χρόνος από το “Universal Clock” στο οποίο αναφερθήκαμε σε προηγούμενο σημείο. Με τον τρόπο αυτό, δεν έχουμε απλά έναν αυθαίρετο οριζόντιο πίνακα χρονικών στιγμών, αλλά γνωρίζουμε πότε ακριβώς έγινε η κάθε μέτρηση. Επίσης, στην περίπτωση αυτή συλλέγονται υπό κοινή γραμμή (πεπλεγμένα) τα δεδομένα από το μετατροπέα Α/Δ. Συνεπώς έχουμε τρία βασικά διαγράμματα (πάντα ως προς το χρόνο) :

- Το διάγραμμα της τάσης αναφοράς από τη γεννήτρια τάσεων (καθαρά για λόγους εποπτείας)
- Το διάγραμμα που αντιστοιχεί στο ρεύμα που τίθεται στο πρωτεύον.
- Το διάγραμμα της τάσης στο δευτερεύον πηνίο του δοκιμίου.

Και εδώ όλη η διαδικασία ελέγχεται από ένα πλήκτρο (“true – false”) “Store Data”, ενώ είναι προφανές ότι πλέον χρησιμοποιείται πολυδιάστατος πίνακας.

2.3.Γ Τομέας Γ – Ανάλυση του ρεύματος μαγνήτισης κατά Fourier

Η οθόνη λειτουργιών κλείνει με τον τομέα Γ ο οποίος μπορεί να αποδοθεί ενιαίος στο Σχήμα Γ.

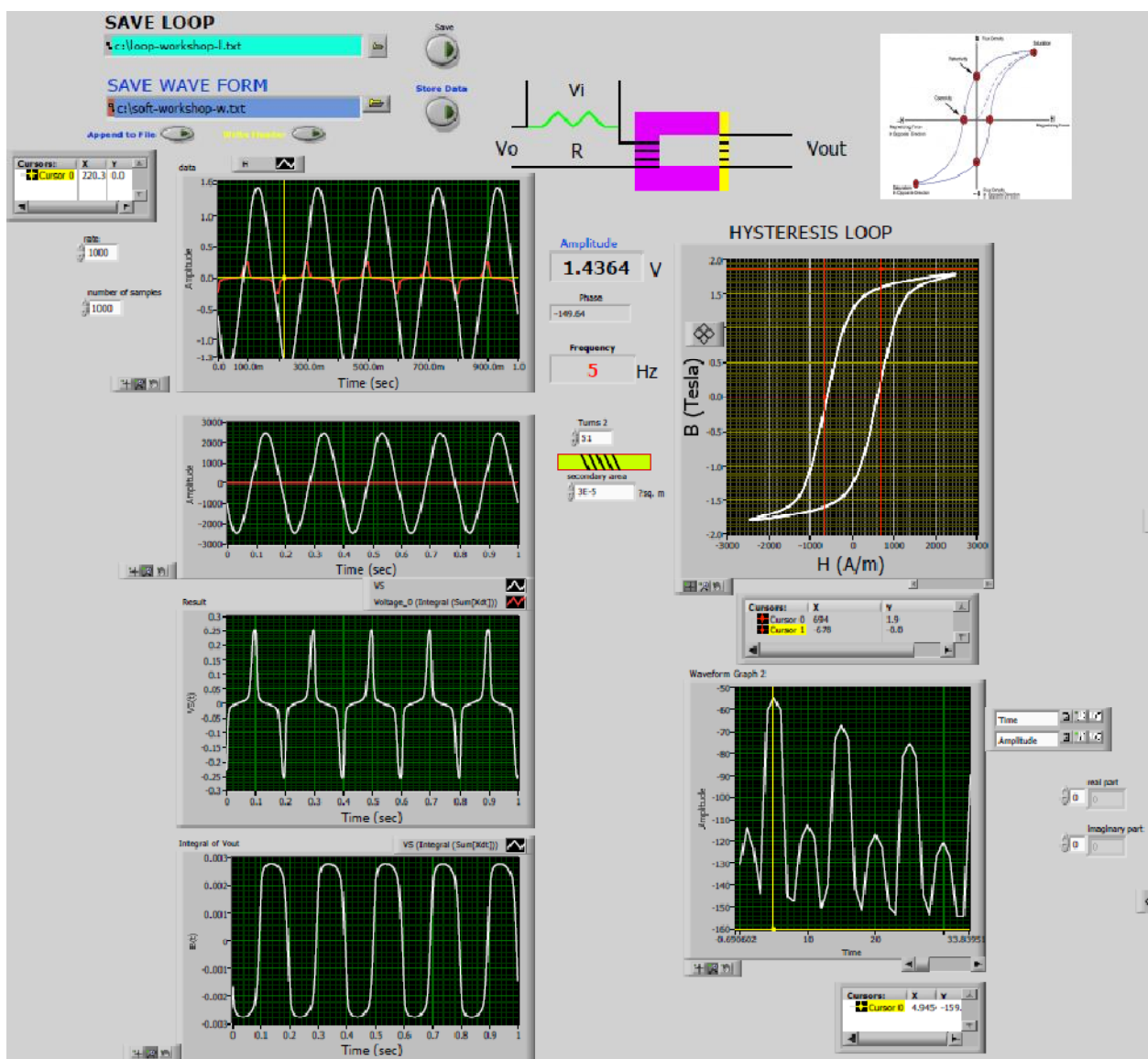


Σχήμα Γ – Τομέας Γ

Όπως έχει αναφερθεί και σε προηγούμενο σημείο, στον τομέα αυτό έχουν τοποθετηθεί κάποιες επιπλέον λειτουργίες οι οποίες δεν έχουν κάποιο κρίσιμο ρόλο στην απόδοση αυτού καθαυτού του βρόχου υστέρησης. Ωστόσο, μπορούν να μας δώσουν δεδομένα που αφορούν κυρίως στη φύση της μαγνητικής ροής που αναπτύχθηκε εντός του πυρήνα. Τα στοιχεία αυτά σχετίζονται πολύ με την ανάλυση κατά Fourier του περιοδικού σήματος της δημιουργούμενης μαγνητικής ροής. Μέσω των "blocks", “real

part” και “imaginary part” λαμβάνουμε τα αντίστοιχα στοιχεία του σήματος, ενώ μέσω του "block", “Spectral Measurements” έχουμε μια εποπτεία των βασικών αρμονικών από τις οποίες αποτελείται το σήμα.

Κλείνοντας θα αναφέρουμε κάτι που ίσως είναι και προφανές, ότι δηλαδή όλοι οι απεικονιστές που αναφέρθηκαν, καθώς και τα διάφορα πλήκτρα “start/stop” (σε μετρήσεις ή και σε αποθήκευση δεδομένων), αποδίδονται στην οθόνη ενδείξεων. Σε οποιοδήποτε πεδίο συμμετέχει ο χρήστης στη διαδικασία καθώς και σε κάθε απεικόνιση, έχει διατηρηθεί ακριβώς το ίδιο όνομα με το αντίστοιχο τμήμα της οθόνης λειτουργιών. Συνεπώς, δεν έχουμε να αναλύσουμε κάτι περαιτέρω για την οθόνη ενδείξεων. Ωστόσο στο Σχήμα 2.3.2 που ακολουθεί αποδίδεται μια γενική εικόνα της.



Σχήμα 2.3.2

Συνολική εικόνα της οθόνης ενδείξεων.

Θα πρέπει να σημειωθεί στο σημείο αυτό ότι προκειμένου να υπάρχουν σωστές ενδείξεις διαγραμμάτων θα πρέπει ο αριθμός των δειγμάτων, ο ρυθμός δειγματοληψίας και η περίοδος του σήματος να σχετίζονται κατάλληλα μεταξύ τους. Πράγματι, έστω ότι επιλέγουμε έναν αριθμό δειγμάτων ίσο με (π.χ.) 10, ενώ ο ρυθμός των δειγμάτων θα τεθεί ίσος με 5 – που σημαίνει 5 δείγματα ανά δευτερόλεπτο. Αυτό σημαίνει όμως ότι ένας πλήρης κύκλος μετρήσεων θα έχει ολοκληρωθεί σε χρόνο :

$$\frac{10}{5 \frac{\text{sec}}{\text{sec}}} = 2 \text{ sec}$$

Θέλουμε όμως στο χρόνο αυτό παράλληλα να έχει κλείσει κι ένας οποιοσδήποτε ακέραιος αριθμός κύκλων του σήματος. Άρα καταλαβαίνουμε ότι η περίοδος του σήματος θα μπορεί να είναι π.χ. 0.1sec, 0.5 sec, 1 sec, 2 sec κλπ., αλλά όχι 0.9sec ή 1.5 sec. Σε περίπτωση που δεν ικανοποιείται αυτός ο συνδυασμός, θα βλέπουμε συνεχώς μεταβαλλόμενα διαγράμματα σε κάθε ένδειξη της οθόνης. Εδώ βέβαια πρέπει να προσθέσουμε ότι σε κάθε περίπτωση είναι καλό να έχουμε έναν επαρκή ρυθμό δειγματοληψίας ώστε να μην χάνετε πληροφορία.

Θα πρέπει να τονιστεί βέβαια ότι δε θα μπορούσαμε να εξάγουμε τα επιθυμητά διαγράμματα εάν ο μετατροπέας A / D δεν είχε τη δυνατότητα **ταυτόχρονης** λήψης δεδομένων από όλες τις θύρες του.

Στις μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν, φροντίσαμε ώστε ο αριθμός δειγμάτων να είναι πάντα ίσος με το ρυθμό. Οι τιμές που χρησιμοποιήθηκαν ήταν κυρίως 1.000 ή πιο σπάνια και 10.000 και για τα δυο μεγέθη. Δεδομένου ότι χρησιμοποιήθηκαν πάντα ακέραιες συχνότητες, καταλαβαίνουμε εντός ενός δευτερολέπτου θα μπορούμε να περικλείσουμε πάντα τον ίδιο ακέραιο αριθμό περιόδων του σήματος.

Στο σημείο αυτό μπορεί να θεωρηθεί ότι η πειραματική διάταξη έχει αναλυθεί επαρκώς. Στο κεφάλαιο που ακολουθεί αποδίδονται οι βρόχοι υστέρησης και τα γραφήματα από τις πειραματικές μετρήσεις επί των δοκιμίων.

Κεφάλαιο 3 – Πειραματικά δεδομένα

3.1 Εισαγωγή

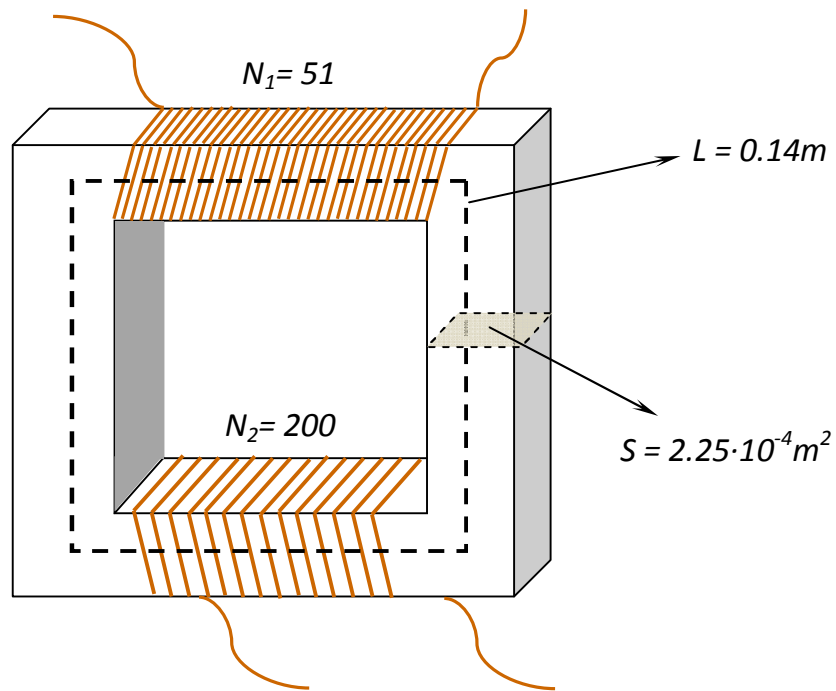
Όπως διαφαίνεται από τις πρώτες κιόλας σελίδες της εργασίας, στόχος μας ήταν η πειραματική επιβεβαίωση των θεωρητικά προβλεπομένων επί του μαγνητικού βρόχου υστέρησης σχετικά με μαλακά φερρομαγνητικά υλικά. Βασικό γνώρισμα των στοιχείων αυτών, είναι ότι μπορούν να ενισχύσουν κατά χιλιάδες φορές ένα επιβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο, αφού μπορούν να συντονίσουν (ή πιο σωστά να προσανατολίσουν) τα στοιχειώδη μαγνητικά τους δίπολα προς ενίσχυση του επιβαλλόμενου πεδίου. Επιπλέον, τα υλικά αυτά μπορούν να μαγνητιστούν αλλά και να απομαγνητιστούν αρκετά εύκολα, ήτοι με μάλλον χαμηλές τιμές στο ρεύμα μαγνήτισης, εν αντιθέσει π.χ. με τα σκληρά φερρομαγνητικά υλικά (που χρησιμοποιούνται κυρίως για κατασκευή μονίμων μαγνητών). Συνεπώς έγινε σύντομα σαφές ότι τέτοια υλικά θα ήταν ιδανικά στη χρήση τους στις Ηλεκτρικές Μηχανές, αφού η εύκολη μαγνήτιση και απομαγνήτισή τους δεν θα ανέγειρε προβλήματα θερμικών αλλά και ηλεκτρομαγνητικών απωλειών (υπό την έννοια ότι το μαγνητικό πεδίο θα εγκλωβίζονταν ασφαλώς εντός του υλικού).

Σε εργαστήριο του κτηρίου Επιστήμης Υλικών του Ιδρύματος «Δημόκριτος», πραγματοποιήθηκε μια σειρά μετρήσεων επί δυο υλικών πυρήνων :

- **Δοκίμιο Α** : σιδηρομαγνητικός συμπαγής πυρήνας ορθογώνιας διάταξης που φαίνεται στο Σχήμα 3.1.α
- **Δοκίμιο Β**: σιδηρομαγνητικός πυρήνας σχηματισμένος από ελάσματα (“στεφάνια”) σε κυλινδρική διατομή, όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.1.β.

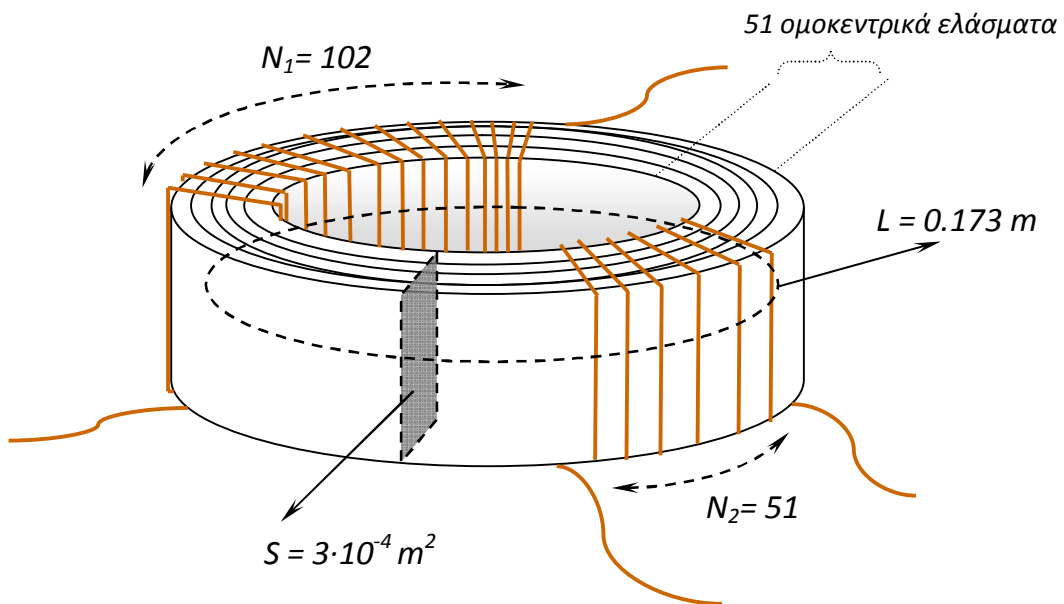
Να σημειωθεί ότι οι δυο πυρήνες που εξετάστηκαν είχαν πρακτικά μια παραπλήσια μάζα υλικού. Κάτι τέτοιο έχει σημασία όσον αφορά στη σύγκριση των μετρήσεων.

Στις σελίδες που ακολουθούν αποδίδονται τα διαγράμματα από τις χαρακτηριστικές περιπτώσεις της κάθε κατηγορίας μετρήσεων, καθώς δεν θα είχε κάποιο ιδιαίτερο νόημα το να παρουσιάζονται επαναλαμβανόμενα διαγράμματα με τα ίδια ποιοτικά χαρακτηριστικά. Σε κάθε περίπτωση βέβαια, θα αναφέρονται και τα στοιχεία της επιβαλλόμενης διέγερσης (δηλαδή του ρεύματος μαγνήτισης). Αν και ο σχολιασμός των μετρήσεων θα παρουσιαστεί στο επόμενο κεφάλαιο μαζί με τον υπολογισμό των απωλειών, ωστόσο και στα σχήματα που ακολουθούν θα γίνεται κάποιος γενικός σχολιασμός όπου κρίνεται απαραίτητο (π.χ. όπου εμφανίζεται κάποιο αξιοσημείωτο αποτέλεσμα).



Σχήμα 3.1.α –

Δοκίμιο Α : Συμπαγής πυρήνας ορθογώνιας διάταξης - Χάλυβας Μηχανουργίας χαμηλής περιεκτικότητας σε άνθρακα κατά βάρος.

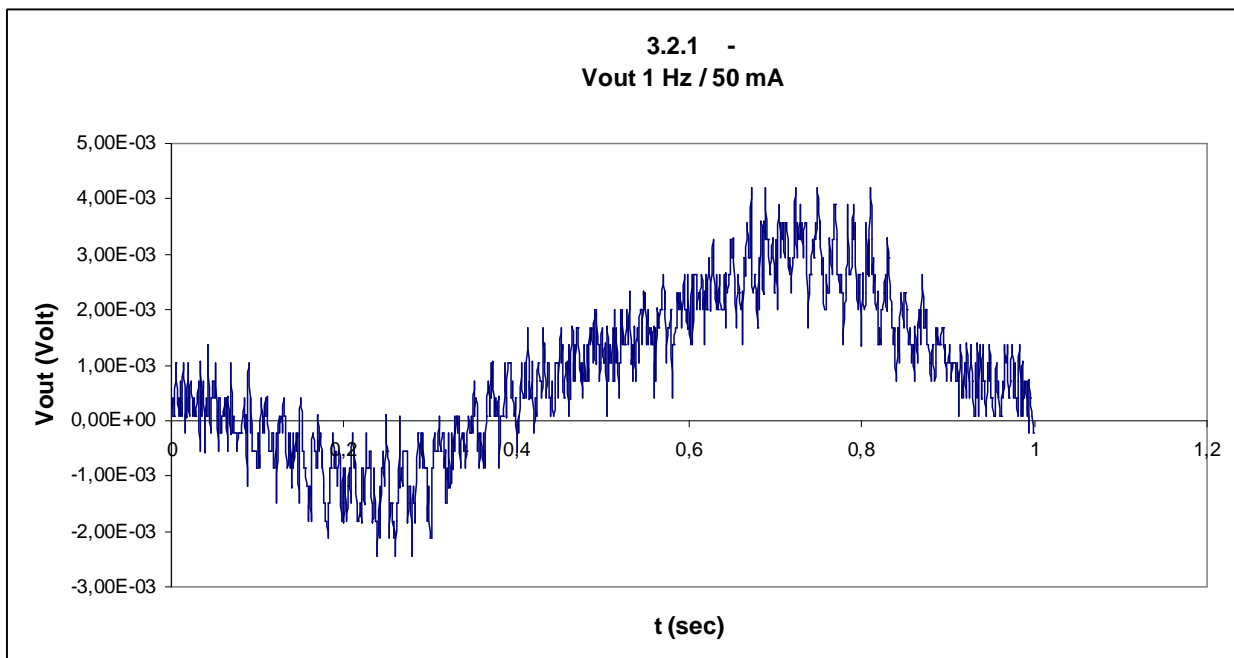
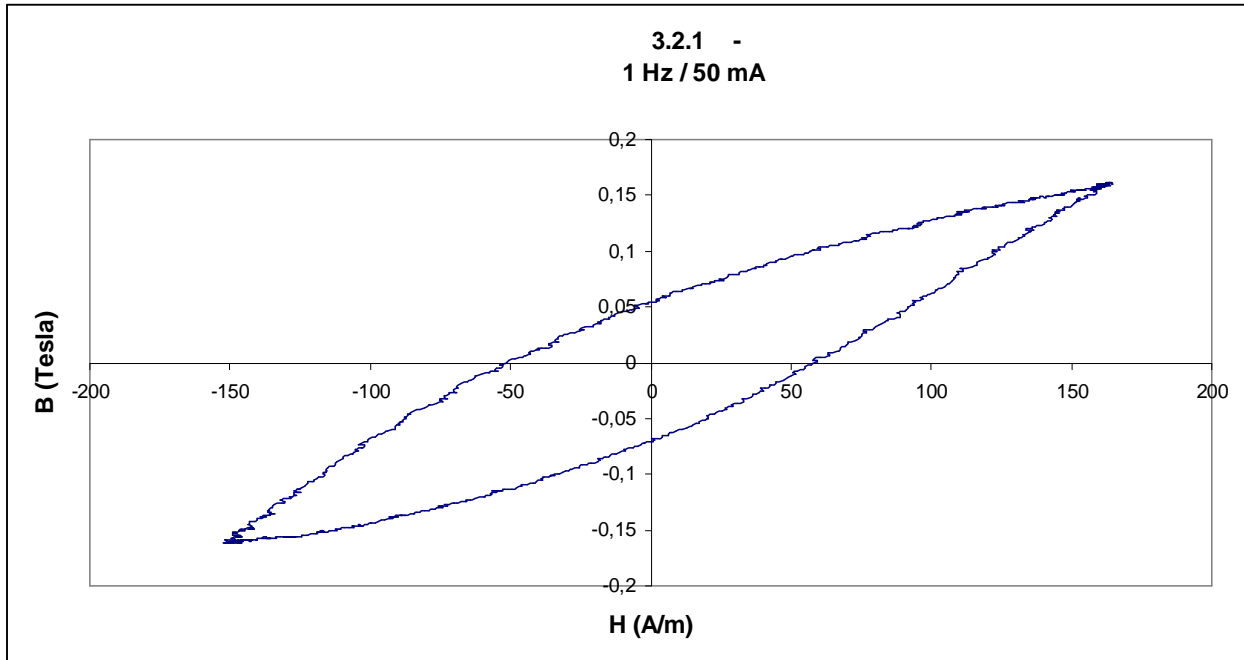


Σχήμα 3.1.β –

Δοκίμιο Β : Στεφανιοειδής πυρήνας αποτελούμενος από ομοκεντρικά ελάσματα - Σίδηρος με πρόσμιξη πυριτίου 3% .

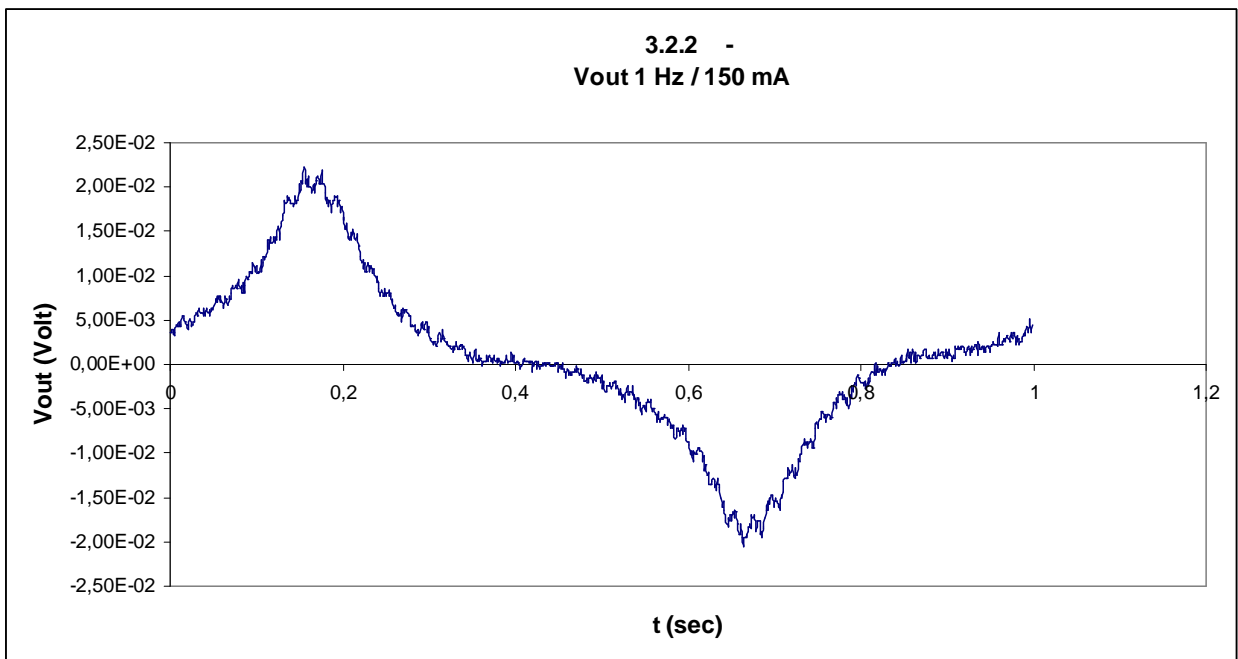
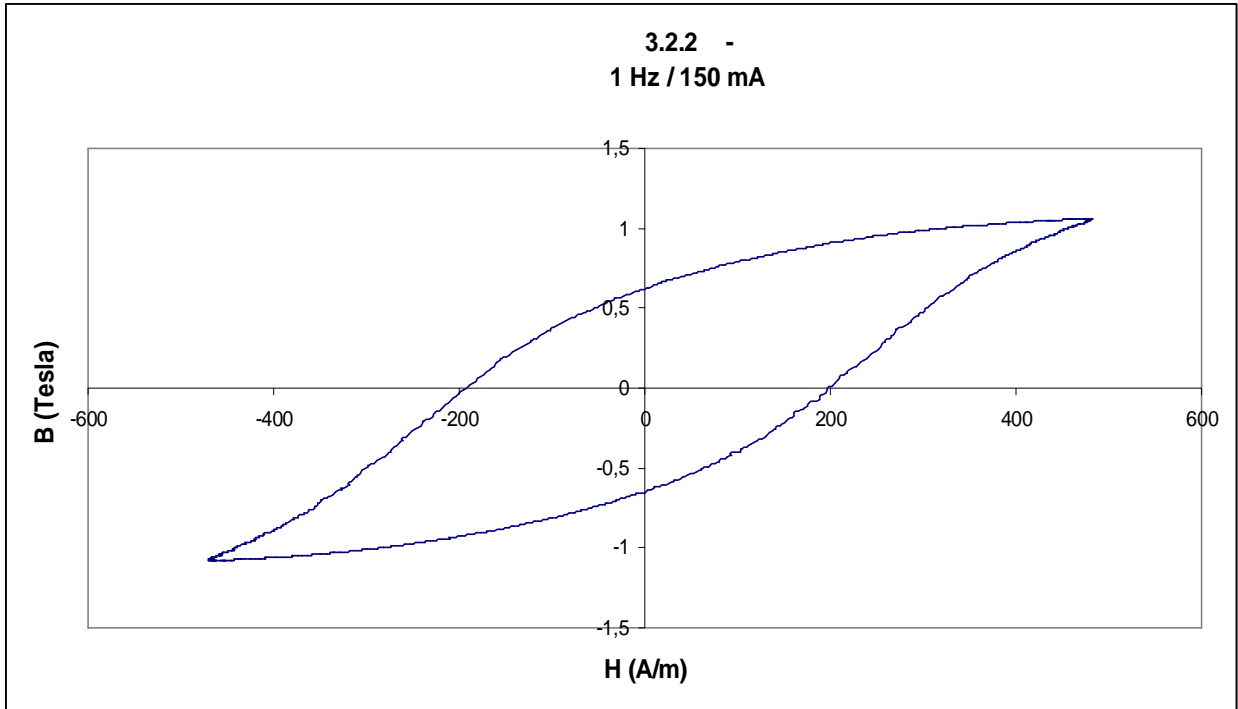
3.2 Μετρήσεις Δοκιμίου Α

3.2.1 1 Hz, 50mA

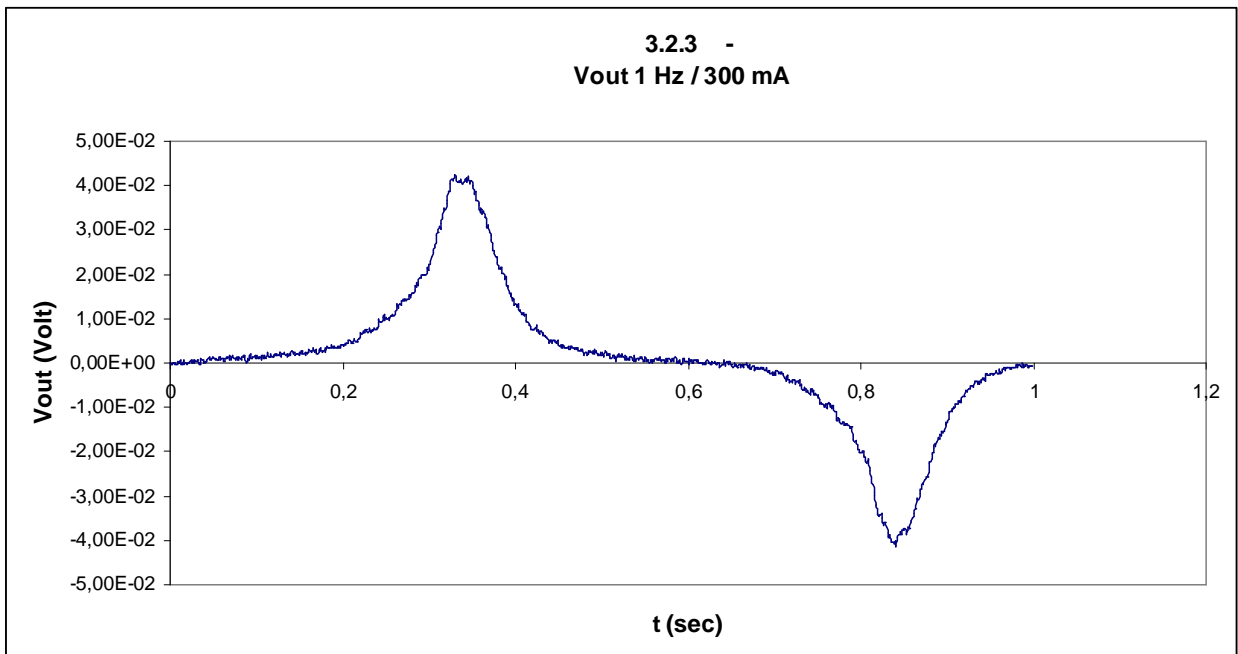
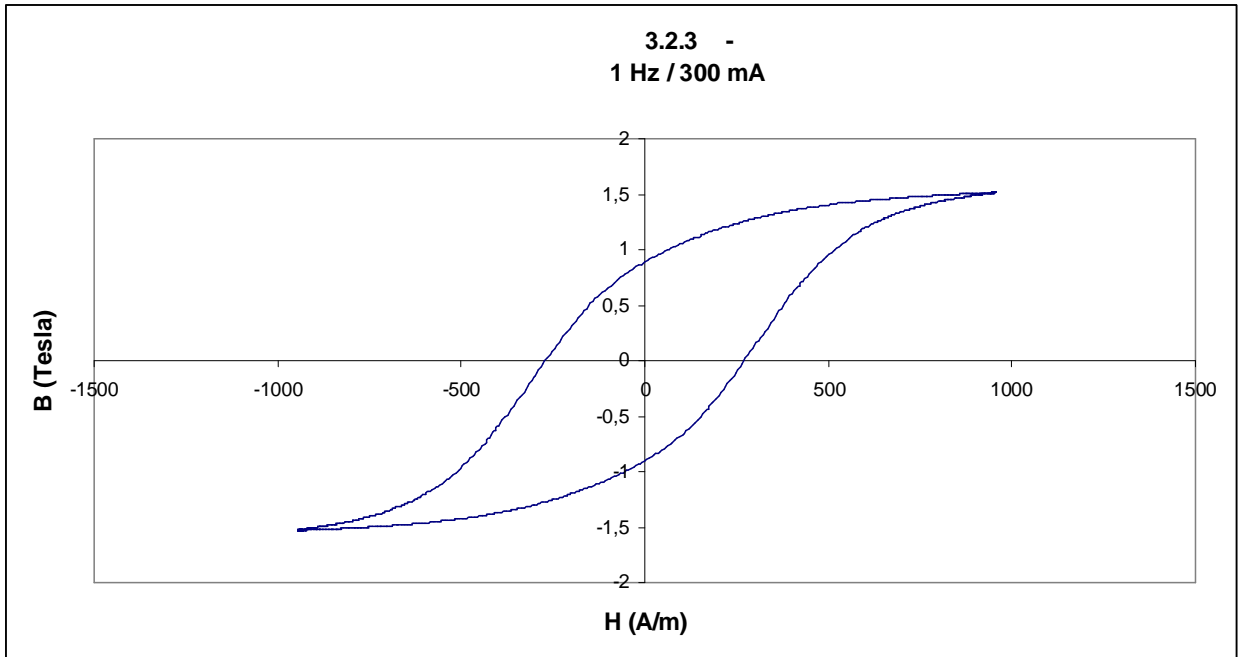


Παρατήρηση : Στα Διαγράμματα 3.2.1 α & β είναι εμφανής η παρεμβολή του θορύβου. Κάτι τέτοιο ήταν σαφώς αναμενόμενο σε ένα τόσο αμυδρό ρεύμα διέγερσης (50mA). Στα διαγράμματα που ακολουθούν το φαινόμενο εξαλείφεται ταχέως, αφού αυξάνεται πλέον ικανοποιητικά το SNR (Signal-to-Noise Ratio).

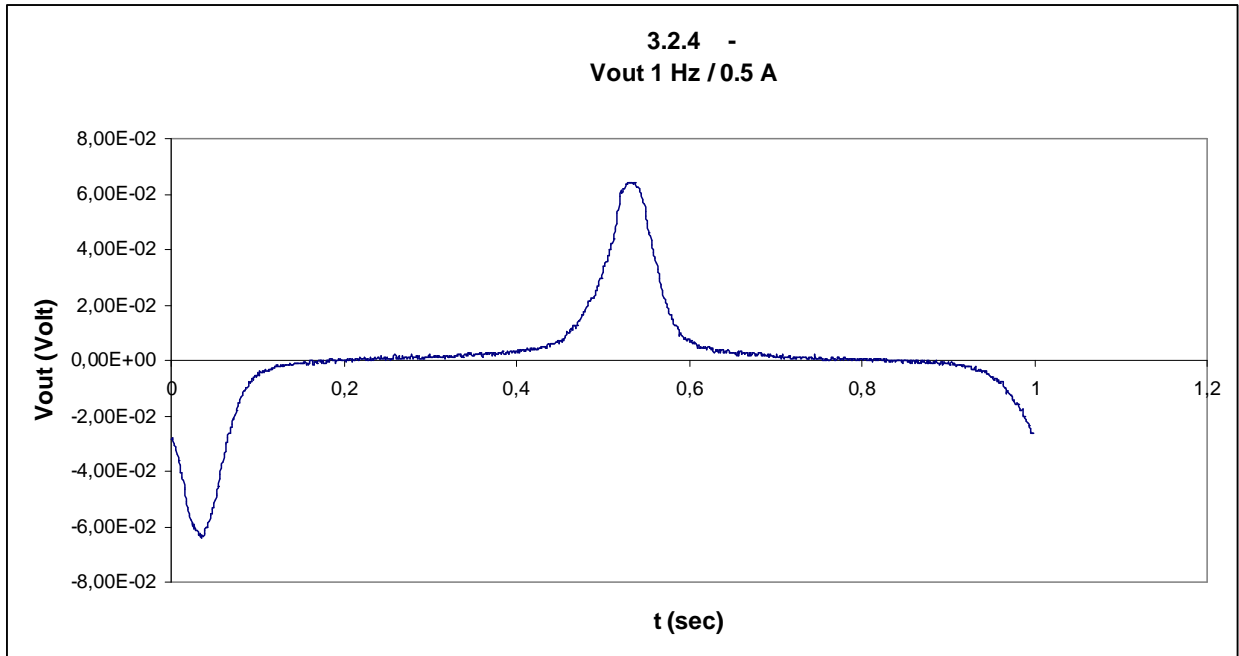
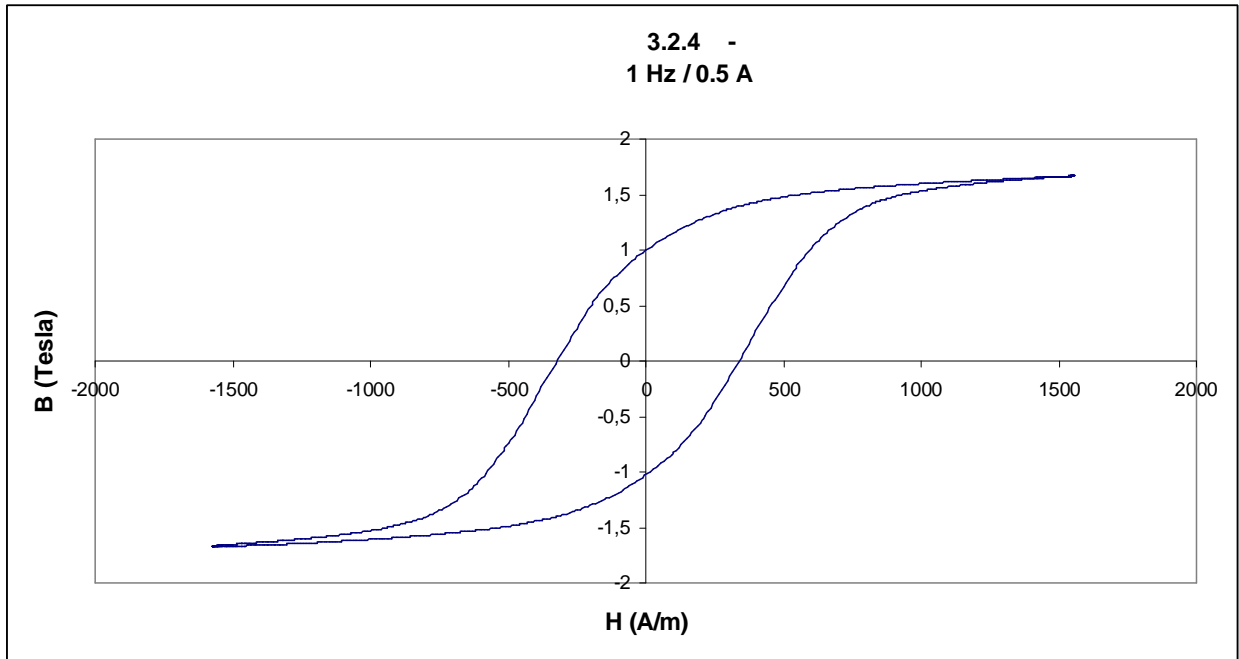
3.2.2 1 Hz, 150mA



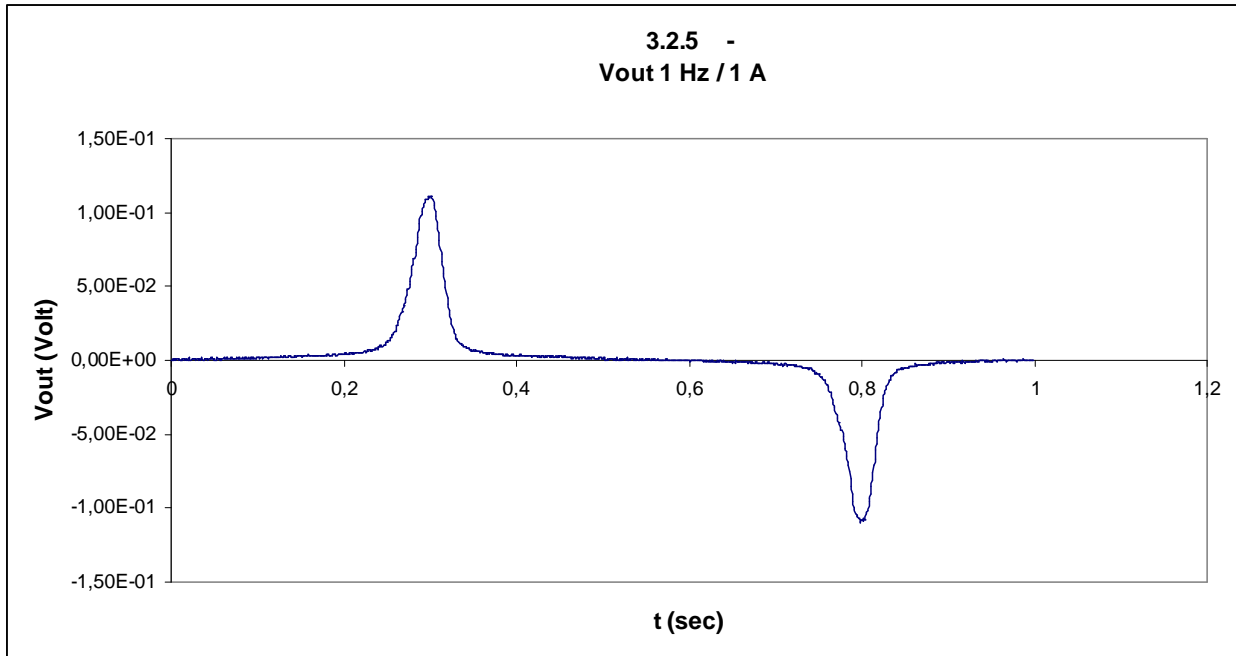
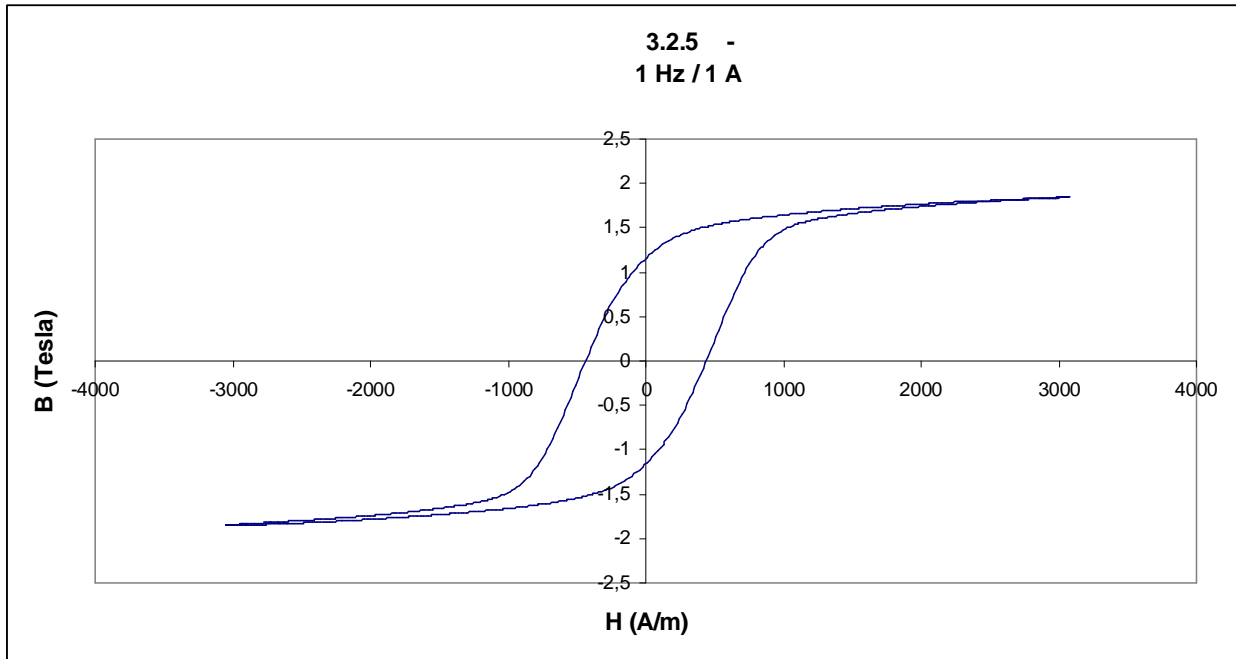
3.2.3 1 Hz, 300mA



3.2.4 1 Hz, 0.5A



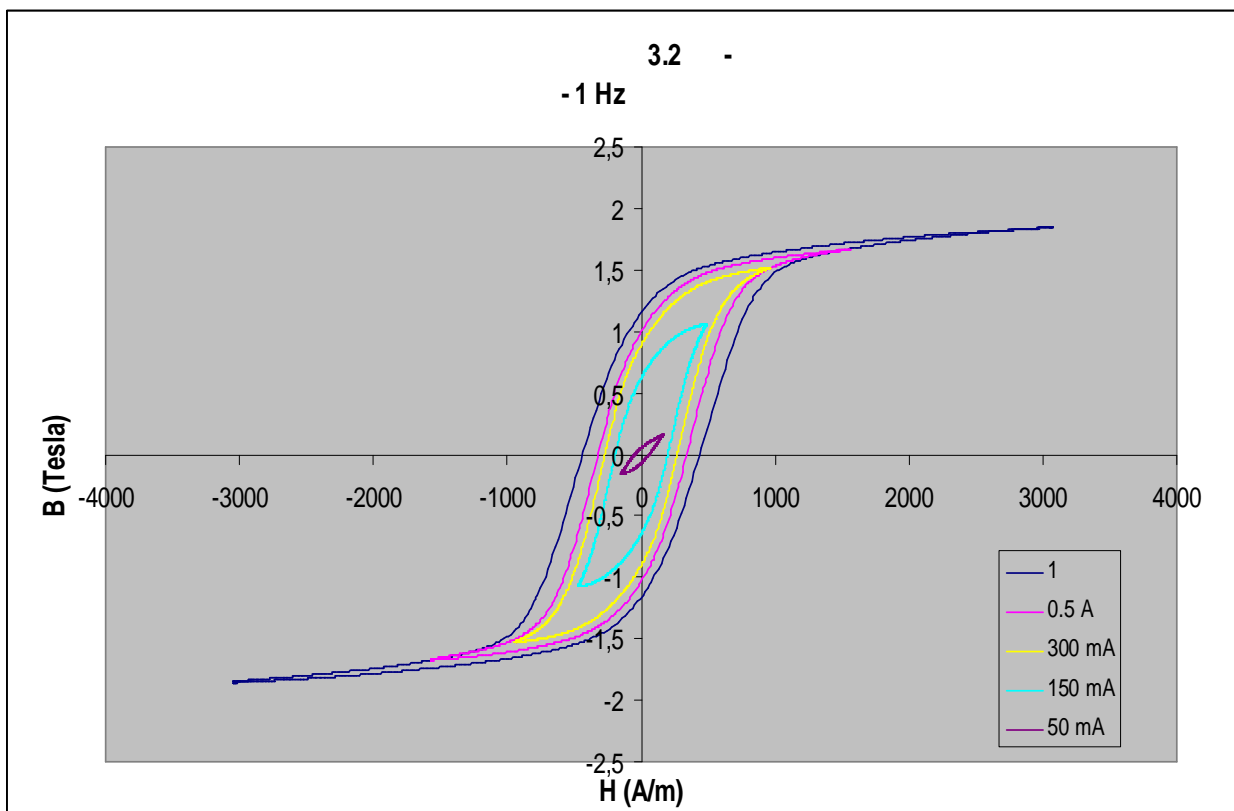
3.2.5 1 Hz, 1A



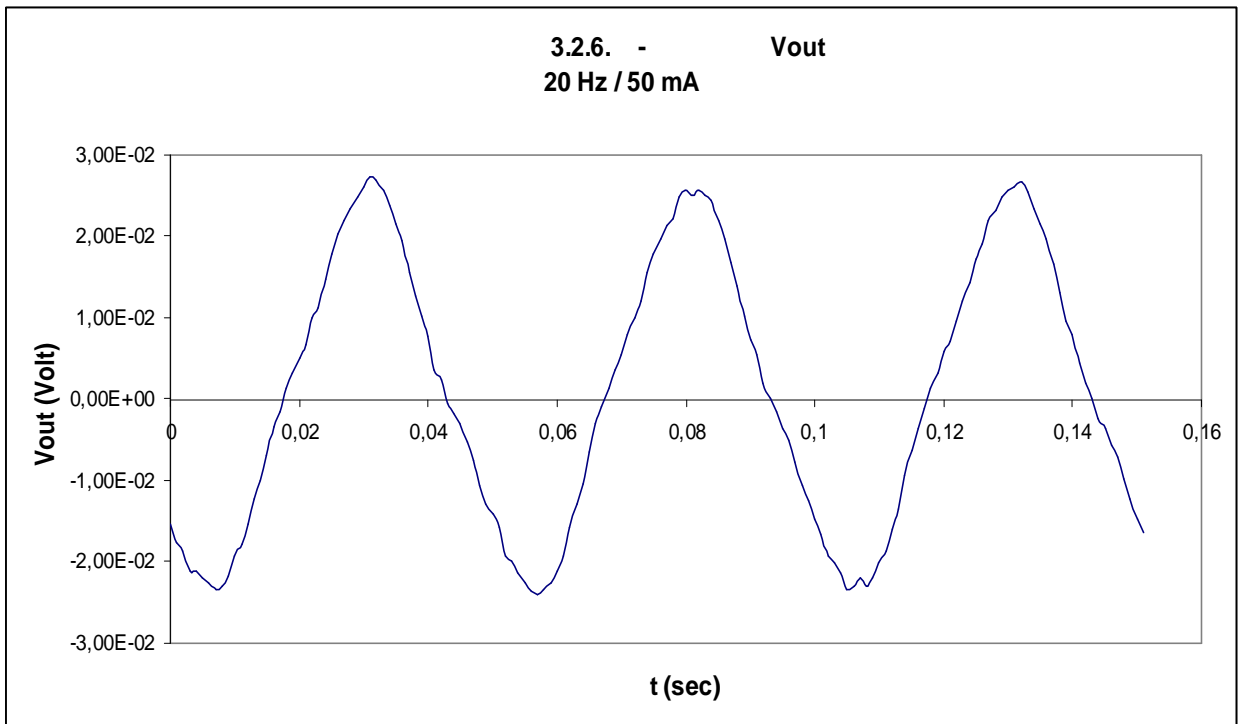
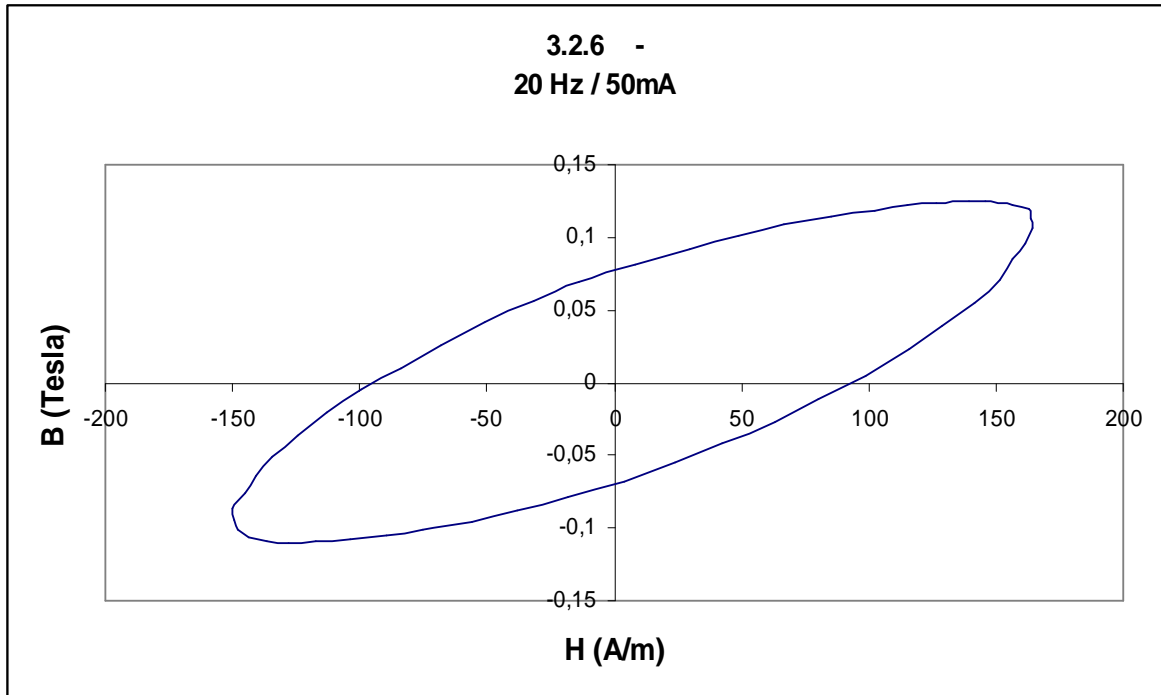
Παρατηρήσεις :

Στις πέντε περιπτώσεις που δόθηκαν στις παραγράφους 3.2.1 έως και 3.2.5, είναι ξεκάθαρη η σταδιακή εμφάνιση του βρόχου υστέρησης του υλικού, ενώ στην πρώτη περίπτωση έχει σχηματιστεί ένας αμιγώς ελάσσων βρόχος υστέρησης.

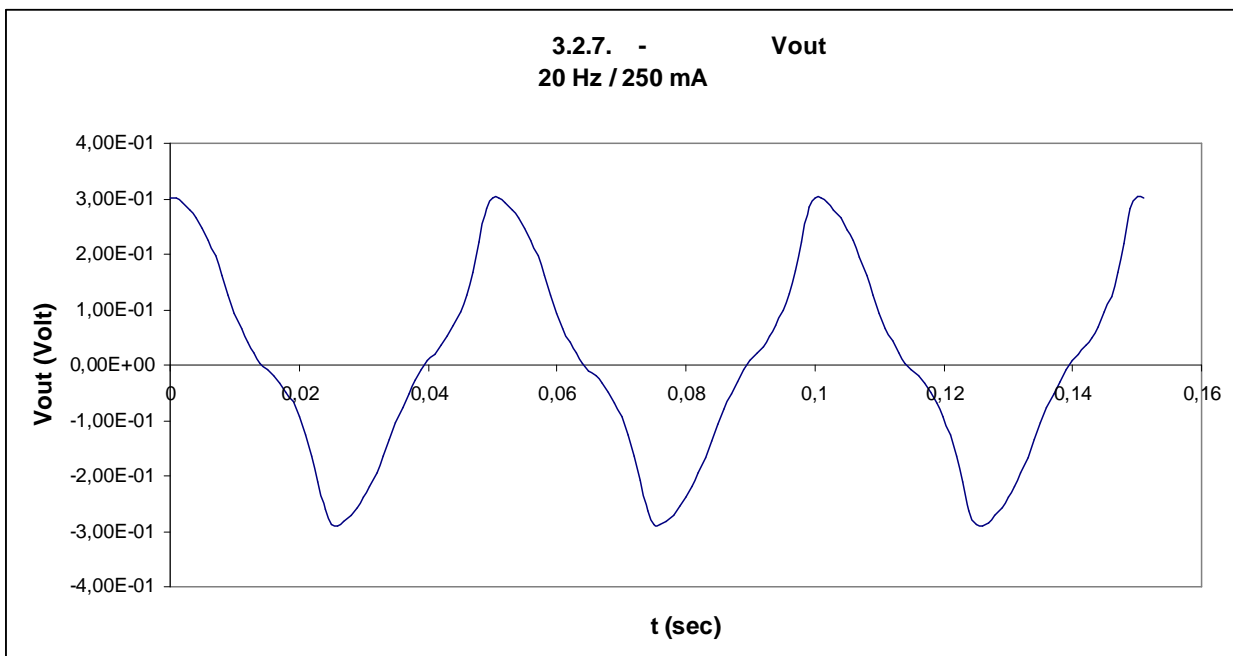
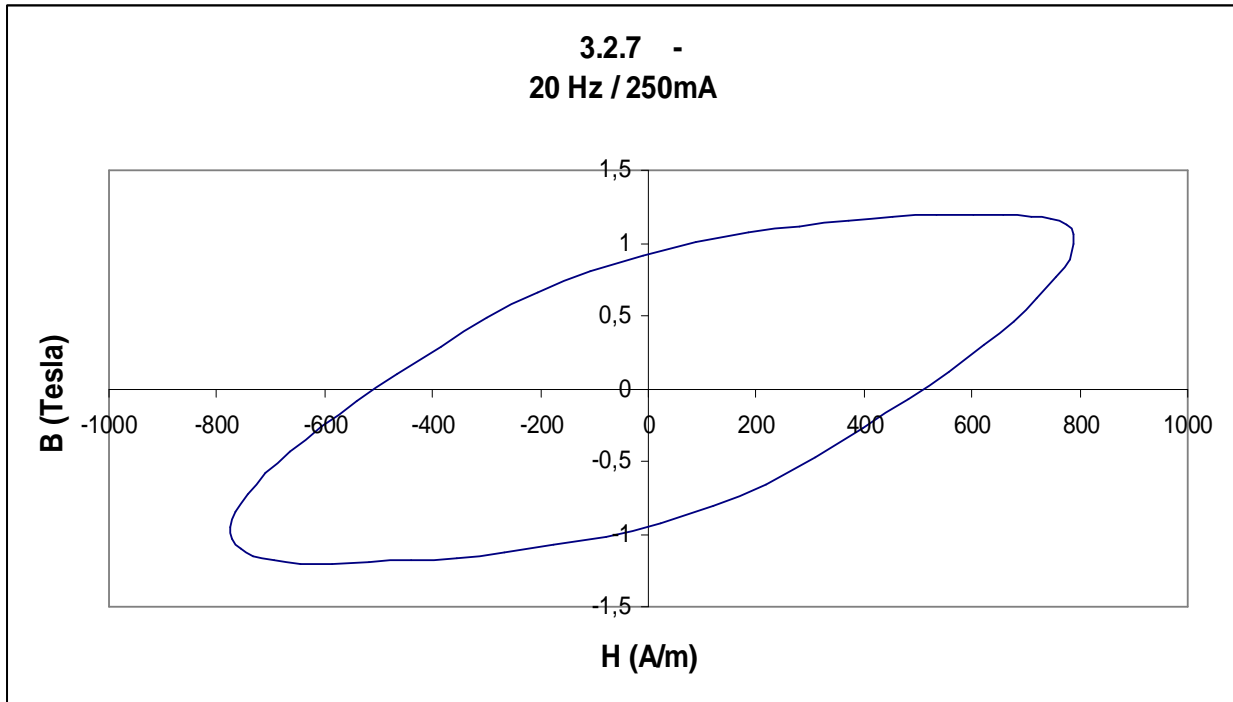
Στο διάγραμμα που ακολουθεί, δίνονται σε κοινούς άξονες οι πέντε βρόχοι που σχηματίστηκαν, καθαρά για λόγους αμεσότερης σύγκρισης.



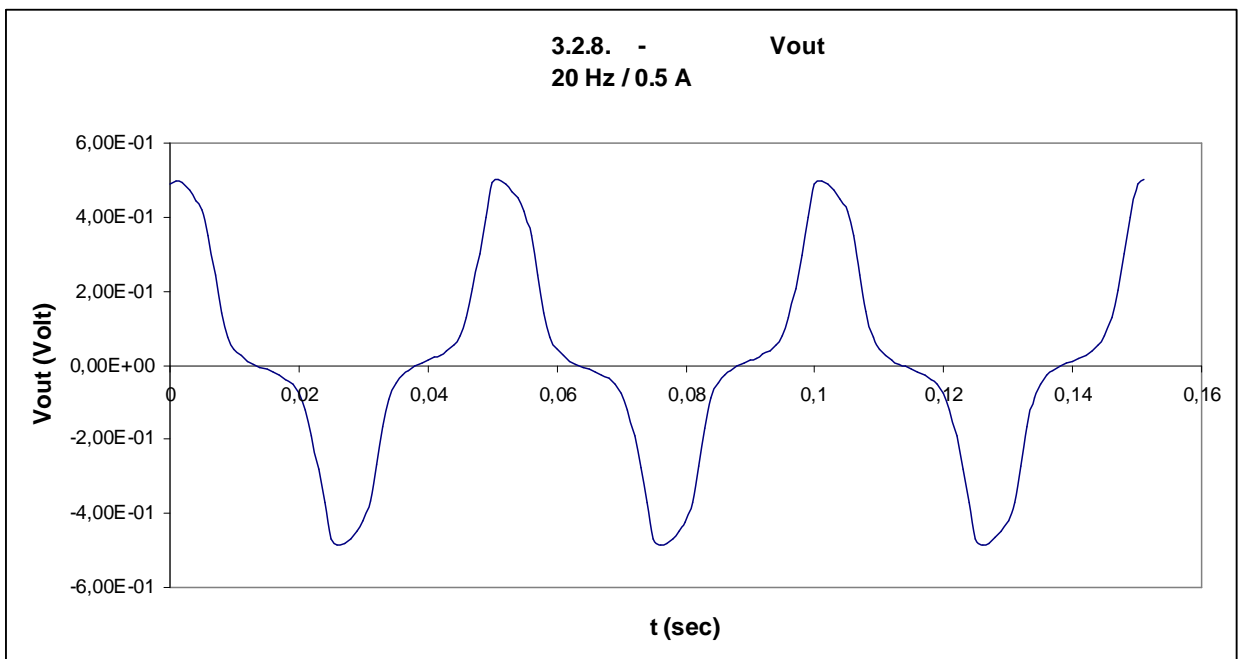
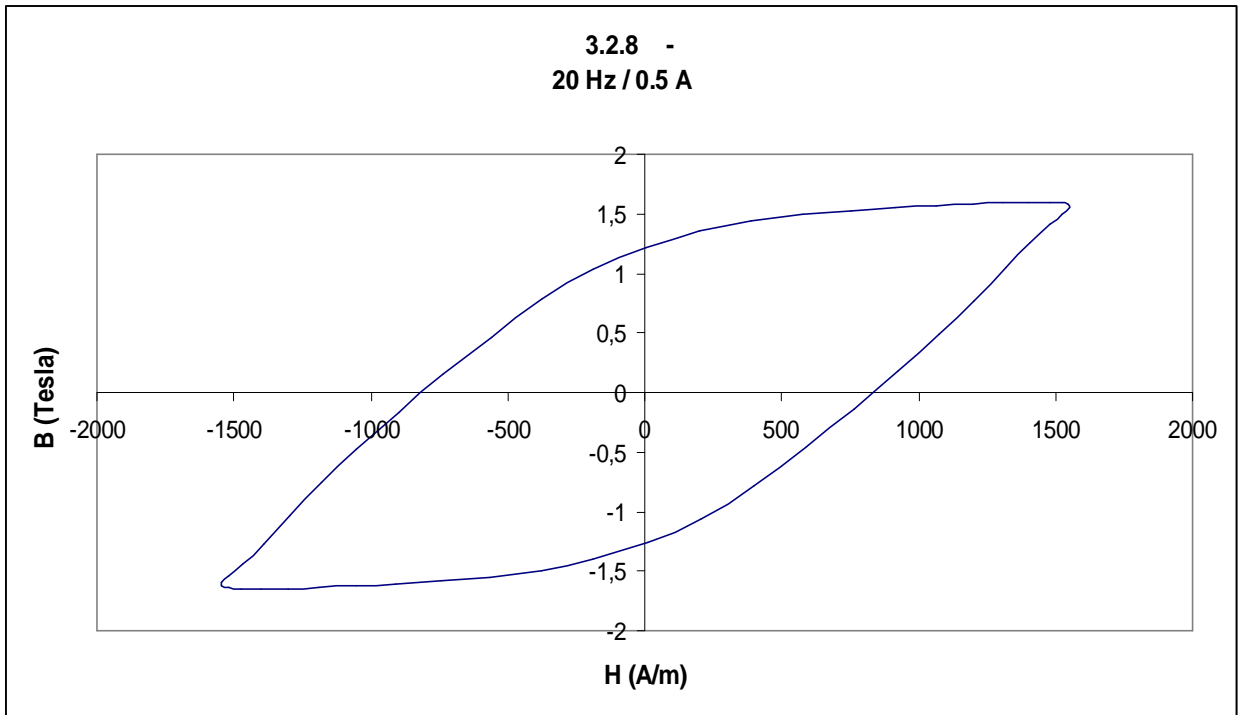
3.2.6 20 Hz, 50 mA



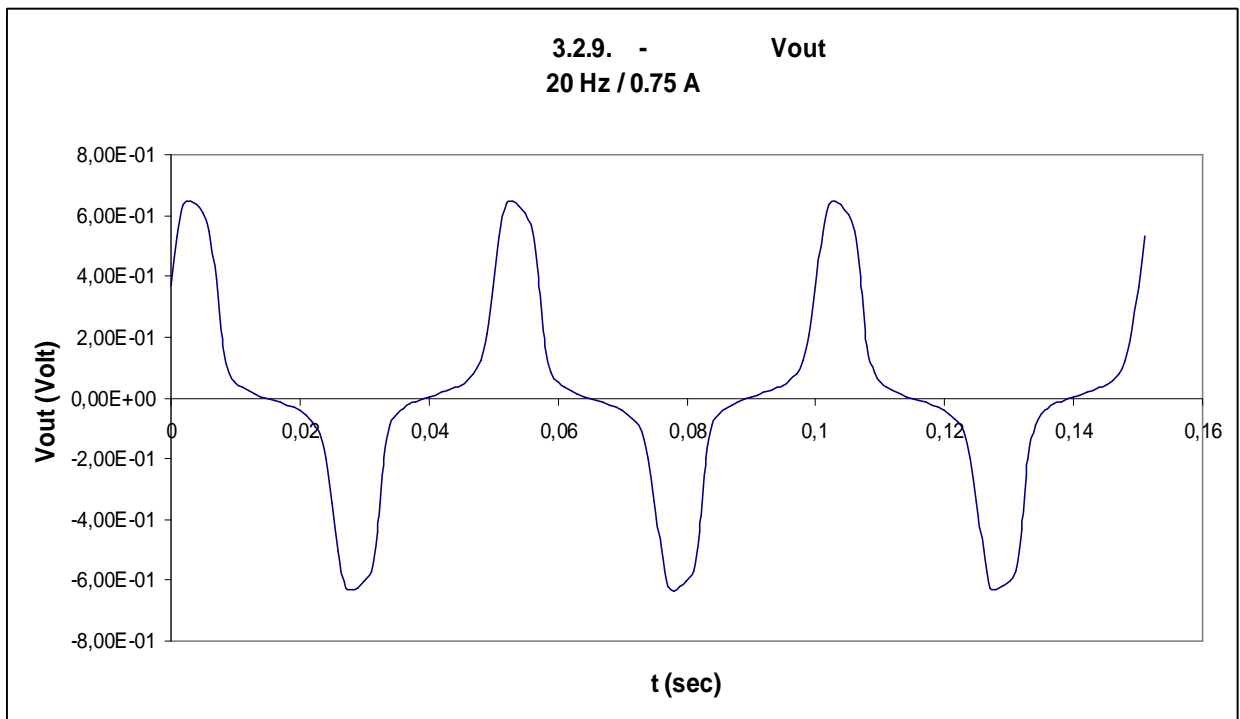
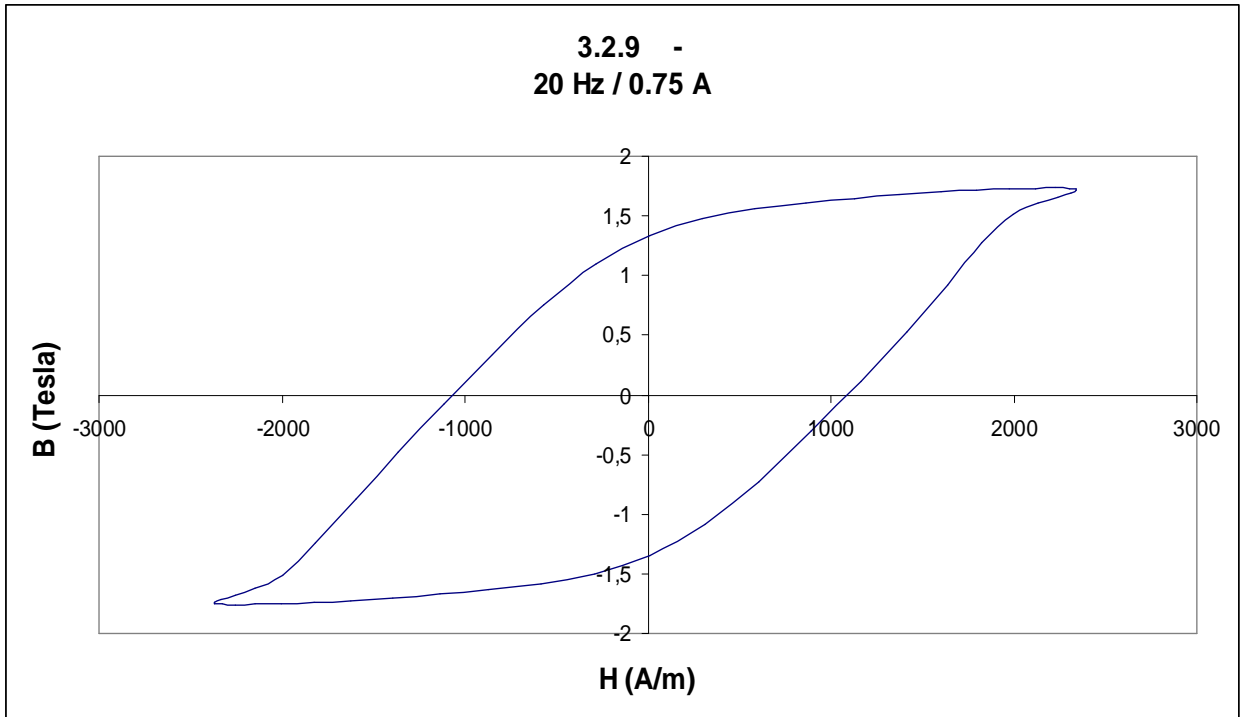
3.2.7 20 Hz, 250 mA



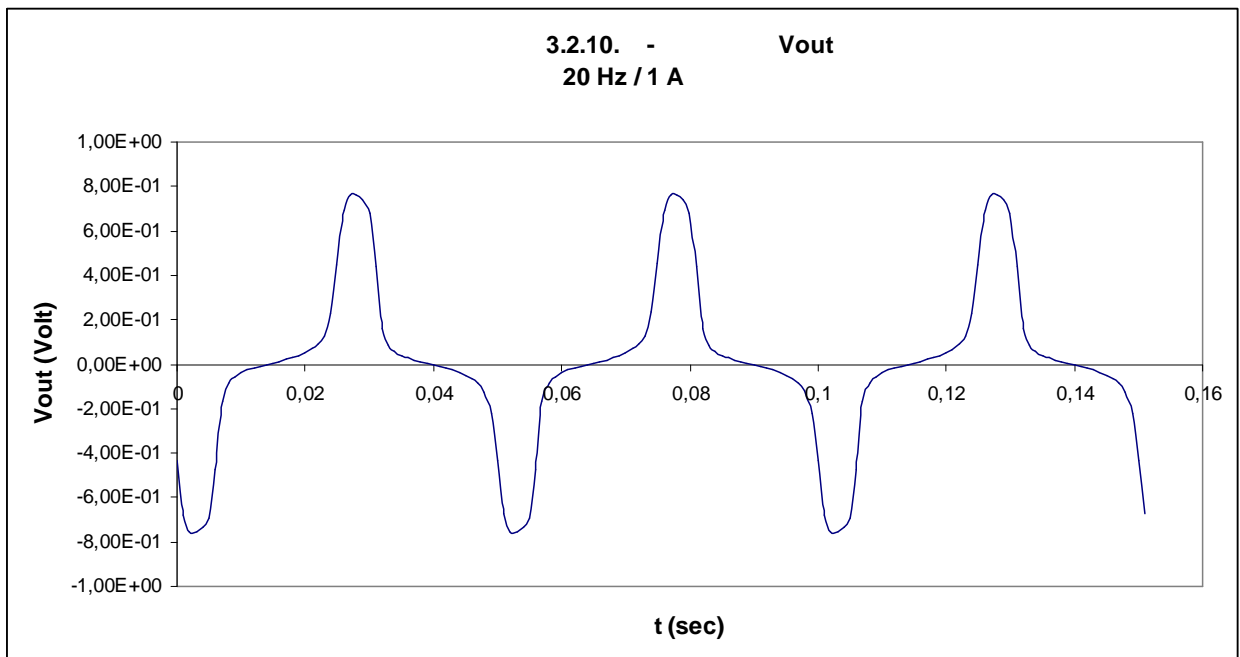
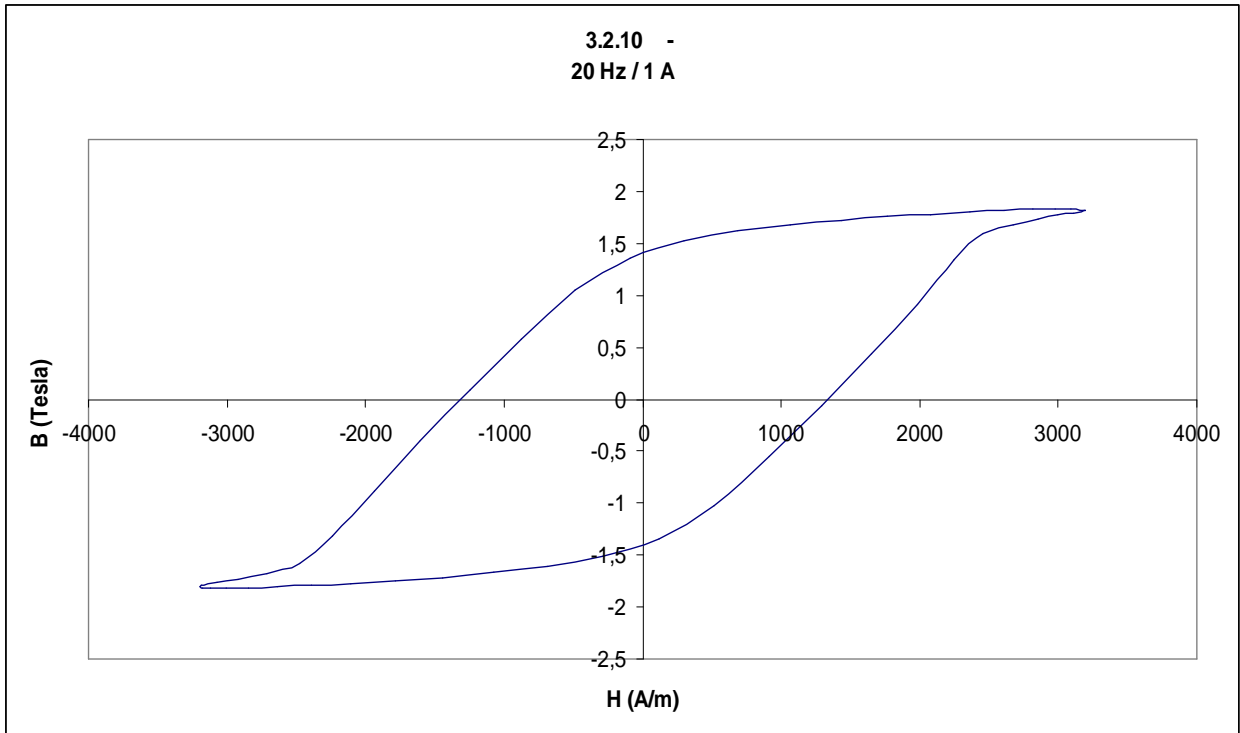
3.2.8 20 Hz, 0.5 A



3.2.9 20 Hz, 0.75 A



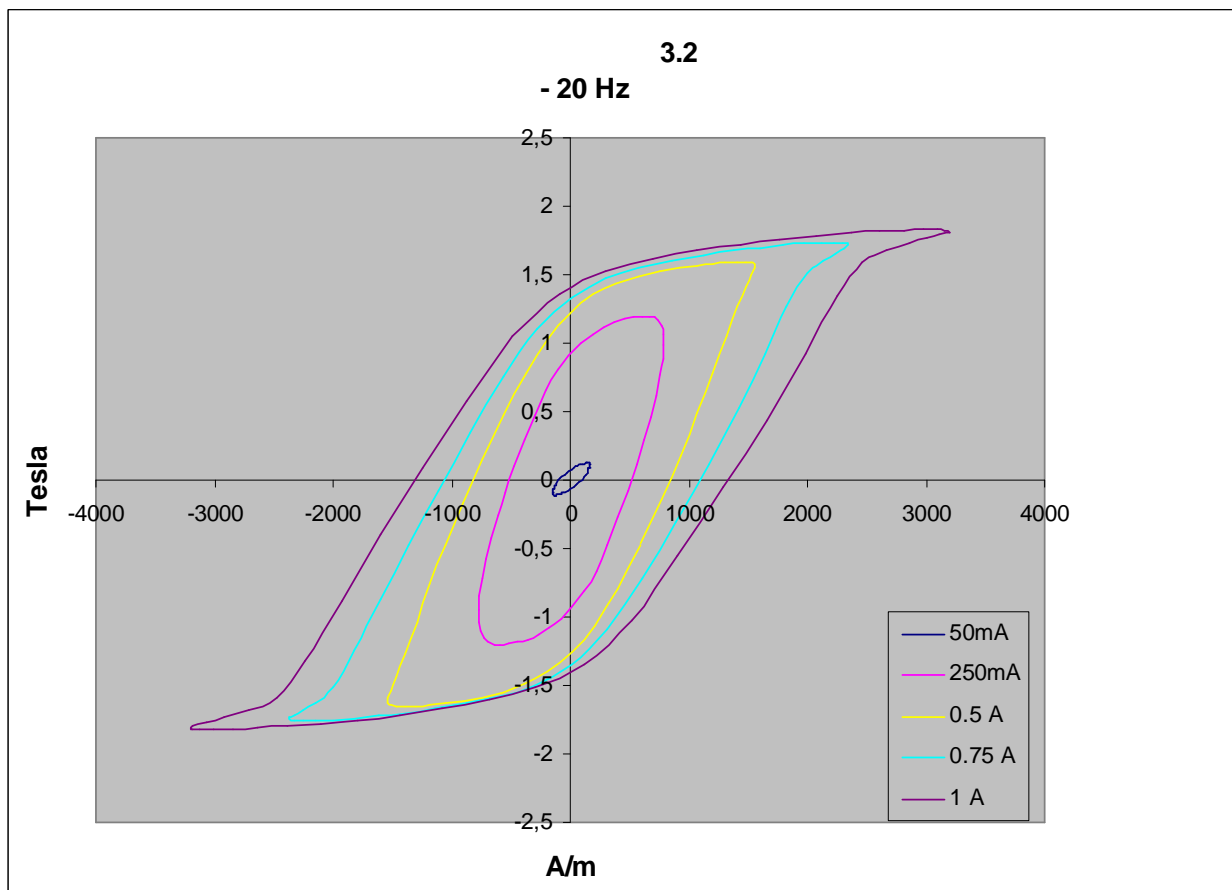
3.2.10 20 Hz, 1 A



Παρατηρήσεις :

Στις πέντε περιπτώσεις 3.2.6 έως και 3.2.10 αποδίδονται τα γραφήματα από τα δεδομένα που συλλέχθηκαν για συχνότητα 20Hz στο ρεύμα διέγερσης. Και πάλι αποδόθηκαν τα διαγράμματα των βρόχων υστέρησης αλλά και της τάσης του δευτερεύοντος πηνίου.

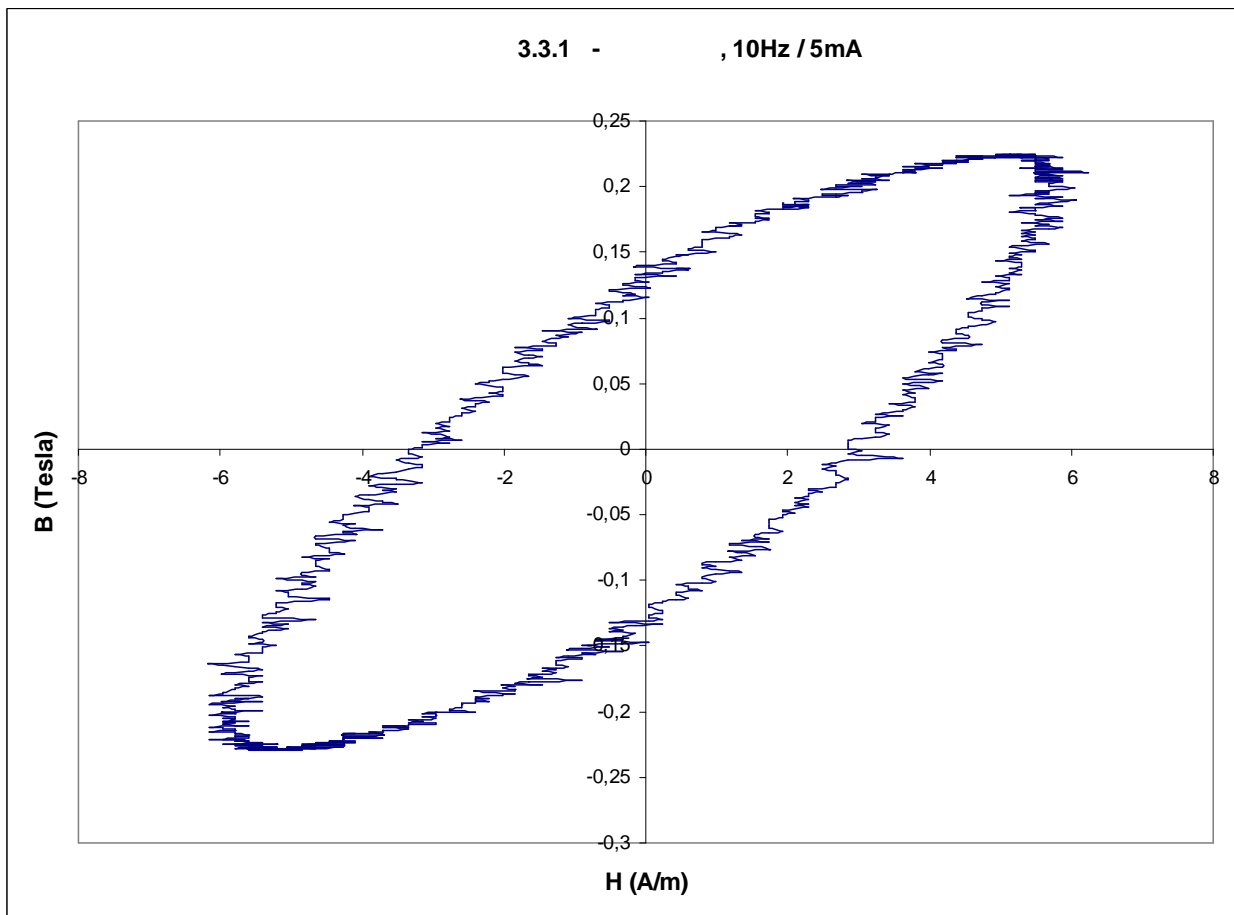
Η παρουσίαση των μετρήσεων που πραγματοποιήθηκαν στο δοκίμιο A θα κλείσει με ένα εποπτικό διάγραμμα όπου αποδίδονται οι πέντε βρόχοι υστέρησης των περιπτώσεων 3.2.6 έως και 3.2.10 σε κοινούς άξονες.

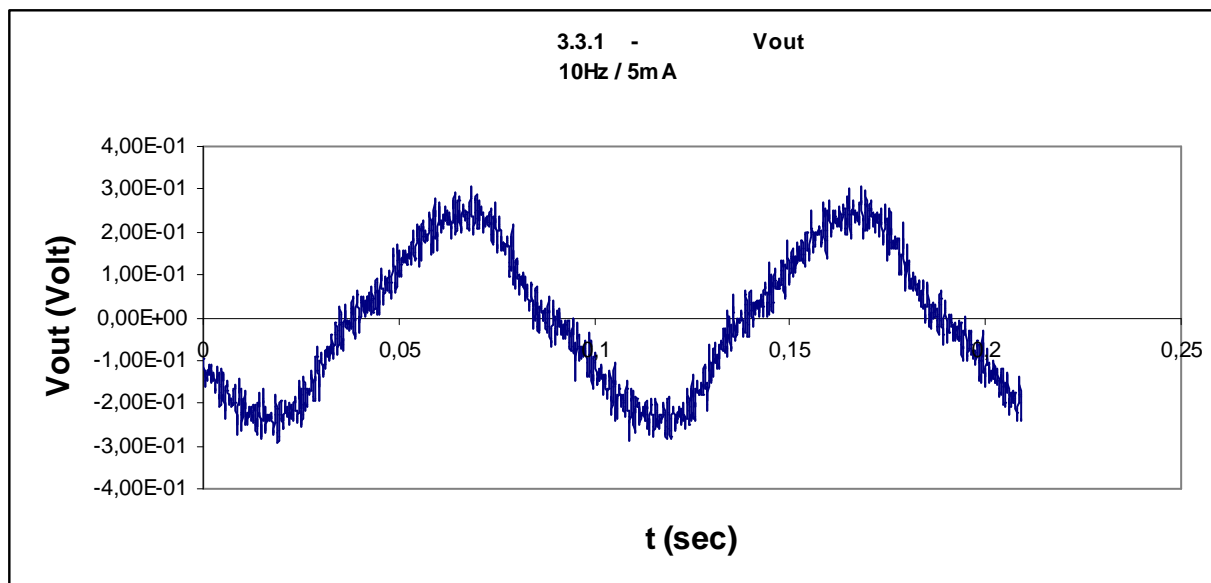


3.3 Μετρήσεις Δοκιμίου Β

Πριν παρουσιαστούν τα διαγράμματα από τις μετρήσεις του δοκιμίου Β, θα πρέπει να σημειωθεί ότι το συγκεκριμένο δοκίμιο μπορεί να θεωρηθεί σαν ένα παράδειγμα όπου μέσω της μεθόδου που αναπτύχθηκε στην εργασία αυτή, φαίνονται τα ελαττώματα της κατασκευής μέσω των ανεπιθύμητων χαρακτηριστικών που παρουσιάζει. Ξεκινάμε από μετρήσεις σε πολύ χαμηλό ρεύμα μαγνήτισης. Οι μονάδες σε όλα τα διαγράμματα βρόχων είναι παντού [A/m] και [Tesla], όπως και στα διαγράμματα της 3.2, ενώ οι κυματομορφές δίνονται σε Volt ως προς το χρόνο.

3.3.1 10Hz, 5mA

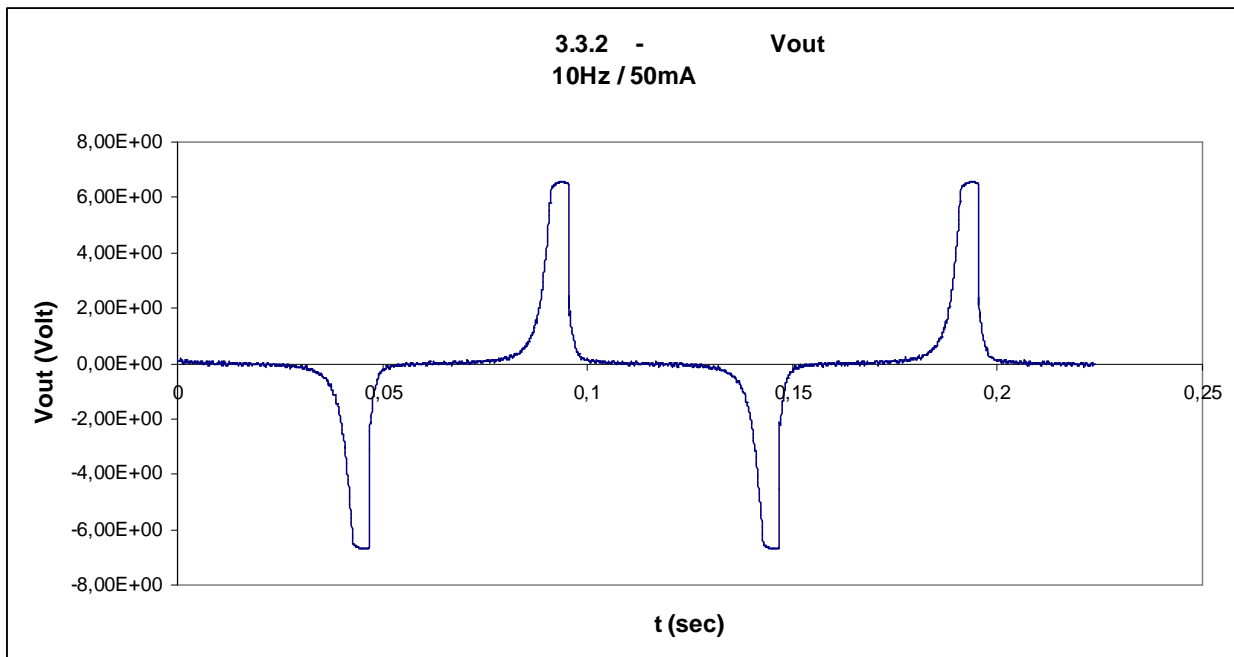
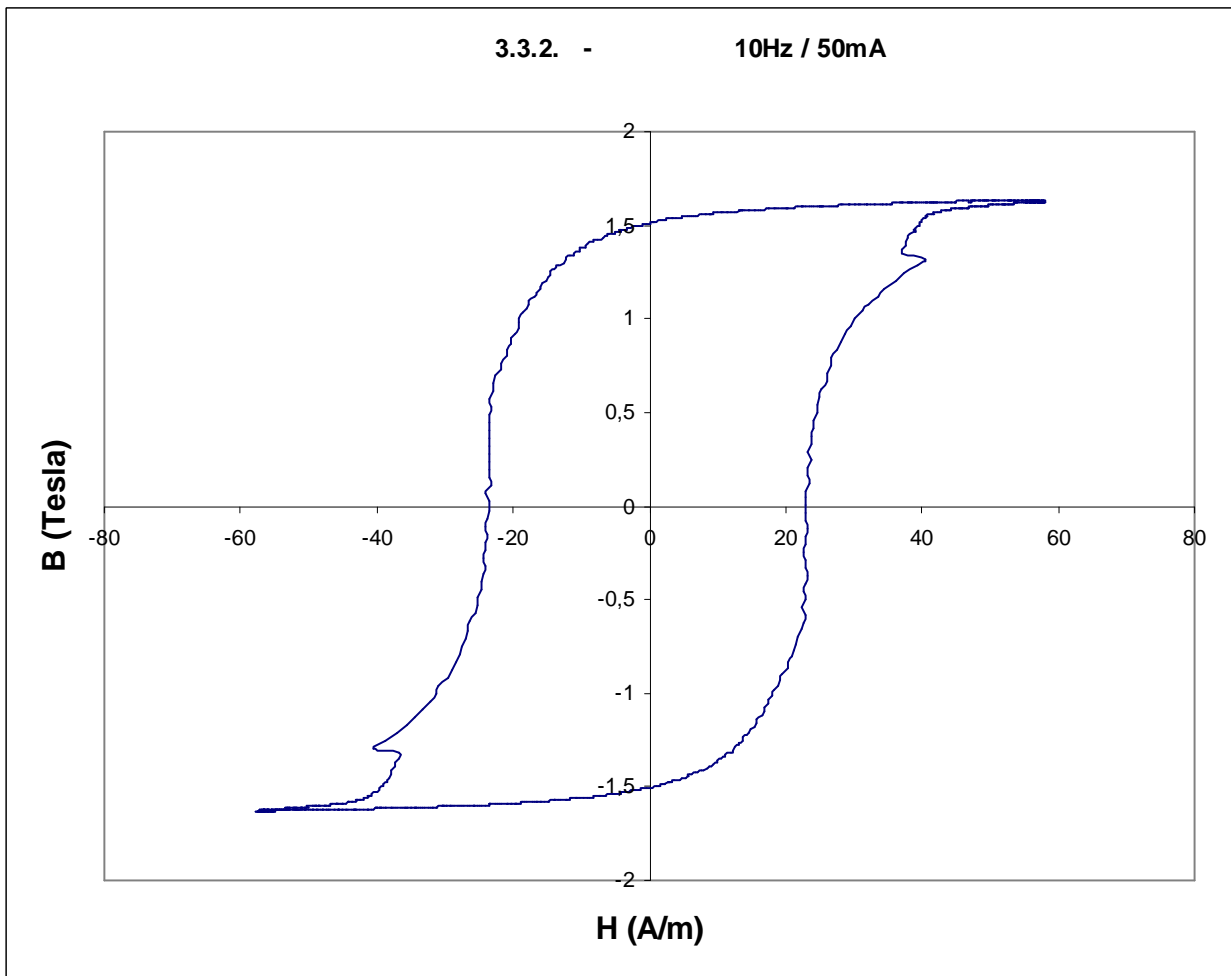




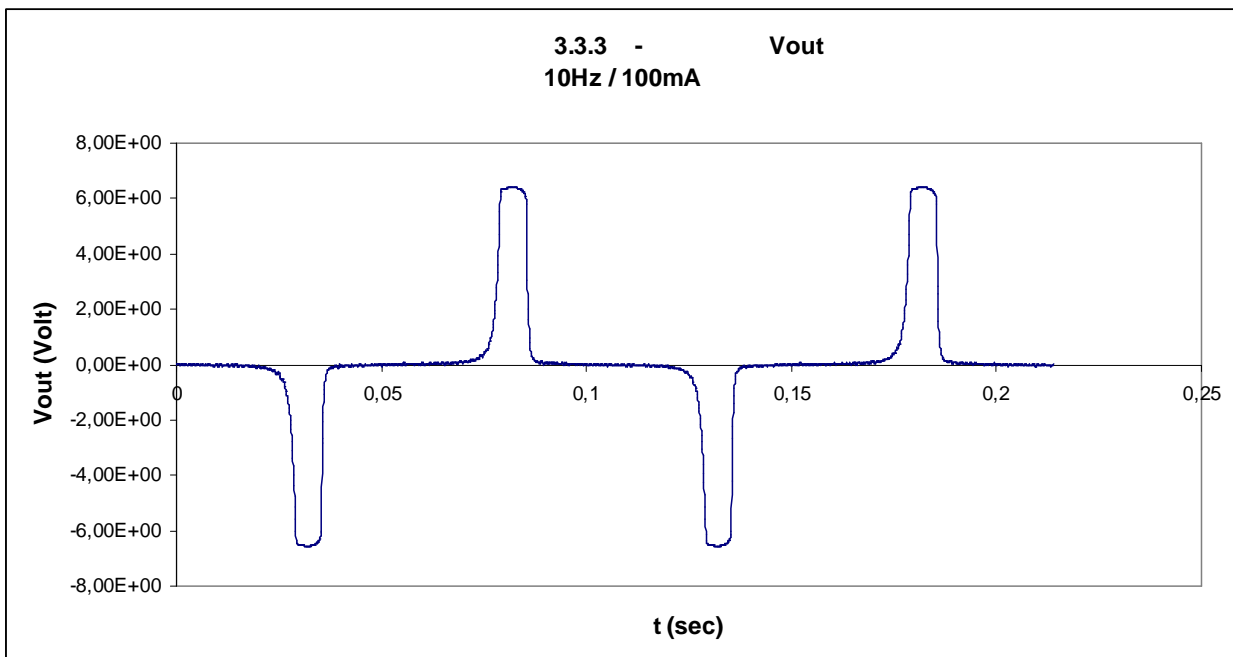
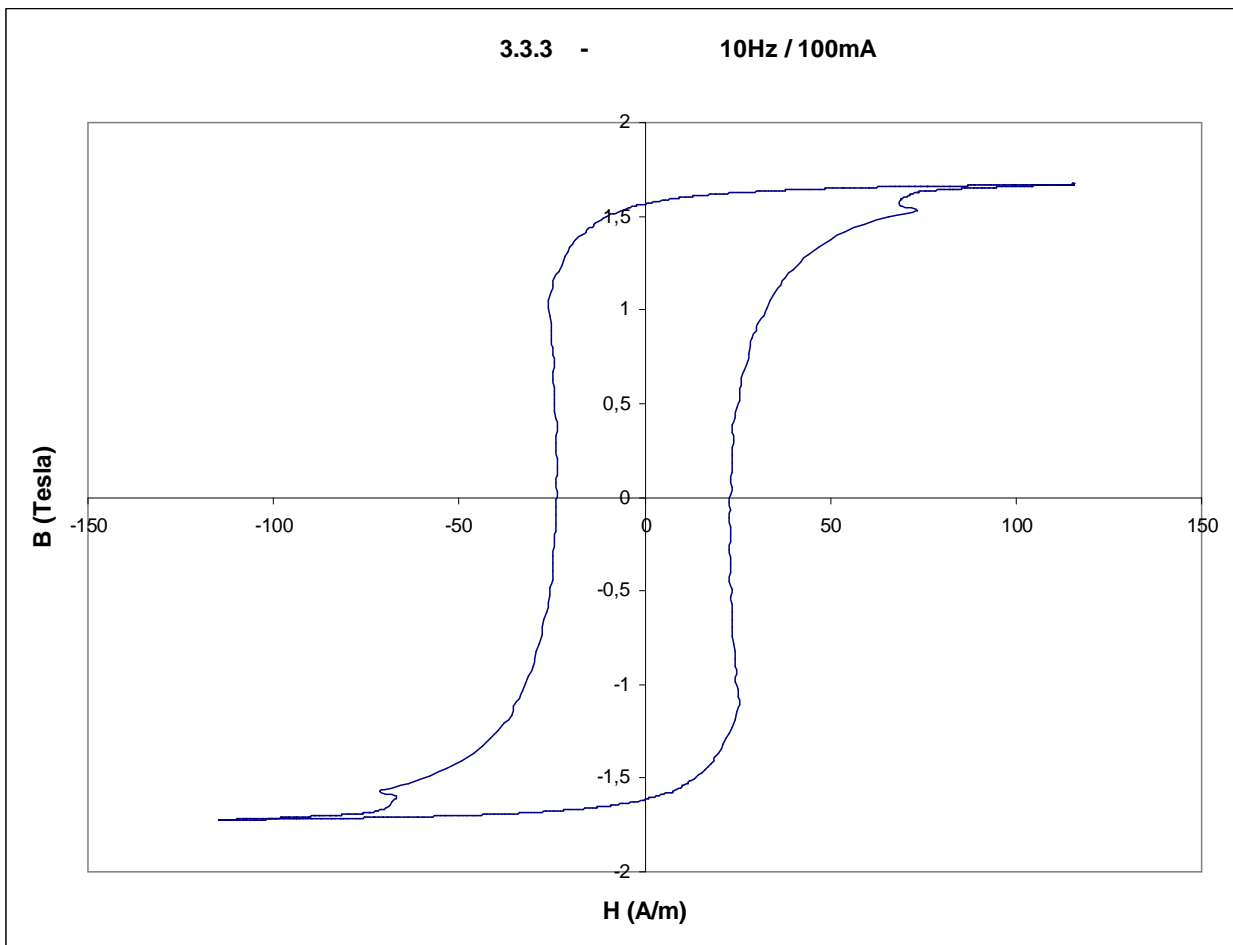
Στο χαμηλό αυτό ρεύμα μαγνήτισης, δεν παρουσιάστηκε κάποια ανεπιθύμητη συμπεριφορά. Οι διακυμάνσεις που φαίνονται και στα δύο διαγράμματα είναι απόλυτα αναμενόμενες : οφείλονται αμιγώς σε θόρυβο, αφού τα δοκίμιά μας δεν βρίσκονται εντός κάποιας θωράκισης (η παρατήρηση αυτή αναλύεται και στο επόμενο κεφάλαιο).

Στη συνέχεια, αυξήθηκε το ρεύμα μαγνήτισης όπου και έκαναν την εμφάνισή τους τα χαρακτηριστικά στα οποία αναφερθήκαμε στην εισαγωγή της 3.3.

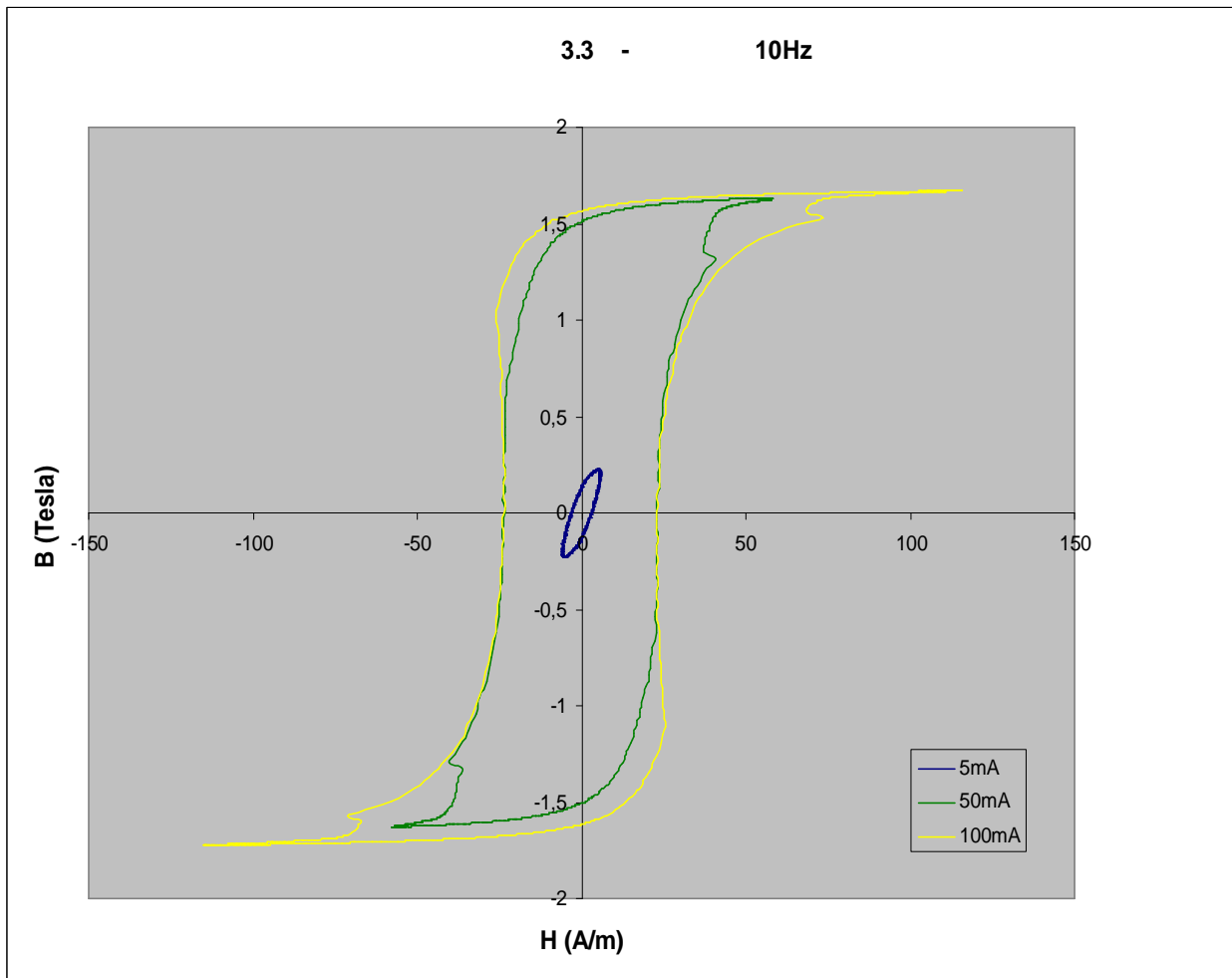
3.3.2 10 Hz, 50mA



3.3.3 10Hz, 100mA



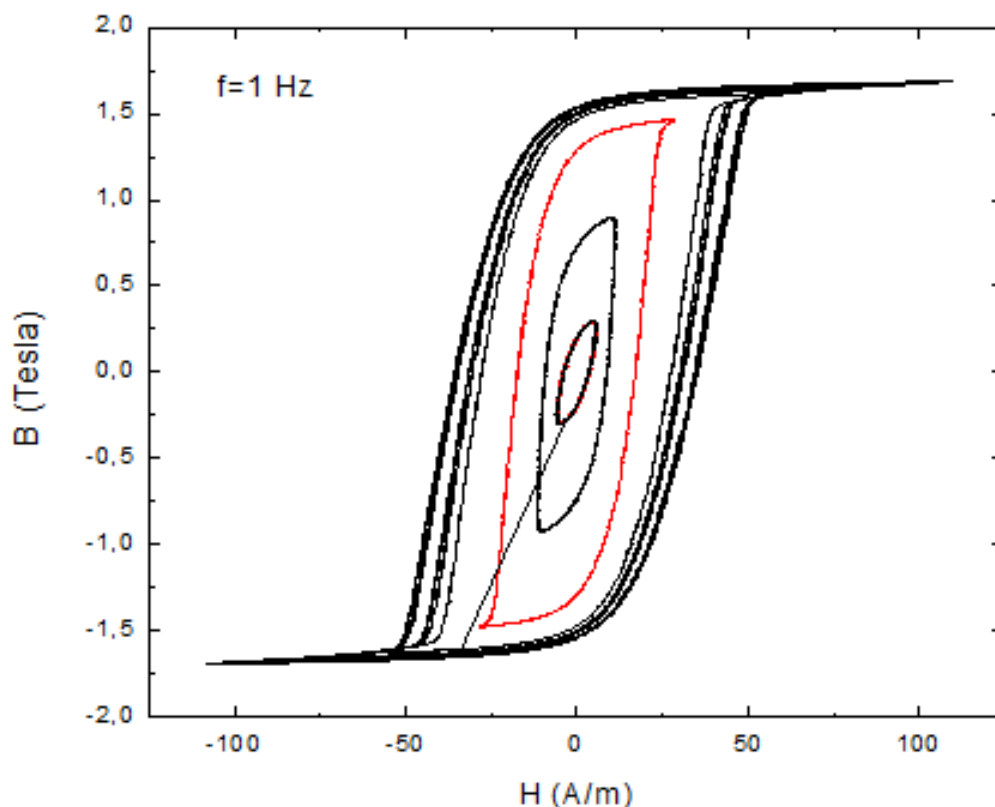
Στο παρακάτω Διάγραμμα 3.3.Σ, δίνονται για καλύτερη εποπτεία όλα τα διαγράμματα των βρόχων μαγνήτισης των περιπτώσεων 3.3.1, 3.3.2 και 3.3.3 :



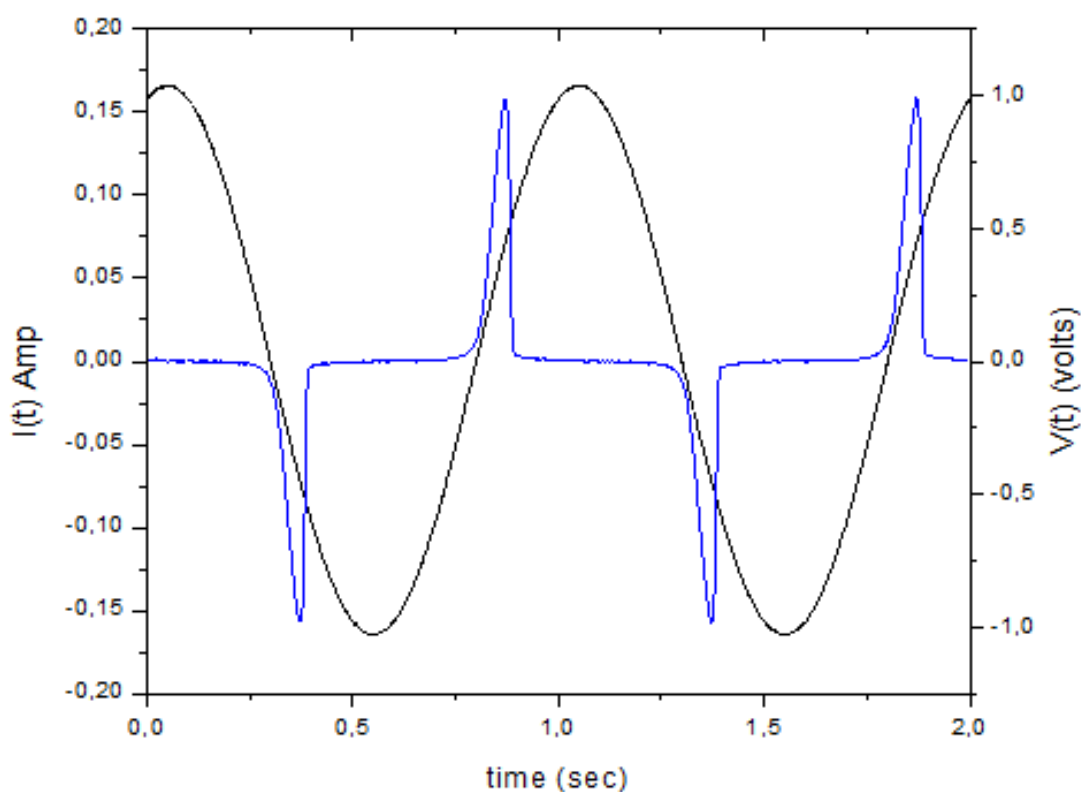
3.3.4 Μετρήσεις στο 1Hz - Δοκίμιο Β

Στην παράγραφο αυτή θα κλείσουμε την παρουσίαση των μετρήσεων με ένα συγκεντρωτικό διάγραμμα βρόχων υστέρησης στο Δοκίμιο Β, όπου στο Διάγραμμα 3.3.4α παρουσιάζονται οι σχηματιζόμενοι βρόχοι για διάφορες τιμές του ρεύματος μαγνήτισης I_{ϕ} . Επίσης, στο Διάγραμμα 3.3.4β φαίνεται το ημιτονοειδές ρεύμα μαγνήτισης (ως $I(t)$) καθώς και η τάξη εξόδου του δευτερεύοντος πηνίου (ως $V(t)$) που αντιστοιχούν στον σημειωμένο κοκκινόχρωμο βρόχο υστέρησης.

Αξίζει να σημειωθεί ότι λόγω της χαμηλής συχνότητας κατέστη δυνατή η καταγραφή και του κανονικού κλάδου μαγνήτισης. Ο κλάδος αυτός – ο οποίος αποδίδεται με την ευθεία που φαίνεται στο 3^ο τεταρτημόριο – αποδίδει τη μαγνήτιση του υλικού όταν ξεκινάμε από μηδενικές αρχικές συνθήκες, δηλαδή από αρχικά αμαγνήτιστο υλικό. Επίσης, είναι ξεκάθαρο ότι στη χαμηλή αυτή συχνότητα δεν παρουσιάστηκαν οι παραμορφώσεις στους βρόχους οι οποίες εμφανίστηκαν στα 10Hz.



Διάγραμμα 3.3.4α – Βρόχοι υστέρησης για διάφορες τιμές επιβαλλόμενου ρεύματος μαγνήτισης στο 1 Hz.



Διάγραμμα 3.3.4β – Η τάση εξόδου στο δευτερεύον για επιβολή ρεύματος μαγνήτισης με πλάτος 0.15A και συχνότητα 1 Hz.

Από το Διάγραμμα 3.3.4β είναι σαφές ότι το Δοκίμιο Β μπορεί να έλθει σε κορεσμό ταχύτατα, δηλαδή ακόμη και για πολύ μικρές τιμές του ρεύματος μαγνήτισης. Στο γεγονός αυτό συμβάλλει σε πολύ μεγάλο βαθμό και το γεγονός ότι το Δοκίμιο Β αποτελείται από διαδοχικά ελάσματα υλικού και δεν είναι συμπαγές. Επομένως αποφεύγονται τα φαινόμενα της μαγνητικής “θωράκισης” αλλά και των μεγάλων δινορευμάτων - όπως θα έπρεπε να συμβεί άλλωστε βάσει των σχετικών θεωρητικών στοιχείων της παραγράφου 1.7.

Κεφάλαιο 4 - Σχολιασμός των μετρήσεων / Μαγνητικές απώλειες

4.1 Σχολιασμός των μετρήσεων

Στο προηγούμενο κεφάλαιο δόθηκαν τα διαγράμματα από τα δεδομένα που συλλέξαμε επί των δοκιμών. Όλες οι μετρήσεις εκτελέστηκαν σε χώρο του κτηρίου Επιστήμης Υλικών στο Ίδρυμα Ερευνών “Δημόκριτος”. Όπως σημειώθηκε και σε προηγούμενο σημείο, αν και πραγματοποιήθηκε μια εκτεταμένη σειρά μετρήσεων σε ένα μεγάλο εύρος συχνοτήτων και ρευμάτων μαγνήτισης, κρίθηκε σκόπιμο να μην διογκωθεί η εργασία με διαγράμματα τα οποία είναι στην ουσία το ένα πανομοιότυπο με το άλλο. Αντίθετα, αποδόθηκαν μόνο τα διαγράμματα εκείνα στα οποία κάνουν την εμφάνισή τους διαφορετικά βασικά χαρακτηριστικά.

Λόγω του ότι τα δοκίμια αυτά προορίζονται για χρήση σε συνθήκες συνήθους παροχής τάσης και συχνότητας, δεν υπήρχε λόγος μαγνητικής θωράκισής τους. Πράγματι, βλέπουμε ότι τα βασικά χαρακτηριστικά που μας ενδιαφέρουν, διαφαίνονται ακόμη και σε πολύ χαμηλές τιμές του ρεύματος μαγνήτισης, παρόλης της συνύπαρξης και ενός σήματος θορύβου μαζί με το βασικό σήμα. Αυτό είναι απόλυτα λογικό και αναμενόμενο, αφού στην περίπτωση χαμηλού σήματος έχουμε έναν αρκετά χαμηλό λόγο SNR (Signal-to-Noise Ratio). Τέτοιες περιπτώσεις είναι π.χ. οι 3.2.1 και 3.3.1. Ωστόσο, η καθαρότητα των διαγραμμάτων εξασφαλίζεται άμεσα ακόμη και με ελαφρά αύξηση του σήματός μας (εν προκειμένω, του ρεύματος μαγνήτισης).

Στο σημείο αυτό θα πρέπει να σημειωθεί μια πολύ ουσιώδης παρατήρηση σχετικά με κάτι το οποίο ίσως οδηγήσει στην εντύπωση ότι ερχόμαστε σε αντίφαση με τα όσα αναγράφονται στο θεωρητικό τμήμα της εργασίας, στην παράγραφο 1.5 :

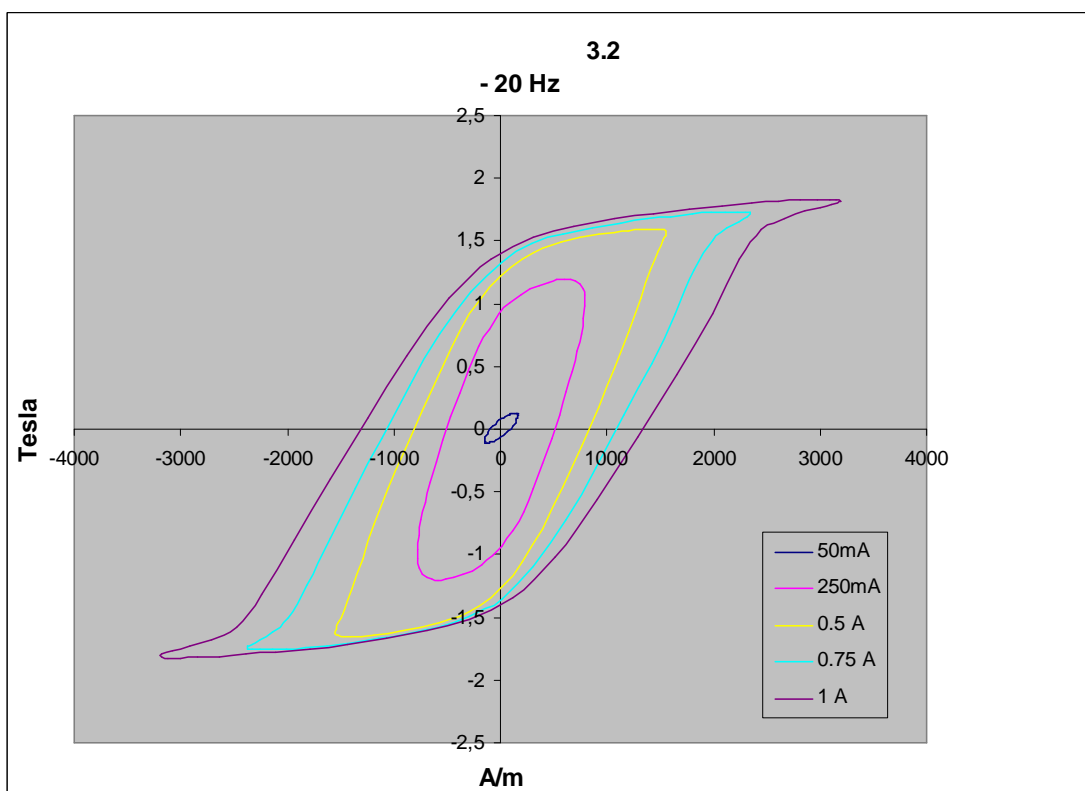
Στο σημείο εκείνο, αναφέρουμε ότι με την τροφοδότηση μιας ημιτονοειδούς **τάσης** στην περιέλιξη μαγνήτισης, το ρεύμα μαγνήτισης I_{ϕ} θα παρουσιάσει αναπόφευκτα κάποιες αρμονικές συνιστώσες που θα το οδηγήσουν σε απόκλιση από την ημιτονοειδή κυματομορφή. Ωστόσο, στα διαγράμματα του κεφαλαίου 3 είδαμε ότι τελικά εκείνο που παρουσίαζε απόκλιση από την ημιτονοειδή μορφή ήταν τελικά η **τάση εξόδου** V_{out} που λαμβάναμε από το δευτερεύον πηνίο των δοκιμών. Αυτό εξηγείται με το γεγονός ότι στην πειραματική μας διάταξη δεν τροφοδοτούσαμε με ημιτονοειδή τάση το πρωτεύον πηνίο, αλλά με ένα καθαρό και ελεγχόμενο ημιτονοειδές **ρεύμα**. Άρα λοιπόν ήταν επόμενο ότι ο αντίκτυπος του βρόχου μαγνήτισης θα φαινόταν στην τάση εξόδου την οποία βέβαια δεν μπορούμε να

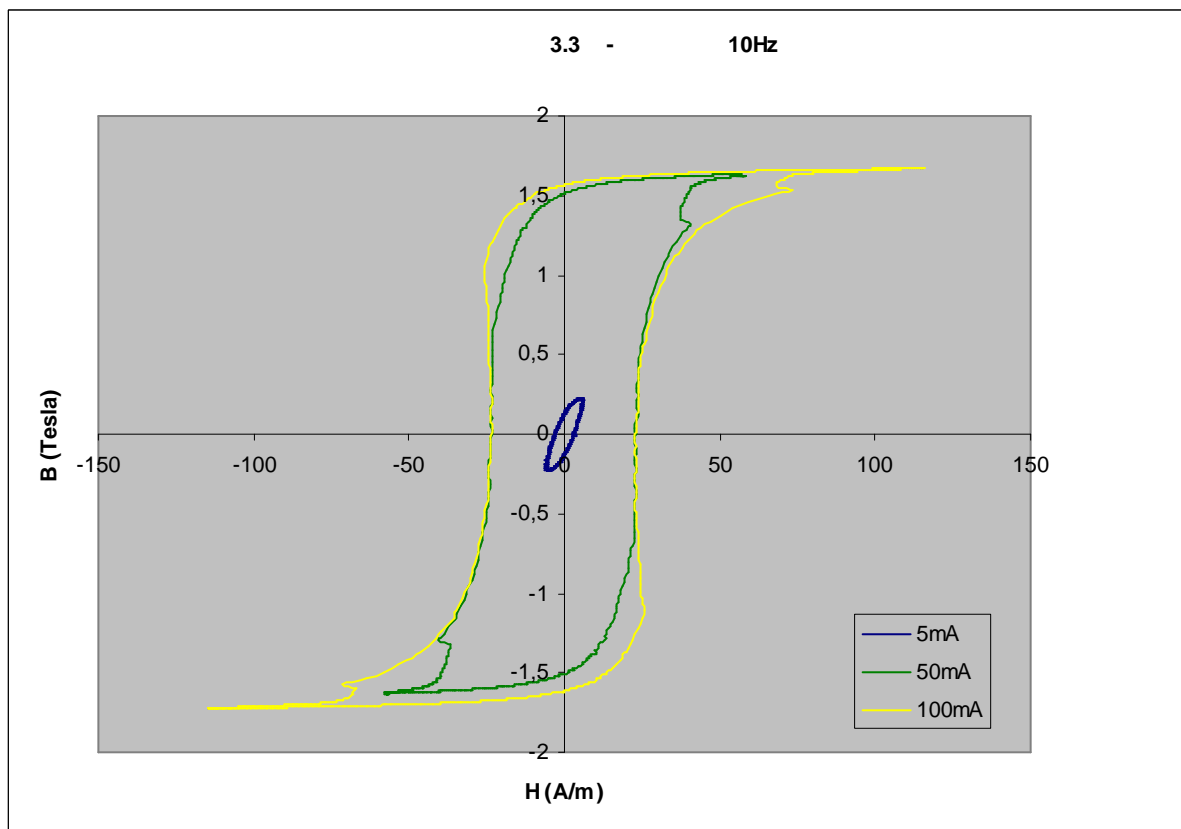
ορίσουμε. Πράγματι, βλέπουμε ότι στις περιπτώσεις όπου δεν υπήρχε σχηματισμός του μείζονος βρόχου μαγνήτισης (όπως π.χ. στις 3.2.1 και 3.3.1), τότε πράγματι η τάση εξόδου κατείχε πρακτικά ημιτονοειδή μορφή. Ωστόσο, οποτεδήποτε σχηματίστηκε μείζων βρόχος μαγνήτισης τότε η επίδρασή του επί της τάσεως εξόδου ήταν παραπάνω από προφανής : η ημιτονοειδής μορφή εξαφανίζονταν και έκαναν την εμφάνισή τους κορυφές (peaks) με πολύ συντομότερη διάρκεια.

Ας αναφέρουμε επίσης ότι ακριβώς λόγω του γεγονότος αυτού, κρίθηκε σκόπιμο να μην παρουσιαστούν τα διαγράμματα των τάσεων της γεννήτριας Agilent (τάση αναφοράς) και του ρεύματος τροφοδοσίας, καθώς κάτι τέτοιο δεν θα παρουσίαζε κανένα απολύτως ενδιαφέρον : και τα δύο αυτά σήματα είναι καθαρά ημίτονα με το πλάτος και τη συχνότητα που ορίζαμε κάθε φορά εμείς. Συνεπώς, στα διαγράμματα των μετρήσεων αποδόθηκε μόνο το διάγραμμα της τάσεως εξόδου μαζί με το βρόχο υστέρησης . Με τον τρόπο αυτό μπορεί ο αναγνώστης να εστιάσει καλύτερα πάνω στα χαρακτηριστικά που προσδίδει στην τάση ο βρόχος υστέρησης.

Σύγκριση των δύο δοκιμών ως προς τη μαγνήτιση :

Σε τρία σημεία του προηγούμενου κεφαλαίου, αποδόθηκαν για καλύτερη εποπτεία όλα τα διαγράμματα των βρόχων υστέρησης στα οποία υπήρχαν παραπλήσιες τιμές διέγερσης, σε κοινούς άξονες. Δίνονται και πάλι δυο τέτοια διαγράμματα, που αντιστοιχούν στα δύο δοκίμια :





Παρατηρούμε ότι αν και έχουμε κοινές τιμές ρευμάτων μαγνήτισης αλλά και παραπλήσιες συχνότητες (20Hz και 10Hz αντίστοιχα), το δοκίμιο B αποδίδει πολύ ισχυρότερες τιμές πεδίου B (κατακόρυφος άξονας) για μικρότερες τιμές του H (οριζόντιος άξονας). Το γεγονός αυτό αποδίδεται στο ότι το δοκίμιο B δεν αποτελείται από συμπαγή πυρήνα, αλλά από διαδοχικά φύλλα υλικού (Σχ. 3.1.β). Σύμφωνα λοιπόν με τα όσα αναφέρθηκαν στην παράγραφο 1.7, λόγω ακριβώς της δομής του δοκιμίου B δεν υπήρξε μαγνητική “θωράκιση” του υλικού, αλλά αντίθετα το υλικό ήταν τελικά πολύ καλύτερα εκμεταλλεύσιμο μαγνητικά. Εκτός από τις απόλυτες τιμές των μεγεθών, παρατηρούμε ότι ο μείζων βρόχος μαγνήτισης του δοκιμίου B έχει αρκετά πιο “ορθογωνική” μορφή από ότι οι αντίστοιχοι βρόχοι του δοκιμίου A. Ειδικά, δε, στην περίπτωση των 100mA μπορεί να θεωρηθεί ότι οι πλευρικοί κλάδοι του βρόχου είναι πρακτικά κατακόρυφοι.

Ωστόσο, δεν πρέπει να παραβλέψουμε το γεγονός ότι στο δοκίμιο B δεν έχουμε έναν ομαλό βρόχο υστέρησης, αφού εμφανίζονται ανεπιθύμητες κορυφές κοντά στα σημεία κορεσμού. Αυτό μπορεί να οφείλεται σε δυο αίτια : 1) αστοχία του υλικού και στην ύπαρξη προσμίξεων στη μάζα του (κακής ποιότητας σιδηρομαγνήτης), αλλά και 2)

στο γεγονός ότι μπορεί να μην έχει γίνει σωστά η σύσφιξη και συγκόλληση των φύλλων του μετάλλου του πυρήνα. Το δεύτερο ενδεχόμενο είναι και το πιθανότερο, αφού κατά τη διάρκεια των πειραμάτων παρατηρήθηκε και ηχητικός θόρυβος (σιγμός) από το δοκίμιο Β απόλυτα αναλογικά με τη συχνότητα του ρεύματος μαγνήτισης που θέταμε. Κάτι τέτοιο βέβαια σήμαινε ότι υπήρχε σχετική κίνηση των φύλλων μετάλλου που τελικά παρήγαγε και τον αισθητό θόρυβο. Η μη ομαλή μορφή του βρόχου βέβαια, έχει σημαντικές επιπτώσεις σε εκτεταμένη χρήση του υλικού, όπως την υπερθέρμανση του πυρήνα αλλά και το σχηματισμό πολλών αρμονικών συνιστωσών με μη αμελητέο πλάτος (και όχι απλά της 3ης αρμονικής που είδαμε στο σχήμα 1.5.7).

4.2 Μαγνητικές απώλειες

Όπως αναφέρθηκε και στην περίληψη της εργασίας, ένα από τα σπουδαία πλεονεκτήματα της αποφυγής χρήσης αναλογικών οργάνων μέτρησης και η ψηφιοποίηση των αποτελεσμάτων, είναι η δυνατότητα επεξεργασίας των δεδομένων κατόπιν της μέτρησης. Μια σημαντική εφαρμογή που προτείνεται μέσω της εργασίας αυτής, είναι η εύρεση των μαγνητικών απωλειών μέσω του βρόχου υστέρησης :

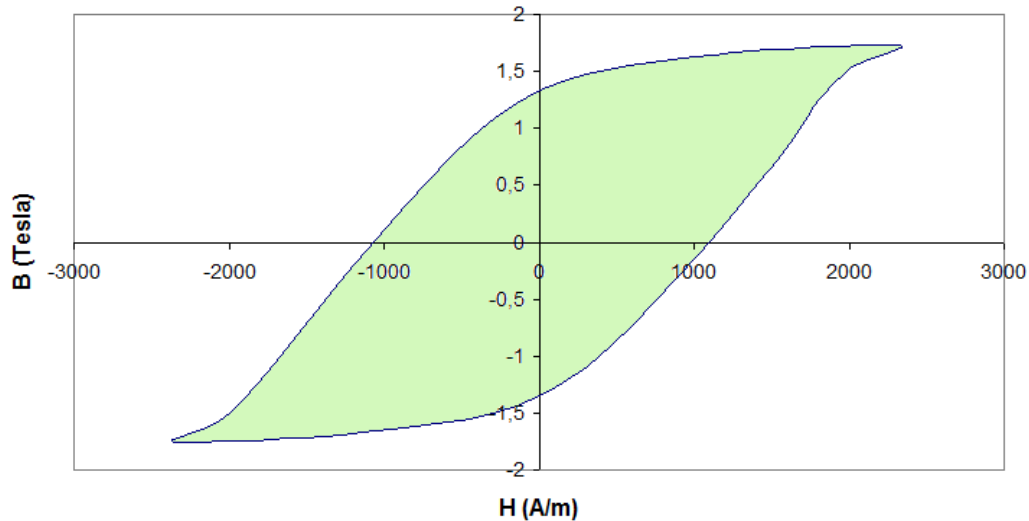
Όπως αναφέρεται αναλυτικά στην παράγραφο 1.6, το εμβαδό του βρόχου μας αποδίδει και τις μαγνητικές απώλειες που λαμβάνουν χώρα σε κάθε κύκλο του σήματος διέγερσης (προφανώς έχουμε εμφάνιση τέτοιων βρόχων μόνο στην περίπτωση εναλλασσόμενων σημάτων).

Γνωρίζοντας λοιπόν τον αριθμό δειγμάτων που είχε τεθεί στο μετατροπέα A/D σε κάθε μέτρηση αλλά και της συχνότητας του ρεύματος μαγνήτισης της μέτρησης αυτής, μπορούμε να απομονώσουμε έναν μόνο βρόχο και να υπολογίσουμε το εμβαδόν του. Για παράδειγμα, εάν είχαμε θέσει λήψη 1000 δειγμάτων ανά δευτερόλεπτο και το σήμα είχε συχνότητα 10Hz, σε 100 δείγματα (που θα αντιστοιχούσαν σε 0.1 sec) θα είχε σχηματιστεί ένας πλήρης βρόχος. Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν με δειγματοληψία σε ρυθμό 10^3 samples/sec αλλά και 10^4 samples/sec όποτε είχαμε υψηλή συχνότητα σήματος, έτσι ώστε να υπάρχει καλύτερη ευκρίνεια στα διαγράμματα. Από τα αντίστοιχα δεδομένα, μπορούμε τελικά μέσω του τραπεζοειδή κανόνα να υπολογίσουμε το εμβαδό. Ο τραπεζοειδής κανόνας μετράει απευθείας το εμβαδό στο γράφημα, και είναι ολοένα ευστοχότερος προς το πραγματικό αποτέλεσμα όσο αυξάνεται ο αριθμός των δειγμάτων από τη μέτρηση (θεωρητικά σε άπειρο πλήθος δειγμάτων το διάστημα από μέτρηση σε μέτρηση θα έχει εκφυλιστεί σε dt και συνεπώς το αποτέλεσμα θα ταυτίζεται με το ορισμένο ολοκλήρωμα).

Προκειμένου να έχουμε μια αμεσότερη σύγκριση των δύο δοκιμών, θα ασχοληθούμε με τις περιπτώσεις 3.3.9 και 3.3.10 για το δοκίμιο Α, όπου η συχνότητα ήταν 20Hz, καθώς και με τις 3.3.2 και 3.3.3 του δοκιμίου Β με 10Hz συχνότητα ρεύματος. Σε όλες αυτές τις περιπτώσεις, σχηματίστηκαν μείζονες βρόχοι υστέρησης.

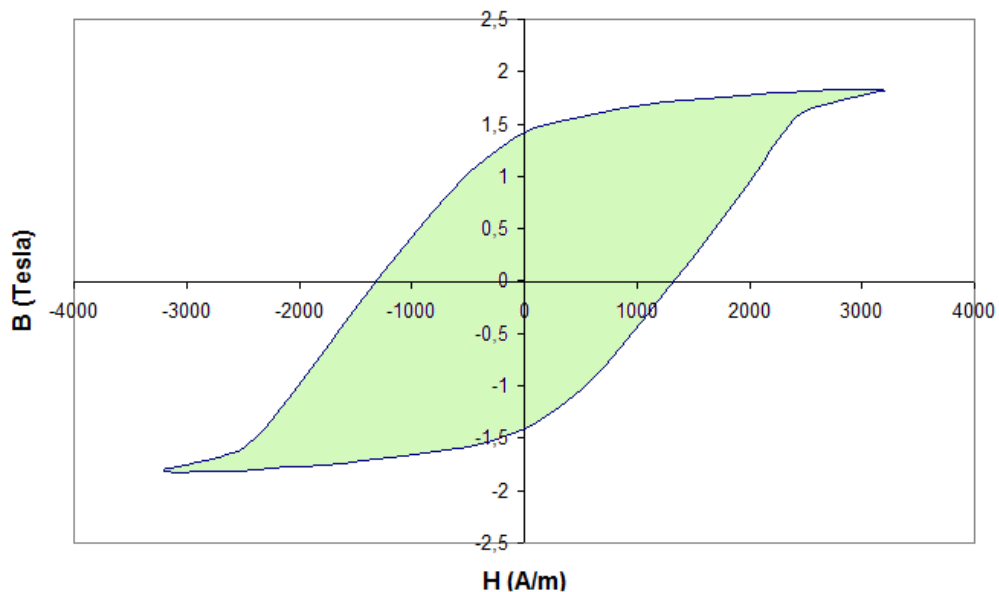
Δοκίμιο Α :

Διάγραμμα 4.2.A.1 - Μαγνητικές απώλειες Δοκιμίου Α
20 Hz / 0.75 A



20 Hz – 0.75 A. Μαγνητικές απώλειες ανά βρόχο : **6749,46 Joule/m³**

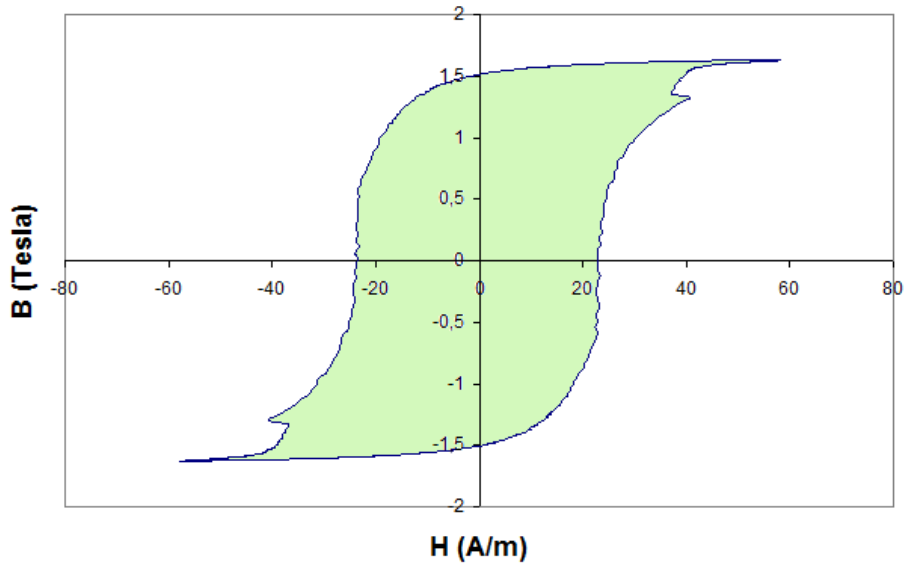
Διάγραμμα 4.2.A.2 - Μαγνητικές απώλειες Δοκιμίου Α
20 Hz / 1 A



20 Hz – 1A. Μαγνητικές απώλειες ανά βρόχο : **8638,99 Joule/m³**

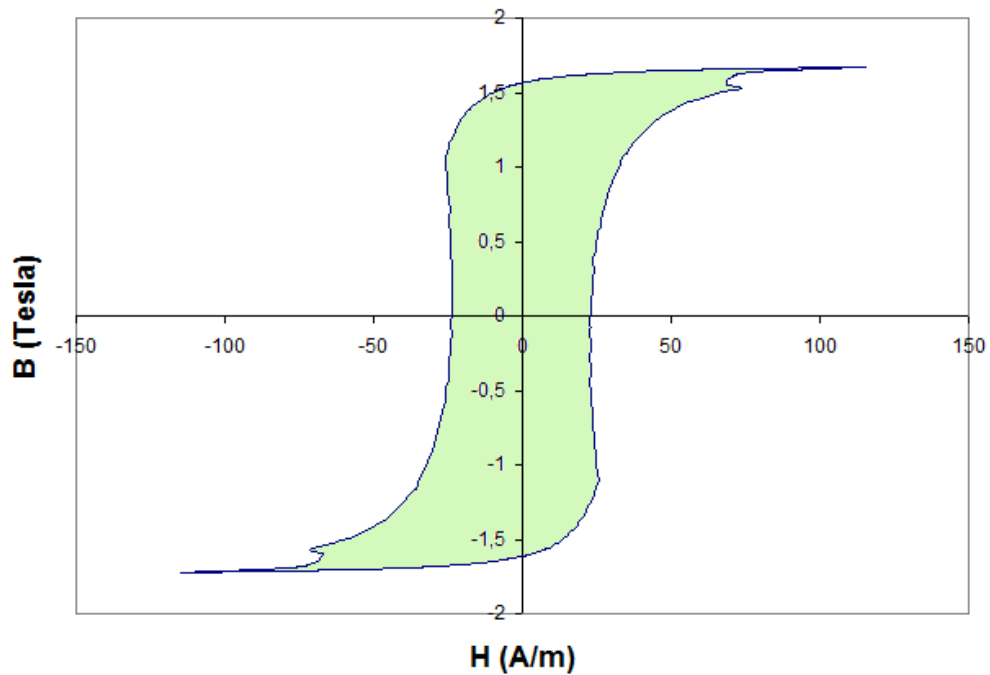
Δοκίμιο Β :

**Διάγραμμα 4.2.Β.1 - Μαγνητικές Απώλειες Δοκιμίου Β
10Hz / 50mA**



10 Hz – 0.05 A. Μαγνητικές απώλειες ανά βρόχο : **151,94 Joule/m³**

**Διάγραμμα 4.2.Β.2 - Μαγνητικές Απώλειες Δοκιμίου Β
10Hz / 100mA**



10 Hz – 0.1A. Μαγνητικές απώλειες ανά βρόχο : **187,52 Joule/m³**

Σχολιασμός των αποτελεσμάτων :

Από την εμβαδομέτρηση των διαγραμμάτων βρόχων υστέρησης, είναι ξεκάθαρο ότι στο δοκίμιο B αν και υπάρχουν σφάλματα στην κατασκευή του, η ελασματοειδής μορφή του πυρήνα συντελεί στη δραστική μείωση των απωλειών μαγνήτισης, εν αντιθέσει με το συμπαγή πυρήνα του δοκιμίου A. Και στις δυο περιπτώσεις βέβαια, μελετήθηκε το σημείο όπου είχε επέλθει ο μαγνητικός κορεσμός του υλικού. Αυτό άλλωστε δικαιολογεί και τη θεωρητική μας πρόβλεψη, ότι δηλαδή το δοκίμιο B μαγνητίζεται με πολύ μικρότερες τιμές του ρεύματος I_{ϕ} .

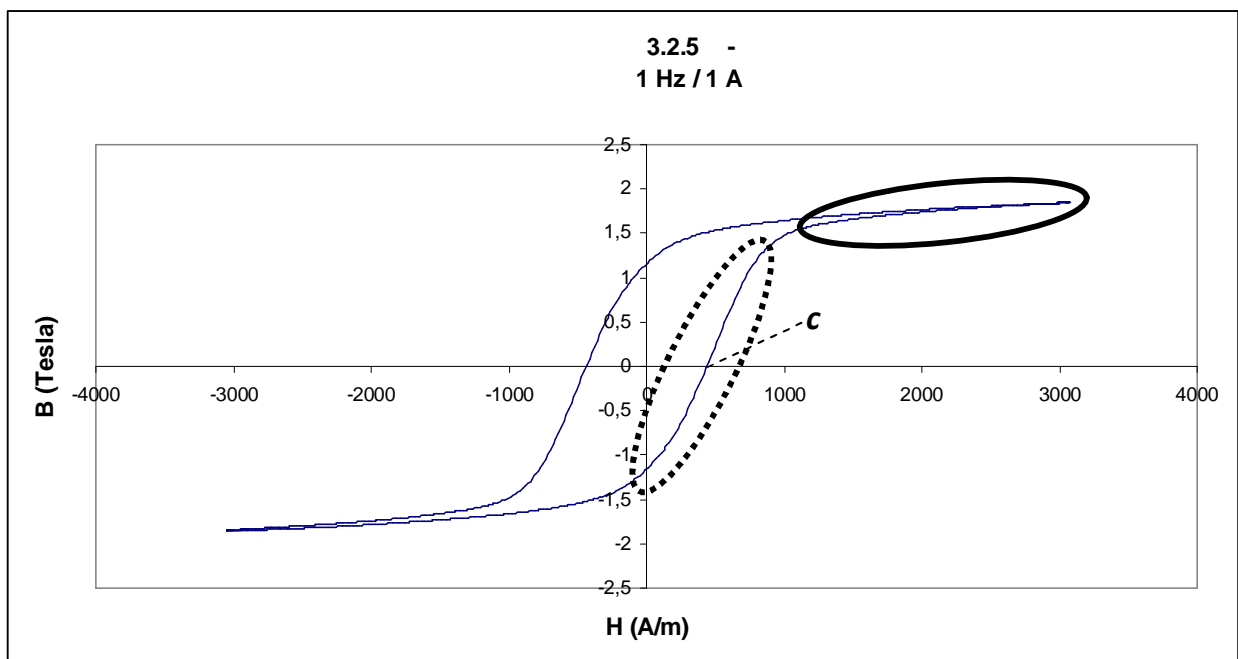
Θα πρέπει βέβαια να σημειωθούν τα εξής :

- Είναι προφανές ότι τα ρεύματα μαγνήτισης δεν ήταν ίδια στα δύο δοκίμια, οπότε θα μπορούσε κανείς να αποδώσει εκεί τη διαφορά των απωλειών. Για παράδειγμα βλέπουμε από τα διαγράμματα 4.2.A.1 και 4.2.B.1 ότι έχουμε ρεύματα 0.75 A και 50mA αντίστοιχα. Το ενδιαφέρον μας ωστόσο πρέπει να στραφεί στο ότι στις τιμές αυτές επιτυγχάνεται πρακτικά το ίδιο μαγνητικό πεδίο B και στα δύο δοκίμια (περί το 1.5 Tesla). Άρα δικαίως γίνεται η σύγκριση στις περιπτώσεις αυτές. Η διαφορά των μεγεθών είναι ξεκάθαρη.
- Οι τιμές αυτές στις απώλειες δεν πρέπει να θεωρούνται αυξημένες για κανένα από τα δύο δοκίμια, αφού δεν πρέπει να ξεχνάμε ότι το εμβαδόν $H \cdot B$ μας δίνει τις απώλειες ανά *κυβικό μέτρο υλικού* (κάτι που θα αντιστοιχούσε π.χ. σε έναν Μετασχηματιστή εκατοντάδων KVA) – όπως αναλύθηκε στην παράγραφο 1.6. Συνεπώς στις διαστάσεις των δοκιμίων μας οι οποίες ήταν της τάξης του κυβικού εκατοστού ($\text{cm}^3 = 10^{-6} \text{m}^3$) είναι σαφές ότι η όποια απώλεια ενέργειας μέσω του βρόχου υστέρησης καθίσταται πρακτικά αμελητέα για χρονικά διαστήματα ολίγων δευτερολέπτων. Ωστόσο, αν το αναλύσουμε για περίπτωση πυρήνα με όγκο ενός κυβικού μέτρου, βλέπουμε ότι το συμπαγές δοκίμιο A στα 20Hz και 1A θα έδινε ισχύ απωλειών : $\sim 8700 \cdot 20 = 174 \text{ kW}$, ενώ το υλικό του δοκιμίου B δίνει στα 10Hz και 100 mA ισχύ απωλειών : $\sim 188 \cdot 10 = 1,88 \text{ kW}$

4.3 Σχολιασμός των παραγόμενων βρόχων υστέρησης

Η ακριβής θεωρητική εξαγωγή του βρόχου μαγνήτισης ενός υλικού ίσως και να είναι αδύνατη, και σίγουρα μια τέτοια απόπειρα θα απαιτούσε σημαντικές και ευρύτατες απλοποιήσεις. Το γεγονός αυτό οφείλεται στο ότι κάθε υλικό (π.χ. φερρομαγνητικό) έχει ένα πολύ μεγάλο αριθμό στοιχειωδών μαγνητικών διπόλων στο εσωτερικό του, μαζί βέβαια με ακαθόριστες προσμίξεις και ατέλειες. Συνεπώς η θεωρητική μακροσκοπική επίδραση των αλληλεπιδράσεων όλων αυτών των στοιχείων μεταξύ τους, είναι εκ των προτέρων ένα πολύ αμφίβολο εγχείρημα, το οποίο σε κάθε περίπτωση ξεφεύγει των στόχων της εργασίας αυτής. Αντίθετα, μπορούμε με μεθόδους όπως και η προτεινόμενη στην εργασία αυτή να έχουμε μια πολύ λεπτομερή εικόνα του βρόχου υστέρησης για οποιαδήποτε χρονική στιγμή, και για οποιαδήποτε στιγμιαία τιμή της διέγερσης μας απασχολεί. Η διαδικασία απαιτεί την ταυτόχρονη αντιπαραβολή τριών γραφημάτων, όπως έγινε αναλυτικά στο Σχήμα 1.5.6 της παραγράφου 1.5. Βέβαια, στην περίπτωση του Σχήματος 1.5.6 ως διέγερση είχε θεωρηθεί η τάση στο πρωτεύον πηνίο, ενώ στη δική μας μέθοδο η διέγερση ήταν το ρεύμα του πρωτεύοντος.

Ας θεωρήσουμε για παράδειγμα τα διαγράμματα που αφορούσαν σε μετρήσεις του Δοκιμίου Α σε συχνότητα 1 Hz :



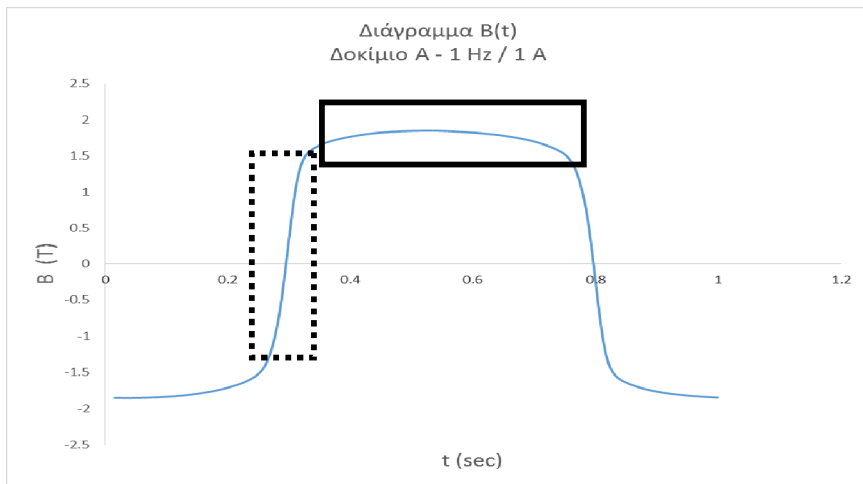
Όπως αναφέρεται στην ανάλυση του τομέα A2 της πλατφόρμας στο Lab View (παράγραφος 2.3.A), στους υπολογισμούς μας χρησιμοποιήσαμε τη σχέση :

$$V_{out} = \frac{d\varphi}{dt} \quad B = \frac{\varphi}{n \cdot s},$$

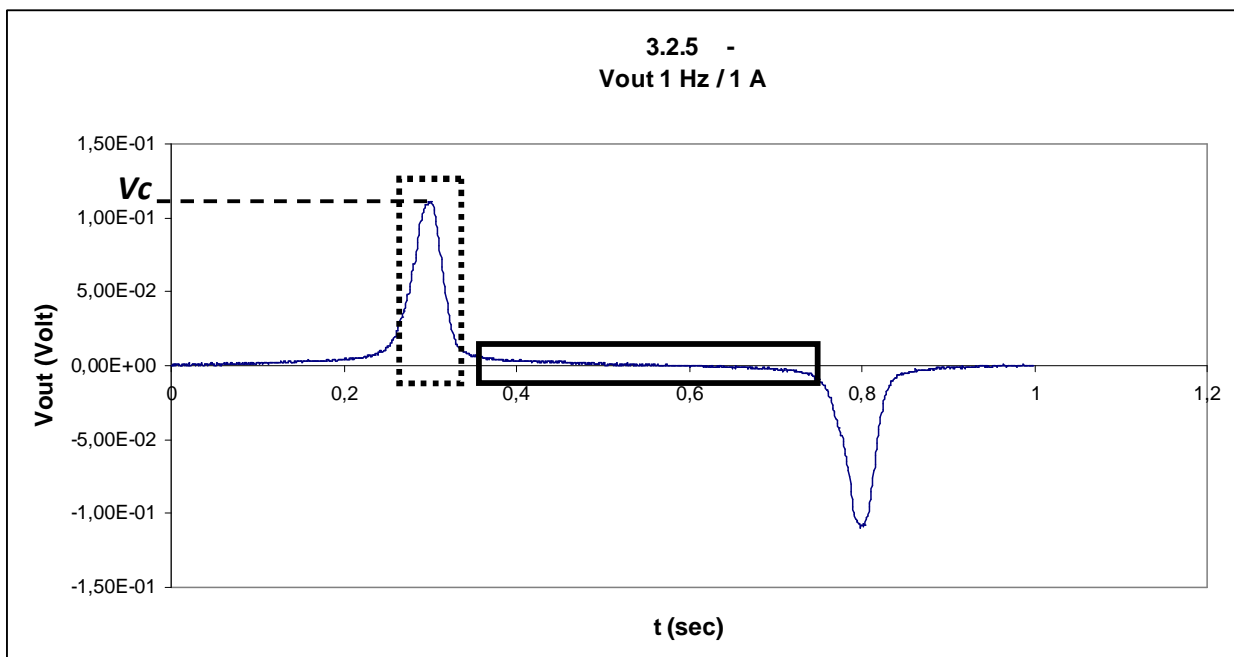
Όπου με απλά βήματα έχουμε :

$$\frac{dB}{dt} = \frac{1}{n \cdot s} \cdot \frac{d\varphi}{dt} \rightarrow \frac{dB}{dt} \propto V_{out}$$

Όμως από το διάγραμμα 3.2.5.α, μπορούμε να βρούμε την εξέλιξη του B με το χρόνο εάν αντιπαραβάλουμε με το γνωστό ημιτονοειδές διάγραμμα της παρεχόμενης έντασης $i_\phi = \sin(\omega t)$ (όπως και στη διαδικασία του Σχήματος 1.5.6). Το αποτέλεσμα είναι το διάγραμμα B(t) :



Όπου με παραγωγή λαμβάνουμε τελικά το διάγραμμα 3.2.5.β :



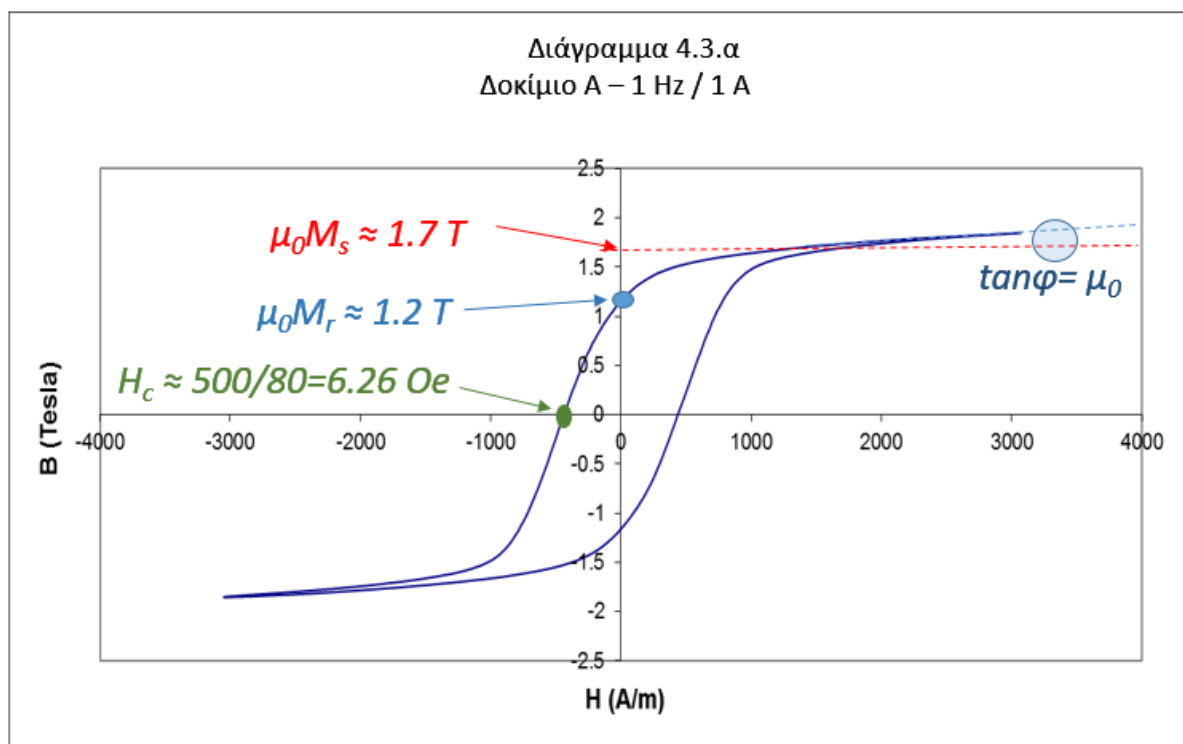
Συνεπώς βλέπουμε ότι υπάρχει απόλυτη συμφωνία στα διαγράμματα που λάβαμε, κάτι που φαίνεται με την αντιστοίχιση των σημειωμένων τομέων (συμπαγές και διάστικτο περίγραμμα). Όσο πιο υψηλή τιμή λαμβάνει η τάση στην κορύφωσή της, τόσο πιο απότομη θα είναι και η κλίση των πλευρικών κλάδων του βρόχου υστέρησης.

Αξίζει να σταθούμε στο σημείο όπου η τάση εμφανίζει κορύφωση (“Vc”), το οποίο αντιστοιχεί στο σημείο απομαγνητότητας του υλικού (“c”). Το σημείο αυτό διαχωρίζει τα “σκληρά” από τα “μαλακά” μαγνητικά υλικά και φυσικά έχει βασικό ρόλο στο πλάτος του βρόχου υστέρησης. Για παράδειγμα φάνηκε ότι το Δοκίμιο Β έχει ένα πολύ μικρότερο σημείο απομαγνητότητας από ότι το Δοκίμιο Α.

Τέλος, στο Διάγραμμα 4.3.α έχουν σημειωθεί και μετρηθεί κάποια επιπλέον στοιχεία που εμφανίζουν ενδιαφέρον στη μελέτη ενός μαλακού μαγνητικού υλικού. Τέτοια στοιχεία είναι :

1. Η *Μαγνήτιση κόρου* του υλικού, “ $\mu_0 M_s$ ”, που μας φανερώνει το μέγιστο επίπεδο μαγνήτισης όπου μπορεί να φτάσει το υλικό. Πέραν του σημείου αυτού δεν μπορεί να επέλθει καμία περαιτέρω αύξηση στη Μαγνήτιση M . Η σημειωμένη κλίση “ $\tan\phi$ ”, αντιστοιχεί απλά στη μαγνητική διαπερατότητα του κενού (μ_0).
2. Η *Παραμένουσα Μαγνήτιση* του υλικού, “ $\mu_0 M_r$ ”, που μας φανερώνει τη μαγνήτιση που μπορεί να αποκτήσει ένα σιδηρομαγνητικό υλικό τη στιγμή που το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο έχει μηδενιστεί. Απαραίτητη προϋπόθεση όμως είναι το να έχουμε φέρει πρωτίστως το υλικό στο μαγνητικό κορεσμό του.

Επίσης, σημειώνεται και το “συνεκτικό πεδίο”, “ H_c ” –όπως αποκαλείται το σημείο απομαγνητότητας του υλικού που είδαμε προηγουμένως.



Συμπεράσματα

Στο σημείο αυτό, έχουν ολοκληρωθεί τόσο τα θεωρητικά όσο και τα πειραματικά στοιχεία που είχαν κριθεί απαραίτητα για την παρουσίαση της εργασίας αυτής. Ο τελικός απολογισμός θα γίνει καταρχήν κρίνοντας τους στόχους τους οποίους θέλαμε να επιτύχουμε αλλά και τη συμπόρευση με τα θεωρητικώς αναμενόμενα αποτελέσματα.

Όσον αφορά στους στόχους της εργασίας, μπορούμε να πούμε πως η προτεινόμενη μέθοδος χαρακτηρισμού των Μαγνητικών Υλικών καλύπτει πλήρως τα όσα επιθυμούσαμε αρχικά, ήτοι :

- Την ποιοτική εύρεση της μαγνητικής απόκρισης του υλικού όταν εφαρμόζεται σε αυτό ένα εναλλασσόμενο ρεύμα ή τάση, σε βαθμό ώστε να μπορούμε να αποφανθούμε για την καταλληλότητα ή μη του υλικού για χρήση του ως πυρήνα σε Ηλεκτρικές Μηχανές και Μετασχηματιστές,
- Την ποσοτική ανάλυση των δεδομένων ώστε να αποφανθούμε για μεγέθη όπως το σημείο μαγνητικού κορεσμού, τις τιμές της συγκράτησης και απομαγνητότητας του υλικού και φυσικά τις μαγνητικές απώλειες λόγω του βρόχου υστέρησης.

Μέσω της μεθόδου αυτής, μπορεί να πραγματοποιηθεί έλεγχος ήδη χρησιμοποιούμενων υλικών που μπορεί να έχουν υποστεί φθορά με την πάροδο του χρόνου (“γήρανση” – όπως αποκαλείται στη μελέτη μονωτήρων και αγωγών Ηλεκτρικού Δικτύου), αλλά και ταυτοποίηση των τιμών που δίνονται από τον κατασκευαστή στην περίπτωση προμήθειας νέου εξοπλισμού.

Όσον αφορά όμως και στη συμφωνία με τα θεωρητικά αποτελέσματα, όπως φάνηκε στη σχετική ανάλυση του κεφαλαίου 4 μέσω των πειραμάτων που διεξήχθησαν, η ποιοτική ταύτιση των αποτελεσμάτων ήταν παραπάνω από προφανής. Ένας τέτοιος έλεγχος ήταν σε κάθε περίπτωση απαραίτητος αφού μια απόκλιση από τα θεωρητικώς αναμενόμενα θα ήταν ικανή αλλά και αναγκαία συνθήκη για ολική αναθεώρηση της μεθόδου.

Συνεπώς, πράγματι η μέθοδος αυτή μπορεί να θεωρηθεί ασφαλής και αξιόπιστη σε σχέση με τα όσα υπόσχεται να προσφέρει.

Βιβλιογραφία

Η εργασία αυτή βασίστηκε πάνω στο συνδυασμό βασικών γνώσεων του Ηλεκτρομαγνητισμού και του Εναλλασσόμενου Ρεύματος. Το κύριο βάρος δόθηκε στην κατασκευή του κατάλληλου αλγορίθμου μέσω του προγράμματος στο Lab View. Συνεπώς δεν έγινε χρήση εκτεταμένης βιβλιογραφίας, αλλά μόνο των παρακάτω τίτλων:

[1] *Εισαγωγή στην Ηλεκτροδυναμική – David Griffiths, τόμοι I και II.*

Πανεπιστημιακές Εκδόσεις Κρήτης

[2] *Introduction to Magnetic Materials – B.D.Cullity, C.D.Graham, 2nd edition.*

Wiley

[3] *Atomic and Electronic Structure of Solids – Efthimios Kaxiras.*

Cambridge

[4] *Εισαγωγή στα Συστήματα Ηλεκτρικής Ενέργειας – Κ.Βουρνά, Γ.Κονταξή.*

Εκδόσεις Ε.Μ.Π. – Τμήμα Ηλεκτρολόγων Μηχανικών

[5] *National Instruments – Lab View software manual.*