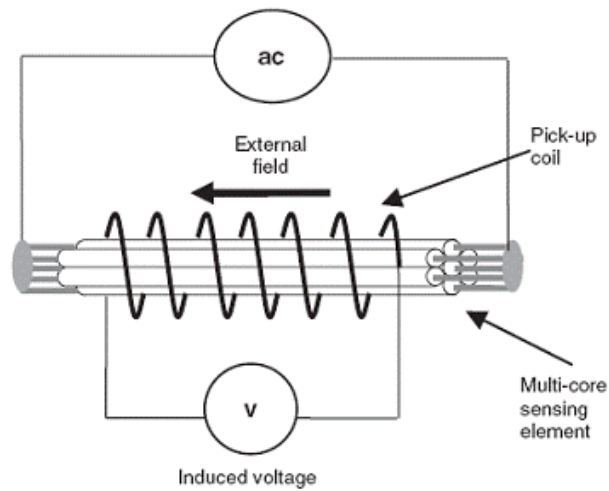




ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΔΙΑΤΜΗΜΑΤΙΚΟ ΠΡΟΓΡΑΜΜΑ ΜΕΤΑΠΤΥΧΙΑΚΩΝ ΣΠΟΥΔΩΝ

«ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ ΑΥΤΟΜΑΤΙΣΜΟΥ»



Μεταπτυχιακή Εργασία

«Σχεδίαση & Ανάπτυξη Τριδιάστατου Μαγνητομέτρου»

ΜΑΣΧΑΣ ΔΗΜΗΤΡΙΟΣ

Επιβλέπων: ΕΥΑΓΓΕΛΟΣ ΧΡΙΣΤΟΦΟΡΟΥ, ΚΑΘΗΓΗΤΗΣ Ε.Μ.Π.

ΑΘΗΝΑ 2016

ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ

Θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα καθηγητή της Διπλωματικής μου Εργασίας για την εμπιστοσύνη που έδειξε στο άτομό μου, αναθέτοντάς μου την επιμέλεια της συλλογής των στοιχείων και της συγγραφής της παρούσας εργασίας με θέμα «Σχεδιασμός & Ανάπτυξη Τριδιάστατου Αισθητήρα», καθώς και για την καθοδήγησή του καθ' όλη τη διάρκεια εκπόνησης της.

Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τους υποψήφιους διδάκτορες κ. Χατζηγεωργίου Νεοκλή και κ. Αγγελόπουλο Σπυρίδωνα για την συνεισφορά τους στη διεκπεραίωση και ολοκλήρωση της παρούσας εργασίας.

Ακόμη θα ήθελα να ευχαριστήσω τα μέλη της Τριμελούς Εξεταστικής Επιτροπής, κ. Ν. Θεοδώρου (Καθηγητή Ηλ. Μηχανολόγων & Μηχανικών Η/Υ) και κ. Π. Τσαραμπάρη (Λέκτορας Ηλ. Μηχανολόγων & Μηχανικών Η/Υ) για τη συμβολή τους στη διεκπεραίωση της παρούσας μεταπτυχιακής εργασίας.

Τέλος θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά την υποψήφια διδάκτωρ και επιστήθια φίλη μου Δις Μαρία Ελισσάβητ Κούλη για την αμέριστη συμπαράσταση και βοήθειά της, η οποία ήταν καθοριστική για την επιτυχή ολοκλήρωση της εργασίας.

Σκοπός

Σκοπός της παρούσας εργασίας είναι η κατασκευή ενός τριδιάστατου αισθητήρα μαγνητικού πεδίου, η βαθμονόμησή του και ο προσδιορισμός των χαρακτηριστικών του για σύγκριση με την αντίστοιχη βιβλιογραφία. Μέσω αυτής της διαδικασίας στοχεύουμε στην καλύτερη κατανόηση των αισθητήρων που βασίζονται σε ορθογώνια Fluxgates, ώστε να μπορέσουν να βελτιωθούν και να χρησιμοποιηθούν σε περισσότερες εφαρμογές μαγνητομετρίας.

Περίληψη

Στην παρούσα μεταπτυχιακή εργασία ασχοληθήκαμε με την κατασκευή ενός τριδιάστατου αισθητήρα μαγνητικού πεδίου. Ο αισθητήρας αποτελείται από έξι ορθογώνια Fluxgates, τρία μονής και τρία διπλής περιέλιξης. ανά δύο παράλληλα και κάθετα στα άλλα τέσσερα.

Στα πρώτα έξι κεφάλαια της εργασίας καταγράψαμε το θεωρητικό υπόβαθρο πάνω στο οποίο στηριχθήκαμε και καλύπτει όλο το φάσμα της μαγνητομετρίας, από τις βασικές αρχές του μαγνητισμού (Κεφ. 1), μέχρι τις μεθόδους μέτρησης μαγνητικών πεδίων και τα διάφορα είδη μαγνητόμετρων που υπάρχουν σήμερα (Κεφ. 6).

Στο 7^ο κεφάλαιο καταγράψαμε την αρχή λειτουργίας, τους μηχανισμούς μέτρησης, τις διαφορετικές αρχιτεκτονικές, τα πλεονεκτήματα και τα μειονεκτήματα των διάφορων τύπων Fluxgate που έχουν εφευρεθεί, ώστε να μπορέσουμε να καταλήξουμε στην κατάλληλη αρχιτεκτονική για τη δική μας κατασκευή. Στο επόμενο κεφάλαιο κάνουμε μία αναφορά στα μαγνητόμετρα πολλών αξόνων και στις εφαρμογές τους.

Στο 9^ο κεφάλαιο περιγράφουμε την πειραματική διάταξη που κατασκευάσαμε, η οποία χωρίζεται σε δύο μέρη. Η εργαστηριακή διάταξη που αποτελείται από τρία ζεύγη πηνίων Helmholtz σε κυβική μορφή, τα οποία θα δημιουργήσουν το απαραίτητο ομογενές μαγνητικό πεδίο το οποίο και θα μετρήσουμε. Ο τριδιάστατος αισθητήρας αποτελείται από τρία ζεύγη ορθογώνιων Fluxgate που είναι κάθετα μεταξύ τους, ώστε να λαμβάνουμε ταυτόχρονη διαφορική μέτρηση του μαγνητικού πεδίου και στους τρεις άξονες.

Στο 10^ο κεφάλαιο έχουμε καταγράψει αναλυτικά την πειραματική διαδικασία, με όλες τις μετρήσεις που συλλέξαμε, καθώς και την επεξεργασία τους, από την οποία εξαγάγαμε τα χαρακτηριστικά του αισθητήρα μας.

Στο τελευταίο κεφάλαιο συγκεντρώσαμε τα συμπεράσματα που προέκυψαν από τα χαρακτηριστικά του αισθητήρα μας και τη σύγκρισή τους με τις θεωρητικές τιμές της βιβλιογραφίας.

Abstract

In this thesis we constructed a three-dimensional magnetic field sensor which consists of six orthogonal fluxgates. Three of them have single winding and three double, paired parallel and vertical to the other four.

In the first six chapters, there is the theoretical background on which we relied on and it covers the whole spectrum of magnetometry, from the basic principles of magnetism (Ch.1) to the methods of magnetic field measurement and the different types of magnetometers that exist (Ch.6)

In chapter 7, the operating principle, measuring methods, different architectures, advantages and disadvantages of the various types of Fluxgates, which have been invented, are described. As a result, we were able to choose the most fitted architecture for our device. At the next chapter a reference is made to the multi-axial magnetometers and their applications.

In chapter 9, we describe the experimental setup we built, which is divided in two parts. The first part is the laboratory construction consisting of three pairs of Helmholtz coils in cubic form, which will create the necessary magnetic field, which we will measure. The second part is the 3-D sensor, consisting of three pairs of orthogonal Fluxgates, perpendicular to each other, in order to receive simultaneous differential measurements of the magnetic field in all three axes.

In chapter 10, there is the experimental procedure, with all the measurements we collected and processed, in order to extract the sensor's characteristics.

In the last chapter, the conclusions which we made from this thesis about the device we constructed and the comparison with the theoretical values from the literature, are described.

Περιεχόμενα

Σκοπός.....	iii
Περίληψη	v
Abstract	vii
Περιεχόμενα.....	ix
Κατάλογος Σχημάτων	xiii
1 Θεωρία Μαγνητισμού	1
1.1 Μαγνητικά Πεδία	1
1.1.1 Βασικοί Νόμοι Μαγνητικών Πεδίων	1
1.1.2 Μαγνητική Επαγωγή.....	2
1.1.3 Ηλεκτρομαγνητική Επαγωγή	3
1.2 Το μαγνητικό Δίπολο – Μαγνητική Διπολική Ροπή	4
1.3 Ο Νόμος του Gauss	5
1.4 Οι Εξισώσεις του Maxwell.....	6
1.4.1 Οι Εξισώσεις του H/M Πεδίου	6
1.4.2 Χρονοεξαρτώμενα Μαγνητικά Πεδία.....	6
2 Μαγνήτιση	7
2.1 Ορισμός.....	7
2.2 Σύνδεση Μαγνήτισης με την Ένταση Μαγνητικού Πεδίου και τη Μαγνητική Επαγωγή	8
2.3 Μαγνήτιση Κορεσμού.....	8
2.4 Μαγνητική Διαπερατότητα – Μαγνητική Επιδεκτικότητα	8
3 Μαγνητικά Υλικά.....	11
3.1 Ταξινόμηση Μαγνητικών Υλικών	11
3.1.1 Διαμαγνητικά, Παραμαγνητικά και Φερρομαγνητικά Υλικά.....	11
3.1.2 Επιδεκτικότητα, Διαπερατότητα σε Διαμαγνητικά και Παραμαγνητικά Υλικά.....	11
3.1.3 Τιμές του μ_r και χ σε διάφορα υλικά.....	12
3.2 Μαγνητικές Ιδιότητες Σιδηρομαγνητικών Υλικών	13
3.2.1 Μαγνητική Διαπερατότητα	13

3.2.2	Αντίσταση Απομαγνήτισης (Retentivity)	13
3.2.3	Μαγνητική Υστέρηση	13
3.2.4	Μαγνήτιση Κορεσμού.....	15
3.2.5	Παραμένουσα Μαγνήτιση (Remenance)	15
3.2.6	Συνεκτικό Πεδίο (Coercivity)	16
3.2.7	Διαφορική Μαγνητική Διαπερατότητα.....	16
3.2.8	Θερμοκρασία Curie.....	16
4	Θεωρητική Προσέγγιση των μαγνητικών ιδιοτήτων	19
4.1	Υστέρηση και Σχετικές Ιδιότητες.....	19
4.1.1	Παραμετρικός Χαρακτηρισμός της Υστέρησης	19
4.1.2	Τα Αίτια της υστέρησης.....	20
4.1.3	Η Σχέση Frohlich – Kennelly	21
4.1.4	Συμπεριφορά Χαμηλού Πεδίου: Ο Νόμος του Rayleigh.....	21
4.1.5	Συμπεριφορά Υψηλού Πεδίου: Κοντά στον Κορεσμό	22
4.2	Μαγνητοελαστικότητα	23
4.2.1	Αυθόρμητη Μαγνητοελαστικότητα σε Ισοτροπικά Υλικά.....	23
4.2.2	Μαγνητοελαστικότητα Κορεσμού	23
4.2.3	Τεχνητός Κορεσμός και Εξαναγκασμένη Μαγνητοελαστικότητα	24
5	Μαγνητικές Περιοχές.....	25
5.1	Ανάπτυξη της Θεωρίας Μαγνητικών Περιοχών	25
5.1.1	Ατομικές Μαγνητικές Διπολικές Ροπές.....	25
5.1.2	Μαγνητική Διαπερατότητα σε Σιδηρομαγνήτες	25
5.1.3	Θεωρία Μαγνητικών Περιοχών Weiss	26
5.1.4	Πειραματική Απόδειξη Ύπαρξης Μαγνητικών Περιοχών	26
5.2	Διαδικασία Μαγνήτισης και Θεωρία Μαγνητικών Περιοχών	27
5.2.1	Επίδρασης της Μαγνήτισης στις Μαγνητικές Περιοχές.....	27
5.2.2	Τεχνητή Μαγνήτιση Κορεσμού	28
6	Μετρήσεις Μαγνητικών Πεδίων.....	31

6.1	Φυσικά & Τεχνητά Μαγνητικά Πεδία	31
6.2	Μέθοδοι Μέτρησης Μαγνητικών Πεδίων.....	32
6.2.1	Μέθοδοι Μαγνητικής Επαγωγής	32
6.2.2	Μέθοδοι Μέτρησης Δυνάμεων	33
6.2.3	Μέθοδοι Μεταβολής των Μαγνητικών Ιδιοτήτων	33
7	Αισθητήρες Fluxgate.....	37
7.1	Ορθογώνιου τύπου Fluxgates.....	39
7.2	Αρχή λειτουργίας	41
7.2.1	Καμπύλη περιορισμού	43
7.2.2	Επίδραση της ανισοτροπίας	44
7.3	Ορθογώνια Fluxgate με πυρήνα – σύρμα.....	44
7.3.1	Χωρική ανάλυση.....	46
7.3.2	Πεδίο διέγερσης μέσα στο σύρμα	47
7.3.3	Σύνθετα καλώδια	49
7.3.4	Γυαλί μόνωσης.....	51
7.4	Micro orthogonal Fluxgates	51
7.5	Πυρήνας πολλαπλών συρμάτων.....	52
7.6	Αρχή λειτουργίας ορθογώνιων Fluxgates	53
7.6.1	Μηχανισμός λειτουργίας.....	53
7.6.2	Μετατόπιση.....	54
7.6.3	Θόρυβος.....	56
7.7	Fluxgates χωρίς πηνίο	57
7.7.1	Δομή του αισθητήρα	58
7.7.2	Μηχανισμός λειτουργίας.....	59
7.7.3	Ευαισθησία.....	61
7.7.4	Γραμμικότητα	63
7.7.5	Θόρυβος.....	64
7.8	Σύγκριση.....	64

8	Μαγνητόμετρα πολλών αξόνων.....	67
8.1	Συστήματα τριών αξόνων.....	67
9	Πειραματική Διάταξη.....	69
9.1	Η διάταξη των πηνίων Helmholtz	69
9.2	Εύρεση του μαγνητικού πεδίου της Γης.....	71
9.3	Ο αισθητήρας AMR	72
9.4	Αισθητήρια διάταξη	74
10	Πειραματική Διαδικασία.....	79
11	Συμπεράσματα	87
	Βιβλιογραφία.....	89

Κατάλογος Σχημάτων

Σχήμα 1.1: Νόμος Biot – Savart.....	2
Σχήμα 3.1: Αρχική καμπύλη μαγνήτισης – μαγνητική διαπερατότητα κατά μήκος αυτής για ανοπτημένο σίδηρο.....	12
Σχήμα 3.2: Τυπικός βρόχος υστέρησης σιδηρομαγνητικού υλικού.....	14
Σχήμα 4.1: Κύριος βρόχος υστέρησης (B_1 : παραμένουσα ή μόνιμη μαγνήτιση, H_c : απομαγνητίζουσα δύναμη, 2 : κόρος, 5 : αρνητικός κόρος).....	19
Σχήμα 4.2: Βρόχος υστέρησης τύπου Rayleigh.....	22
Σχήμα 5.1: (α) μαγνητικές περιοχές στην επιφάνεια σιδήρου – μέθοδος Bitter.....	27
Σχήμα 5.2: Επίδραση της μαγνήτισης στις μαγνητικές περιοχές.....	28
Σχήμα 5.3: Προσανατολισμός μεμονωμένων διπολικών ροπών	29
Σχήμα 6.1: Αναπαράσταση του γήινου μαγνητικού πεδίου	31
Σχήμα 6.2: Σχηματική απεικόνιση του αισθητήρα HALL	34
Σχήμα 7.1: Η βασική αρχή του Fluxgate. Ο φερρομαγνητικός πυρήνας διεγείρεται από το εναλλασσόμενο ρεύμα $I_{exc}(t)$ συχνότητας f μέσα στη διεγερμένη περιέλιξη. Η διαπερατότητα του πυρήνα $\mu(t)$ επομένως μεταβάλλεται με συχνότητα $2f$. Αν το μετρούμενο συνεχές πεδίο B_0 είναι παρών, η σχετική ροή $\Phi(t)$ επίσης μεταβάλλεται με $2f$ και η τάση V_{ind} επάγεται στο πηνίο μέτρησης N σπειρών. [5].....	37
Σχήμα 7.2: Απλοποιημένες κυματομορφές Fluxgate: (a) σε μηδενικό πεδίο, (b) με μετρούμενο πεδίο [5]	38
Σχήμα 7.3: Διάταξη του παράλληλου (A) & του ορθογώνιου (B) Fluxgate [6].....	39
Σχήμα 7.4: Τύποι ορθογώνιου Fluxgate: (a) με πυρήνα σύρμα, (b) με σωληνοειδή πυρήνα, (c) με σπειροειδή πυρήνα [5]	40
Σχήμα 7.5: Αρχή λειτουργίας ορθογώνιου Fluxgate [6].....	42
Σχήμα 7.6: Καμπύλες περιορισμού ορθογώνιου Fluxgate [6].....	43
Σχήμα 7.7: Ορθογώνιο Fluxgate βασισμένο σε μαγνητικό σύρμα [6]	45
Σχήμα 7.8: Χωρική ανάλυση σε Fluxgate παράλληλου (αριστερά) & ορθογώνιου (δεξιά) τύπου [6]	46
Σχήμα 7.9: Μαγνητικό σύρμα με ομοιόμορφη κατανομή ρεύματος. Το μαγνητικό πεδίο αυξάνει γραμμικά μέσα στο σύρμα και μόνο το εξωτερικό κέλυφος, όπου $H_\phi > H_s$ είναι κορεσμένο [6].....	48
Σχήμα 7.10: Διατομή μαγνητικού καλωδίου με αρχιτεκτονική “bamboo”, για αρνητική (αριστερά) και θετική (δεξιά) μαγνητοσυστολή. [6].....	49
Σχήμα 7.11: Σύνθετο καλώδιο αποτελούμενο από πυρήνα χαλκού και μαγνητικό κέλυφος.[6]	50

Σχήμα 7.12: Διάγραμμα του μηχανισμού λειτουργίας του ορθογώνιου Fluxgate στη θεμελιώδη συχνότητα [6].....	54
Σχήμα 7.13: Μη περιφερειακή ανισοτροπία σε μαγνητικό καλώδιο χρησιμοποιούμενο ως πυρήνας σε ορθογώνιο Fluxgate θεμελιώδους τύπου [6].....	55
Σχήμα 7.14: Διάγραμμα ορθογώνιου Fluxgate θεμελιώδους τύπου με θετική και αρνητική dc συνιστώσα [6].....	55
Σχήμα 7.15: Fluxgate χωρίς πηνίο. Το μαγνητικό καλώδιο έχει συστρέφει και η έξοδος λαμβάνεται στις απολήξεις του [6].....	58
Σχήμα 7.16: Περιφερειακός βρόχος BH ενός μαγνητικού καλωδίου υπό στρέψη για εξωτερικό αξονικό πεδίο 80μT, -80μT και 0μT. Ο βρόχος εναλλάσσεται από το εξωτερικό πεδίο [6].....	60
Σχήμα 7.17: Μηχανισμός λειτουργίας Fluxgate χωρίς πηνίο [6].....	61
Σχήμα 7.18: Χαρακτηριστική εξόδου Fluxgate χωρίς πηνίο για διαφορετικό πλάτος ρεύματος διέγερσης I_{wire} [6].....	62
Σχήμα 9.1: Η συνολική διάταξη του αισθητήρα μέτρησης δισδιάστατων μαγνητικών πεδίων υψηλής ευαισθησίας. Διακρίνονται τα εσωτερικά 2D ζεύγη Helmholtz για τη διέγερση και τα εξωτερικά 3D ζεύγη Helmholtz για τον μηδενισμό του μαγνητικού πεδίου της γης και την εφαρμογή του προς μέτρηση μαγνητικού πεδίου [55].....	69
Σχήμα 9.2: Διάγραμμα πεδίου από το κέντρο του κάθε ζεύγους Helmholtz προς τις πλευρές για ρεύμα εντάσεως 1 A. Διακρίνεται η ομοιομορφία πεδίου για απόσταση ± 125 mm από το κέντρο της διάταξης των πηνίων [55].....	70
Σχήμα 9.3: Σχηματική απεικόνιση της εργαστηριακής διάταξης του αισθητήρα μέτρησης δισδιάστατων μαγνητικών πεδίων [55].....	70
Σχήμα 9.4: Πειραματικός προσδιορισμός των τριών συνιστωσών του μαγνητικού πεδίου της γης στους άξονες της εργαστηριακής διάταξης του αισθητήρα.....	71
Σχήμα 9.5: Σχηματική αναπαράσταση της διάταξης του αισθητήρα. Είναι κατασκευασμένος ώστε να μετράει τη γωνία θ μεταξύ του μαγνητικού πεδίου M και της διεύθυνσης του ρεύματος [55]....	73
Σχήμα 9.6: Ο αισθητήρας AMR HMC2003 της Honeywell [56].....	74
Σχήμα 9.7: Η διάταξη του τριδιάστατου αισθητήρα.....	75
Σχήμα 9.8: Η βάση του αισθητήρα.....	76
Σχήμα 9.9: Το κάθετο στέλεχος του αισθητήρα.....	77

1 Θεωρία Μαγνητισμού

Στο κεφάλαιο αυτό θα αναλυθούν σύντομα, αλλά περιεκτικά οι βασικοί νόμοι και αρχές που διέπουν τη θεωρία του μαγνητισμού. Κύριο στόχο αυτού του κεφαλαίου αποτελεί η επεξήγηση των βασικών φαινομένων, ώστε να γίνει κατανοητός ο τρόπος λειτουργίας ενός αισθητήρα μαγνητικού πεδίου [1].

1.1 Μαγνητικά Πεδία

Η βάση της θεωρίας του μαγνητισμού είναι το μαγνητικό πεδίο. Μαγνητικό πεδίο δημιουργείται είτε από τη κίνηση φορτισμένων σωματιδίων, είτε από μαγνητικές πηγές, όπως οι μόνιμοι μαγνήτες. Η παρουσία μαγνητικού πεδίου στο χώρο του προσδίδει ορισμένες ιδιότητες, οι οποίες γίνονται αντιληπτές από τις δυνάμεις που ασκούνται σε κινούμενα ηλεκτρικά φορτία ή αγωγούς που διαρρέονται από ηλεκτρικό ρεύμα, καθώς και από τη ροπή που ασκείται σε μαγνητικά δίπολα, τα οποία βρίσκονται μέσα στο πεδίο.

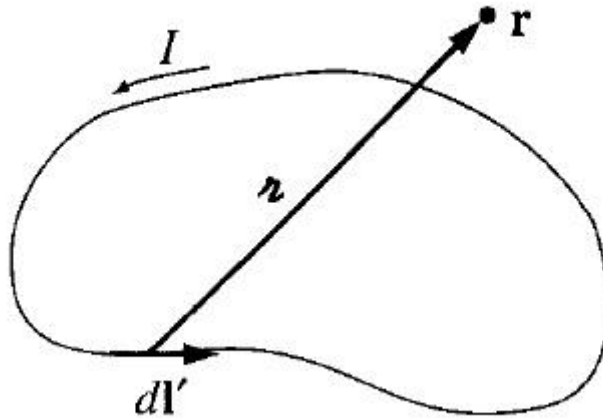
1.1.1 Βασικοί Νόμοι Μαγνητικών Πεδίων

➤ Νόμος των Biot – Savart

Ο νόμος των Biot-Savart αποτελεί έναν από τους θεμελιώδεις νόμους του ηλεκτρομαγνητισμού και πηγάζει από πειραματικές παρατηρήσεις, καθώς η θεωρητική του απόδειξη είναι σχεδόν αδύνατη. Μέσω αυτού μπορούμε να υπολογίσουμε την ένταση του μαγνητικού πεδίου \mathbf{H} , που προκαλείται από ένα ηλεκτρικό ρεύμα. Στη συνήθη του μορφή, ο νόμος υπολογίζει τη συνεισφορά στο πεδίο, από ένα στοιχειώδες τμήμα αγωγού μήκους $d\mathbf{l}$, που διαρρέεται από ρεύμα εντάσεως \mathbf{I} .

$$\vec{H}(\mathbf{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} I \int \frac{d\vec{l} \times \hat{\mathbf{r}}}{r^2} \quad (1.1)$$

Όπου r η ακτινική απόσταση και $\hat{\mathbf{r}}$ το μοναδιαίο διάνυσμα διεύθυνσης. Η σταθερά μ_0 καλείται μαγνητική διαπερατότητα του κενού και ισούται με $4\pi \times 10^{-7} \text{ N/A}^2$. Το μαγνητικό πεδίο προκύπτει από την παραπάνω σχέση σε μονάδες $\text{N}/(\text{A} \cdot \text{m})$ ή κοινώς Tesla (T).



Σχήμα 1.1: Νόμος Biot – Savart

Με χρήση του παραπάνω νόμου μπορούμε να υπολογίσουμε το παραγόμενο μαγνητικό πεδίο παντού στο χώρο.

➤ Νόμος του Ampère

Απόρροια του νόμου των Biot – Savart είναι ο νόμος του Ampere. Σύμφωνα με αυτόν, όταν σε ένα κύκλωμα υπάρχει ηλεκτρικό ρεύμα, τότε στο χώρο γύρω από αυτό εγκαθίσταται μαγνητικό πεδίο, το οποίο εξαρτάται από την τοπολογία του κυκλώματος, καθώς και την ένταση του ρεύματος. Υποθέτοντας ότι κάθε κύκλωμα αποτελείται από άπειρα στοιχειώδη ρεύματα κάθε ένα από τα οποία συνεισφέρει στο πεδίο καταλήγουμε στην παρακάτω σχέση:

$$I_{\text{εγκ}} = \frac{1}{\mu_0} \oint \vec{H} \cdot d\vec{l} \quad (1.2)$$

δηλαδή το έγκλειστο ρεύμα I , σε μία κλειστή διαδρομή I , ισούται με το επικαμπύλιο ολοκλήρωμα της εντάσεως του μαγνητικού πεδίου H , κατά μήκος της διαδρομής αυτής.

1.1.2 Μαγνητική Επαγωγή

Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, η ύπαρξη ηλεκτρικών ρευμάτων δημιουργεί στο χώρο μαγνητικό πεδίο εντάσεως H . Ο χώρος στον οποίο εγκαθίσταται το μαγνητικό πεδίο μπορεί να είναι είτε το κενό, είτε οποιοδήποτε άλλο υλικό μέσο, και η απόκριση του μέσου αυτού στην εφαρμογή του μαγνητικού πεδίου περιγράφεται από το διάνυσμα της μαγνητικής επαγωγής B . Η μαγνητική επαγωγή, που είναι γνωστή και ως πυκνότητα μαγνητικής ροής (flux density), καθορίζει λοιπόν τον τρόπο με τον οποίο ένα μέσο αντιδρά όταν βρίσκεται σε χώρο που καταλαμβάνεται από μαγνητικό πεδίο. Το μέγεθος που μας δίνει τη σχέση μεταξύ έντασης μαγνητικού πεδίου και μαγνητικής επαγωγής καλείται μαγνητική διαπερατότητα του μέσου. Συμβολίζεται με μ και μπορεί να είναι βαθμωτή συνάρτηση ή πραγματική σταθερά.

Ακολούθως θα ορίσουμε την μαγνητική ροή Φ , μέσω του παραδείγματος του κυκλικού αγωγού που διαρρέεται από ρεύμα εντάσεως I . Όπως αναφέρθηκε, το ρεύμα I δημιουργεί στο χώρο μαγνητικό πεδίο του οποίου η ένταση υπολογίζεται από το νόμο των Biot-Savart. Η ενέργεια που δαπανάται για να εγκατασταθεί το πεδίο στο χώρο ισούται με την αποθηκευμένη μαγνητική ενέργεια στο πεδίο, και υπολογίζεται από τη σχέση $E = (1/2) \cdot I \cdot \Phi$, όπου Φ το ποσό της μαγνητικής ροής που το ρεύμα I δημιουργεί στο χώρο. Η μαγνητική ροή που υπάρχει σε κάθε μαγνητικό πεδίο εγκατεστημένο στο χώρο μετρείται σε Weber, και ο ρυθμός με τον οποίο μεταβάλλεται μπορεί να μετρηθεί μέσω της ηλεκτρεγερτικής δύναμης που αναπτύσσεται σε έναν αγωγίμο βρόχο, όταν η μαγνητική ροή διαπερνά την επιφάνεια που ο εν λόγω βρόχος ορίζει.

Ορίζοντας ως μονάδα μέτρησης της μαγνητικής ροής το Weber, μπορούμε εν συνεχεία να ορίσουμε ως μονάδα μέτρησης της μαγνητικής επαγωγής το Wb/m^2 , καθώς η μαγνητική επαγωγή ορίστηκε ως πυκνότητα μαγνητικής ροής, (flux density), δηλαδή Weber ανά μονάδα επιφάνειας. Μαγνητική ροή τιμής 1Wb ανά τετραγωνικό μέτρο ισοδυναμεί με μαγνητική επαγωγή τιμής 1 Tesla, το οποίο είναι και η αντίστοιχη μονάδα στο S.I.

Ο σαφής διαχωρισμός μεταξύ της έντασης του μαγνητικού πεδίου και της μαγνητικής επαγωγής είναι πολύ κρίσιμος, ειδικότερα όταν αναφερόμαστε σε βρόχους υστέρησης υλικών. Προς το παρόν αναφέρονται μόνο οι κατηγορίες υλικών στα οποία το B είναι γραμμική συνάρτηση του H . Ειδικότερα, στο κενό, ισχύει $B = \mu_0 H$. Η δεύτερη κατηγορία υλικών, η οποία θα μας απασχολήσει ιδιαίτερα στην συνέχεια είναι τα φερρομαγνητικά και φερριμαγνητικά. Στα υλικά αυτά, το B παύει να είναι γραμμική συνάρτηση του H , για την ακρίβεια δεν είναι πλέον ούτε μία μονοσήμαντα ορισμένη συνάρτηση του H . Εδώ έγκειται η κρισιμότητα του διαχωρισμού ανάμεσα στα δύο αυτά μεγέθη και μία απλή χάραξη του βρόχου υστέρησης αρκεί για να γίνει αυτή προφανής. Η σχέση $B = \mu H$ εξακολουθεί να ισχύει, όμως σε τέτοιου τύπου υλικά μέσα, η μαγνητική διαπερατότητα δεν είναι απαραίτητα σταθερή. Αν και στα παραμαγνητικά και διαμαγνητικά υλικά το μ παραμένει σταθερό για ένα μεγάλο εύρος τιμών του H , στα φερρομαγνητικά η διαπερατότητα εξαρτάται έντονα από την ένταση του μαγνητικού πεδίου.

1.1.3 Ηλεκτρομαγνητική Επαγωγή

Ένας μεγάλος αριθμός εφαρμογών των τομέων της ηλεκτροτεχνίας και της τεχνολογίας αισθητήρων βασίζεται στο φαινόμενο της ηλεκτρομαγνητικής επαγωγής. Όταν η μαγνητική ροή που εμπλέκει ένα ηλεκτρικό κύκλωμα μεταβάλλεται, τότε στα άκρα του κυκλώματος επάγεται μία ηλεκτρεγερτική δύναμη που ονομάζεται τάση επαγωγής. Σύμφωνα με το νόμο του Faraday, η επαγόμενη τάση είναι ευθέως ανάλογη του ρυθμού μεταβολής της ροής που εμπλέκει το κύκλωμα. Ενώ σύμφωνα με τον κανόνα του Lenz, η πολικότητα της επαγόμενης τάσης είναι τέτοια, ώστε τα

ρεύματα που παράγονται, να δημιουργούν πεδία που τείνουν να αναιρέσουν εκείνα, τα οποία προκάλεσαν την μεταβολή της ροής. Οι δύο παραπάνω νόμοι εκφράζονται από την σχέση που ακολουθεί.

$$V = -N \frac{d\Phi}{dt} \quad (1.3)$$

όπου V είναι η επαγόμενη τάση και Φ η ροή που διαπερνά πηνίο με N σπείρες. Αν στην (1.3) θέσουμε $B = \Phi/A$, τότε παίρνουμε μία εναλλακτική έκφραση του νόμου της επαγωγής,

$$V = -NA \frac{dB}{dt} \quad (1.4)$$

από την οποία διαφαίνεται ότι χρονικώς μεταβαλλόμενα μαγνητικά πεδία μπορούν να προκαλέσουν τη παραγωγή ρευμάτων.

1.2 Το μαγνητικό δίπολο – Μαγνητική Διπολική Ροπή

Σύμφωνα με τον νόμο του Ampere, όταν ένα κύκλωμα διαρρέεται από ρεύμα, τότε στον περιβάλλοντα χώρο εγκαθίσταται ηλεκτρικό πεδίο. Το απλούστερο κύκλωμα με το οποίο μπορούμε να προκαλέσουμε μαγνητικό πεδίο είναι ο αγώγιμος κυκλικός βρόχος ή αλλιώς βρόχος Ampere. Ο βρόχος ρεύματος και το μαγνητικό δίπολο αποτελούν τις δύο βασικότερες πηγές μαγνητισμού. Σε κάθε περίπτωση υπάρχει μία μαγνητική διπολική ροπή \mathbf{m} που σχετίζεται με τη πηγή. Στον βρόχο ρεύματος η μαγνητική διπολική ροπή ισούται με το γινόμενο της έντασης I και της επιφάνειας A που οριοθετεί ο βρόχος. Στο μαγνητικό δίπολο, το οποίο βρίσκεται σε απόλυτη αντιστοιχία με το ηλεκτρικό δίπολο, η ροπή ισούται με το γινόμενο του «μαγνητικού φορτίου» p με την απόσταση μεταξύ των δύο πόλων l . Ο όρος μαγνητικό φορτίο είναι προφανώς μία αφηρημένη έννοια που δεν υφίσταται πραγματικά. Αν και στη φύση δεν έχει αποδειχθεί ακόμη ότι δύναται να υπάρξει μόνο βόρειος ή μόνο νότιος πόλος, χρησιμοποιούμε αυτή την έννοια για να δώσουμε την αντιστοιχία των μεγεθών με το ηλεκτρικό πεδίο. Αποτέλεσμα της παραπάνω πρότασης αποτελεί το γεγονός ότι οι δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου είναι πάντα κλειστές, δηλαδή ξεκινούν από βόρειο και καταλήγουν σε νότιο πόλο. Σε αντίθεση, στο ηλεκτρικό πεδίο μπορούμε να έχουμε και ακτινική κατανομή, με δυναμικές γραμμές που καταλήγουν στο άπειρο.

Η μηχανική ροπή που ασκείται σε μαγνητικό δίπολο ροπής \mathbf{m} , όταν αυτό βρεθεί σε πεδίο επαγωγής \mathbf{B} δίνεται από την σχέση που ακολουθεί.

$$\vec{\tau} = \vec{m} \times \vec{B} \quad (1.5)$$

Και στο κενό

$$\vec{\tau} = \mu_0 \vec{m} \times \vec{H} \quad (1.6)$$

Αυτό σημαίνει ότι το δίπολο τείνει να ευθυγραμμιστεί με τέτοιο τρόπο ώστε η μαγνητική διπολική ροπή να είναι παράλληλη με την μαγνητική επαγωγή του πεδίου, ή εναλλακτικά, το πεδίο που ο βρόχος ρεύματος δημιουργεί, να είναι παράλληλο με αυτήν.

Αν δεν υπάρχουν εξωτερικές δυνάμεις να δρουν πάνω στο μαγνητικό δίπολο, τότε η δύναμη που ασκείται σε αυτό από το πεδίο είναι διατηρητική. Έτσι μπορούμε να εκφράσουμε την ενέργεια του δίπολου ως εξής.

$$E = -\vec{m} \cdot \vec{H} \quad (1.7)$$

Ο στοιχειώδης βρόχος ρεύματος είναι και αυτός γνωστός ως μαγνητικό δίπολο για ιστορικούς λόγους. Το πεδίο που δημιουργεί ένας τέτοιος βρόχος σε μεγάλη απόσταση είναι όμοιο με το πεδίο που θα δημιουργούσε μία υποθετική κατανομή δύο αντίθετων μαγνητικών πόλων p σε απόσταση l μεταξύ τους.

1.3 Ο Νόμος του Gauss

Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, οι δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου σχηματίζουν πάντα κλειστές διαδρομές. Αυτό οφείλεται στην εμφάνιση μαγνητικών πόλων μόνο κατά ζεύγη στη φύση. Οι δυναμικές γραμμές είναι μία αφηρημένη γεωμετρική αναπαράσταση της διεύθυνσης και του μέτρου του διανύσματος της μαγνητικής επαγωγής. Οι διάφοροι τύποι πεδίου μπορούν να οπτικοποιηθούν με χρήση μαγνητικής σκόνης ή ρινισμάτων σιδήρου. Κάτι τέτοιο επιβεβαιώνει τον προηγούμενο ισχυρισμό.

Ο νόμος του Gauss, στη γενική του μορφή, δίνει την ροή διανυσματικού μεγέθους μέσα από κλειστή επιφάνεια, σαν το επιφανειακό ολοκλήρωμα του διανύσματος αυτού. Λόγω της ανωτέρω ιδιότητας των δυναμικών γραμμών του μαγνητικού πεδίου (για την οποία το πεδίο B χαρακτηρίζεται και ως σωληνοειδές), η μαγνητική ροή που εισέρχεται σε μία κλειστή επιφάνεια ισούται με αυτήν που εξέρχεται. Έτσι ο νόμος του Gauss για την μαγνητική επαγωγή καταλήγει στη παρακάτω μορφή.

$$\oiint \vec{B} \cdot \vec{dA} = 0 \quad (1.8)$$

Όπου $\vec{dA} = dA \cdot \hat{A}$, με dA το στοιχειώδες εμβαδό πάνω στην κλειστή επιφάνεια και \hat{A} το μοναδιαίο κάθετο διάνυσμα της επιφάνειας dA .

1.4 Οι Εξισώσεις του Maxwell

1.4.1 Οι Εξισώσεις του H/M Πεδίου

Μέχρι τώρα έχουμε μελετήσει την γενική μορφή των νόμων Ampere, Biot-Savart και Gauss. Ο Maxwell συγκέντρωσε τους παραπάνω νόμους και μετά τη διόρθωση στο νόμο του Ampere κατέληξε σε 4 διαφορικές εξισώσεις οι οποίες αποτελούν τη βάση του ηλεκτρομαγνητισμού.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho_{free} \quad (1.9)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (1.10)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (1.11)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = J_{free} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \quad (1.12)$$

Με $D = \epsilon E$ και $H = (1/\mu)B$, όπου $\epsilon = \epsilon_0(1 + \chi_e)$ και $\mu = \mu_0(1 + \chi_m)$

1.4.2 Χρονοεξαρτώμενα Μαγνητικά Πεδία

Οι εξισώσεις του Maxwell αποτελούν τη βάση για την περιγραφή οποιουδήποτε H/M πεδίου. Ισχύουν δε τόσο σε περιπτώσεις χρονικά σταθερών, όσο και χρονικά μεταβαλλόμενων πεδίων. Σε συχνότητες αρκούντως χαμηλές (τυπικά $< 10^{14}$ Hz) όπου ο παράγοντας των ρευμάτων μετατόπισης είναι πρακτικά μηδέν η τελευταία εξίσωση καταλήγει στον νόμο του Ampere για στατικά με το χρόνο πεδία. Η παρουσία μαγνητικών υλικών μπορεί να επηρεάσει σημαντικά το βάθος διείσδυσης των πεδίων σε ένα ηλεκτρικά αγωγίμο μέσο. Η πιο οικεία περίπτωση είναι η δημιουργία δινορρευμάτων (eddy currents) που επάγονται στον όγκο ηλεκτρικά αγωγίμου μέσου με αποτέλεσμα το μαγνητικό πεδίο στο υλικό να μεταβάλλεται σε σχέση με το βάθος διείσδυσης.

Ξεκινώντας από τις τέσσερις εξισώσεις Maxwell μπορούμε να καταλήξουμε σε μία περιγραφική σχέση για ένα χρονοεξαρτώμενο μαγνητικό πεδίο, σε μέσο ηλεκτρικής αγωγιμότητας σ και διηλεκτρικής σταθεράς ϵ .

$$\nabla^2 \vec{H} - \nabla(\nabla \cdot \vec{H}) = \sigma \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} + \epsilon \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2} \quad (1.13)$$

Στην ειδική περίπτωση του κενού, λαμβάνοντας υπόψιν τη σχέση μεταξύ B και H, καθώς και τον νόμο του Gauss για την μαγνητική ροή έχουμε

$$\nabla^2 \vec{H} = \sigma \mu_0 \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} + \epsilon \mu_0 \frac{\partial^2 \vec{H}}{\partial t^2} \quad (1.14)$$

Η παραπάνω εξίσωση για το μαγνητικό πεδίο αποτελεί εξίσωση κύματος και συμπεριλαμβάνει την απόσβεση που μπορεί να προκαλέσει η παρουσία αγωγίμου μέσου.

2 Μαγνήτιση

2.1 Ορισμός

Με τον όρο μαγνητικό δίπολο συμπεριλαμβάνουμε τόσο τους στοιχειώδεις βρόχους ρεύματος, όπως είναι αυτοί που προκαλούνται από την ιδιοπεριστροφή των ασύζευκτων ηλεκτρονίων, όσο και το μαγνητικό ισοδύναμο του ηλεκτρικού δίπολου. Κύριο χαρακτηριστικό του διπόλου, είναι η μαγνητική διπολική ροπή την οποία ορίσαμε μέσω της μηχανικής ροπής που ασκείται σε ένα δίπολο όταν αυτό βρεθεί σε μαγνητικό πεδίο, από τη σχέση (1.5). Λόγω της μαγνητικής διπολικής ροπής, τα μαγνητικά δίπολα σε ένα υλικό τείνουν να προσανατολιστούν ώστε το παραγόμενο από αυτά πεδίο να είναι παράλληλο στο εξωτερικά εφαρμοζόμενο πεδίο [1].

Ορίζουμε το μέγεθος της μαγνήτισης ως την μαγνητική διπολική ροπή ανά μονάδα όγκου ενός υλικού μέσου.

$$\vec{M} = \frac{\vec{m}}{V} \quad (2.1)$$

Για να συσχετίσουμε την μαγνήτιση με το μέγεθος της μαγνητικής επαγωγής θα χρησιμοποιήσουμε το παράδειγμα ενός ραβδόμορφου μαγνήτη μήκους l (θεωρούμε ότι οι δύο πόλοι του μαγνήτη είναι συγκεντρωμένοι στα άκρα του), με εμβαδό διατομής A και μαγνητική ροή Φ στο κέντρο του. Η μαγνητική ροπή τότε δίνεται από τη σχέση

$$\vec{m} = \frac{\vec{\Phi}l}{\mu_0} \quad (2.2)$$

Από τις παραπάνω σχέσεις συνεπάγεται η ακόλουθη σχέση για τη μαγνήτιση

$$\vec{M} = \frac{\vec{\Phi}}{\mu_0 A} \quad (2.3)$$

η οποία λόγω του ορισμού της μαγνητικής επαγωγής ως πυκνότητα μαγνητικής ροής ανά μονάδα επιφανείας γράφεται

$$\vec{M} = \frac{\vec{B}}{\mu_0} \quad (2.4)$$

Στην περίπτωση αυτή δεν λάβαμε υπόψιν την ύπαρξη εξωτερικών συμβατικών ηλεκτρικών ρευμάτων που θα δημιουργούσαν μαγνητικό πεδίο. Εδώ γίνεται προφανές ότι τόσο η μαγνήτιση, όσο και η παρουσία εξωτερικού πεδίου H συνεισφέρουν στη μαγνητική επαγωγή με παρόμοιο τρόπο.

2.2 Σύνδεση Μαγνήτισης με την Ένταση Μαγνητικού Πεδίου και τη Μαγνητική Επαγωγή

Στην προηγούμενη παράγραφο είδαμε ότι το διάνυσμα της μαγνητικής επαγωγής περιλαμβάνει δύο συνεισφορές, μία από το εξωτερικά εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο και μία από τη μαγνήτιση του υλικού. Η μαγνητική επαγωγή στο κενό είναι $\mu_0 H$, ενώ με την σύμβαση που ακολουθούμε η συνεισφορά από τη μαγνήτιση του υλικού είναι $\mu_0 M$. Η μαγνητική επαγωγή λοιπόν θα είναι απλά το διανυσματικό άθροισμα των δύο μεγεθών.

$$\vec{B} = \mu_0(\vec{H} + \vec{M}) \quad (2.5)$$

Η παραπάνω εξίσωση είναι αληθής σε κάθε περίπτωση. Το μαγνητικό πεδίο H μπορεί να δημιουργηθεί από ηλεκτρικά ρεύματα έξω από το υλικό, ή από ένα σωληνοειδές ή από έναν ηλεκτρομαγνήτη, ή τέλος από έναν μόνιμο μαγνήτη. Η μαγνήτιση είναι αποτέλεσμα των μη αντισταθμισμένων spin και τροχιακών κινήσεων των ασύζευκτων ηλεκτρονίων στον όγκο του υλικού.

2.3 Μαγνήτιση Κορεσμού

Υποθέτουμε ότι κάποιο υλικό διαθέτει n στοιχειώδη μαγνητικά δίπολα ανά μονάδα όγκου, κάθε ένα εκ των οποίων παρουσιάζει μαγνητική διπολική ροπή \mathbf{m} . Το υλικό θα παρουσιάσει μαγνήτιση κορεσμού, όταν όλα τα στοιχειώδη δίπολα προσανατολιστούν παράλληλα μεταξύ τους και παράλληλα με το εξωτερικά επιβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο. Η μαγνήτιση κορεσμού λοιπόν θα ισούται με το γινόμενο $n \times \mathbf{m}$. Για να κατανοήσουμε πλήρως το μηχανισμό της μαγνήτισης θα πρέπει να αναπτύξουμε τη θεωρία των μαγνητικών περιοχών (magnetic domain processes), κάτι που θα γίνει σε επόμενες ενότητες. Για την ώρα, αρκεί να αναφέρουμε ότι ένα υλικό θα φτάνει σε μαγνήτιση κόρου στην κατάσταση όπου θα αποτελείται από μία και μόνο μαγνητική περιοχή.

2.4 Μαγνητική Διαπερατότητα – Μαγνητική Επιδεκτικότητα

Στην ενότητα αυτή θα μελετήσουμε τα μεγέθη που καθορίζουν την απόκριση-αντίδραση μαγνητικών υλικών παρουσία εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Τα μεγέθη αυτά είναι η μαγνητική διαπερατότητα (permeability) που ορίζεται ως εξής:

$$\mu = \frac{B}{H} \quad (2.6)$$

και η μαγνητική επιδεκτικότητα (susceptibility) η οποία δίνεται από την σχέση που ακολουθεί:

$$\chi = \frac{M}{H} \quad (2.7)$$

Επίσης, η διαφορική διαπερατότητα και επιδεκτικότητα ορίζονται από τις παρακάτω σχέσεις:

$$\mu' = \frac{dB}{dH} \quad (2.8)$$

$$\chi' = \frac{dM}{dH} \quad (2.9)$$

Εφόσον τα B και M δύνανται ή όχι να είναι γραμμικές συναρτήσεις του H, ανάλογα με τον τύπο του υλικού, συμπεραίνουμε ότι η διαπερατότητα και η επιδεκτικότητα δεν είναι απαραίτητα πραγματικές σταθερές.

Πολλές φορές στην πράξη συναντάμε τον όρο σχετική μαγνητική διαπερατότητα, που χρησιμοποιείται κυρίως στο S.I σύστημα και ορίζεται ως εξής:

$$\mu_r = \frac{\mu}{\mu_0} \quad (2.10)$$

όπου μ_0 είναι η μαγνητική διαπερατότητα του κενού. Η σχετική μαγνητική διαπερατότητα του κενού είναι προφανώς ίση με 1. Η σχετική μαγνητική διαπερατότητα συνδέεται στενά με τη μαγνητική επιδεκτικότητα και η ακόλουθη σχέση ισχύει σε κάθε περίπτωση:

$$\mu_r = \chi + 1 \quad (2.11)$$

Άλλα μεγέθη που συχνά χρησιμοποιούνται είναι η αρχική διαπερατότητα και η αρχική επιδεκτικότητα. Οι ποσότητες αυτές παριστάνουν τις τιμές των αντίστοιχων μεγεθών στην αρχή της καμπύλης μαγνήτισης του υλικού.

$$\mu_{in} = \left(\frac{dB}{dH} \right)_{\substack{B=0 \\ H=0}} = \left(\frac{B}{H} \right)_{\substack{B \rightarrow 0 \\ H \rightarrow 0}} \quad (2.12)$$

$$\chi_{in} = \left(\frac{dM}{dH} \right)_{\substack{M=0 \\ H=0}} = \left(\frac{M}{H} \right)_{\substack{M \rightarrow 0 \\ H \rightarrow 0}} \quad (2.13)$$

3 Μαγνητικά Υλικά

Στο κεφάλαιο αυτό θα ασχοληθούμε ιδιαίτερα με την σημαντική κατηγορία των σιδηρομαγνητικών υλικών, τις χρήσεις τους και τον τρόπο με τον οποίο οι μακροσκοπικές τους ιδιότητες καθορίζουν την καταλληλότητά τους για συγκεκριμένες μαγνητικές εφαρμογές [1].

3.1 Ταξινόμηση Μαγνητικών Υλικών

3.1.1 Διαμαγνητικά, Παραμαγνητικά και Φερρομαγνητικά Υλικά

Τα μαγνητικά υλικά ταξινομούνται με βάση την επιδεκτικότητα που παρουσιάζουν. Η πρώτη κατηγορία περιλαμβάνει υλικά για τα οποία η επιδεκτικότητα είναι μικρή και αρνητική, $\chi \approx -10^{-5}$. Τα υλικά αυτά ονομάζονται διαμαγνητικά και η μαγνητική τους απόκριση αντιστέκεται στο εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο. Παραδείγματα αυτής της κατηγορίας αποτελούν ο χαλκός, ο άργυρος, το βισμούθιο και το βυρήλλιο. Οι υπεραγωγοί αποτελούν μία υποκατηγορία διαμαγνητικών υλικών με $\chi \approx -1$.

Η δεύτερη κατηγορία περιλαμβάνει υλικά για τα οποία η επιδεκτικότητα είναι μικρή και θετική. Τα υλικά αυτά λέγονται παραμαγνητικά και η επιδεκτικότητά τους κυμαίνεται από 10^{-3} έως 10^{-5} . Η μαγνήτιση των παραμαγνητικών υλικών είναι ασθενής αλλά προσανατολισμένη παράλληλα με το μαγνητικό πεδίο. Το αλουμίνιο είναι χαρακτηριστικό παράδειγμα αυτής της κατηγορίας.

Η σημαντικότερη κατηγορία μαγνητικών υλικών είναι τα σιδηρομαγνητικά (ferromagnetic-ferrimagnetic) των οποίων η επιδεκτικότητα είναι θετική, πολύ μεγαλύτερη της μονάδας, και τυπικά μπορεί να λάβει τιμές από 50 έως 10000. Τέτοια υλικά είναι ο σίδηρος, το νικέλιο, το κοβάλτιο καθώς και κάποιες σπάνιες μεταλλικές γαίες με τα κράματά τους.

3.1.2 Επιδεκτικότητα, Διαπερατότητα σε Διαμαγνητικά και Παραμαγνητικά Υλικά

Για σχετικά χαμηλές τιμές έντασης μαγνητικού πεδίου και σταθερή θερμοκρασία, η επιδεκτικότητα των διαμαγνητικών και παραμαγνητικών υλικών είναι επίσης σταθερή. Κάτω από αυτές τις συνθήκες, τα υλικά χαρακτηρίζονται ως γραμμικά, δηλαδή η μαγνήτιση είναι ευθέως ανάλογη της έντασης του μαγνητικού πεδίου. Επομένως μπορούμε να γράψουμε:

$$M = \chi \cdot H \quad (3.1)$$

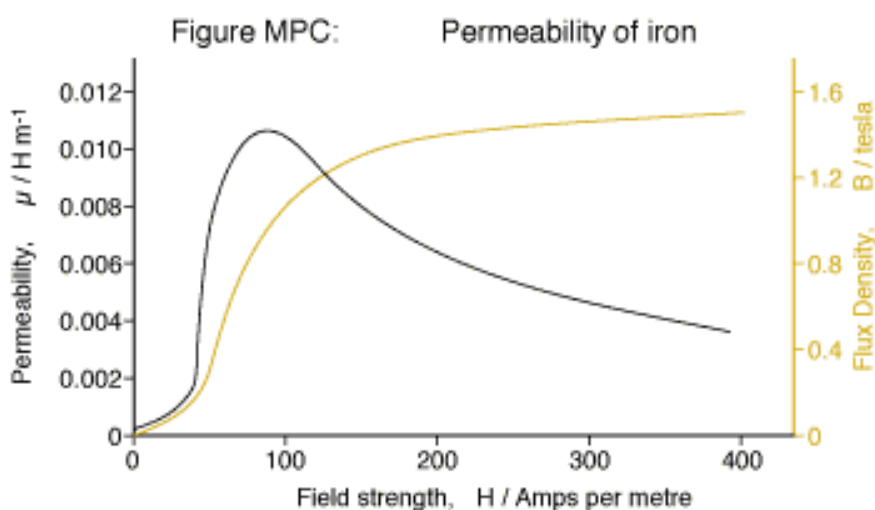
$$B = \mu_0(1+\chi)H = \mu_0\mu_r H = \mu H \quad (3.2)$$

Η σχετική μαγνητική διαπερατότητα μ_r είναι ελαφρώς μεγαλύτερη της μονάδας στα παραμαγνητικά και ελαφρώς μικρότερη της μονάδας στα διαμαγνητικά υλικά. Ταυτόχρονα, η επιδεκτικότητα είναι ελαφρώς μεγαλύτερη του μηδενός στα παραμαγνητικά και ελαφρώς

μικρότερη του μηδενός στα διαμαγνητικά. Η γραμμική αυτή προσέγγιση παύει να ισχύει σε υψηλότερες τιμές μαγνητικού πεδίου, καθώς τα παραμαγνητικά υλικά παρουσιάζουν μαγνήτιση κορεσμού σε πολύ ισχυρά πεδία.

3.1.3 Τιμές του μ_r και χ σε διάφορα υλικά

Στα σιδηρομαγνητικά υλικά, τόσο η επιδεκτικότητα όσο και η σχετική μαγνητική διαπερατότητα επηρεάζονται έντονα από το εξωτερικό πεδίο H καθώς και την προηγούμενη κατάσταση του υλικού. Χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελεί ο ανοπτημένος σίδηρος, του οποίου η διαπερατότητα κατά μήκος της αρχικής καμπύλης μαγνήτισης φαίνεται στο Σχήμα 3.1. Στον πίνακα 1 παρατηρούμε τις τιμές επιδεκτικότητας και σχετικής μαγνητικής διαπερατότητας διαφόρων διαμαγνητικών και παραμαγνητικών υλικών.



Σχήμα 3.1: Αρχική καμπύλη μαγνήτισης – μαγνητική διαπερατότητα κατά μήκος αυτής για ανοπτημένο σίδηρο

Πίνακας 1: Επιδεκτικότητες και διαπερατότητες διαφόρων στοιχείων

Κατηγορία	Στοιχείο	χ	μ_r
Διαμαγνητικά	Bi	-1.31×10^{-6}	0.9999987
	Be	-1.85×10^{-6}	0.9999982
	Ag	-2.02×10^{-6}	0.9999980
	Au	-2.74×10^{-6}	0.9999973
	Ge	-0.56×10^{-6}	0.9999994
	Cu	-0.77×10^{-6}	0.9999992
	β -Sn	0.19×10^{-6}	1.0000002
Παραμαγνητικά	W	6.18×10^{-6}	1.0000062
	Al	1.65×10^{-6}	1.0000016
	Pt	21.04×10^{-6}	1.0000210
	Mn	66.1×10^{-6}	1.0000660

3.2 Μαγνητικές Ιδιότητες Σιδηρομαγνητικών Υλικών

Η σημαντικότερη κατηγορία μαγνητικών υλικών είναι τα σιδηρομαγνητικά. Αυτό μπορεί εύκολα να φανεί τόσο σε θεωρητικό όσο και σε πρακτικό επίπεδο καθώς συμμετέχουν σε ένα ευρύτατο φάσμα εφαρμογών, χάριν κυρίως της υψηλής τους μαγνητικής διαπερατότητας και λόγω της ιδιότητά τους να διατηρούν τη μαγνήτισή τους, ακόμα και μετά την απομάκρυνση του εξωτερικά επιβαλλόμενου μαγνητικού πεδίου.

3.2.1 Μαγνητική Διαπερατότητα

Τα σιδηρομαγνητικά υλικά διακρίνονται για την υψηλή τους σχετική μαγνητική διαπερατότητα. Σε αντίθεση με τα παραμαγνητικά υλικά, η διαπερατότητα σε τέτοιου τύπου μέσα δεν είναι σταθερή σαν συνάρτηση της εντάσεως του μαγνητικού πεδίου. Επομένως για να μπορέσουμε να χαρακτηρίσουμε κάποιο σιδηρομαγνητικό υλικό ως προς τις μαγνητικές του ιδιότητες θα πρέπει να μετρήσουμε την μαγνητική επαγωγή του συναρτήσει του H , σε μία ευρεία κλίμακα τιμών πεδίου, λαμβάνοντας έτσι την καμπύλη υστέρησης του υλικού.

Έπειτα από μελέτες, μπορούμε να πούμε ότι η διαπερατότητα των σιδηρομαγνητικών υλικών βρίσκεται στην περιοχή μεταξύ 10 και 100000. Τις μεγαλύτερες τιμές δίνουν ειδικά κράματα, όπως το permalloy και το supermalloy, τα οποία είναι κράματα σιδήρου – νικελίου. Τα υλικά από τα οποία κατασκευάζονται μόνιμοι μαγνήτες έχουν χαμηλότερες μαγνητικές διαπερατότητες, όμως η αξιοποίησή τους βασίζεται στην ικανότητα να διατηρούν μεγάλα ποσοστά της μαγνήτισής τους, ακόμα και σε απουσία μαγνητικού πεδίου.

3.2.2 Αντίσταση Απομαγνήτισης (Retentivity)

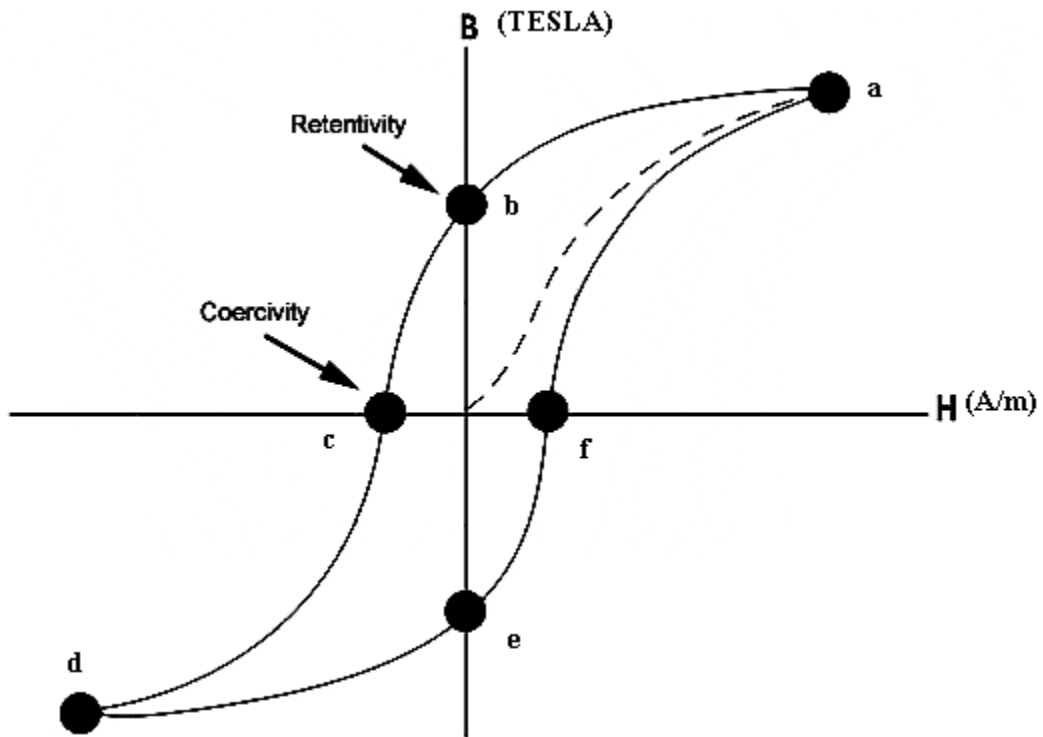
Η πιο ευρέως γνωστή ιδιότητα των σιδηρομαγνητών είναι η ικανότητά τους να μαγνητίζονται, όταν βρεθούν μέσα σε μαγνητικό πεδίο και να διατηρούν την μαγνήτισή τους, ακόμη και όταν το εξωτερικό πεδίο απομακρυνθεί. Η ικανότητά τους αυτή αποτελεί το κύριο χαρακτηριστικό που τους διαχωρίζει από τα παραμαγνητικά υλικά, τα οποία παραμένουν μαγνητισμένα, μόνο για όσο διάστημα βρίσκονται εντός μαγνητικού πεδίου.

3.2.3 Μαγνητική Υστέρηση

Οι μακροσκοπικές μαγνητικές ιδιότητες της ύλης μπορούν εύκολα να αναπαρασταθούν με χάραξη του διαγράμματος της μαγνητικής επαγωγής συναρτήσει της έντασης μαγνητικού πεδίου.

Εναλλακτικά είναι δυνατή η χάραξη του αντίστοιχου διαγράμματος της μαγνήτισης, από το οποίο όμως παίρνουμε ακριβώς τις ίδιες πληροφορίες, όπως φαίνεται και από τη σχέση (2.5).

Το Σχήμα 3.2 παρουσιάζει έναν τυπικό βρόχο υστέρησης που συχνά αναφέρεται και ως B-H loop. Ένας τέτοιος βρόχος παρέχει όλες τις απαραίτητες πληροφορίες οι οποίες μπορούν να καθορίσουν αν κάποιο υλικό είναι κατάλληλο ή όχι, για μία δεδομένη εφαρμογή.



Σχήμα 3.2: Τυπικός βρόχος υστέρησης σιδηρομαγνητικού υλικού

Ένα σιδηρομαγνητικό υλικό το οποίο δεν έχει ποτέ πριν μαγνητιστεί, ή που έχει απομαγνητιστεί πλήρως, ακολουθεί αρχικά την διακεκομμένη γραμμή του Σχήματος 3.2, καθώς το εξωτερικό πεδίο αρχίζει να αυξάνεται. Είναι προφανές, ότι για ένα μεγάλο γενικά εύρος τιμών του H , το B συνεχίζει διαρκώς να αυξάνεται. Φτάνοντας στο σημείο a , περαιτέρω αύξηση του μαγνητικού πεδίου επηρεάζει ανεπαίσθητα την επαγωγή. Σε αυτό το σημείο λέμε ότι το υλικό έχει φτάσει τη μαγνήτιση κορεσμού. Στη συνέχεια, καθώς το H αρχίζει σταδιακά να ελαττώνεται η καμπύλη μετακινείται από το σημείο a στο b . Σε αυτό το σημείο, αν και το εξωτερικό πεδίο έχει μηδενιστεί, η πυκνότητα μαγνητικής ροής δεν είναι μηδέν. Το σημείο b παριστάνει την αντίσταση απομαγνήτισης (retentivity) του υλικού. Στη συνέχεια, καθώς το πεδίο αρχίζει να λαμβάνει αρνητικές τιμές, δηλαδή να αυξάνεται με αντίστροφη πολικότητα, η μαγνητική επαγωγή ελαττώνεται, και στο σημείο c μηδενίζεται. Το σημείο αυτό δίνει πληροφορίες για το συνεκτικό πεδίο του υλικού (coercivity). Καθώς το πεδίο εξακολουθεί να αυξάνεται αρνητικά, το υλικό θα φτάσει σε μαγνήτιση κόρου προς την αντίθετη φορά (σημείο d). Στη συνέχεια, το εξωτερικό πεδίο ελαττώνεται και η καμπύλη περνάει από το σημείο e όπου αντιστοιχεί στην αντίσταση

απομαγνήτισης της αντίστροφης φοράς. Παρατηρούμε ότι καθώς συνεχίζουμε να αυξάνουμε το H , η καμπύλη δεν θα περάσει ξανά από την αρχή των αξόνων, αλλά από το σημείο f , λόγω της παραμένουσας μαγνήτισης (remanence). Σε αυτό το σημείο, μπορούμε να κατανοήσουμε τη σημασία των μεγεθών μ_{in} και χ_{in} τα οποία ορίσαμε στις εξισώσεις (2.12), (2.13) τα οποία αντιστοιχούν στην κλίση της διακεκομμένης καμπύλης κοντά στην αρχή των αξόνων.

3.2.4 Μαγνήτιση Κορεσμού

Όπως είδαμε στην προηγούμενη παράγραφο, το υλικό είναι αρχικά αμαγνήτιστο. Καθώς αυξάνουμε σταδιακά το μαγνητικό πεδίο, η μαγνήτιση θα φτάσει τελικά σε κάποια τιμή M_0 . Η τιμή αυτή απεικονίζει την κατάσταση όπου όλα τα στοιχειώδη δίπολα στον όγκο του υλικού είναι ευθυγραμμισμένα με το εξωτερικά επιβαλλόμενο πεδίο, και ονομάζεται μαγνήτιση κορεσμού. Εξαρτάται δε, από την ατομική μαγνητική διπολική ροπή του υλικού και τον αριθμό ατόμων ανά μονάδα όγκου, με βάση την παρακάτω σχέση

$$M_0 = n \cdot m \quad (3.3)$$

Το M_0 εξαρτάται μόνο από τον τύπο του υλικού και όχι από τα γεωμετρικά χαρακτηριστικά του δείγματος. Μερικές τυπικές τιμές της μαγνήτισης κόρου χαρακτηριστικών υλικών φαίνονται στον Πίνακα 2.

Πίνακας 2: Μαγνήτιση κορεσμού διαφόρων σιδηρομαγνητών

Υλικό	M_0 (10^6 A/m)
Σίδηρος	1.71
Κοβάλτιο	1.42
Νικέλιο	0.48
Permalloy (78% Ni, 22% Fe)	0.86
Supermalloy (80% Ni, 15% Fe, 5% Mo)	0.63
Metglas 2605 (80% Fe, 20% B)	1.27
Metglas 2615 (80% Fe, 16% P, 3% C, 1% B)	1.36
Permedur (50% Co, 50% Fe)	1.91

3.2.5 Παραμένουσα Μαγνήτιση (Remanance)

Όπως ήδη αναφέρθηκε, όταν το εξωτερικό πεδίο απομακρύνεται, τότε η πυκνότητα μαγνητικής ροής δεν μηδενίζεται. Οι τιμές επαγωγής και μαγνήτισης που αντιστοιχούν σε αυτή την κατάσταση (σημεία b και e του βρόχου υστέρησης) καλούνται παραμένουσα επαγωγή και παραμένουσα μαγνήτιση (remanent induction, remanent magnetization). Η σχέση που τα συνδέει είναι:

$$B_R = \mu_0 \cdot M_R \quad (3.4)$$

Με τον όρο remanence περιγράφουμε το ποσό της επαγωγής ή μαγνήτισης που το υλικό διατηρεί μετά την απομάκρυνσή του H , και αφού πρώτα το υλικό έχει φτάσει σε μαγνήτιση κορεσμού. Οι δύο όροι remanent induction και remanent magnetization αντιστοιχούν στην παραμένουσα επαγωγή ή μαγνήτιση, μετά την απομάκρυνση του H , το οποίο όμως δεν έχει οδηγήσει τον σιδηρομαγνήτη σε επίπεδα μαγνητικού κορεσμού.

3.2.6 Συνεκτικό Πεδίο (Coercivity)

Για να επαναφέρουμε έναν προηγούμενα μαγνητισμένο σιδηρομαγνήτη σε κατάσταση πλήρους απομαγνήτισης πρέπει να εφαρμόσουμε εξωτερικό πεδίο έντασης H_c . Το πεδίο αυτό καλείται συνεκτικό πεδίο-coercive field, ή coercive force ή coercivity και αντιστοιχεί στις τιμές του H στα σημεία c και f της καμπύλης υστέρησης. Αντίστοιχα, ο όρος coercive force περιγράφει το πεδίο που απαιτείται για να απομαγνητιστεί ένα υλικό που δεν έχει προηγουμένως φτάσει σε μαγνήτιση κόρου.

3.2.7 Διαφορική Μαγνητική Διαπερατότητα

Η μαγνητική διαπερατότητα ενός υλικού δεν είναι η παράμετρος που περιγράφει τις ιδιότητές του με απόλυτη ακρίβεια καθώς, λόγω της υστέρησης, κατά μήκος μίας καμπύλης μαγνήτισης-απομαγνήτισης μπορούμε να λάβουμε σχεδόν κάθε τιμή για αυτή, συμπεριλαμβανομένης της $\mu = \infty$ ($B = B_R$, $H = 0$) και της $\mu = 0$ ($B = 0$, $H = H_c$).

Η διαφορική μαγνητική διαπερατότητα ορίζεται ως εξής:

$$\mu' = \frac{dB}{dH}$$

και είναι μία ποσότητα που μπορεί να φανεί πολύ χρήσιμη, αν και εξαρτάται από την ένταση του μαγνητικού πεδίου. Η μέγιστη τιμή της που λαμβάνεται όταν το H ισούται με το συνεκτικό πεδίο και η αρχική διαφορική επιτρεπτότητα μ'_{initial} (που είναι η κλίση της αρχικής καμπύλης μαγνήτισης στην αρχή των αξόνων), είναι δυνατό να συσχετιστούν ευκολότερα με πολλές από τις μικροσκοπικές μαγνητικές ιδιότητες της ύλης.

3.2.8 Θερμοκρασία Curie

Όλα τα σιδηρομαγνητικά υλικά, όταν θερμανθούν μέχρι μία κατάλληλη θερμοκρασία μετατρέπονται σε παραμαγνητικά. Η θερμοκρασία στην οποία λαμβάνει χώρα η μετάβαση από τη σιδηρομαγνητική στην παραμαγνητική φύση, είναι γνωστή ως θερμοκρασία Curie. Σε αυτή τη θερμοκρασία, η μαγνητική διαπερατότητα παρουσιάζει δραματική μείωση, και έτσι τόσο η

παραμένουσα μαγνήτιση όσο και το συνεκτικό πεδίο γίνονται μηδέν. Στον Πίνακα 3 παραθέτουμε τις θερμοκρασίες Curie κάποιων χαρακτηριστικών σιδηρομαγνητών.

Πίνακας 3: Θερμοκρασίες Curie διαφόρων υλικών

Υλικό	Θερμοκρασία Curie (°C)
Σίδηρος	770
Νικέλιο	358
Κοβάλτιο	1130
Γαδολίνιο	20
Terfenol	380 – 430
Nd₂Fe₁₄B	312
Alnico	850
SmCo₅	720
Sm₂Co₁₇	810
Σκληροί Φερρίτες	400 – 700
Φερρίτης Βαρίου	450

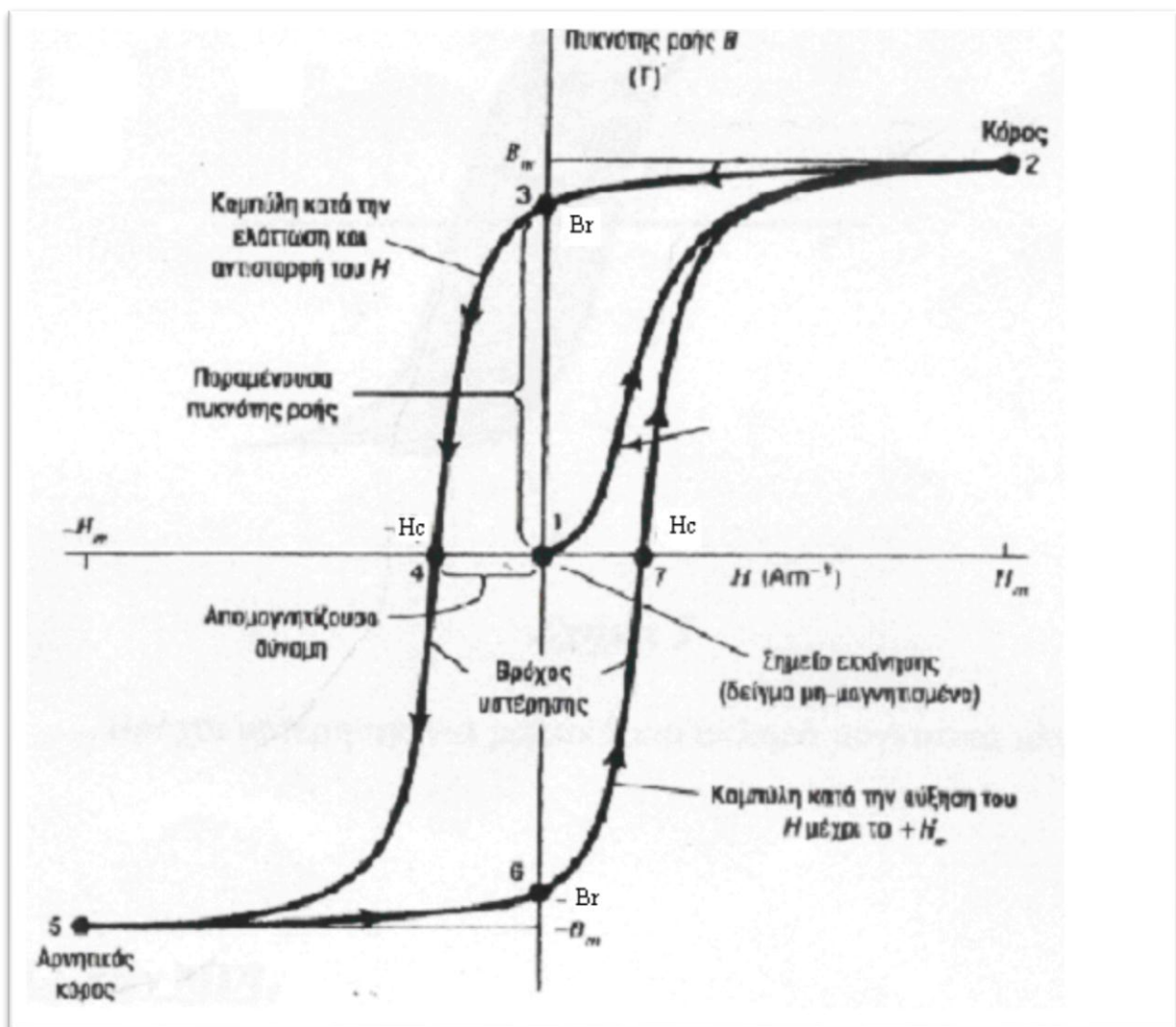
4 Θεωρητική Προσέγγιση των μαγνητικών ιδιοτήτων

Στο κεφάλαιο αυτό θα αναφερθούμε στα αίτια της υστέρησης των σιδηρομαγνητικών υλικών και θα εξετάσουμε τρόπους με τους οποίους μπορούμε να ποσοτικοποιήσουμε τη μαγνήτιση σε σχέση με το επιβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο. Ακολούθως θα αναφερθούμε στις ασυνέχειες Barkhausen και στο φαινόμενο της μαγνητοελαστικότητας [1].

4.1 Υστέρηση και Σχετικές Ιδιότητες

4.1.1 Παραμετρικός Χαρακτηρισμός της Υστέρησης

Στο Σχήμα 4.1 παρατηρούμε έναν τυπικό σιγμοειδή βρόχο υστέρησης σιδηρομαγνητικού υλικού. Η καμπύλη αυτή παρέχει τις πληροφορίες εκείνες που είναι απαραίτητες για τον χαρακτηρισμό του υλικού. Ακολουθούν οι βασικότεροι παράμετροι που χρειάζονται για τον πλήρη προσδιορισμό ενός βρόχου υστέρησης.



Σχήμα 4.1: Κύριος βρόχος υστέρησης
(B_r: παραμένουσα ή μόνιμη μαγνήτιση, H_c: απομαγνητιζουσα δύναμη, 2: κόρος, 5: αρνητικός κόρος)

Η πρώτη παράμετρος είναι η μαγνήτιση κορεσμού, M_0 που αποτελεί ένα άνω φράγμα της μαγνήτισης. Ακόμη το εύρος του βρόχου κατά μήκος του άξονα H , που ισούται με το διπλάσιο του H_c είναι μία ανεξάρτητη παράμετρος, καθώς δεν εξαρτάται από τη μαγνήτιση κόρου. Το ύψος του βρόχου κατά τον άξονα B που ισούται με την παραμένουσα μαγνήτιση αποτελεί επίσης έναν βαθμό ελευθερίας καθώς είναι γενικά ανεξάρτητη των M_0 και H_c .

Επίσης, ο προσανατολισμός του βρόχου, δηλαδή η μέγιστη τιμή της διαφορικής μαγνητικής διαπερατότητας μπορεί να μεταβληθεί ανεξάρτητα από τις προηγούμενες παραμέτρους. Οι απώλειες υστέρησης W_H όπως και η αρχική διαφορική διαπερατότητα μπορούν να είναι επίσης ανεξάρτητες παράμετροι.

Τέλος, η καμπυλότητα των πλευρών του βρόχου, αν και δεν είναι προφανώς ανεξάρτητη παράμετρος, σίγουρα δεν εξαρτάται από παράγοντες όπως το συνεκτικό πεδίο ή η μέγιστη διαφορική διαπερατότητα.

Συμπερασματικά, μπορούμε να πούμε ότι οι μακροσκοπικές μαγνητικές ιδιότητες ενός υλικού είναι δυνατόν να περιγραφούν πλήρως με τις προαναφερθείσες ανεξάρτητες παραμέτρους. Στη βιβλιογραφία, οι πίνακες μαγνητικών ιδιοτήτων των υλικών περιλαμβάνουν τα εξής μεγέθη: H_c , B_R , W_H , μ_{in} , μ_{max} και M_0 .

4.1.2 Τα Αίτια της υστέρησης

Γνωρίζουμε εμπειρικά ότι ο σίδηρος έχει απώλειες υστέρησης και μεταβάλλεται το συνεκτικό του πεδίο, όταν υποστεί ψυχρή κατεργασία ή νοθευτεί με μη μαγνητικά στοιχεία, όπως ο άνθρακας κατά την κατασκευή χάλυβα.

Έχει αποδειχθεί, ότι το φαινόμενο της υστέρησης οφείλεται στις ατέλειες ενός υλικού, είτε λόγω ανωμαλιών στην κρυσταλλική του δομή, είτε λόγω της ύπαρξης ακαθαρσιών ή ουσιών εμπλουτισμού, οι οποίες προκαλούσαν αύξηση στις απώλειες ενέργειας κατά τη διαδικασία της μαγνήτισης.

Ένας άλλος μηχανισμός που ευνοεί την υστέρηση είναι η μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία. Στα ανισοτροπικά στερεά, τα στοιχειώδη μαγνητικά δίπολα, απουσία μαγνητικού πεδίου, προτιμούν να ευθυγραμμίζονται ως προς συγκεκριμένους κρυσταλλογραφικούς άξονες, καθώς αυτό οδηγεί σε κατάσταση χαμηλότερης ενέργειας. Με την επιβολή εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, τα μαγνητικά δίπολα αποκλίνουν από τις αρχικές τους θέσεις και τείνουν να προσανατολιστούν παράλληλα με νέους, πλην όμως ισοδύναμους κρυσταλλογραφικά άξονες, οι οποίοι σχηματίζουν μικρότερες γωνίες με το εξωτερικό πεδίο. Αυτό προκαλεί την ασυνεχή και μη αναστρέψιμη περιστροφή των μαγνητικών διπολικών ροπών.

4.1.3 Η Σχέση Frohlich – Kennelly

Μία ποσοτική σχέση ανάμεσα στην μαγνήτιση και στην ένταση μαγνητικού πεδίου είναι προφανώς ιδιαίτερα χρήσιμη. Ο Frohlich πρώτος κατέληξε σε μία εμπειρική σχέση για την ανυστερητική μαγνήτιση και αργότερα ο Kennelly πρότεινε μία διαφορετική αλλά ισοδύναμη μορφή. Η εξίσωση του Frohlich για την ανυστερητική μαγνήτιση είναι

$$M = \frac{aH}{1 + \beta H} \quad (4.1)$$

όπου $a / \beta = M_0$, αφού όταν το H τείνει στο άπειρο, τότε η μαγνήτιση πρέπει να πλησιάζει στην τιμή κορεσμού. Ο Kennelly κατέληξε σε μία έκφραση για την επιδεκτικότητα σε υψηλές τιμές εντάσεως πεδίου, καθώς δηλαδή η μαγνήτιση πλησιάζει σε τιμή κορεσμού. Με προσαρμογή της εκφράσεως αυτής στο S.I. έχουμε

$$\frac{1}{\mu - \mu_0} = \alpha + \beta H \quad (4.2)$$

4.1.4 Συμπεριφορά Χαμηλού Πεδίου: Ο Νόμος του Rayleigh

Στη συνέχεια θα μελετήσουμε την αρχική καμπύλη μαγνήτισης, δηλαδή τη μεταβολή της μαγνήτισης καθώς ένα συνεχές μαγνητικό πεδίο εφαρμόζεται σε έναν αρχικά αμαγνήτιστο σιδηρομαγνήτη. Ο Rayleigh παρατήρησε ότι για το κομμάτι της καμπύλης μαγνήτισης που αντιστοιχεί σε ασθενές πεδίο, η διαπερατότητα μπορούσε να προσεγγιστεί με μία σχέση της μορφής

$$\mu(H) = \mu(0) + \nu H \quad (4.3)$$

η οποία οδηγεί στην ακόλουθη παραβολική εξάρτηση του B από το H κατά μήκος της αρχικής καμπύλης μαγνήτισης

$$B(H) = \mu(0)H + \nu H^2 \quad (4.4)$$

Σύμφωνα με τον Rayleigh ο όρος $\mu(0)H$ αντιστοιχεί στην αναστρέψιμη μεταβολή της μαγνητικής επαγωγής ενώ ο όρος νH^2 στην μη αναστρέψιμη. Ο Rayleigh ισχυρίστηκε ότι οι μικρού πλάτους βρόχοι υστέρησης μπορούν να παρασταθούν από παραβολικές καμπύλες οι οποίες έχουν μία αναστρέψιμη διαφορική διαπερατότητα στις «ακμές» του βρόχου, που είναι ίση με $\mu(0)$, όπως φαίνεται στο Σχήμα 4.2. Από αυτή την υπόθεση καθώς και από τον νόμο Rayleigh μπορούμε να καταλήξουμε στην παρακάτω εξίσωση για καμπύλες μαγνήτισης σε ασθενή μαγνητικά πεδία.

$$B = (\mu(0) + \nu H_m)H \pm (\nu/2)(H_m^2 - H^2) \quad (4.5)$$

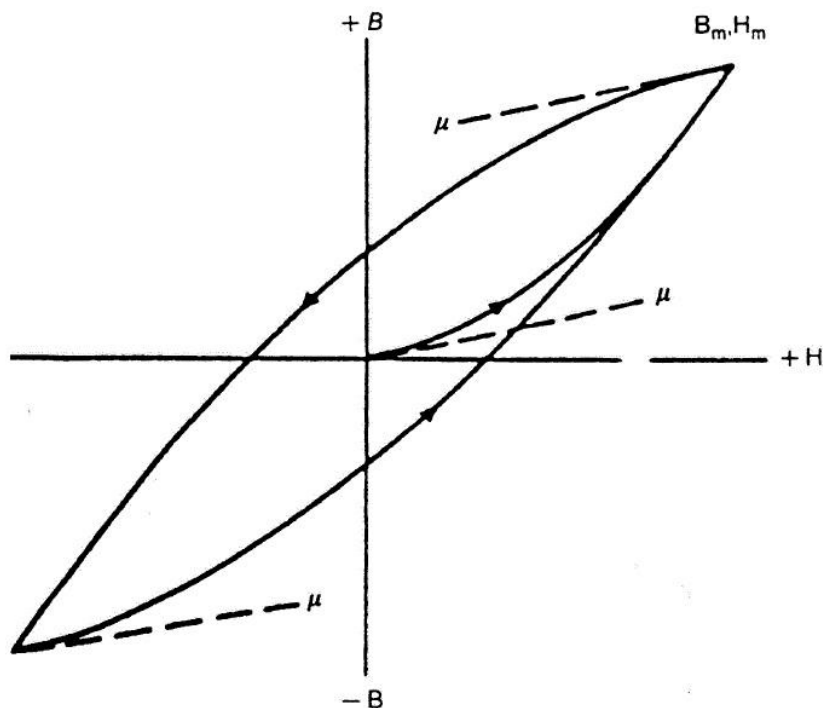
όπου H_m η μέγιστη τιμή εντάσεως του πεδίου, δηλαδή η τιμή του H στις «ακμές» του βρόχου. Τέτοιου τύπου βρόχοι ονομάζονται βρόχοι Rayleigh.

Από τα παραπάνω καταλήγουμε σε δύο σημαντικά αποτελέσματα για τις απώλειες υστέρησης και την παραμένουσα μαγνήτιση.

$$W_H = \int H \cdot dB = \frac{4}{3} n H_m^2 \quad (4.6)$$

$$B_R = \frac{\nu}{2} H_m^2 \quad (4.7)$$

Πρέπει εδώ να τονίσουμε ότι οι παραπάνω σχέσεις ισχύουν μόνο για μικρές τιμές του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Αν το H αρχίσει να αυξάνεται πέρα από κάποιο κατώφλι, τότε η παραβολική εξάρτηση παύει να ισχύει.



Σχήμα 4.2: Βρόχος υστέρησης τύπου Rayleigh

4.1.5 Συμπεριφορά Υψηλού Πεδίου: Κοντά στον Κορεσμό

Όταν το εξωτερικά επιβαλλόμενο πεδίο παίρνει υψηλές τιμές, τότε η μαγνήτιση πλησιάζει στην τιμή κορεσμού. Η πρώτη απόπειρα να δοθεί μία έκφραση για την οριακή αυτή κατάσταση οδήγησε στον νόμο του Lamont.

$$x' = \frac{dM}{dH} = \text{const} \tan t \times (M_0 - M) \quad (4.8)$$

που απλά δηλώνει ότι η διαφορική επιδεκτικότητα σε υψηλά πεδία είναι ανάλογη της διαφοράς $M_0 - M$. Μεταγενέστερες εργασίες έδειξαν ότι η συμπεριφορά υψηλού πεδίου μπορεί να μοντελοποιηθεί με βάση τη σχέση των Doring και Bozorth, η οποία δίνει σε μορφή σειράς

$$M = M_0 \left(1 - \frac{a}{H} - \frac{\beta}{H^2} - \dots \right) + kH \quad (4.9)$$

όπου ο τελικός όρος kH παριστάνει την εξαναγκασμένη μαγνήτιση, δηλαδή την εκ πεδίου επαγόμενη αύξηση στην αυθόρμητη μαγνήτιση του υλικού. Η συνεισφορά του όρου αυτού είναι γενικά αμελητέα, εξαιρουμένης της περίπτωσης που το H παίρνει μεγάλες τιμές, γενικά

μεγαλύτερες από 1000000e. Είναι αξιοσημείωτο το γεγονός ότι αν αναλύσουμε τη σχέση Frohlich – Kennelly σε σειρά, θα πάρουμε ένα αποτέλεσμα σχεδόν όμοιο με αυτό της σχέσης 4.9. Αυτό εξηγείται εύκολα αφού σε υψηλά πεδία, ο άνω και κάτω κλάδος του βρόχου υστέρησης και η ανυστερητική μαγνήτιση πλησιάζουν ασυμπτωτικά.

4.2 Μαγνητοελαστικότητα

Μαγνητοελαστικότητα καλείται το φαινόμενο της μεταβολής των διαστάσεων ενός υλικού λόγω μαγνήτισής του και συμβολίζεται με λ . Υπάρχουν δύο τύποι μαγνητοελαστικότητας: η αυθόρμητη, που οφείλεται στην αναδιάταξη των μαγνητικών διπολικών ροπών εντός μαγνητικών περιοχών στη θερμοκρασία Curie, και η προκαλούμενη από το πεδίο. Και στις δύο περιπτώσεις ορίζεται ως η ποσοστιαία μεταβολή του μήκους σε κάποια διεύθυνση και δίνεται από τον τύπο 4.10

$$L = \frac{dl}{l} \quad (4.10)$$

4.2.1 Αυθόρμητη Μαγνητοελαστικότητα σε Ισοτροπικά Υλικά

Όταν ένα σιδηρομαγνητικό υλικό ψύχεται στη θερμοκρασία Curie, οι ακανόνιστα διατεταγμένες μαγνητικές ροπές οι οποίες είχαν εντελώς τυχαίους προσανατολισμούς αναδιατάσσονται σε ομάδες ευθυγραμμισμένων ροπών κάθε μία εκ των οποίων καταλαμβάνει συγκεκριμένο όγκο του υλικού. Μία τέτοια περιοχή περιέχει κατά κανόνα $10^{12} - 10^{18}$ άτομα. Οι περιοχές αυτές στις οποίες όλα τα δίπολα είναι παράλληλα σε μία διεύθυνση, καλούνται μαγνητικές περιοχές- domains. Η φορά της αυθόρμητης μαγνήτισης ποικίλλει από περιοχή σε περιοχή έτσι ώστε η συνολική μαγνήτιση του δείγματος να είναι μηδέν.

Όταν ένα υλικό φτάνει στη θερμοκρασία Curie και μετατρέπεται σε σιδηρομαγνητικό λαμβάνουν χώρα ταυτόχρονα τα φαινόμενα της αυθόρμητης μαγνήτισης εντός των μαγνητικών περιοχών και της μαγνητοελαστικότητας λ_0 , κατά μήκος ενός συγκεκριμένου άξονα. Στα ισοτροπικά υλικά, η αναδιάταξη των ροπών σε περιοχές γίνεται με την ίδια πιθανότητα για οποιαδήποτε κατεύθυνση. Ως εκ τούτου, η μεταβολή των διαστάσεων είναι ισοδύναμη προς κάθε κατεύθυνση, οπότε το σχήμα του δείγματος δεν αλλάζει.

4.2.2 Μαγνητοελαστικότητα Κορεσμού

Η μαγνητοελαστικότητα κορεσμού είναι η ποσοστιαία μεταβολή του μήκους ενός αμαγνήτιστου σιδηρομαγνητικού υλικού όταν στο ίδιο εφαρμοστεί μαγνητικό πεδίο ικανό να το φέρει σε κορεσμό σε έναν άξονα του. Στην περίπτωση αυτή, το σχήμα του δείγματος μεταβάλλεται

καθώς το εφαρμοζόμενο πεδίο καθορίζει μία συγκεκριμένη κατεύθυνση κατά την οποία λαμβάνει χώρα η αναδιάταξη των ροπών.

4.2.3 Τεχνητός Κορεσμός και Εξαναγκασμένη Μαγνητοελαστικότητα

Τεχνητός κορεσμός προκαλείται όταν οι μαγνητικές περιοχές ενός δείγματος ευθυγραμμίζονται όλες προς την ίδια κατεύθυνση. Περαιτέρω αύξηση του πεδίου οδηγεί σε μία ελαφριά αύξηση της μαγνήτισης του υλικού. Αυτή η διαδικασία καλείται εξαναγκασμένη μαγνήτιση.

Παρόμοια συμπεριφορά παρατηρείται και με τη μαγνητοελαστικότητα. Τεχνητός κορεσμός προκαλείται όταν σε όλο το δείγμα υπάρχει μία μαγνητική περιοχή. Αν το εξωτερικό πεδίο αυξηθεί επιπλέον, παρατηρείται μία ανεπαίσθητη μεταβολή στην μαγνητοελαστικότητα και αυτό λέγεται εξαναγκασμένη μαγνητοελαστικότητα. Το φαινόμενο μπορεί να γίνει παρατηρήσιμο μόνο σε ισχυρά πεδία, της τάξης των 10000Oe. Τα αίτια του φαινομένου αυτού βρίσκονται στην περαιτέρω ευθυγράμμιση των ροπών μέσα σε κάθε μαγνητική περιοχή, και είναι ο ίδιος μηχανισμός στον οποίο οφείλεται και η εξαναγκασμένη μαγνήτιση.

5 Μαγνητικές Περιοχές

Στο κεφάλαιο αυτό θα μελετήσουμε τη θεωρία των μαγνητικών περιοχών – magnetic domains, η οποία περιγράφει σε μικροσκοπικό πλέον επίπεδο τους μηχανισμούς μαγνήτισης στα μαγνητικά υλικά [1].

5.1 Ανάπτυξη της Θεωρίας Μαγνητικών Περιοχών

Σε μακροσκοπική κλίμακα, η μαγνήτιση ενός υλικού οφείλεται μόνο στην ύπαρξη μαγνητικού πεδίου. Για να γίνει κατανοητή η μαγνήτιση πρέπει να μελετήσουμε τους ποικίλους τρόπους εμφάνισης της μέσα στον όγκο ενός σιδηρομαγνήτη, σε μικροσκοπική κλίμακα.

5.1.1 Ατομικές Μαγνητικές Διπολικές Ροπές

Όταν ένα σιδηρομαγνητικό δείγμα είναι μαγνητισμένο θεωρούμε ότι υπάρχει μία μαγνητική διπολική ροπή στο ελάχιστο δομικό στοιχείο της ύλης που είναι το άτομο. Υπάρχουν δύο πιθανές θεωρήσεις για την ύπαρξη των μαγνητικών ροπών στους σιδηρομαγνήτες. Στην πρώτη περίπτωση, τα άτομα του υλικού έχουν τυχαία προσανατολισμένες ασθενείς ροπές με μηδενικό διανυσματικό άθροισμα, ώστε η συνολική μαγνήτιση να είναι μηδέν στην κατάσταση απομαγνήτισης. Με την εφαρμογή πεδίου, οι ροπές αυτές ευθυγραμμίζονται κατά ομάδες, και έτσι το δείγμα αποκτά μαγνήτιση. Η εξήγηση αυτή αρχικά εκφράστηκε από τον Weber. Στη δεύτερη περίπτωση, δεν υπάρχουν ατομικές διπολικές ροπές στην κατάσταση απομαγνήτισης αλλά εμφανίζονται όταν το δείγμα βρεθεί μέσα σε μαγνητικό πεδίο. Αυτή είναι και η εξήγηση του Poisson.

Η ύπαρξη μαγνήτισης κορεσμού αλλά και παραμένουσας μαγνήτισης ανεξάρτητα από την παρουσία μαγνητικού πεδίου φαίνεται να επιβεβαιώνουν την θεώρηση του Weber για τα σιδηρομαγνητικά υλικά. Ο πρώτος που θεμελίωσε την ιδέα αυτή ήταν ο Ampere, ο οποίος υποστήριξε ότι οι ροπές στο εσωτερικό ενός υλικού οφείλονται στην συνεχή κυκλοφορία ηλεκτρικών ρευμάτων στο άτομο.

5.1.2 Μαγνητική Διαπερατότητα σε Σιδηρομαγνήτες

Αποτελεί αντικείμενο διαχρονικής έρευνας η εξήγηση των μεγάλων τιμών μαγνητικής διαπερατότητας και επιδεκτικότητας των σιδηρομαγνητικών υλικών. Στην κατάσταση απομαγνήτισης, η συνολική μαγνήτιση του υλικού είναι μηδέν. Με την εφαρμογή όμως πεδίου οι σιδηρομαγνήτες αποκτούν μαγνητική πόλωση, η οποία είναι τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη από την ένταση του πεδίου που την προκάλεσε. Σύμφωνα με τις επικρατούσες θεωρίες, το πεδίο σταδιακά

ευθυγραμμίζει τις τυχαία προσανατολισμένες μαγνητικές ροπές, όπως στα παραμαγνητικά υλικά, ή οι ροπές είναι ήδη ευθυγραμμισμένες κατά ομάδες διαφορετικού προσανατολισμού σε μεγάλους όγκους του υλικού, οι οποίες με τη παρουσία μαγνητικού πεδίου ενοποιούνται σε μία.

Η δεύτερη θεώρηση των μαγνητικών περιοχών εξηγεί τις ιδιότητες των σιδηρομαγνητών. Η μαγνήτιση επομένως είναι απλά η διαδικασία αναδιάταξης ή επαναπροσανατολισμού των περιοχών αυτών ώστε οι επιμέρους μαγνητίσεις να ευθυγραμμιστούν μεταξύ τους. Στο σημείο αυτό αξίζει να επισημάνουμε τη διαφορά μεταξύ σιδηρομαγνητικών και παραμαγνητικών υλικών. Οι παραμαγνήτες δεν παρουσιάζουν ευθυγράμμιση των ροπών σε μεγάλης κλίμακας περιοχές, όπως οι σιδηρομαγνήτες, στην κατάσταση απομαγνήτισης. Μάλιστα, σε τέτοιες περιπτώσεις, οι μαγνητικές ροπές είναι τυχαία προσανατολισμένες σε όλο τον όγκο του υλικού λόγω της θερμικής ενέργειας ή της ενέργειας Boltzman.

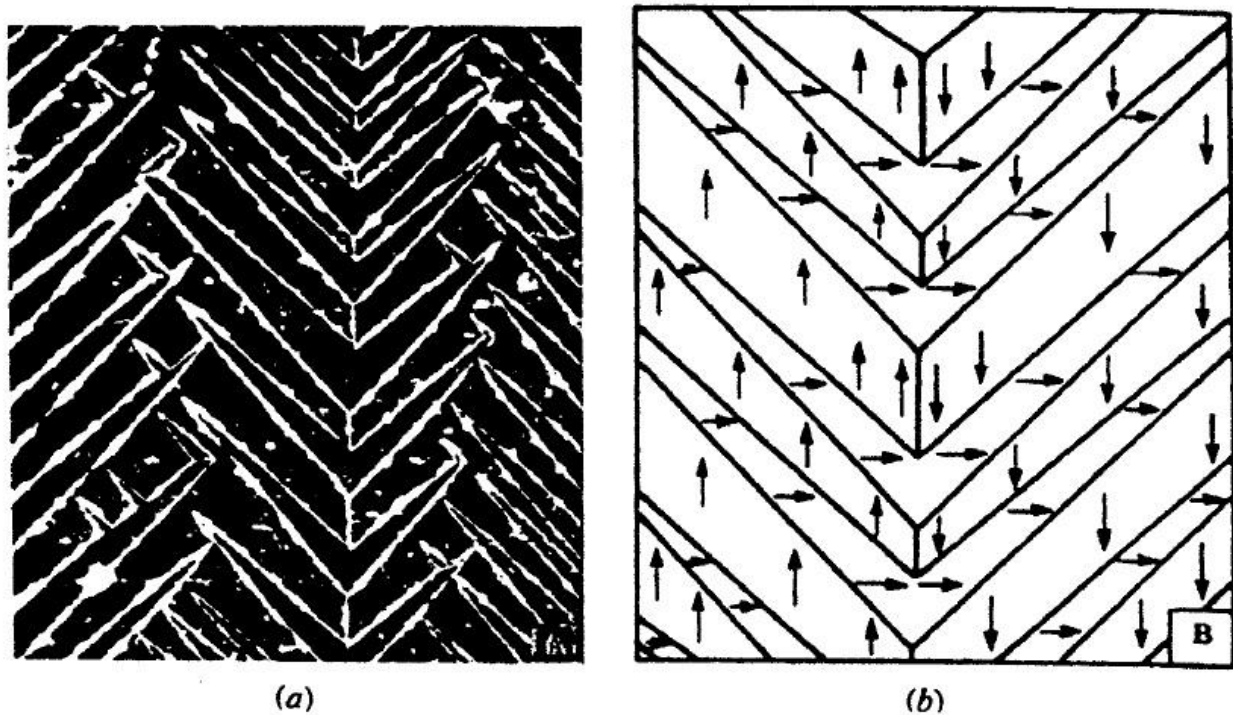
5.1.3 Θεωρία Μαγνητικών Περιοχών Weiss

Ο Weiss συνόψισε τις υποθέσεις όλων των προγενέστερων ερευνών σε μία ενοποιημένη θεωρία, κύριο χαρακτηριστικό της οποίας ήταν η παραδοχή ότι οι μαγνητικές περιοχές καταλαμβάνουν πολύ μεγαλύτερο όγκο από αυτόν που μέχρι τότε πίστευαν. Σε αυτούς τους όγκους τα άτομα ήταν προσανατολισμένα, ώστε οι μαγνητικές τους ροπές να είναι παράλληλες με έναν κοινό άξονα με αποτέλεσμα οι περιοχές αυτές να παρουσιάζουν μαγνήτιση σχεδόν ίση με την τιμή κορεσμού. Όμως ο προσανατολισμός των περιοχών αυτών είναι σχεδόν τυχαίος, καθώς προτιμώνται συγκεκριμένοι κρυσταλλογραφικοί άξονες, οι οποίοι στην περίπτωση απουσίας πεδίου είναι οι λεγόμενοι εύκολοι μαγνητικοί άξονες.

5.1.4 Πειραματική Απόδειξη Ύπαρξης Μαγνητικών Περιοχών

Τα χρόνια που ακολούθησαν την θεωρία του Weiss έγιναν πολλές έρευνες που απέδειξαν σε πειραματικό επίπεδο την ισχύ της θεωρίας των μαγνητικών περιοχών. Η πρώτη επιβεβαίωση ήρθε με την μελέτη του φαινομένου Barkhausen, σύμφωνα με το οποίο η επαναοριοθέτηση των μαγνητικών περιοχών (δηλαδή η κίνηση των τοιχωμάτων τους) προκαλεί ασυνεχείς μεταβάσεις στην πυκνότητα μαγνητικής ροής. Οι μεταβάσεις αυτές προκαλούν άλματα ασυνέχειας και σε άλλες ιδιότητες των υλικών, όπως η μαγνητοαντίσταση, οι οποίες μπορούν να γίνουν ορατές με μετρήσεις υψηλής ανάλυσης. Η δεύτερη επιβεβαίωση ήρθε με την άμεση παρατήρηση της μορφής των μαγνητικών περιοχών με τα πειράματα που διεξήγαγε ο Bitter σε σιδηρομαγνητικά υλικά. Ο Bitter με χρήση μικροσκοπίου παρατήρησε τον σχηματισμό μαγνητικών περιοχών στην επιφάνεια δειγμάτων με τη συγκέντρωση μαγνητικής σκόνης σε σημεία όπου η κλίση του μαγνητικού πεδίου

είναι μεγαλύτερη. Αυτό σημαίνει ότι η μαγνητική σκόνη συγκεντρωνόταν σε σημεία όπου τα σύνορα των μαγνητικών περιοχών έτεμναν την επιφάνεια του δείγματος. Στο Σχήμα 5.1 βλέπουμε μία τυπική απεικόνιση μαγνητικών περιοχών με χρήση της μεθόδου Bitter.



Σχήμα 5.1: (α) μαγνητικές περιοχές στην επιφάνεια σιδήρου – μέθοδος Bitter
(β) οι μαγνητικές περιοχές του (α) και η φορά των αυθόρμητων μαγνητίσεων κάθε περιοχής

5.2 Διαδικασία Μαγνήτισης και Θεωρία Μαγνητικών Περιοχών

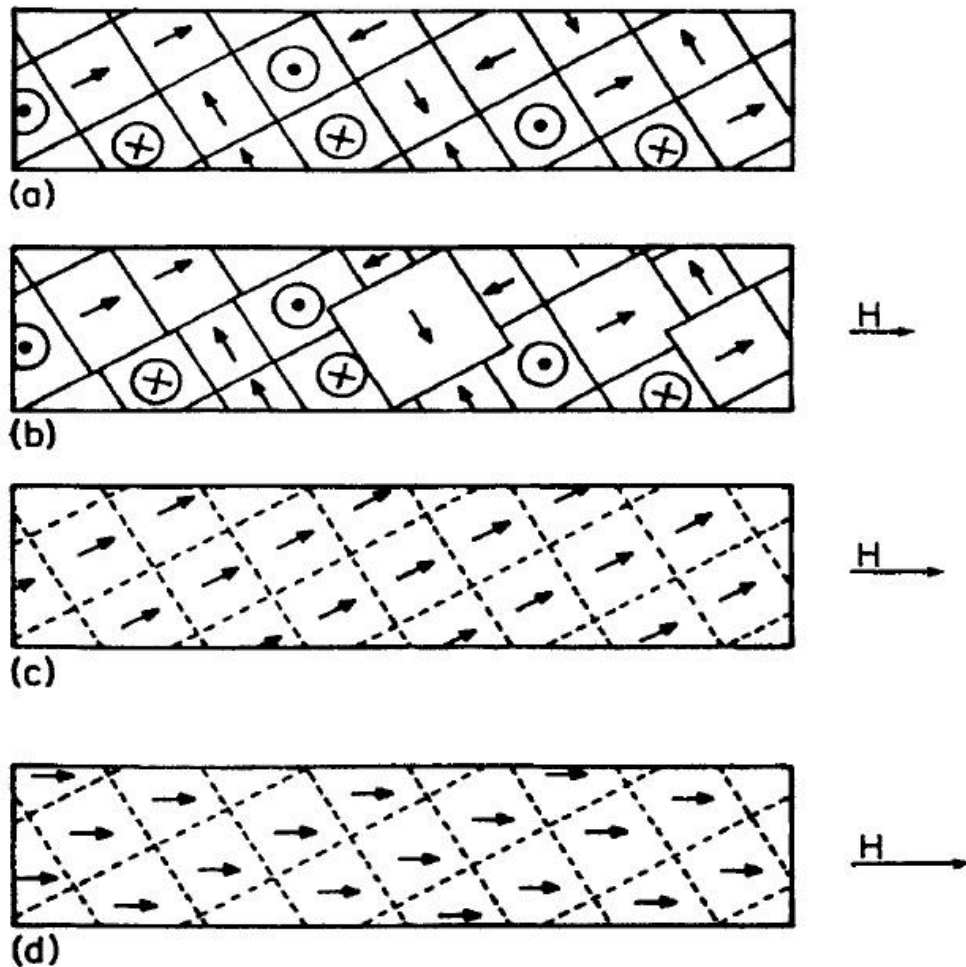
5.2.1 Επίδρασης της Μαγνήτισης στις Μαγνητικές Περιοχές

Η διαφορά ανάμεσα στις δύο πιθανές μαγνητικές καταστάσεις ενός σιδηρομαγνήτη οφείλεται στην διάταξη και τον προσανατολισμό των μαγνητικών περιοχών. Η εφαρμογή μαγνητικού πεδίου σε έναν αρχικά αμαγνήτιστο σιδηρομαγνήτη, προκαλεί μεταβολή στη μαγνητική επαγωγή, η οποία εξαρτάται από την ένταση του πεδίου και ακολουθεί την αρχική καμπύλη μαγνήτισης. Για ασθενή μαγνητικά πεδία, ο πρώτος μηχανισμός που τείνει να ευθυγραμμίσει τις ροπές των μαγνητικών περιοχών, οφείλεται στην τάση για ελαχιστοποίηση της αποθηκευμένης στο μαγνητικό πεδίο ενέργειας, $E = -\mu_0 M_s H$. Αυτό έχει σαν φυσικό επακόλουθο μία σχετική ελάττωση στο μέγεθος περιοχών που η ροπή τους αντιτίθεται στο εξωτερικό πεδίο. Μία τέτοια περίπτωση φαίνεται στο Σχήμα 5.2 .

Σε ενδιάμεσες τιμές πεδίου ένας άλλος μηχανισμός αρχίζει να αποκτά ιδιαίτερη σημασία. Αυτός ο μηχανισμός είναι η περιστροφή μαγνητικών περιοχών, κατά τον οποίο οι ατομικές ροπές σε περιοχή που είναι προσανατολισμένη σε μη επιθυμητή κατεύθυνση ξεπερνούν την ενέργεια

ανισοτροπίας και περιστρέφονται έως ότου προσανατολιστούν παράλληλα με έναν ισοδύναμο εύκολο κρυσταλλογραφικό άξονα που σχηματίζει μικρότερη γωνία με το επιβαλλόμενο πεδίο.

Η τελική επίδραση του πεδίου στις μαγνητικές περιοχές εμφανίζεται σε ισχυρά πεδία. Κατά τη διαδικασία αυτή, οι μαγνητικές ροπές που έχουν προσανατολιστεί παράλληλα με κάποιον εύκολο κρυσταλλογραφικό άξονα (που σχηματίζει μικρή γωνία με το πεδίο), αρχίζουν με την περαιτέρω αύξηση του πεδίου να αποκλίνουν σταδιακά τείνοντας να ευθυγραμμιστούν απόλυτα με το πεδίο. Έτσι το υλικό αποκτά μία μόνο μαγνητική περιοχή.

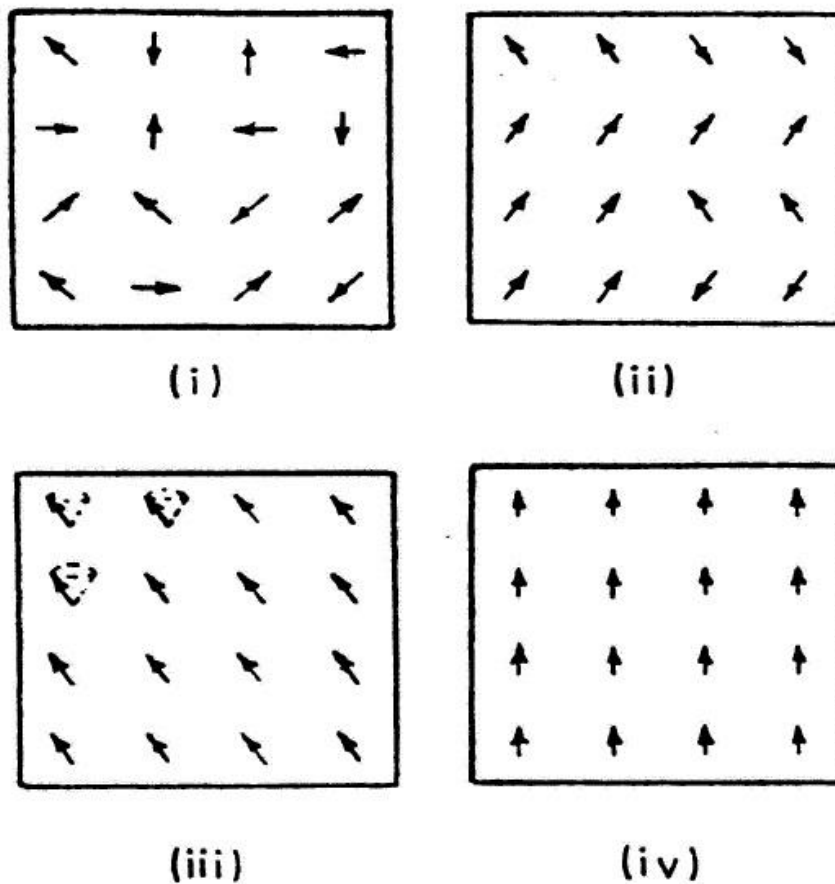


Σχήμα 5.2: Επίδραση της μαγνήτισης στις μαγνητικές περιοχές.
 (α) μερική μαγνήτιση, (β) κίνηση των τοιχωμάτων περιοχών από μερικής μαγνήτισης έως το γόνατο της καμπύλης
 (γ) μη αναστρέψιμη περιστροφή της μαγνήτισης περιοχών
 (δ) αναστρέψιμη περιστροφή

5.2.2 Τεχνητή Μαγνήτιση Κορεσμού

Όταν όλες οι μαγνητικές περιοχές προσανατολιστούν με τέτοιο τρόπο ώστε η αυθόρμητη μαγνήτισή τους να ευθυγραμμιστεί με το μαγνητικό πεδίο το υλικό αποτελείται πλέον από μία μόνο μαγνητική περιοχή. Η κατάσταση αυτή καλείται τεχνητή μαγνήτιση κορεσμού. Αν το μαγνητικό πεδίο αυξηθεί πέρα από αυτή την τιμή, τότε η μαγνήτιση εξακολουθεί να αυξάνεται ανεπαίσθητα. Αυτό οφείλεται στην αύξηση της αυθόρμητης μαγνήτισης εντός των περιοχών καθώς οι ατομικές

ροπές που δεν είναι πλήρως ευθυγραμμισμένες με το πεδίο λόγω θερμικής δραστηριότητας, αποκτούν πλήρη συγγραμμικότητα με αυτό. Η αυθόρμητη μαγνήτιση εξαρτάται από τη θερμοκρασία. Στους 0 K είναι ίση με τη μαγνήτιση κορεσμού αλλά πέφτει στο μηδέν καθώς προσεγγίζεται το σημείο Curie. Σε θερμοκρασίες πάνω από τους 0 K οι μεμονωμένες διπολικές ροπές έχουν θερμική ενέργεια που τις αναγκάζει να αποκλίνουν από την διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου, και η απόκλιση γίνεται μεγαλύτερη όσο η θερμοκρασία αυξάνει. Το ίδιο φαινόμενο αναγκάζει την αυθόρμητη μαγνήτιση να είναι μικρότερη της μαγνήτισης κορεσμού. Το υλικό παρουσιάζει μαγνήτιση κορεσμού όταν όλες οι περιοχές προσανατολιστούν ως προς τον άξονα του ισχυρού εξωτερικού πεδίου. Στο Σχήμα 5.3 φαίνονται όλες οι φάσεις που αναφέρθηκαν.



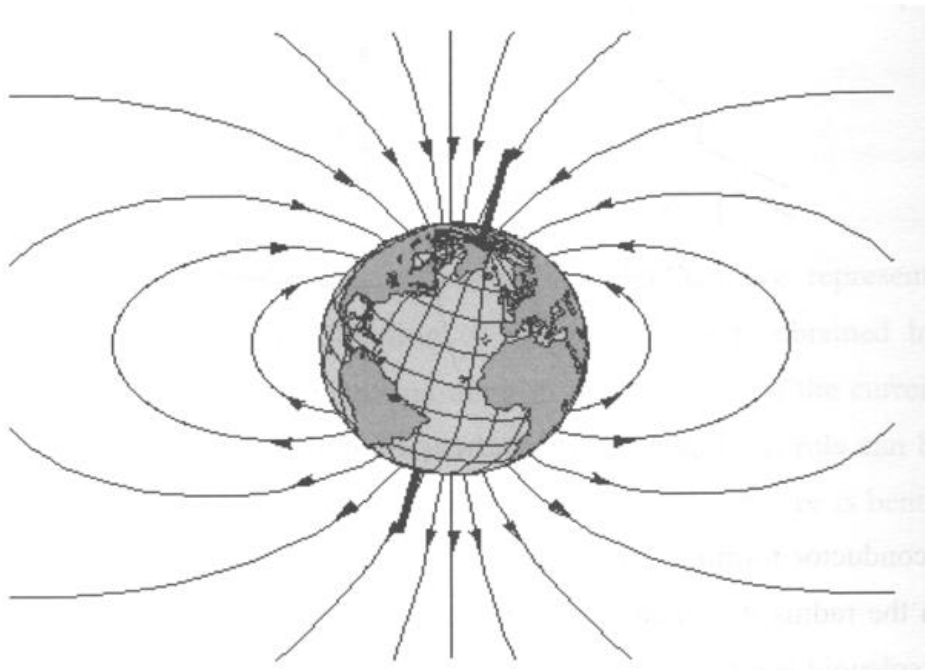
Σχήμα 5.3: Προσανατολισμός μεμονωμένων διπολικών ροπών
 (i) πάνω από το σημείο Curie – τυχαίος προσανατολισμός
 (ii) κάτω από το σημείο Curie
 (iii) χαμηλές θερμοκρασίες, οι μεμονωμένες ροπές αποκλίνουν από τη διεύθυνση του πεδίου
 (iv) τέλεια ευθυγράμμιση στους 0 K

6 Μετρήσεις Μαγνητικών Πεδίων

Στο κεφάλαιο αυτό θα αναφερθούν συνοπτικά οι κυριότερες μέθοδοι μέτρησης της έντασης μαγνητικών πεδίων, της μαγνητικής επαγωγής και της μαγνήτισης. Ακόμη θα παρουσιαστούν οι σημαντικότεροι τύποι αισθητήριων διατάξεων καθώς και οι εφαρμογές αυτών.

6.1 Φυσικά & Τεχνητά Μαγνητικά Πεδία

Το πιο γνωστό μαγνητικό πεδίο που συνεχώς επηρεάζει κάθε δραστηριότητά μας είναι το πεδίο της γης. Το γήινο μαγνητικό πεδίο οφείλεται στην κυκλοφορία ηλεκτρικών ρευμάτων στον πυρήνα της γης. Οι μαγνητικές γραμμές του πεδίου της γης μπορούν να παραλληλιστούν με το πεδίο ενός ραβδόμορφου μαγνήτη. Γενικά, οι πόλοι του γήινου μαγνητικού πεδίου δεν ταυτίζονται απόλυτα με τους γεωγραφικούς πόλους της γης. Η γωνία ανάμεσα στον γεωγραφικό και τον μαγνητικό άξονα της γης ονομάζεται μαγνητική απόκλιση. Στο Σχήμα 6.1 φαίνεται η σχηματική απεικόνιση των γραμμών του γήινου μαγνητικού πεδίου. Γενικά, σαν μέση τιμή του γήινου μαγνητικού πεδίου για μαθηματικούς υπολογισμούς λαμβάνεται η τιμή 56A/m [2].



Σχήμα 6.1: Αναπαράσταση του γήινου μαγνητικού πεδίου

Δεύτερη σημαντική κατηγορία φυσικών μαγνητικών πεδίων αποτελούν τα βιομαγνητικά πεδία, τα οποία προέρχονται από την καρδιακή και εγκεφαλική λειτουργία του ανθρώπινου οργανισμού. Η ύπαρξη των ασθενών αυτών πεδίων αποτελεί την βάση για έναν μεγάλο αριθμό διαγνωστικών μεθόδων όπως το ηλεκτροκαρδιογράφημα. Η μέτρησή τους γίνεται με αισθητήρες υψηλής ευαισθησίας όπως fluxgates και SQUIDS. Η ένταση τέτοιων πεδίων κυμαίνεται στην περιοχή των pTesla.

Όσον αφορά τα τεχνητά μαγνητικά πεδία, αυτά κυρίως απαντώνται σε περιοχές κοντά σε μετασχηματιστές και ηλεκτρικούς κινητήρες. Επίσης ισχυρά μαγνητικά πεδία προκαλούνται από τις

εναέρια γραμμές μεταφοράς υψηλής τάσης καθώς και από ηλεκτροδοτούμενες γραμμές τρένων, τραμ κλπ. Τέλος, στατικά τεχνητά πεδία προκαλούνται από μόνιμους μαγνήτες και ηλεκτρομαγνήτες. Η επίδραση των πεδίων αυτών με την μορφή παρεμβολών σε άλλες διατάξεις μπορεί να ελαχιστοποιηθεί με χρήση κατάλληλης γεωμετρίας στη σχεδίαση των μαγνητικών πυρήνων και κυκλωμάτων [4].

6.2 Μέθοδοι Μέτρησης Μαγνητικών Πεδίων

Οι τρόποι μέτρησης των μαγνητικών πεδίων χωρίζονται σε τρεις κατηγορίες. Η πρώτη κατηγορία χρησιμοποιεί το φαινόμενο της μαγνητικής επαγωγής. Η δεύτερη περιλαμβάνει μετρήσεις δυνάμεων που προκαλούνται από μαγνητικά πεδία και η τρίτη κατηγορία στηρίζεται στην μεταβολή των μαγνητικών ιδιοτήτων της ύλης παρουσία μαγνητικών πεδίων [4].

6.2.1 Μέθοδοι Μαγνητικής Επαγωγής

Η ένταση του μαγνητικού πεδίου μπορεί να μετρηθεί με βάση την ηλεκτρεγερτική δύναμη που παράγεται σε ένα ηλεκτρικό κύκλωμα από τη μεταβολή της μαγνητικής ροής σε αυτό. Σύμφωνα με τον νόμο του Faraday (παράγραφος 1.1.3) η τάση που αναπτύσσεται στα άκρα ενός ηλεκτρικού κυκλώματος ισούται με το ρυθμό μεταβολής της ροής σε αυτό. Οι μέθοδοι επαγωγής χωρίζονται στις μεθόδους σταθερού πηνίου, κινούμενου πηνίου και περιστρεφόμενου πηνίου [1].

Αισθητήρες της πρώτης κατηγορίας μετρούν το ρυθμό μεταβολής της μαγνητικής ροής μέσω της επαγόμενης τάσης που εμφανίζεται στα άκρα ηλεκτρικού κυκλώματος. Χρησιμοποιούνται κυρίως για τον προσδιορισμό των μαγνητικών ιδιοτήτων της ύλης. Για τη σωστή λειτουργία τους είναι αναγκαία η παρουσία κυκλώματος ολοκλήρωσης, το οποίο μπορεί να οδηγήσει σε σημαντικά σφάλματα ακόμη και παρουσία πολύ ασθενών συνεχών συνιστωσών (offset) της τάσης εξόδου.

Οι συσκευές κινητού πηνίου στηρίζονται στη σύγκριση του υπό μέτρηση πεδίου με κάποια γνωστή τιμή, η οποία είναι συνήθως το μηδέν. Η σύγκριση αυτή γίνεται με την μετακίνηση του πηνίου από την περιοχή ενδιαφέροντος σε σημείο μηδενικού πεδίου.

Τέλος, οι αισθητήρες περιστρεφόμενου πηνίου στηρίζονται στην παραγωγή μιας περιοδικής κυματομορφής τάσης, συχνότητας ίσης με τη συχνότητα περιστροφής και πλάτους που εξαρτάται από την ένταση του υπό μέτρηση πεδίου.

Η σημαντικότερη ίσως κατηγορία αισθητήρων που στηρίζονται στο φαινόμενο της επαγωγής είναι τα μαγνητόμετρα fluxgate. Τα fluxgates αξιοποιούν τη μη γραμμική καμπύλη μαγνήτισης των σιδηρομαγνητικών υλικών για τον προσδιορισμό της έντασης συνεχών (dc) ή σχεδόν συνεχών (quasi dc) μαγνητικών πεδίων. Η αρχή λειτουργίας τους αναλύεται στο επόμενο κεφάλαιο [4].

6.2.2 Μέθοδοι Μέτρησης Δυνάμεων

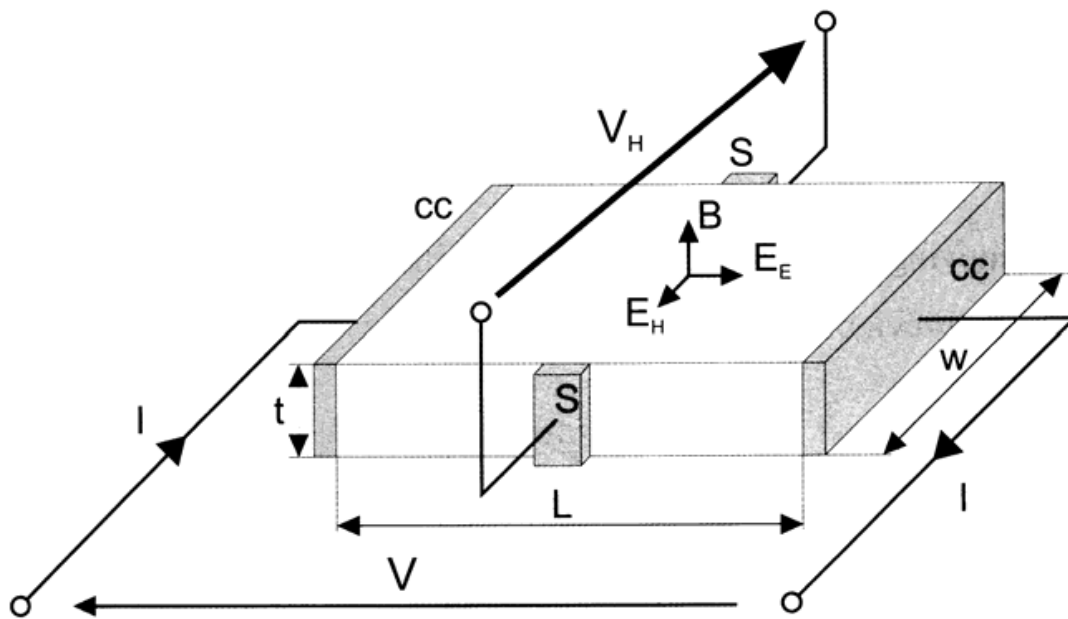
Στην κατηγορία αυτή υπάγονται τα μαγνητόμετρα ροπής (torque magnetometers) [1], [3]. Η αρχή λειτουργίας τους στηρίζεται στην ροπή που ασκείται στα μαγνητικά δίπολα από εξωτερικά μαγνητικά πεδία. Χρησιμοποιούνται κυρίως για μετρήσεις μαγνητικής ανισοτροπίας σε δείγματα μαγνητικών υλικών. Γενικά, το δείγμα υπό την παρουσία μαγνητικού πεδίου προσανατολίζεται στην κατεύθυνση στην οποία η μαγνήτισή του είναι παράλληλη προς το εξωτερικά επιβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο. Εν συνεχεία το δείγμα επαναφέρεται στην αρχική του θέση με την επίδραση εξωτερικής μηχανικής ροπής. Ανάλογα με τον τρόπο επιβολής της εξωτερικής ροπής υπολογίζεται η γωνία στρέψης του δείγματος υπό την επίδραση του πεδίου δίνοντας έτσι έναν τρόπο εκτίμησης της ανισοτροπίας του. Η βαθμονόμηση των αισθητήρων ροπής γίνεται με δείγματα γνωστής ανισοτροπίας.

6.2.3 Μέθοδοι Μεταβολής των Μαγνητικών Ιδιοτήτων

Σε αυτή την παράγραφο παρουσιάζονται οι κατηγορίες αισθητήρων, οι οποίοι χρησιμοποιούν την μεταβολή των μαγνητικών ιδιοτήτων της ύλης, παρουσία μαγνητικών πεδίων, για την μέτρηση αυτών των πεδίων.

6.2.3.1 Αισθητήρες HALL

Στο παρακάτω σχήμα απεικονίζεται σχηματικά η αρχή λειτουργίας ενός αισθητήρα Hall. Κατά τη διέλευση ηλεκτρικού ρεύματος από ένα αγώγιμο υλικό, εφαρμόζεται ένα εγκάρσιο μαγνητικό πεδίο όπως φαίνεται στο σχήμα. Υπό την επίδραση του, οι φορείς ηλεκτρικού φορτίου εκτρέπονται λόγω της δύναμης Lorentz που ασκείται σε αυτούς από το πεδίο. Η γωνία εκτροπής εξαρτάται από την ένταση του εφαρμοζόμενου πεδίου και την ένταση του ηλεκτρικού ρεύματος. Αποτέλεσμα της δράσης της δύναμης Lorentz είναι η συγκέντρωση ηλεκτρονίων στο ένα άκρο του αγωγού και οπών στο άλλο. Με την αύξηση της συγκέντρωσης φορέων στα δύο άκρα δημιουργείται ηλεκτρικό πεδίο που στο σχήμα συμβολίζεται με E_H και κατά συνέπεια μία διαφορά δυναμικού η οποία ονομάζεται τάση Hall. Η μέτρηση αυτής της τάσης μπορεί να δώσει ένα μέτρο της τιμής του εφαρμοζόμενου πεδίου [1],[2].



Σχήμα 6.2: Σχηματική απεικόνιση του αισθητήρα HALL

6.2.3.2 Αισθητήρες Μαγνητοαντίστασης

Στα περισσότερα αγώγιμα μαγνητικά υλικά η επίδραση εξωτερικού μαγνητικού πεδίου προκαλεί μεταβολή της ωμικής τους αντίστασης. Το φαινόμενο αυτό που είναι γνωστό ως μαγνητοαντίσταση μπορεί να αξιοποιηθεί για την μέτρηση μαγνητικών πεδίων, εφόσον είναι γνωστή η σχέση που συνδέει την ωμική αντίσταση με την ένταση του πεδίου. Γενικά η σχέση που συνδέει τα δύο μεγέθη είναι μία αύξουσα μη γραμμική συνάρτηση. Ένα από τα μειονεκτήματα των αισθητήρων μαγνητοαντίστασης είναι η εξάρτηση της ωμικής αντίστασης από τη θερμοκρασία λειτουργίας. Παρ όλα αυτά, καθώς η μέτρηση της αντίστασης είναι μία γενικά απλή διαδικασία, οι αισθητήρες παρουσιάζουν σημαντικά πλεονεκτήματα σε περιπτώσεις όπου η θερμοκρασία μπορεί να ελέγχεται και να διατηρείται σταθερή [4].

6.2.3.3 Αισθητήρες Μαγνητοελαστικότητας

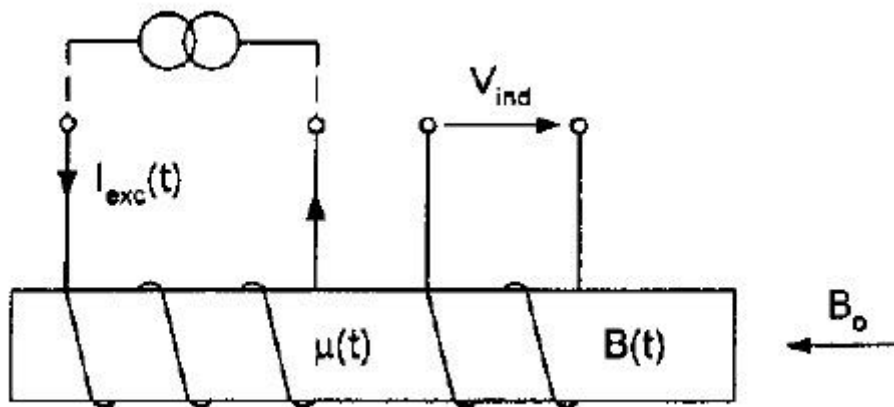
Το φαινόμενο της μαγνητοαντίστασης συνδέεται στενά με την μαγνητοελαστικότητα, που όπως έχει ήδη αναφερθεί συναντάται κυρίως σε σιδηρομαγνητικά υλικά. Η ποσοστιαία μεταβολή των διαστάσεων ενός σιδηρομαγνητικού δείγματος μπορεί να αποτελέσει μέτρο της έντασης του επιβαλλόμενου μαγνητικού πεδίου, αν είναι γνωστή η σχέση που συνδέει τα δύο μεγέθη [4].

6.2.3.4 Αισθητήρες SQUID

Οι υπεραγώγιμες κβαντικές συσκευές παρεμβολών (Superconducting Quantum Interference Devices – S.Q.U.I.D.) χρησιμοποιούν το φαινόμενο Josephson για να μετρούν πολύ μικρές διακυμάνσεις της μαγνητικής ροής. Οι αισθητήρες SQUID έχουν δύο καταστάσεις λειτουργίας, που εξαρτώνται από το είδος της πόλωσης της επαφής Josephson. Εάν το ρεύμα πόλωσης είναι εναλλασσόμενο (RF) τότε ονομάζονται RF SQUIDS, ενώ εάν είναι συνεχές (dc) ονομάζονται dc SQUIDS. Η σύζευξη της ροής μέσα στο βρόχο του SQUID γίνεται συνήθως επαγωγικά μέσω ενός πηνίου εισόδου, το οποίο συνδέει τον αισθητήρα στο πείραμα. Επειδή το πηνίο εισόδου είναι υπεραγώγιμο η εμπέδηση του είναι καθαρά επαγωγική [1-3].

7 Αισθητήρες Fluxgate

Οι αισθητήρες Fluxgate μετρούν το μέγεθος και την κατεύθυνση του συνεχούς ή εναλλασσόμενου με χαμηλή συχνότητα μαγνητικού πεδίου στην περιοχή μεταξύ 10^{-10} έως 10^{-4} T. Η βασική αρχή λειτουργίας του αισθητήρα φαίνεται στο Σχήμα 7.1. Το μαλακό μαγνητικό υλικό που βρίσκεται στον πυρήνα του αισθητήρα είναι περιοδικά κορεσμένο και στις δύο διευθύνσεις από το εναλλασσόμενο πεδίο διέγερσης, το οποίο παράγεται από το ρεύμα διέγερσης I_{exc} μέσω του πηνίου διέγερσης. Εξαιτίας αυτού η διαπερατότητα του πυρήνα αλλάζει, προκαλώντας διαμόρφωση της συνεχούς (dc) ροής που οφείλεται στο συνεχές μαγνητικό πεδίο B_0 που μετράται. Ο «περιορισμός» της ροής (flux “gating”) που προκύπτει όταν ο πυρήνας είναι κορεσμένος έδωσε στον αισθητήρα το όνομα του. Στο Σχήμα 7.2 φαίνονται οι αντίστοιχες απλοποιημένες κυματομορφές. Η έξοδος του αισθητήρα είναι συνήθως η τάση V_1 που εισήχθη στο πηνίο ανίχνευσης (pickup coil) στη δεύτερη (ή και σε υψηλότερες) αρμονική της συχνότητας διέγερσης. Αυτή η τάση είναι ανάλογη του μετρούμενου πεδίου [5].



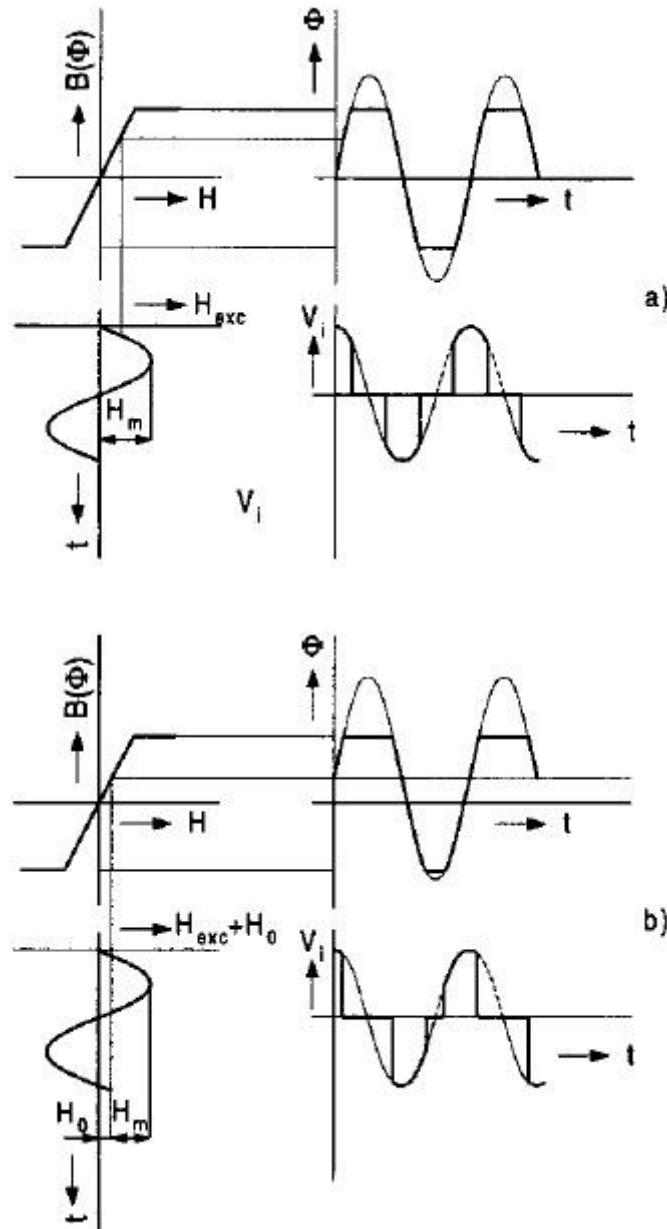
Σχήμα 7.1: Η βασική αρχή του Fluxgate. Ο φερρομαγνητικός πυρήνας διεγείρεται από το εναλλασσόμενο ρεύμα $I_{exc}(t)$ συχνότητας f μέσα στη διεγερμένη περιέλιξη. Η διαπερατότητα του πυρήνα $\mu(t)$ επομένως μεταβάλλεται με συχνότητα $2f$. Αν το μετρούμενο συνεχές πεδίο B_0 είναι παρών, η σχετική ροή $\Phi(t)$ επίσης μεταβάλλεται με $2f$ και η τάση V_{ind} επάγεται στο πηνίο μέτρησης N σπειρών. [5]

Τα μαγνητόμετρα Fluxgate έχουν χρησιμοποιηθεί σε γεωφυσικές εφαρμογές, εναέρια χαρτογράφηση και σε διαστημικές εφαρμογές. Από το 1980 χρησιμοποιούνται σε σταθμούς μαγνητικών μεταβολών για τη μέτρηση του μαγνητικού πεδίου της γης. Ακόμη χρησιμοποιούνται εκτενώς σε πυξίδες για την πλοήγηση αεροσκαφών και αυτοκινήτων. Η αρχή των Fluxgates έχει εφαρμογή στον μη καταστροφικό έλεγχο φερρομαγνητικών υλικών, αισθητήρες και συγκριτές ρεύματος.

Οι αισθητήρες Fluxgate δεν έχουν κινητά μέρη και λειτουργούν σε ένα ευρύ φάσμα θερμοκρασιών. Είναι ανθεκτικοί, αξιόπιστοι και έχουν χαμηλή κατανάλωση ενέργειας. Στα μαγνητόμετρα εμπορίου η συνήθεις προδιαγραφές είναι 100 pT ανάλυση και 10 nT ακρίβεια. Υπάρχουν όμως και αισθητήρες που φτάνουν τα 10 pT ανάλυση και 1 nT ακρίβεια. Πολλά

μαγνητόμετρα συνεχούς τάσης έχουν έναν κόφτη συχνότητας μερικών Hz, αλλά εάν χρειαστεί μπορούν να λειτουργήσουν μέχρι συχνότητες kHz. Είναι σχεδόν ανεξάρτητα από τις μεταβολές της θερμοκρασίας με το σφάλμα συνήθως να είναι περίπου 0.1 nT/ °C. Τα περισσότερα Fluxgates λειτουργούν με ανάδραση, με αποτέλεσμα η γραμμικότητα του μαγνητόμετρου να είναι συνήθως 30ppm.

Τα Fluxgates είναι η καλύτερη επιλογή αν χρειάζεται ανάλυση στην περιοχή των nanoTesla. Μπορεί να έχουν επίπεδο θορύβου συγκρίσιμο με ενός υπερθερμασμένου SQUID, αλλά έχουν πολύ μεγαλύτερο δυναμικό εύρος. Σε ισχυρότερο πεδία, οι ανταγωνιστές των Fluxgates είναι οι μαγνητοαντιστάσεις και πιο συγκεκριμένα οι ανισότροπες μαγνητοαντιστάσεις (Anisotropic MagnetoResistance - AMR). Στο εμπόριο υπάρχουν AMR με ανάλυση χειρότερη από 10 nT, αλλά είναι μικρότεροι, φθηνότεροι και καταναλώνουν λιγότερο ρεύμα από τα Fluxgates [5].



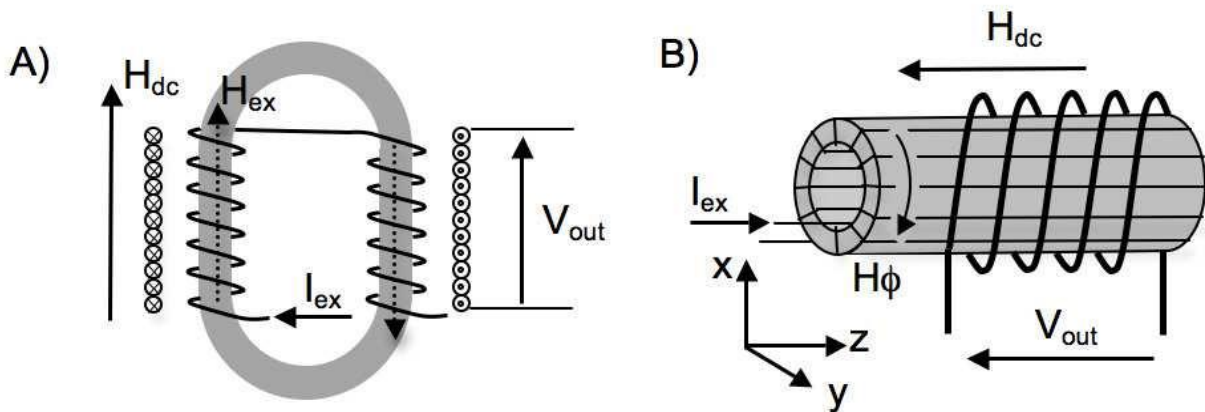
Σχήμα 7.2: Απλοποιημένες κυματομορφές Fluxgate: (a) σε μηδενικό πεδίο, (b) με μετρούμενο πεδίο [5]

Το τυπικό σύγχρονο Fluxgate χαμηλού θορύβου είναι παράλληλου τύπου με πυρήνα δακτυλίου, όμως και οι αισθητήρες διπλής ράβδου έχουν πολλά πλεονεκτήματα. Άλλα σχέδια χρησιμοποιούνται για ειδικούς σκοπούς, όπως οι μικροσκοπικοί αισθητήρες τύπου ράβδου, με εφαρμογή στον μη καταστροφικό έλεγχο ή την εύρεση θέσης.

Τα Fluxgates συνήθως χωρίζονται σε δύο κατηγορίες, παράλληλου και ορθογώνιου τύπου. Και στις δύο κατηγορίες, η αρχή λειτουργίας βασίζεται σε έναν μαγνητικό πυρήνα, κορεσμένο περιοδικά σε αντίθετες κατευθύνσεις από την επίδραση ενός πεδίου διέγερσης. Το μετρούμενο πεδίο υπερτίθεται στο πεδίο διέγερσης και αλλάζει τη διαδικασία κορεσμού.

Η βασική διάταξη του ορθογώνιου Fluxgate και η διαφορά του από το παράλληλο φαίνεται στο Σχήμα 7.3. Το παράλληλο Fluxgate (Σχήμα. 7.3-A) αποτελείται, στην πιο απλή του μορφή από ένα μαγνητικό δακτυλίδι, κορεσμένο περιοδικά σε αντίθετες κατευθύνσεις από ένα εναλλασσόμενο μαγνητικό πεδίο H_{ex} παραγόμενο από το πηνίο διέγερσης. Η τάση εξόδου λαμβάνεται από ένα πηνίο τυλιγμένο γύρω από τον πυρήνα. Άρτιες αρμονικές ανακύπτουν στην τάση εξόδου όταν ένα εξωτερικό μαγνητικό πεδίο H_{dc} εφαρμόζεται στην αξονική κατεύθυνση. Ο αισθητήρας ονομάζεται «*παράλληλο Fluxgate*» επειδή το διεγείρων H_{ex} και το μετρούμενο πεδίο H_{dc} έχουν την ίδια κατεύθυνση [5].

Τα ορθόγωνα Fluxgates βασίζονται σε μία παρόμοια αρχή, αλλά έχουν διαφορετική διάταξη, όπως φαίνεται και στο Σχήμα 7.3-B.



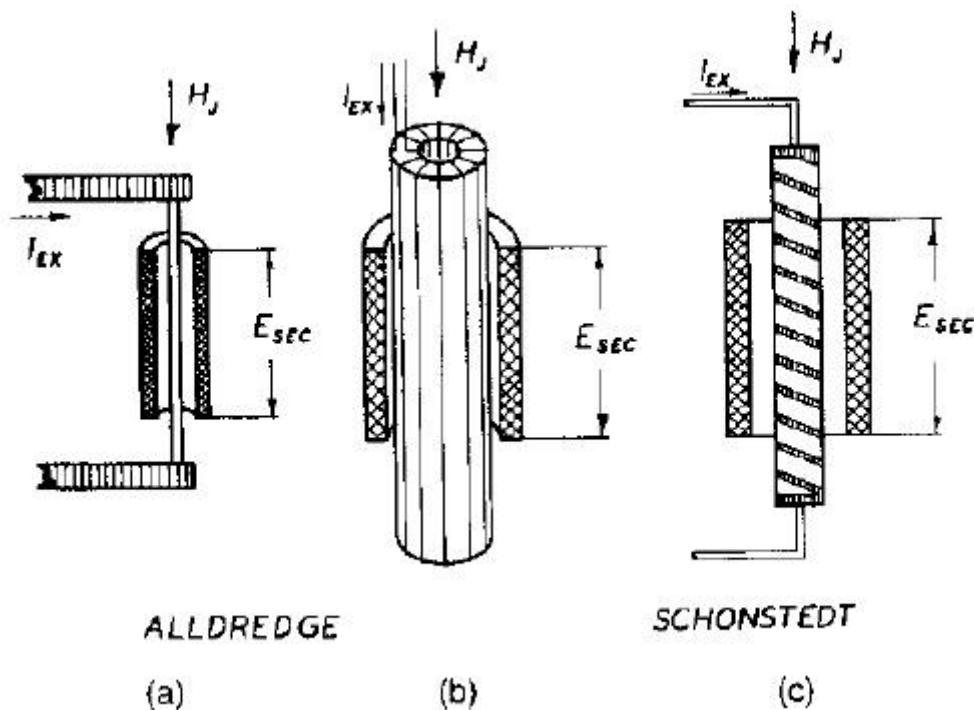
Σχήμα 7.3: Διάταξη του παράλληλου (A) & του ορθογώνιου (B) Fluxgate [6]

7.1 Ορθογώνιου τύπου Fluxgates

Στο σχήμα 7.3-A φαίνεται η σύνθεση του πιο ευρέως χρησιμοποιούμενου Fluxgate παράλληλου τύπου, στο οποίο τόσο το μετρούμενο όσο και το διεγείρων πεδίο έχουν την ίδια κατεύθυνση. Αντίστοιχα στο Σχήμα 7.3-B φαίνεται η συνηθέστερη διάταξη ορθογώνιου τύπου, η οποία έχει πεδίο διέγερσης κάθετο στον ευαίσθητο άξονα του αισθητήρα, ο οποίος ταυτίζεται με

τον ιδεατό άξονα του πηνίου μέτρησης. Ο πυρήνας είναι ένας κύλινδρος από μαλακό μαγνητικό υλικό, με ένα δακτυλιοειδές πηνίο διέγερσης τυλιγμένο γύρω του. Το ρεύμα διέγερσης ρέει μέσω του σπειροειδούς πηνίου παράγοντας διεγείρον πεδίο H_{ϕ} στην περιφερειακή κατεύθυνση. Ο πυρήνας φτάνει περιοδικά σε κορεσμό στην περιφερειακή κατεύθυνση από το H_{ϕ} και εναλλάξ με αντίθετη πολικότητα. Τέλος, η τάση εξόδου λαμβάνεται από ένα πηνίο, όπως και στο παράλληλο Fluxgate. Όταν το εξωτερικό πεδίο H_{dc} εφαρμόζεται στην αξονική κατεύθυνση, άρτιες αρμονικές ανακύπτουν στη τάση εξόδου. Σε αυτή την περίπτωση, ο αισθητήρας ονομάζεται «ορθογώνιο Fluxgate» γιατί το μετρούμενο πεδίο H_{dc} είναι κάθετο στο x-y επίπεδο, στο οποίο βρίσκεται το H_{ϕ} .

Τρεις προτεινόμενες διατάξεις τέτοιου αισθητήρα φαίνονται στο Σχήμα 7.4. Στην πρώτη διάταξη (a), βλέπουμε ότι έχει έναν πυρήνα από φερρομαγνητικό σύρμα, μέσα από το οποίο περνά ρεύμα και διεγείρει τον αισθητήρα. Το βασικότερο μειονέκτημα αυτής της διάταξης είναι ότι το πεδίο διέγερσης στο κέντρο του πυρήνα είναι μηδενικό, με αποτέλεσμα να προκαλούνται προβλήματα με την παραμένουσα μαγνήτιση του αισθητήρα. Στην δεύτερη διάταξη (b), ο πυρήνας είναι ένας φερρομαγνητικός σωλήνας. Ένα σύρμα που περνά από το κέντρο του σωλήνα ή ένα σπειροειδές πηνίο (c) διεγείρουν τον αισθητήρα [5].



Σχήμα 7.4: Τύποι ορθογώνιου Fluxgate: (a) με πυρήνα σύρμα, (b) με σωληνοειδή πυρήνα, (c) με σπειροειδή πυρήνα [5]

Τα ορθογώνια Fluxgates προτάθηκαν για πρώτη φορά το 1952 από τον Alldredge (Σχήμα 7.4 – α, β) [7]. Ο Schonstedt το 1959 πρότεινε ένα ορθογώνιο Fluxgate βασισμένο σε ένα μαγνητικό σύρμα τυλιγμένο σε έλικα γύρω από ένα αγωγίμο καλώδιο που έφερε το ρεύμα διέγερσης [8]. Πολλά χρόνια αργότερα, το 1975, οι Gise και Yarbrough πρότειναν μία διάταξη με

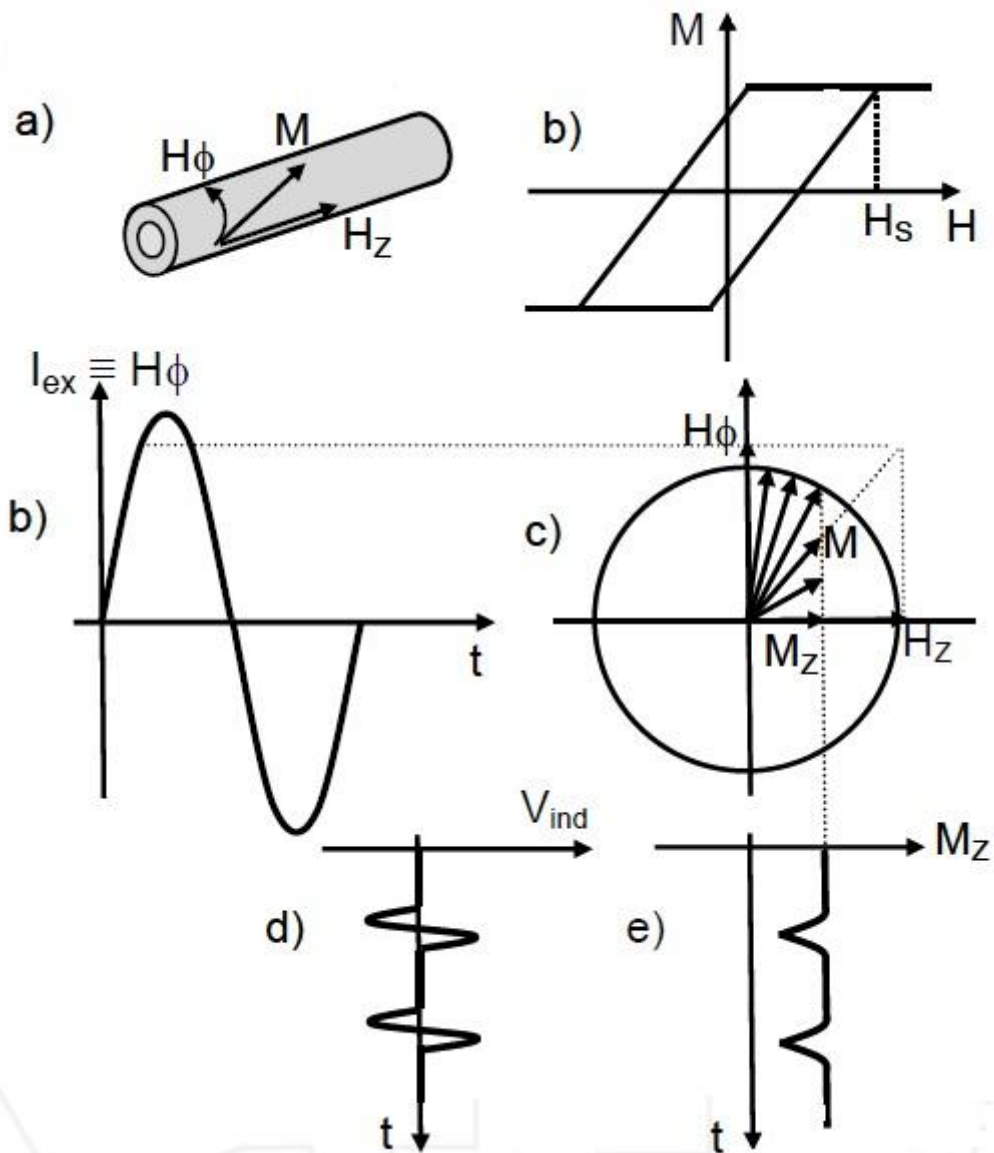
πυρήνα που έχει προέλθει από ηλεκτρολυτική επιμετάλλωση μίας ταινίας από κράμα νικελίου – σιδήρου υπερυψηλής μαγνητικής διαπερατότητας (permalloy) πάνω σε έναν γυάλινο κύλινδρο διαμέτρου 6.3mm αφού προηγουμένως έχουμε εναποθέσει ένα υπόστρωμα χαλκού [9]. Ο αισθητήρας έδειξε μεγάλη υστέρηση και αργότερα βελτιώθηκε από τους ίδιους με την αντικατάσταση του πυρήνα με έναν χάλκινο κύλινδρο 3.2mm [10]. Ένα άλλο σχέδιο βασισμένο σε ένα σύνθετο καλώδιο, κατασκευασμένο από έναν αγωγίμο πυρήνα και επιμεταλλωμένο με μία λεπτή μεμβράνη (~1μm πάχος), προτάθηκε το 1977 από τον Takeuchi [11].

Από τα πρώτα χρόνια τα παράλληλα Fluxgates προτιμώνταν από τα ορθογώνια γιατί συνήθως προσφέρουν καλύτερη απόδοση και χαμηλότερα επίπεδα θορύβου. Επομένως η επικρατούσα έρευνα και ανάπτυξη επικεντρώθηκε σε αυτά. Όμως η κατασκευή και βελτιστοποίηση των τεχνικών παραγωγής πολύ μικρών συρμάτων την οποία ανακαλύψαμε τις τελευταίες δεκαετίες [12], έχει κάνει πλέον δυνατή την κατασκευή μαλακών μαγνητικών καλωδίων με εξαιρετικά μικρή διάμετρο (50-100μm) και υψηλή μαγνητική διαπερατότητα. Χάρη σε αυτό, η αρχή των ορθογώνιων Fluxgates ξαναανακαλύφθηκε. Ένα ορθογώνιο Fluxgate με πυρήνα ένα γυάλινο επιμεταλλωμένο με κράμα χαλκού σωλήνα, πολύ μικρής διαμέτρου προτάθηκε το 2001 από τον Antonov [13] και ένα παρόμοιο με πυρήνα από σύρμα φτιαγμένο από χαλκό και permalloy διαμέτρου 20μm από τον Li το 2004 [14].

7.2 Αρχή λειτουργίας

Έστω ότι έχουμε ένα σωλήνα από μαλακό μαγνητικό υλικό, όπως φαίνεται και στο Σχήμα 7.5a, εκτεθειμένο σε ένα ημιτονικό πεδίο διέγερσης κατά την περιφερειακή κατεύθυνση H_ϕ (παραγόμενο από ένα δακτυλιοειδές πηνίο) και ένα αξονικό πεδίο H_z . Το υλικό θεωρείται ισότροπο με την χαρακτηριστική του $M - H$ να φαίνεται στο σχήμα 7.5b. Η μαγνήτιση M βρίσκεται μεταξύ του H_ϕ και του H_z , ώστε να ικανοποιεί τη συνθήκη ελάχιστης ενέργειας. Το αξονικό πεδίο υποτίθεται πολύ μικρότερο το πεδίου διέγερσης H_s , συνεπώς κατά το κομμάτι της περιόδου που $H_\phi < H_s$ ο πυρήνας δεν διεγείρεται. Σύμφωνα με αυτή τη συνθήκη, όταν αυξάνεται το H_ϕ , αυξάνεται η γωνία α και το πλάτος της μαγνήτισης M , ενώ η συνιστώσα το M στην αξονική κατεύθυνση M_z δεν επηρεάζεται γιατί το H_z είναι σταθερό. Παρόλα αυτά όταν το H_ϕ φτάνει το πλάτος στο οποίο το $H_{tot} = H_s$, τότε ο πυρήνας διεγείρεται. Εάν το H_ϕ αυξηθεί περαιτέρω, τότε το πλάτος του M δεν μεγαλώνει άλλο και ο μόνος επηρεασμός του στη μαγνήτιση είναι η αλλαγή της κατεύθυνσής της κατά μήκος της περιφέρειας που περιγράφει την κατάσταση κορεσμού (Σχήμα 7.5c). Κάτω από αυτή τη συνθήκη το M_z δεν είναι σταθερό πλέον, αλλά αρχίζει να μειώνεται καθώς το M ευθυγραμμίζεται με την κατάσταση κορεσμού (Σχήμα 7.5e). Αποτέλεσμα αυτού είναι μία μεταβολή

της μαγνητικής ροής στην αξονική κατεύθυνση και η δημιουργία μίας επαγόμενης τάσης στο πηνίο εξόδου (Σχήμα 7.5c) [6].



Σχήμα 7.5: Αρχή λειτουργίας ορθογώνιου Fluxgate [6]

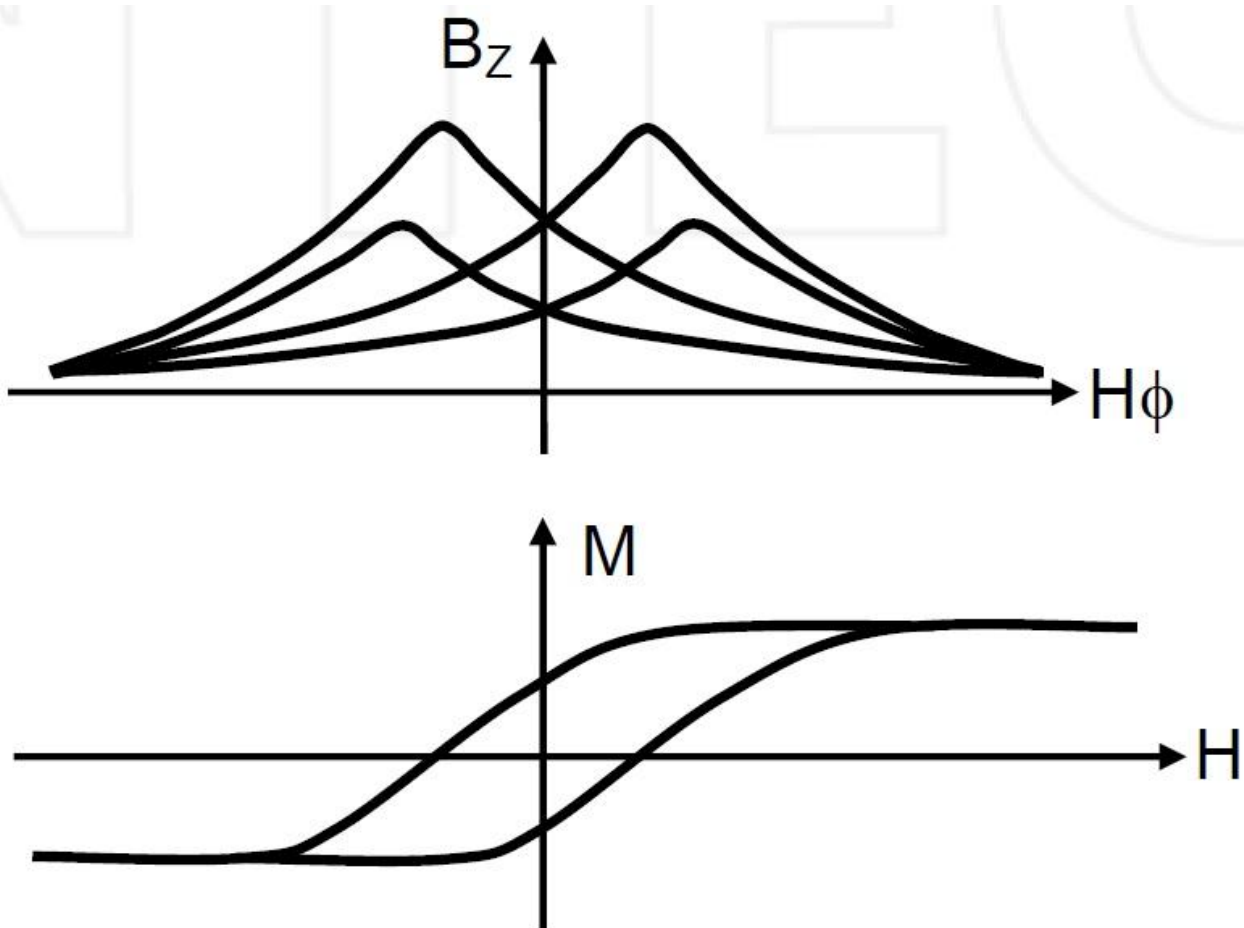
Δεδομένου ότι το πεδίο διέγερσης είναι ημιτονοειδές ο κορεσμός επιτυγχάνεται δύο φορές ανά περίοδο (και στη θετική και στην αρνητική κατεύθυνση). Αυτό σημαίνει ότι η επαγόμενη τάση θα περιέχει άρτιες αρμονικές της συχνότητας διέγερσης μέσα στη δεύτερη αρμονική, η οποία γενικά εξάγεται με την βοήθεια ενός ενισχυτή lock-in για να ληφθεί το σήμα εξόδου. Το πλάτος της επαγόμενης τάσης εξαρτάται από την M_z , που με τη σειρά καθορίζεται από το H_z . Τέλος, το πλάτος των άρτιων αρμονικών μας δίνει μια μέτρηση του αξονικού πεδίου H_z .

Αν η κατεύθυνση του H_z αναστραφεί το M_z γίνεται αρνητικό και η φάση της επαγόμενης τάσης μετατοπίζεται κατά π rad. Αυτό σημαίνει ότι το ορθογώνιο Fluxgate μπορεί να διακρίνει θετικά από αρνητικά πεδία. Συνήθως το πραγματικό μέρος της δεύτερης αρμονικής χρησιμοποιείται σαν ένα σήμα εξόδου προκειμένου να συνυπολογιστεί η φάση της τάσης και να

εξαχθεί μία αντισυμμετρική συνάρτηση, η οποία επιτρέπει να διακρίνουμε το πρόσημο του πεδίου [6].

7.2.1 Καμπύλη περιορισμού

Η καμπύλη περιορισμού συνήθως μετράται ώστε να καταλάβουμε πως η ροή περιορίζεται μέσα στον πυρήνα. Για να τη μελετήσουμε θεωρούμε ένα πραγματικό βρόχο M-H (Σχήμα 7.6b), χωρίς τις απλοποιήσεις του Σχήματος 7.5, και εξάγουμε την καμπύλη $B_z - H_\phi$, που περιγράφει τον περιορισμό που προκύπτει μέσα στον πυρήνα του ορθογώνιου Fluxgate. Το πλάτος των κορυφών της καμπύλης περιορισμού είναι ανάλογο με το H_z δεδομένου ότι αντιστοιχούν στη μαγνήτιση M_z , χωρίς κορεσμό. Επιπλέον, η θέση των κορυφών δεν είναι σταθερή. Για υψηλότερο H_z ο κορεσμός επιτυγχάνεται για χαμηλότερη τιμή του H_ϕ , με αποτέλεσμα η απόσταση μεταξύ των κορυφών να μειώνεται. (Σχήμα 7.6) [6].



Σχήμα 7.6: Καμπύλες περιορισμού ορθογώνιου Fluxgate [6]

Οι κορυφές των καμπυλών γίνονται αρνητικές για $H_z < 0$, ενώ για $H_z = 0$ καμία κορυφή δεν εμφανίζεται. Αυτό σημαίνει ότι η τάση που επάγεται στο πηνίου εξόδου είναι μηδενική για μηδενικό μετρούμενο πεδίο. Αυτό καθίσταται εξαιρετικά σημαντικό όταν ο αισθητήρας λειτουργεί σε κατάσταση ανατροφοδότησης, με το σημείο λειτουργίας του να διατηρείται γύρω από το μηδέν.

Στην περίπτωση αυτή, η τάση εξόδου θα είναι πάντοτε γύρω από το μηδέν, επιτρέποντας τη χρήση ενισχυτή υψηλής απολαβής για την αύξηση του λόγου σήματος προς θόρυβο (SNR) [6].

7.2.2 Επίδραση της ανισοτροπίας

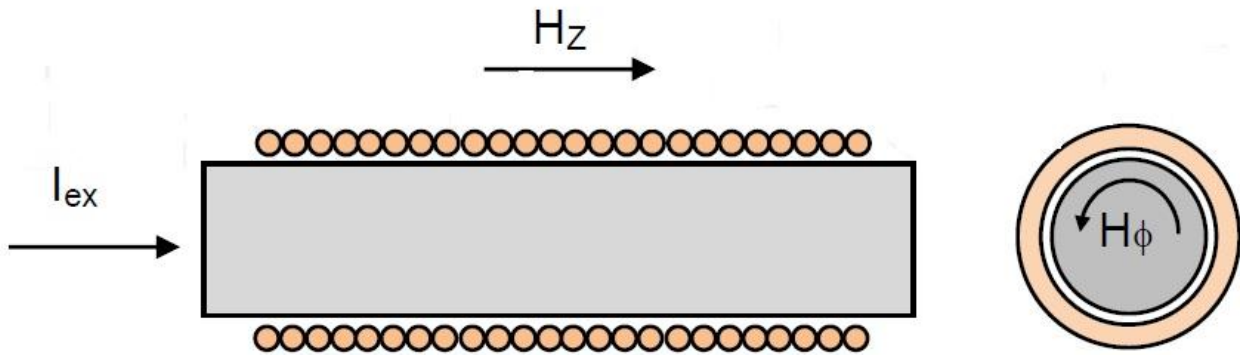
Πρέπει να τονίσουμε ότι το μοντέλο που περιγράφεται παραπάνω ισχύει μόνο εάν ο μαγνητικός πυρήνας είναι ισότροπος ή αν έχει περιφερειακή ανισοτροπία. Σε περίπτωση μη περιφερειακής ανισοτροπίας η κατεύθυνση της μαγνήτισης M καθορίζεται όχι μόνο από H_ϕ και το H_z , αλλά και από την ανισοτροπία. Στην περίπτωση αυτή, η γωνία ϕ της M λαμβάνεται με την ελαχιστοποίηση της συνολικής ενέργειας της, λαμβάνοντας υπόψη την ενέργεια πεδίου των H_ϕ και H_z , καθώς και την ενέργεια ανισοτροπίας [15].

Μη περιφερειακή ανισοτροπία μπορεί στην πραγματικότητα να οδηγήσει σε απόκλιση της μαγνήτισης από την περιφερειακή επιφάνεια και να οδηγήσει σε τάση εξόδου ακόμα και υπό μηδενικό μετρούμενο πεδίο, αλλάζοντας σημαντικά τις καμπύλες περιορισμού. Σε τέτοιες περιπτώσεις πρέπει να χρησιμοποιείται ένα πιο αναλυτικό μοντέλο, το οποίο θα λαμβάνει υπόψη την επίδραση της ανισοτροπίας [16].

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι στα μαγνητικά καλώδια η κατεύθυνση και η δύναμη της ανισοτροπίας μπορούν να αλλάξουν σημαντικά, ανάλογα με τις γεωμετρικές παραμέτρους και τις μεθόδους κατασκευής. Είναι λοιπόν απαραίτητος ένας λεπτομερής χαρακτηρισμός των αξονικών και κυλινδρικών μαγνητικών ιδιοτήτων πριν την εφαρμογή κάποιου μοντέλου στον αισθητήρα.

7.3 Ορθογώνια Fluxgate με πυρήνα – σύρμα

Όπως αναφέρθηκε και παραπάνω, η διαθεσιμότητα μικροκαλωδίων κατάλληλα για χρήση ως πυρήνες, αναθέρμανε τη χρησιμοποίηση των ορθογώνιων Fluxgates. Το Σχήμα 7.7 δείχνει τη δομή ενός ορθογώνιου Fluxgate βασισμένο σε ένα μαγνητικό πυρήνα – σύρμα. Το ρεύμα διέγερσης I_{ex} διαρρέει το μαγνητικό σύρμα και παράγει ένα περιφερειακό πεδίο H_ϕ και ένα πηνίο μέτρησης είναι τυλιγμένο γύρω από το σύρμα [6].



Σχήμα 7.7: Ορθογώνιο Fluxgate βασισμένο σε μαγνητικό σύρμα [6]

Σε αυτή τη δομή, πηνίου διέγερσης δεν απαιτείται επειδή το πεδίο διέγερσης παράγεται από το ρεύμα που ρέει μέσω του σύρματος. Ως εκ τούτου, η δομή του αισθητήρα είναι εξαιρετικά απλοποιημένη και η κατασκευή του γίνεται ευκολότερη. Ακόμη πιο σημαντικό, η έλλειψη του πηνίου διέγερσης καθιστά δυνατή τη σημαντική μείωση των διαστάσεων του αισθητήρα. Αυτό αποτελεί σημαντικό πλεονέκτημα για τα ορθογώνια Fluxgates, επειδή τα καθιστά κατάλληλα για τις τρέχουσες εφαρμογές όπου απαιτείται υψηλή σμίκρυνση [6].

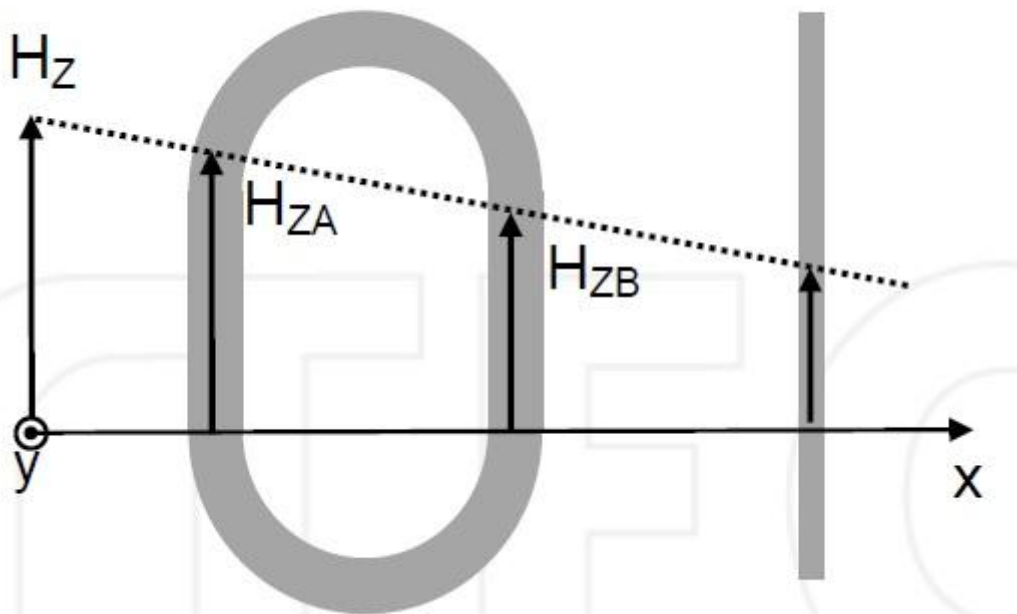
Τα Fluxgates βασισμένα σε συρμάτινο πυρήνα έγιναν δημοφιλή, επειδή τα τελευταία χρόνια οι τεχνικές παραγωγής μαγνητικών καλωδίων έχουν αποτελέσει αντικείμενο βαθιάς έρευνας. Για παράδειγμα, ο Li το 2003 [17] αναφέρει την επίδραση του μαγνητικού πεδίου κατά τη διαδικασία της ηλεκτροαπόθεσης ενός φιλμ NiFe σε ένα σύρμα χαλκού. Με σωστή ρύθμιση του πλάτους και της κατεύθυνσης του μαγνητικού πεδίου είναι δυνατόν να ελεγχθεί η κατεύθυνση της ανισοτροπίας, ιδιαίτερο χρήσιμο για τη βελτιστοποίηση της ευαισθησίας και τη ρύθμιση του offset του αισθητήρα, καθώς επίσης να βελτιωθεί η ομοιομορφία, η μαλακότητα και το μέγεθος των κόκκων του φιλμ. Επιπλέον έχει δειχθεί ότι είναι δυνατόν να μειωθεί σημαντικά η ικανότητα απομαγνητισμού των επιμεταλλωμένων ταινιών Permalloy και να αυξηθεί η διαπερατότητα τους, με τη χρησιμοποίηση παλμικού ρεύματος αντί για συνεχές στη διαδικασία ηλεκτρολυτικής επιμετάλλωσης [18].

Η ομοιομορφία του φιλμ βελτιώνεται με το διασκορπισμό ενός στρώματος κόκκων χαλκού πριν την επιμετάλλωση, επειδή ελαχιστοποιεί την τραχύτητα της επιφάνειας, συμβάλλοντας στη μείωση της απομαγνήτισης. Η επίδραση του πάχους του φιλμ στο μέγεθος της τραχύτητας και στην απομαγνήτιση μελετήθηκε και από τον Seet [19], ο οποίος έδειξε ότι η τραχύτητα μειώνεται με την αύξηση του πάχους. Ωστόσο, συνίσταται να διατηρείται σταθερή η πυκνότητα του ρεύματος κατά τη διάρκεια της επιμετάλλωσης, επειδή με τη μείωση της πυκνότητας ρεύματος έχει δειχθεί ότι αυξάνεται η τραχύτητα.

7.3.1 Χωρική ανάλυση

Εκτός από την έλλειψη πηνίου διέγερσης, ένα από τα κύρια πλεονεκτήματα των Fluxgates με συρμάτινο πυρήνα είναι η πολύ μικρή διάμετρος του πυρήνα (μερικές δεκάδες μm). Μία μικρή διάμετρος πλεονεκτεί εκτός από την ελαχιστοποίηση των διαστάσεων, στη βελτίωση της χωρικής διακριτικής ικανότητας στη μέτρηση του μαγνητικού πεδίου. Ας εξετάσουμε, επί παραδείγματι, ένα μαγνητικό πεδίο H_z με σταθερή κλίση κατά μήκος της διεύθυνσης x , όπως φαίνεται στο Σχήμα 7.8. Τα παράλληλου τύπου Fluxgates πρέπει να χρησιμοποιούν είτε ένα δακτυλιοειδή ή ελλειπτικό πυρήνα για να ελαχιστοποιούν τον συντελεστή απομαγνητισμού και να αντισταθμίζουν τις αιχμές τάσης για μηδενικό μετρούμενο πεδίο. Τέτοιου είδους πυρήνες έχουν δύο ευαίσθητα τμήματα στην κατεύθυνση μέτρησης (A & B στο Σχήμα. 7.8, αριστερά), τα οποία ανιχνεύουν διαφορετικά πεδία H_{zA} και H_{zB} . Το συνολικό πεδίο που μετράται από αυτό το Fluxgate θα είναι ο μέσος όρος των H_{zA} και H_{zB} .

Τα Fluxgates παράλληλου τύπου σπάνια έχουν πυρήνα λεπτότερο από 1-2 cm, περιορίζοντας τη χωρική ανάλυση σε αυτές τις διαστάσεις. Αντιθέτως, τα ορθογώνια Fluxgates έχουν την ευαίσθητη διατομή ενός ενιαίου σύρματος καθιστώντας δυνατή τη μέτρηση του μαγνητικού πεδίου H_z σε ένα συγκεκριμένο σημείο, με ακρίβεια που εξαρτάται από την διάμετρο του σύρματος. Δεδομένου ότι τα ευρέως χρησιμοποιούμενα σύρματα στους πυρήνες των Fluxgates έχουν διάμετρο έως 100 μm , η χωρική ανάλυση τους είναι τουλάχιστον 2 τάξεις μεγέθους μεγαλύτερη από αυτή των παράλληλου τύπου. Για το λόγο αυτό έχουν χρησιμοποιηθεί με επιτυχία σε εφαρμογές, όπως η μαγνητική απεικόνιση [6].



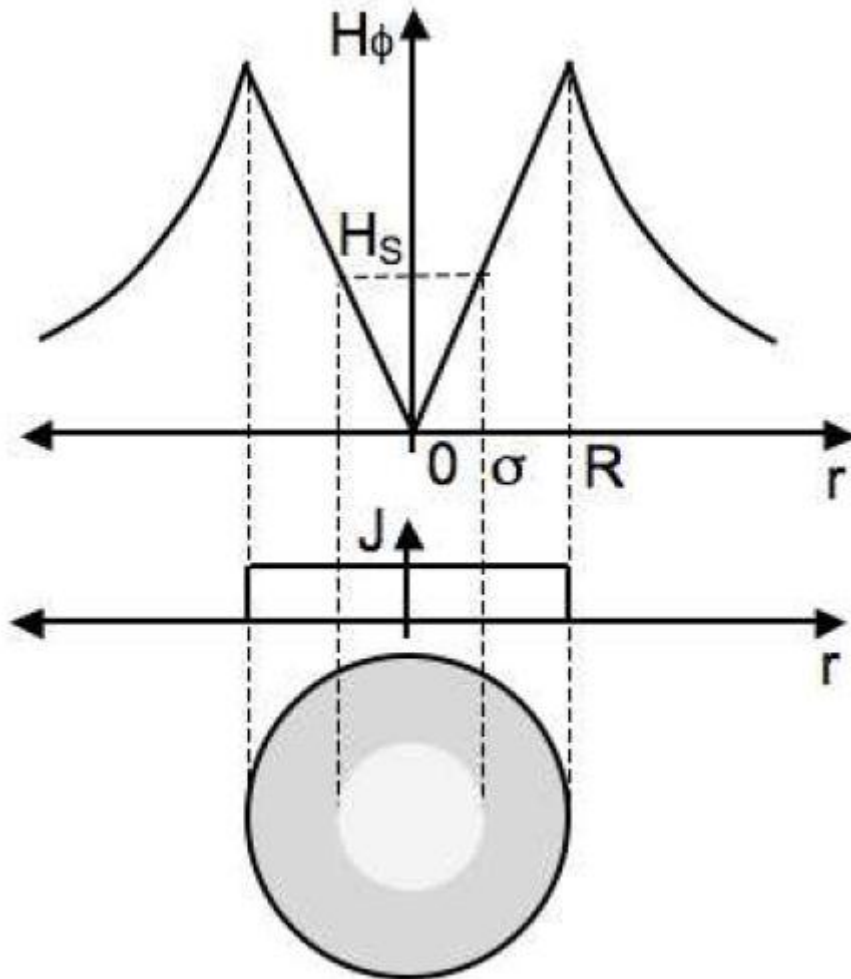
Σχήμα 7.8: Χωρική ανάλυση σε Fluxgate παράλληλου (αριστερά) & ορθογώνιου (δεξιά) τύπου [6]

7.3.2 Πεδίο διέγερσης μέσα στο σύρμα

Ένα από τα κύρια μειονεκτήματα των ορθογώνιων Fluxgates με συρμάτινο πυρήνα είναι ότι το πεδίο διέγερσης δεν είναι ομογενές κατά μήκος της ακτινικής απόστασης του σύρματος. Αυτό προκύπτει απευθείας από το νόμο του Ampere. Ας θεωρήσουμε ένα μαγνητικό σύρμα με ομοιόμορφη κατανομή ρεύματος. Το πεδίο διέγερσης H_{ϕ} αυξάνεται γραμμικά από το κέντρο του σύρματος μέχρι την επιφάνεια, όπου μεγιστοποιείται. Αν θέσουμε H_s ως το ελάχιστο πεδίο κορεσμού του υλικού, παρατηρούμε ότι στο εσωτερικό του πυρήνα, όπου $H < H_s$, ο πυρήνας δεν έχει κορεστεί πλήρως. Στον αντίποδα, όταν χρησιμοποιούμε έναν κυλινδρικό πυρήνα διεγερόμενο από ένα δακτυλιοειδές πηνίο, τότε ο πυρήνας είναι ομογενώς κορεσμένος (Σχήμα 7.9).

Ο κορεσμός είναι μία σημαντική προϋπόθεση για την ορθή λειτουργία του Fluxgate. Εάν μόνο το περίβλημα του πυρήνα είναι κορεσμένο τότε το εσωτερικό του δε θα λειτουργεί ως Fluxgate. Με μη κορεσμένο πυρήνα προκαλείται υστέρηση στα χαρακτηριστικά εξόδου του Fluxgate. Εάν εφαρμόσουμε ένα αξονικό μαγνητικό πεδίο στο σύρμα, αυτό θα μαγνητίσει το κεντρικό μέρος του πυρήνα στην κατεύθυνσή του. Αφού αυτό το κομμάτι του σύρματος δεν είναι κορεσμένο, η μαγνήτιση δεν μπορεί να αντικατασταθεί από το πεδίο διέγερσης μέσω κορεσμού στη περιφερειακή κατεύθυνση, οπότε το κέντρο του πυρήνα ακολουθεί το φυσικό του βρόχο υστέρησης.

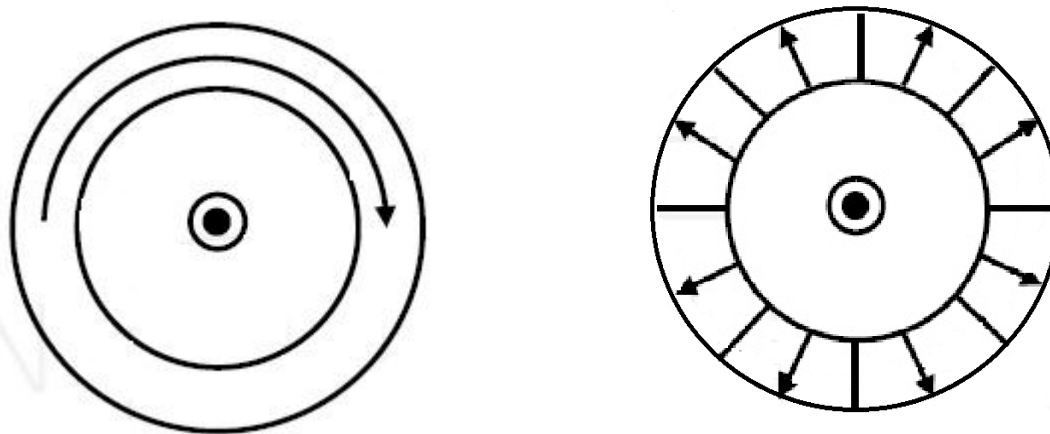
Στο βαθμό αυτό, είναι πολύ σημαντικό να επιτευχθεί ο πλήρης κορεσμός του πυρήνα για την αποφυγή υστερητικής συμπεριφοράς του αισθητήρα. Δυστυχώς είναι αδύνατον να κορεστεί το σύρμα σε όλο του το εύρος, αφού θα χρειαζόταν ένα άπειρο ρεύμα για να συμβεί αυτό. Επομένως θα υπάρχει πάντα ένα εσωτερικό κομμάτι που δεν έχει κορεστεί [6].



Σχήμα 7.9: Μαγνητικό σύρμα με ομοιόμορφη κατανομή ρεύματος. Το μαγνητικό πεδίο αυξάνει γραμμικά μέσα στο σύρμα και μόνο το εξωτερικό κέλυφος, όπου $H_\phi > H_s$ είναι κορεσμένο [6]

Άμορφα σύρματα χρησιμοποιούνται συχνά στα ορθογώνια Fluxgates. Σε αυτές τις περιπτώσεις, το σύρμα έχει ένα εσωτερικό κύλινδρο με μαγνήτιση κατά την αξονική κατεύθυνση και ένα κέλυφος με αξονική ή περιφερειακή μαγνήτιση (Σχήμα 7.10) για θετική ή αρνητική μαγνητοσυστολή αντίστοιχα [20].

Στην περίπτωση αυτή το κεντρικό μέρος του σύρματος δεν θα συνεισφέρει καθόλου και όλη η λειτουργία του αισθητήρα θα πηγάζει από το εξωτερικό κέλυφος. Το εσωτερικό μέρος του πυρήνα έχει μία δισταθή συμπεριφορά, το οποίο σημαίνει ότι η μαγνήτιση του θα αλλάξει κατεύθυνση με την εφαρμογή ενός αξονικού πεδίου μεγαλύτερο από το κρίσιμο. Ένα Fluxgate βασισμένο σε τέτοια σύρματα θα επηρεαστεί από το μόνιμο φαινόμενο της αλλαγής της μαγνήτισης του κέντρου του πυρήνα του, το οποίο θα σημαίνει την αλλαγή των χαρακτηριστικών εξόδου του [6].



Σχήμα 7.10: Διατομή μαγνητικού καλωδίου με αρχιτεκτονική “bamboo”, για αρνητική (αριστερά) και θετική (δεξιά) μαγνητοσυστολή. [6]

7.3.3 Σύνθετα καλώδια

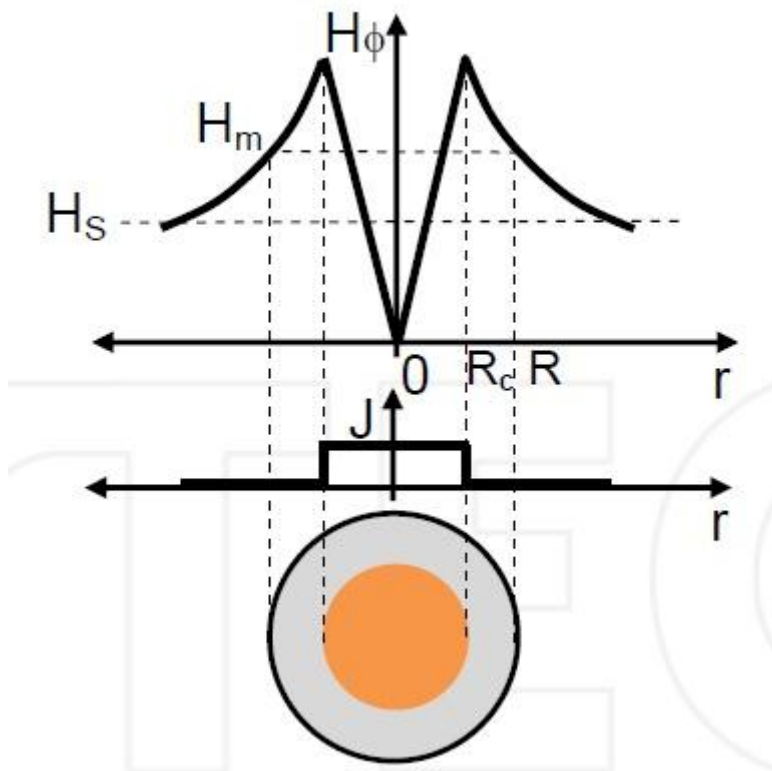
Τα σύνθετα καλώδια προτάθηκαν ώστε να δώσουν λύση στα προβλήματα που προκύπτουν από το ακόρεστο εσωτερικό κομμάτι του πυρήνα [21,22]. Η βασική ιδέα σχεδιασμού σύνθετων καλωδίων είναι να απαρτίζονται από έναν μη μαγνητικό πυρήνα με περίβλημα από μαλακό μαγνητικό υλικό. Με αυτόν τον τρόπο αποφεύγουμε προβλήματα όπως η εμφάνιση υστέρησης και μόνιμου σφάλματος στη χαρακτηριστική του αισθητήρα, τα οποία συνήθως εμφανίζονται εάν το καλώδιο δεν είναι πλήρως κορεσμένο.

Θεωρούμε έναν πυρήνα αποτελούμενο από ένα σύρμα χαλκού διαμέτρου 20 μm , που περιβάλλεται από ένα στρώμα Permalloy πάχους 2.5 μm , το μόνιμο σφάλμα είναι μόνο 1 μT , για ρεύμα διέγερσης 20mA. Επιπροσθέτως, φαίνεται ότι το μόνιμο σφάλμα μειώνεται περαιτέρω για μεγαλύτερα ρεύματα διέγερσης.

Η πιο συχνά χρησιμοποιούμενη τεχνική για να συνθέσουμε σύνθετα καλώδια είναι η ηλεκτροεπιμετάλλωση ενός μαγνητικού κράματος, για παράδειγμα Ni₈₀Fe₂₀ (Permalloy), πάνω σε ένα συρμάτινο σύρμα. Η αντίσταση του χαλκού (~17n $\Omega\cdot\text{m}$) είναι χαμηλότερη από αυτή πολλών μαγνητικών κραμάτων (για παράδειγμα η αντίσταση του Permalloy είναι ~200n $\Omega\cdot\text{m}$). Για ένα τυπικό καλώδιο με πυρήνα διαμέτρου 50 μm και κέλυφος Permalloy πάχους 5 μm , μόνο το 3.6% του συνολικού ρεύματος ρέει διαμέσου του μαγνητικού κελύφους. Εάν ο αισθητήρας λειτουργεί με αρκετά μικρό ρεύμα ώστε τα φαινόμενα επιφανείας να γίνουν αμελητέα, μπορούμε να υποθέσουμε ότι όλο το ρεύμα διέγερσης θα περνά μέσα από τον πυρήνα χαλκού. Μία τέτοια απλοποιημένη διάταξη φαίνεται στο Σχήμα 7.11, όπου η πυκνότητα ρεύματος J είναι ομοιόμορφη μέσα στον πυρήνα χαλκού και μηδενική στο μαγνητικό κέλυφος. Το περιφερειακό μαγνητικό πεδίο που παράγεται από το ρεύμα διέγερσης αυξάνει γραμμικά μέχρι την ακτίνα R_c και στη συνέχεια μειώνεται με λόγο $1/r$ για $r > R_c$. Σε αυτή την περίπτωση, το εξωτερικό μέρος του μαγνητικού

στρώματος διεγείρεται από ένα μικρότερο πεδίο H_m . Όσο το ρεύμα διέγερσης είναι αρκετά μεγάλο ώστε $H_m > H_s$ μπορούμε να θεωρήσουμε το καλώδιο πλήρως κορεσμένο.

Σε αυτού του τύπου τις δομές, ένα μεγαλύτερου πάχους μαγνητικό στρώμα χρειάζεται μεγαλύτερο ρεύμα διέγερσης, ώστε να αποφευχθεί το εξωτερικό μέρος του κελύφους να μην κορεστεί. Επομένως, πρέπει να αναλογιστούμε με μεγάλη προσοχή τα πλεονεκτήματα της υψηλότερης ευαισθησίας που προέρχονται από ένα παχύτερο μαγνητικό κέλυφος και τα μειονεκτήματα που προκαλούνται από το αυξημένο ρεύμα διέγερσης που απαιτείται για τον κορεσμό του [6].



Σχήμα 7.11: Σύνθετο καλώδιο αποτελούμενο από πυρήνα χαλκού και μαγνητικό κέλυφος.[6]

Το επιφανειακό φαινόμενο, δεν είναι πάντα αμελητέο, ειδικά όταν ο αισθητήρας λειτουργεί σε υψηλή συχνότητα ώστε να αυξηθεί η ευαισθησία του. Σε αυτή την περίπτωση, το ρεύμα διέγερσης διαχέεται από τον πυρήνα χαλκού στο μαγνητικό κέλυφος, μειώνοντας το μαγνητικό του πεδίο. Ανάλογα με την πραγματική κατανομή του ρεύματος, το μαγνητικό πεδίο μπορεί να αλλάξει αισθητά. Συνήθως χρησιμοποιούνται υπολογιστικές προσομοιώσεις για την πρόβλεψη της κατανομής του ρεύματος μέσα στα σύνθετα καλώδια [23]. Το βάθος διείσδυσης εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από την αγωγιμότητα τόσο του πυρήνα, όσο και του κελύφους, καθώς και από την διαπερατότητα του τελευταίου. Ως εκ τούτου δεν μπορεί να δοθεί μία γενική τιμή για το όριο συχνοτήτων ώστε να αποφευχθεί το φαινόμενο και μόνο μέσα από τις προσομοιώσεις μπορεί να εξαχθεί για κάθε καλώδιο ξεχωριστά.

Τέλος, οι σχεδιαστές πρέπει να επιλέξουν με μεγάλη προσοχή τη συχνότητα λειτουργίας. Από τη μία πλευρά, μία υψηλότερη συχνότητα αυξάνει την ευαισθησία, μειώνοντας το θόρυβο, ενώ από την άλλη μπορεί να προκαλέσει μη ολικό κορεσμό του καλωδίου σε κάποια τμήματά του, αυξάνοντας τον θόρυβο, την υστέρηση και το μόνιμο σφάλμα. Συνήθως επιλέγεται συμβιβαστικά, ώστε οι αντιθέσεις να αλληλοεξουδετερώνονται μερικώς [6].

7.3.4 Γυαλί μόνωσης

Μία πιο σύνθετη δομή προτάθηκε το 2009 από τον Butta [24], ώστε να ξεπεραστεί το πρόβλημα της διάχυσης του ρεύματος στο μαγνητικό κέλυφος. Αυτό επιτυγχάνεται τοποθετώντας ένα στρώμα γυαλιού μεταξύ του χάλκινου πυρήνα και του μαγνητικού κελύφους. Το στρώμα γυαλιού παρέχει ηλεκτρική απομόνωση, βοηθώντας έτσι να παραμείνει όλο το ρεύμα διέγερσης μέσα στον πυρήνα, ανεξαρτήτως της συχνότητας λειτουργίας. Ακόμα και αν το φαινόμενο επιφανείας συμβεί στον πυρήνα, σύμφωνα με το νόμο του Ampere, δεν επηρεάζει το μαγνητικό πεδίο εκτός της διαμέτρου του.

Για την κατασκευή μίας σύνθετης δομής με γυάλινη μόνωση μεταξύ πυρήνα και μαγνητικού κελύφους, χρησιμοποιούνται ως βάση σύρματα χαλκού καλυμμένα με γυαλί. Ακολούθως, ένα μικρό στρώμα χρυσού, μερικών nm, τοποθετείται πάνω στο γυαλί μέσω καθοδικής διασκόρπισης (sputtering). Τέλος, γίνεται η ηλεκτροεπιμετάλλωση του μαγνητικού κράματος πάνω στο χρυσό.

7.4 Micro orthogonal Fluxgates

Όπως έχει ήδη αναφερθεί, η απουσία πηνίου διέγερσης είναι ένα από τα κύρια πλεονεκτήματα των ορθογώνιων Fluxgates, καθώς η απλοποιημένη τους δομή μπορεί να οδηγήσει σε σημαντική σμίκρυνσή τους.

Η πρώτη προσπάθεια μείωσης των διαστάσεών τους έγινε το 2005 από τον Zorlu [25], όταν κατασκεύασε έναν αισθητήρα με πυρήνα χρυσού πάχους 20 μm καλυμμένο από ένα παχύ στρώμα FeNi πάχους 10 μm . Η συνολική διάμετρος του πυρήνα ήταν επομένως 40 μm , και το μήκος κυμαινόταν από 0.5 έως 4 mm. Η τάση εξόδου μετριόταν μέσω δύο επίπεδων πηνίων κατασκευασμένα επί ενός pyrex υποστρώματος μέσω επιμετάλλωσης, φωτολιθογραφία και διαμόρφωση.

Η απόκριση του αισθητήρα είναι γραμμική για μεγάλο εύρος ρευμάτων διέγερσης, το οποίο μπορεί να είναι τόσο χαμηλό που να φτάνει τα 50 mA (στα 100kHz), δείχνοντας ότι το καλώδιο έχει κορεστεί πλήρως σε τόσο χαμηλή τιμή. Αν το ρεύμα αυξηθεί έπειτα αυξηθεί μέχρι τα 100 mA

το γραμμικό εύρος φτάνει τα $\pm 250 \mu\text{T}$, και η ευαισθησία φτάνει τα 4.3 V/T . Ένα υψηλότερο ρεύμα από το ελάχιστο που χρειάζεται για τον κορεσμό του πυρήνα είναι χρήσιμο και για την αποφυγή του μονίμου σφάλματος. Για παράδειγμα, το μόνιμο σφάλμα για πεδίο $\pm 50 \mu\text{T}$ και ρεύμα διέγερσης 50 mA είναι $16 \mu\text{T}$, ενώ για διπλάσιο ρεύμα πέφτει μόλις στα $2 \mu\text{T}$ [6].

7.5 Πυρήνας πολλαπλών συρμάτων

Ένα από τα βασικά μειονεκτήματα των ορθογώνιων Fluxgates που βασίζονται σε μαγνητικά καλώδια είναι η χαμηλή ευαισθησία, κυρίως λόγω μικρότερης διατομής των πυρήνων, σε σχέση με τα παραδοσιακά παράλληλου τύπου ή τα ορθογώνια με συμπαγείς πυρήνες. Προκειμένου να αυξηθεί η ευαισθησία, έχουν προταθεί αισθητήρες με πυρήνα πολλαπλών καλωδίων, στους οποίους ο πυρήνας αποτελείται από πολλά μαγνητικά σύρματα το καθένα από τα οποία διεγείρεται από ρεύμα ίδιου πλάτους και συχνότητας. Τα σύρματα είναι ηλεκτρικά μονωμένα μεταξύ τους καθ' όλο το μήκος τους. Στην περίπτωση των άμορφων συρμάτων ένα λεπτό στρώμα γυαλιού, συνήθως $2 \mu\text{m}$, παρέχει την απαραίτητη μόνωση μεταξύ τους. Στα σύνθετα καλώδια Cu-Py αντ' αυτού υπάρχει ένα στρώμα εποξειδίου πάχους μερικού nm [6].

Το 2006 μετρήθηκε η ευαισθησία του ορθογώνιου Fluxgate πολλαπλών συρμάτων με ρυθμιστή εξόδου, για διαφορετικό αριθμό συρμάτων στον πυρήνα και βρέθηκε ότι αυξάνεται εκθετικά για μεγαλύτερο αριθμό καλωδίων. Για παράδειγμα, ένας πυρήνας 16 συρμάτων έχει ευαισθησία 65 φορές μεγαλύτερη από αυτή ενός μονόκλωνου [26]. Αργότερα παρουσιάστηκε ότι η τόσο απότομη άνοδος της ευαισθησίας δεν οφειλόταν μόνο στην αύξηση του φερρομαγνητικού υλικού του πυρήνα [27]. Ας υποθέσουμε ότι έχουμε δύο αισθητήρες με πυρήνα ίδιας διατομής, ο ένας είναι μονόκλωνος και ο άλλος δίκλωνος. Σε αυτή την περίπτωση η ευαισθησία του δίκλωνου πυρήνα είναι μεγαλύτερη, παρόλο που έχουν την ίδια διατομή. Όπως φάνηκε η αύξηση της ευαισθησίας γίνεται γραμμική εάν τα καλώδια έχουν αρκετά μεγάλη απόσταση, περίπου 5 φορές τη διάμετρό τους. Αυτό υποδεικνύει ότι η εκθετική αύξηση οφείλεται στη μαγνητική αλληλεπίδραση μεταξύ των καλωδίων.

Η αύξηση της ευαισθησίας είναι άχρηστη ένα συνοδεύεται από αύξηση του θορύβου. Περαιτέρω διερεύνηση απέδειξε ότι τα ορθογώνια Fluxgates πολύκλωνων πυρήνων εκτός από αυξημένη ευαισθησία έχουν και μειωμένο θόρυβο. Είναι ενδιαφέρον ότι ο θόρυβος είναι μικρότερος σε αρχιτεκτονικές με πιο συμπαγή διάταξη κλώνων, επειδή η μαγνητική αλληλεπίδρασή του είναι ισχυρότερη όσο πιο κοντά βρίσκονται. Επομένως, οι πολύκλωνοι πυρήνες είναι βολικοί και από θέμα ευαισθησίας και από άποψη θορύβου [28].

Αργότερα έγινε η υπόθεση ότι η εκθετική αύξηση της ευαισθησίας από την αύξηση του αριθμού των καλωδίων οφείλεται στη βελτίωση του παράγοντα ποιότητας του κυκλώματος

ρύθμισης [29]. Αυτό αποδείχθηκε με τη σύνδεση της ανώμαλης αύξησης με την αλλαγή των παραμέτρων ενίσχυσης, η οποία οφειλόταν στην αλλαγή του παράγοντα ποιότητας του κυκλώματος ρύθμισης [30].

Η ολική διατομή του πολύκλωνου Fluxgate είναι μεγαλύτερη και κατ' επέκταση η χωρική του ανάλυση είναι χειρότερη από αυτή του μονόκλωνου. Ωστόσο, πρέπει να αναλογιστούμε ότι η ευαισθησία αυξάνει εκθετικά τόσο στο σύνολο όσο και ανά μονάδα επιφανείας. Σε κάθε περίπτωση, εάν υποθέσουμε έναν 16κλωνο πυρήνα η χωρική του ανάλυση μειώνεται κατά έναν παράγοντα ~ 4 , αναλόγως τη γεωμετρία της κατασκευής, η οποία παραμένει μία τάξη μεγέθους καλύτερη από ενός συμπαγούς πυρήνα.

Ένα άλλο πλεονέκτημα των πολύκλωνων πυρήνων είναι η αμοιβαία αντιστάθμιση των παρασιτικών τάσεων, εάν τα καλώδια είναι συνδεδεμένα σε αντι-σειριακή μορφή.

Τέλος, πρέπει να είμαστε προσεκτικοί όσον αφορά την αλληλεπίδραση των κλώνων όταν τοποθετούνται πολύ κοντά, καθώς μπορεί να προκαλέσει υστέρηση στην απόκριση του αισθητήρα σε μέτρηση ασθενών πεδίων [30].

7.6 Αρχή λειτουργίας ορθογώνιων Fluxgates

Τα ορθογώνια Fluxgates είχαν αγνοηθεί στο παρελθόν επειδή είχαν υψηλότερο θόρυβο από τα παράλληλου τύπου. Αυτό, επί της ουσίας, οδήγησε την επικρατούσα έρευνα να επικεντρωθεί στα παράλληλου τύπου, αφού ο θόρυβος είναι μία από τις σημαντικότερες παραμέτρους για υψηλής ακρίβειας μαγνητόμετρα. Παρά το γεγονός ότι πρόσφατα τα ορθογώνια Fluxgates έχουν ανεβάσει τη δημοφιλία τους λόγω της χωρικής τους ανάλυσης και της απλής κατασκευής τους, ο θόρυβος είναι ακόμα ένα καίριο ζήτημα. Χωρίς την ουσιαστική μείωση του θορύβου, τα ορθογώνια Fluxgates δεν μπορούν να θεωρηθούν ανταγωνιστικά στα παράλληλου τύπου.

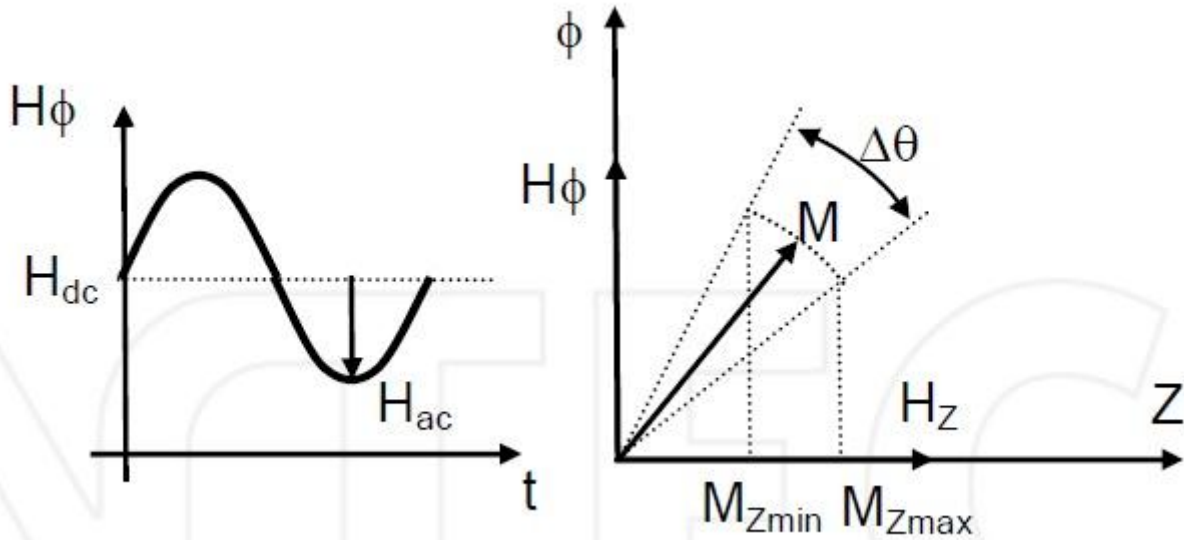
Ένα σημαντικό βήμα προόδου στον τομέα της μείωσης του θορύβου στα ορθογώνια Fluxgates έγινε από τον Sasada, ο οποίος πρότεινε να λειτουργούν οι αισθητήρες στη θεμελιώδη τους συχνότητα και όχι στη δεύτερη αρμονική [31].

7.6.1 Μηχανισμός λειτουργίας

Η δομή του αισθητήρα είναι πανομοιότυπη με του ορθογώνιου Fluxgate με πυρήνα σύρματος, ωστόσο έχει προστεθεί μία dc συνιστώσα στο ρεύμα διέγερσης. Σε αυτή την περίπτωση, η τάση εξόδου που επάγεται στο πηνίο μέτρησης θα βρίσκεται στη θεμελιώδη συχνότητα.

Για να καταλάβουμε το μηχανισμό λειτουργίας αυτής της διάταξης θα αναλύσουμε τις γραφικές παραστάσεις του παρακάτω σχήματος. Με την προσθήκη μίας dc συνιστώσας στο ρεύμα διέγερσης, το προκύπτον πεδίο διέγερσης στην περιφερειακή διεύθυνση διαμορφώνεται ως εξής:

$$H_{\phi} = H_{dc} + H_{ac} \sin(2\pi ft)$$



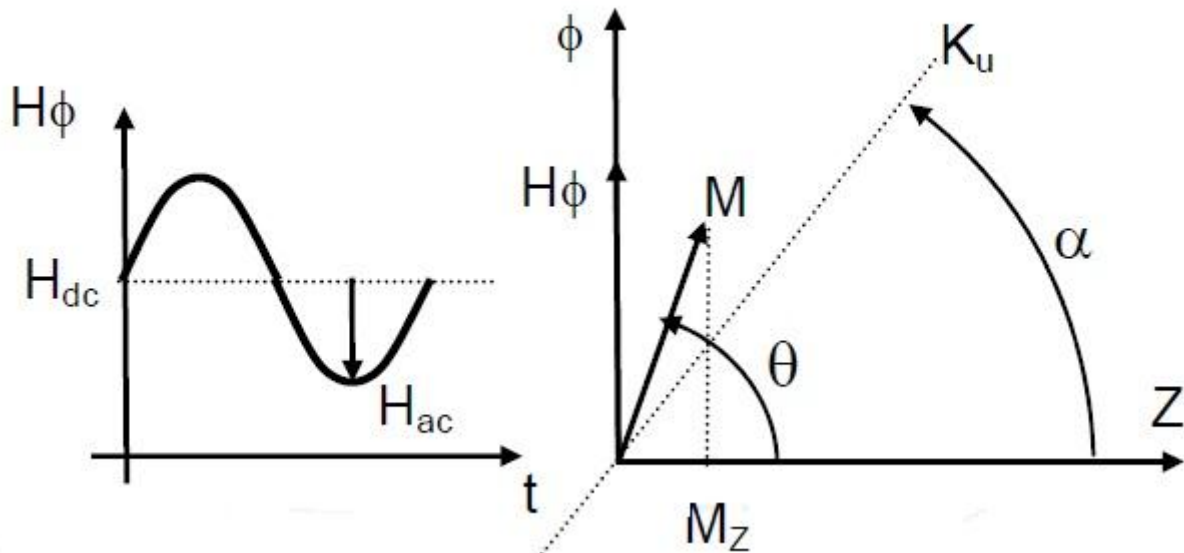
Σχήμα 7.12: Διάγραμμα του μηχανισμού λειτουργίας του ορθογώνιου Fluxgate στη θεμελιώδη συχνότητα [6]

Η dc συνιστώσα πρέπει να είναι αρκετά μεγάλη ώστε το πεδίο διέγερσης να γίνεται μονοπολικό. Αποτέλεσμα αυτού θα είναι η μαγνήτιση να μην αλλάζει την πολικότητά του, σε αντίθεση με ένα συμμετρικό διπολικό ρεύμα διέγερσης, χωρίς dc συνιστώσα. Η μαγνήτιση M θα ταλαντεύεται μεταξύ $\pm\Delta\theta/2$, ώστε πάντα να ικανοποιεί την συνθήκη ελάχιστης ενέργειας, λαμβάνοντας υπόψιν την ενέργεια των πεδίων H_{ϕ} και H_z καθώς και την ενέργεια ανισοτροπίας. Στα παραδοσιακά Fluxgates, χωρίς dc συνιστώσα, η μαγνήτιση αντιστρέφεται για θετική ή αρνητική πόλωση σε κάθε περίοδο, ως εκ τούτου η τάση εξόδου περιλαμβάνει κυρίως τη δεύτερη αρμονική. Σε αντιδιαστολή, στα ορθογώνια Fluxgates θεμελιώδους λειτουργίας η dc συνιστώσα δεν αφήνει τη μαγνήτιση να αλλάξει πολικότητα αλλά μόνο ταλαντώνεται με την ίδια συχνότητα f με το H_{ϕ} . Επομένως, η τάση εξόδου που επάγεται στο πηνίο λήψης από το χρονομεταβαλλόμενο πεδίο M_z θα είναι ημιτονοειδής στη θεμελιώδη συχνότητα [6].

7.6.2 Μετατόπιση

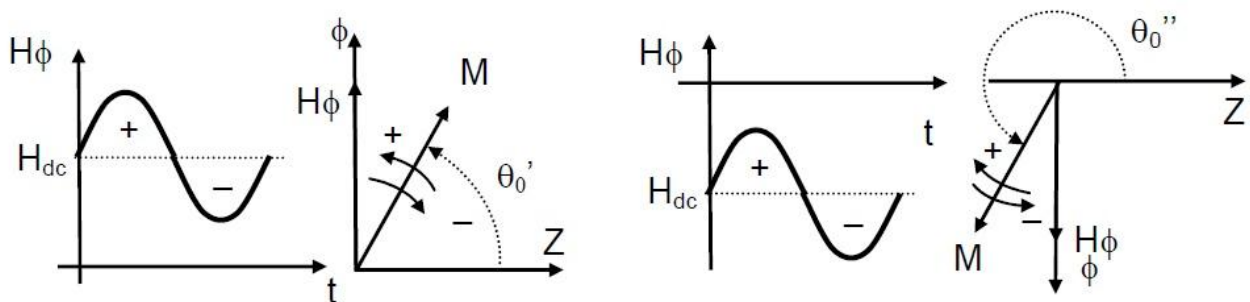
Μέχρι στιγμής δεν έχουμε αναλύσει καθόλου την επίδραση την ανισοτροπίας στην τάση εξόδου. Η ανισοτροπία συμβάλει στον προσδιορισμό της διεύθυνσης της μαγνήτισης. Για παράδειγμα, αν $H_z=0$ η προκύπτουσα M_z είναι μηδενική μόνο εάν $\alpha=\pi/2$. Αντίθετα, αν η ανισοτροπία δεν είναι περιφερειακή ($\alpha<\pi/2$, όπως στο Σχήμα 7.13) τότε η M_z δεν θα είναι μηδενική

ακόμα και αν $H_z=0$ και η M θα βρίσκεται ανάμεσα στο H_ϕ και το K_u ($\alpha < \theta < \pi/2$). Αποτέλεσμα αυτού, η τάση εξόδου να είναι μη μηδενική λόγω χρονικής μεταβολής του M_z , παρά το ότι $H_z=0$. Αυτό σημαίνει ότι η απόκριση του αισθητήρα θα εμφανίζει μία μετατόπιση κάθε φορά που η ανισοτροπία δεν είναι περιφερειακή.



Σχήμα 7.13: Μη περιφερειακή ανισοτροπία σε μαγνητικό καλώδιο χρησιμοποιούμενο ως πυρήνας σε ορθογώνιο Fluxgate θεμελιώδους τύπου [6]

Δυστυχώς, μη περιφερειακές συνιστώσες της ανισοτροπίας τυπικά υπάρχουν τόσο σε άμορφα καλώδια όσο και σε καλώδια Cu/Py. Η μετατόπιση εξόδου επομένως είναι πάντα αναμενόμενη στα ορθογώνια Fluxgates θεμελιώδους τύπου. Για να περιοριστεί αυτή η μετατόπιση ο Sasada [32] πρότεινε μία τεχνική, βασισμένη στο γεγονός ότι το πρόσημο της χαρακτηριστικής αντιστρέφεται εάν η dc συνιστώσα γίνει αρνητική, ενώ η μετατόπιση παραμένει ίδια. Για $H_z=0$ η μαγνήτιση M θα κυμαίνεται γύρω από τη θ_0' για θετική dc συνιστώσα και γύρω από τη θ_0'' για αρνητική (Σχήμα 7.14). Η προβολή της M στον άξονα z θα είναι ταυτόσημη, επειδή $\theta_0'' = \theta_0' + \pi$ και το H_{ac} κάνει την M να περιστρέφεται στην αντίθετη κατεύθυνση από το πρόσημο της dc συνιστώσας.



Σχήμα 7.14: Διάγραμμα ορθογώνιου Fluxgate θεμελιώδους τύπου με θετική και αρνητική dc συνιστώσα [6]

Προκειμένου να κατασταλεί η μετατόπιση μπορούμε περιοδικά να αντιστρέφουμε τη dc συνιστώσα και να αφαιρούμε τα σήματα εξόδου. Δεδομένου ότι η ευαισθησία έχει αντιστραφεί, με την αφαίρεση των χαρακτηριστικών ακυρώνουμε τη μετατόπιση με δεδομένο το γεγονός ότι το πρόσημο δεν έχει αλλάξει.

Η μετατόπιση μπορεί να αλλάξει σε πολύ χαμηλότερη συχνότητα από αυτή της διέγερσης. Για παράδειγμα, μπορούμε να αλλάζουμε το πρόσημο κάθε 25 περιόδους του ρεύματος διέγερσης [32]. Με αυτό τον τρόπο μπορούμε μειώσουμε το φαινόμενο της ξαφνικής μετάβασης από θετικό σε αρνητικό κορεσμό, η οποία μπορεί να έχει αρνητικά επακόλουθα στο θόρυβο της εξόδου. Για να αποφύγουμε την επίδραση της αλλαγής κορεσμού στο θόρυβο μπορούμε να αποκλείσουμε τις περιόδους ακριβώς πριν και μετά την αλλαγή. Αυτό μπορεί εύκολα να γίνει ψηφιακά [33] ή αναλογικά χρησιμοποιώντας ένα γρήγορο στερεό διακόπτη πριν το τελικό χαμηλοπερατό φίλτρο [34].

Θα πρέπει να σημειωθεί ότι όλες οι προτεινόμενες τεχνικές απαιτούν σημαντική τροποποίηση των ηλεκτρονικών τόσο από την πλευρά της διέγερσης, καθώς και στο κύκλωμα αλλαγής σήματος. Ενώ αυτή η μικρή επιπλοκή στα ηλεκτρονικά μπορεί να είναι υποφερτή για πολλά μαγνητόμετρα, θα μπορούσε να είναι ένα μη αμελητέο πρόβλημα για εφαρμογές όπως φορητές συσκευές [6].

7.6.3 Θόρυβος

Τα ορθογώνια Fluxgates βασικής συχνότητας έγιναν πιο δημοφιλή λόγω του γεγονότος ότι έχουν λιγότερο θόρυβο από τα παραδοσιακά. Αυτό οφείλεται στην κατάσταση λειτουργίας τους, παρά στον αισθητήρα. Όπως παρουσιάστηκε, το ίδιο Fluxgate (άμορφος πυρήνας κοβαλτίου 120μm τυλιγμένος με πηνίο εξόδου 400 στροφών) έχει θόρυβο $1\text{nT}/\sqrt{\text{Hz}}$ στο 1 Hz εάν βρίσκεται σε λειτουργία δεύτερης αρμονικής, ενώ ο θόρυβος πέφτει στα $20\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ όταν λειτουργεί στη βασική συχνότητα. Σε αυτή την περίπτωση, η λειτουργία στη βασική συχνότητα συνεισφέρει στη μείωση του θορύβου κατά 50 μονάδες, με χρήση του ίδιου αισθητήρα [35].

Ένα παρόμοιο αποτέλεσμα εξήχθη για ένα Fluxgate με σωληνοειδή πυρήνα διαμέτρου 8mm κατασκευασμένο από άμορφη ταινία πλάτους 5mm. Σε αυτή την περίπτωση τόσο το πηνίο διέγερσης όσο και το πηνίο εξόδου τοποθετήθηκαν πάνω στον πυρήνα. Όταν ο αισθητήρας λειτουργεί στη βασική συχνότητα ο θόρυβος είναι $10\text{pT}/\sqrt{\text{Hz}}$ δηλαδή 30 φορές λιγότερος από τη λειτουργία στη δεύτερη αρμονική [36].

Επομένως, η μείωση του θορύβου που επιτυγχάνεται στη βασική λειτουργία μπορεί να γενικευτεί αφού ισχύει για όλα τα είδη ορθογώνιων Fluxgates. Αυτό μπορεί εύκολα να φανεί από την ανάλυση της πηγής του θορύβου. Τυπικά ο θόρυβος προέρχεται από τον μαγνητικό πυρήνα. Η

αντιστροφή της μαγνήτισης από θετικό σε αρνητικό κορεσμό περιλαμβάνει κίνηση των μαγνητικών τοιχωμάτων, η οποία είναι η πηγή του θορύβου Barkhausen. Αφού το πηνίο εξόδου ανιχνεύει χρονικές μεταβολές της ροής μέσα στον πυρήνα, ο θόρυβος Barkhausen θα εμφανιστεί στην έξοδο του πηνίου. Για αυτόν το λόγο οι σχεδιαστές των Fluxgates διάλεξαν υλικά για τον πυρήνα, τα οποία φτάνουν εύκολα σε κορεσμό και παρουσιάζουν πολύ ομαλή μετάβαση μεταξύ αντίθετων κορεσμών.

Η πηγή του θορύβου μειώνεται δραματικά με την εφαρμογή dc συνιστώσας στο ρεύμα διέγερσης. Εάν η συνιστώσα αυτή είναι αρκετά μεγάλη ώστε να διατηρεί τον πυρήνα κορεσμένο σε όλη την περίοδο του I_{ac} , τότε η μαγνήτιση αλλάζει μόνο κατεύθυνση και δεν παρουσιάζεται μετακίνηση τοιχωμάτων.

Ακόμη πρέπει να προσμετράται η ευαισθησία όταν υπολογίζεται ο θόρυβος της εξόδου. Ένα υψηλότερο I_{dc} μπορεί να μειώσει σημαντικά την ευαισθησία, γιατί αυξάνει τη γωνία θ την μαγνήτισης M , με αποτέλεσμα να μικραίνει η προβολή της στον διαμήκη άξονα. Σε αντιδιαστολή, η ευαισθησία αυξάνει μονοτονικά από το εναλλασσόμενο ρεύμα διέγερσης [37], με αποτέλεσμα μία αύξηση του I_{ac} να είναι χρήσιμη στη μείωση του συνολικού θορύβου ακόμα και αν οδηγεί τον πυρήνα εκτός κορεσμού.

Ο χαμηλότερος θόρυβος ενός ορθογώνιου Fluxgate στη βασική λειτουργία επιτυγχάνεται με τη σωστή επιλογή του ζεύγους I_{dc} και I_{ac} , ώστε η ευαισθησία να είναι αρκετά υψηλή για να μηδενίσει τον θόρυβο, αλλά η χαμηλότερη τιμή του συνολικού ρεύματος να μην είναι πολύ μικρή, ώστε να αποφευχθεί κίνηση τοιχωμάτων στον πυρήνα. Η βέλτιστη κατάσταση για μειωμένο θόρυβο λαμβάνεται ακριβώς πριν εμφανιστούν μικροσκοπικοί βρόχοι στον περιφερειακό βρόχο BH [37]. Θόρυβος $7pT/\sqrt{Hz}$ στο 1 Hz λήφθηκε από την βελτιστοποίηση των παραμέτρων διέγερσης, με χρήση του μαγνητόμετρου που πρότειναν οι Sasada & Kashima [38]. Ο θόρυβος μπορεί να μειωθεί περαιτέρω μέχρι τα $5pT/\sqrt{Hz}$ στο 1 Hz με χρήση τρίκλωνου πυρήνα αντί για μονόκλωνο.

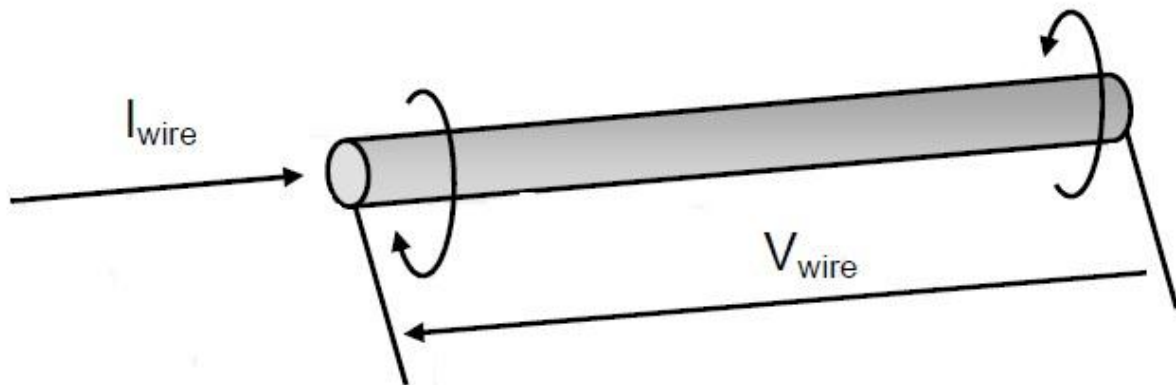
7.7 Fluxgates χωρίς πηνίο

Όπως αναφέρθηκε προηγουμένως, ορθογώνια Fluxgates βασισμένα σε μικροκαλώδια έγιναν δημοφιλή λόγω της απουσίας πηνίου διέγερσης, η οποία απλούστευσε την κατασκευή τους. Στο βαθμό αυτό, ο συρμάτινος πυρήνας χρειάζεται μόνο ένα πηνίο λήψης, το οποίο μπορεί εύκολα να τυλιχτεί γύρω του σε μία αυτοματοποιημένη διαδικασία. Ωστόσο η παρουσία πηνίου, ακόμα και αν είναι ένα απλό πηνίο εξόδου μπορεί να κάνει τον αισθητήρα ακατάλληλο για εφαρμογές που απαιτείται υψηλή σμίκρυνση. Μία πιθανή λύση σε αυτό το πρόβλημα είναι να χρησιμοποιηθούν επίπεδα πηνία κατασκευασμένα επί ενός υποστρώματος κάτω από τον πυρήνα [39]. Αν και αυτή η

λύση έχει πολύπλοκη δομή, η οποία χρειάζεται ένα επιπλέον βήμα στην διαδικασία παραγωγής, είναι καλύτερο να έχουμε ένα Fluxgate απαλλαγμένο από πηνία [40].

7.7.1 Δομή του αισθητήρα

Σε ένα Fluxgate χωρίς πηνίο λήψης, εφαρμόζεται στρέψη σε ένα σύνθετο μικροκαλώδιο αποτελούμενο από πυρήνα χαλκού καλυμμένο από ένα φερρομαγνητικό στρώμα, ενώ ένα εναλλασσόμενο ρεύμα διέγερσης ρέει από μέσα του. (Σχήμα 7.15) Εάν το ρεύμα διέγερσης είναι αρκετά μεγάλο ώστε να κορεστεί το μαγνητικό στρώμα και στις δύο πολικότητες και ένα μαγνητικό πεδίο εφαρμοστεί στην αξονική κατεύθυνση, τότε θα εμφανιστούν άρτιες αρμονικές στην τάση κατά μήκος των άκρων του καλωδίου. Διαπιστώθηκε ότι η δεύτερη αρμονική είναι ανάλογη με το αξονικό μαγνητικό πεδίο που εφαρμόστηκε, επομένως αυτή η δομή μπορεί να χρησιμοποιηθεί ως μαγνητικός αισθητήρας. Δεδομένου ότι η τάση εξόδου λαμβάνεται κατευθείαν στα άκρα του καλωδίου, δεν χρειάζεται πηνίο λήψης.



Σχήμα 7.15: Fluxgate χωρίς πηνίο. Το μαγνητικό καλώδιο έχει συστρέφει και η έξοδος λαμβάνεται στις απολήξεις του [6]

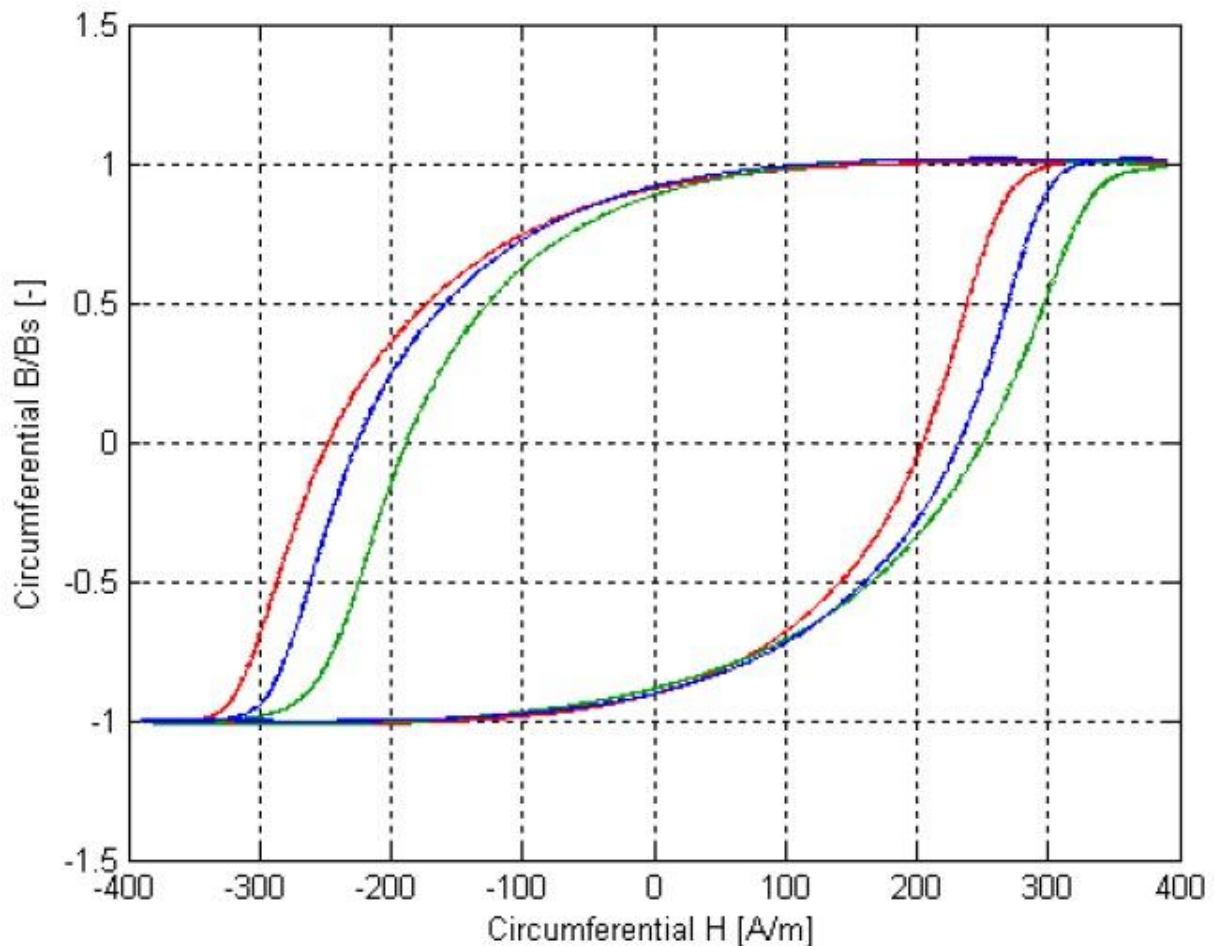
Πρέπει να σημειωθεί ότι οι συγκεκριμένοι αισθητήρες κατατάσσονται, μετά από δέουσα σκέψη, στα ορθογώνια Fluxgates, παρόλο που η δομή τους μοιάζει με των αισθητήρων μαγνητοαντίστασης (MI). Πράγματι, ο αισθητήρας επιστρέφει ένα σήμα εξόδου με γραμμική χαρακτηριστική μόνο εάν επιτευχθεί πλήρης κορεσμός και στις δύο πολικότητες. Σε περίπτωση που χαθεί ο κορεσμός το σήμα εξαφανίζεται. Επιπλέον, τα συγκεκριμένου τύπου Fluxgates έχουν συχνότητα λειτουργίας στην περιοχή των 10kHz, ενώ οι αισθητήρες MI λειτουργούν στα MHz. Αυτό σημαίνει ότι τα φυσικά φαινόμενα που εμφανίζονται μέσα στο καλώδιο έχουν αισθητή διαφορά. Για να το θέσουμε διαφορετικά, οι αισθητήρες MI βασίζονται κυρίως στη μεταβολή του φαινομένου επιφανείας του μαγνητικού καλωδίου, λόγω αλλαγής της διαπερατότητας, που προκαλείται από το εξωτερικό πεδίο [41], ενώ στα Fluxgates χωρίς πηνίο το εξωτερικό πεδίο προκαλεί γραμμική μετατόπιση ενός περιφερειακού βρόχου BH, δημιουργώντας άρτιες αρμονικές. Η διαφοροποίηση μεταξύ των αισθητήρων γίνεται εμφανής όταν εξεταστούν τα χαρακτηριστικά εξόδου τους. Τα Fluxgates χωρίς πηνίο έχουν μία δεύτερη αρμονική, η οποία εξαρτάται γραμμικά

από το εξωτερικό πεδίο με αντισυμμετρική χαρακτηριστική. Αυτό επιτρέπει τη διάκριση μεταξύ θετικών και αρνητικών πεδίων. Οι αισθητήρες MI αντ' αυτού, έχουν μία εξαρτώμενη μεταβλητή αντίσταση με μη γραμμική συμμετρική χαρακτηριστική. Για να χρησιμοποιηθούν σε ένα μαγνητόμετρο, οι αισθητήρες MI πρέπει να έχουν ένα συνεχές πεδίο[42], ώστε το σημείο λειτουργίας να μετακινηθεί στον κατώτερο κλάδο της χαρακτηριστικής, με την έξοδο ωστόσο να είναι κατά προσέγγιση γραμμική.

7.7.2 Μηχανισμός λειτουργίας

Ο Butta έδειξε πως η ευαισθησία ενός Fluxgate χωρίς πηνίο εξαρτάται από την γωνία στρέψης που εφαρμόζεται στο μαγνητικό καλώδιο και γίνεται αρνητική όταν συστραφεί στην αντίθετη κατεύθυνση [40]. Αντ' αυτού δεν καταγράφεται σήμα εξόδου εάν το καλώδιο δεν έχει συστραφεί. Επομένως, θεωρήθηκε ότι ο μηχανισμός λειτουργίας του συγκεκριμένου Fluxgate οφείλεται στην ελικοειδή ανισοτροπία που επάγεται στο μαγνητικό σύρμα από τη μηχανική συστροφή του. Η θεωρία αυτή επιβεβαιώθηκε από την παρατήρηση της ιδιότητας αυτής σε μαγνητικά καλώδια κατασκευασμένα με ενσωματωμένη ελικοειδή ανισοτροπία. Σε μία άλλη διάταξη αποτελούμενη από ένα στρώμα μαγνητικού κράματος (Permalloy), το οποίο επιμεταλλώθηκε ηλεκτρολυτικά υπό την επίδραση ενός ελικοειδούς πεδίου, που δημιουργείται από τον συνδυασμό ενός διαμήκους πεδίου που εφαρμόζεται σε ένα πεδίο Helmholtz και ενός κυκλικού πεδίου που παράγεται από ένα συνεχές ρεύμα που ρέει μέσα από το καλώδιο [43]. Διαφορετικά γίνεται να εισάγουμε ελικοειδή ανισοτροπία στο καλώδιο με την επιμετάλλωση του κράματος υπό στρέψη και αποδεσμεύοντας το στο τέλος της διαδικασίας. Η οπισθογενής εκτόνωση κατά την απότομη απελευθέρωση οδηγεί σε ελικοειδή ανισοτροπία [44,45,46].

Ένα μοντέλο του μηχανισμού λειτουργίας του Fluxgate χωρίς πηνίο προτάθηκε από τους Butta και Ripka, βασισμένο στην επίδραση της ελικοειδούς ανισοτροπίας στη μαγνήτιση του καλωδίου, κατά τη διάρκεια της διαδικασίας κορεσμού, η οποία καθορίζεται από το ρεύμα διέγερσης [47]. Στο Σχήμα 7.16 φαίνεται ο περιφερειακός βρόχος BH [48] του μαγνητικού καλωδίου για εφαρμοζόμενο εξωτερικό αξονικό πεδίο 80μT, -80μT και 0μT.

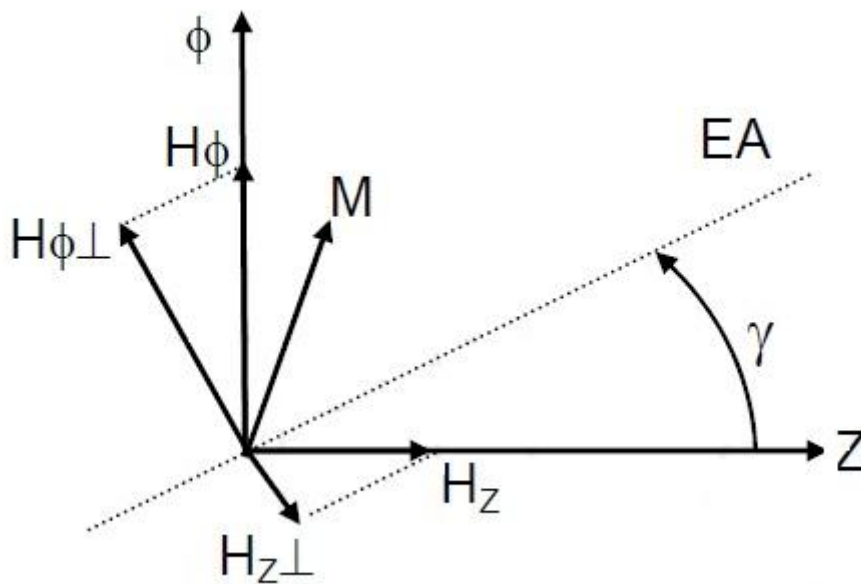


Σχήμα 7.16: Περιφερειακός βρόχος BH ενός μαγνητικού καλωδίου υπό στρέψη για εξωτερικό αξονικό πεδίο 80μT, -80μT και 0μT. Ο βρόχος εναλλάσσεται από το εξωτερικό πεδίο [6]

Η περιφερειακή ροή λαμβάνεται από την ενσωματωμένο επαγωγικό κομμάτι της τάσης στα άκρα του καλωδίου V_{wire} . Ακολούθως η επαγωγική συνιστώσα της V_{wire} λαμβάνεται αφαιρώντας το ωμικό μέρος της τάσης που είναι $R_{wire} \cdot I_{wire}$. Η εναπομείνουσα τάση θα είναι αυτή που παρήχθη από την περιφερειακή ροή. Όταν η μαγνήτιση αναστρέφεται από θετική σε αρνητική και αντιστρόφως εμφανίζονται κορυφές στην τάση V_{wire} , εκτός από την συνεχή ωμική πτώση τάσης.

Ας υποθέσουμε ότι έχουμε ένα μικροκαλώδιο με ελικοειδή ανισοτροπία, όπως φαίνεται στο Σχήμα 7.17, όπου γ είναι ο γωνιακός άξονας εύκολης μαγνήτισης σε σχέση με την αξονική κατεύθυνση του καλωδίου Z . Όπως παρατηρήθηκε στις περιπτώσεις των παραδοσιακών Fluxgates η μαγνήτιση περιστρέφεται από το πεδίο διέγερσης H_{ϕ} , το οποίο φέρνει το καλώδιο περιοδικά σε κορεσμό στην αντίθετη κατεύθυνση. Ωστόσο, ο μηχανισμός έχει στραφεί κατά μία γωνία γ . Επομένως, το πεδίο που είναι υπεύθυνο για την περιστροφή της M είναι τώρα η συνιστώσα του H_{ϕ} που είναι κάθετη στον άξονα εύκολης μαγνήτισης, $H_{z\perp}$, το οποίο δρα ως dc μετατόπιση στο εναλλασσόμενο $H_{\phi\perp}$. Αυτό συνεπάγεται ότι η περιοδική διαδικασία του κορεσμού προκαλούμενη από το πεδίο διέγερσης εναλλάσσεται μέσω της συνιστώσας του αξονικού πεδίου $H_{z\perp}$. Εάν παρατηρήσουμε το περιφερειακό βρόχο BH έχοντας ως αναφορά το H_{ϕ} , διακρίνεται μία

μετατόπισή του οφειλόμενη στην επίδραση του αξονικού πεδίου, όπως δείχνει και το Σχήμα 7.17 [6].



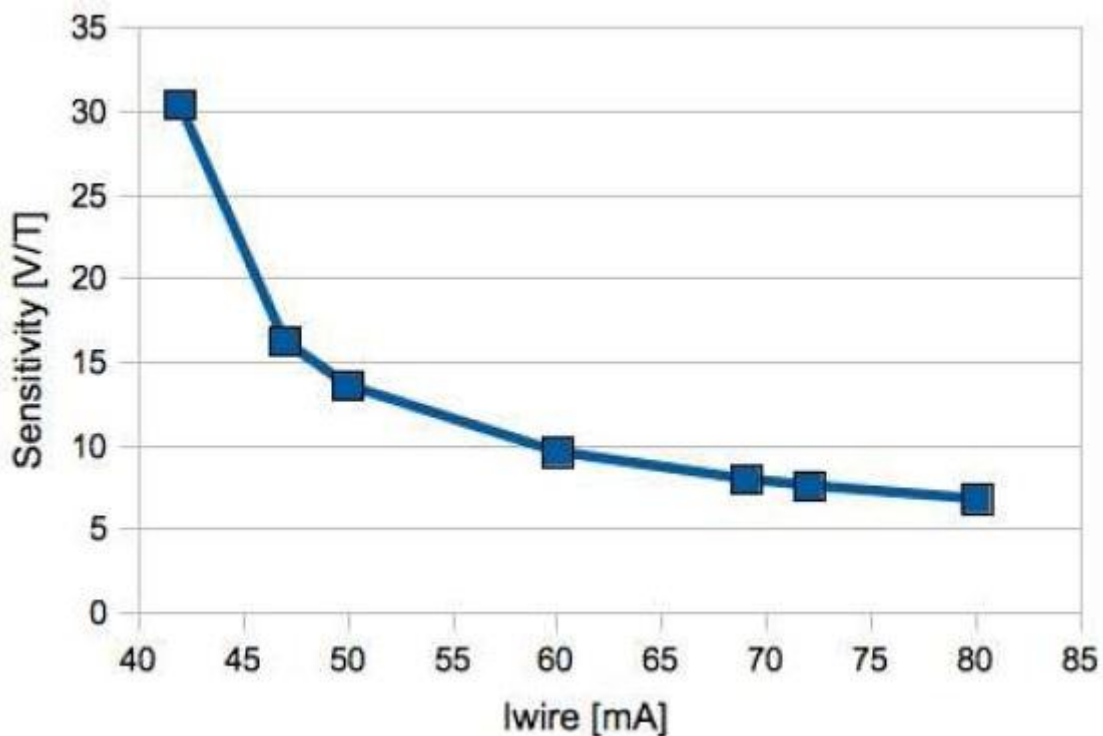
Σχήμα 7.17: Μηχανισμός λειτουργίας Fluxgate χωρίς πηνίο [6]

7.7.3 Ευαισθησία

Η ευαισθησία του fluxgate χωρίς πηνίο εξαρτάται άμεσα από το πλάτος του ρεύματος διέγερσης. Ωστόσο, ενώ η ευαισθησία των παραδοσιακών Fluxgates αυξάνεται εάν το πλάτος του ρεύματος είναι μεγαλύτερο σε αυτή τη διάταξη μειώνεται, είναι δηλαδή αντιστρόφως ανάλογη με το πλάτος. Αυτό μπορεί να εξηγηθεί με βάση το μοντέλο του αισθητήρα. Αυξάνοντας το ρεύμα διέγερσης, η ενέργεια πεδίου που σχετίζεται με το κυκλικό μαγνητικό πεδίο μεγαλώνει εξίσου, με αποτέλεσμα η μαγνήτιση M να έχει κατεύθυνση πιο κοντά στο κυκλικό πεδίο διέγερσης, ενώ η επίδραση της ενέργειας της ανισοτροπίας στη συνολική ενέργεια της M να εξασθενεί σταδιακά.

Παρατηρώντας το Σχήμα 7.18 μπορεί να βγει το συμπέρασμα ότι οι ιδανικές συνθήκες λειτουργίας επιτυγχάνονται για ρεύμα διέγερσης πλάτους 42-43 mA, όπου η ευαισθησία γίνεται μέγιστη. Όμως το ρεύμα διέγερσης πρέπει να είναι αρκετά μεγάλο ώστε να κορεστεί πλήρως το καλώδιο, ώστε να μειωθεί ο θόρυβος και να εξασφαλιστεί ευρύτερη γραμμική λειτουργία. Δεδομένου ότι ένα εξωτερικό πεδίο μετατοπίζει τον περιφερειακό βρόχο BH του μαγνητικού σύρματος (Σχήμα 7.16), ο αισθητήρας θα συνεχίσει να λειτουργεί κανονικά όσο το μετρούμενο πεδίο δεν είναι πάρα πολύ μεγάλο για να μετατοπίσει το ένα άκρο του βρόχου BH εκτός κόρου. Αν συνέβαινε αυτό, η γραμμικότητα του αισθητήρα θα χανόταν. Ως εκ τούτου, συνιστάται ο αισθητήρας να παραμείνει να λειτουργεί σε ένα υψηλότερο ρεύμα διέγερσης από το ελάχιστο

ρεύμα που απαιτείται για την επίτευξη κορεσμού, χωρίς να είναι αρκετά υψηλό όμως ώστε να αποφεύγεται η σημαντική απώλεια ευαισθησίας [6].



Σχήμα 7.18: Χαρακτηριστική εξόδου Fluxgate χωρίς πηνίο για διαφορετικό πλάτος ρεύματος διέγερσης I_{wire} [6]

Συγκρινόμενα με τα παραδοσιακά Fluxgates αυτά χωρίς πηνίο έχουν χαμηλότερη ευαισθησία. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η περιφερειακή ροή λαμβάνεται από ένα εικονικό πηνίο μίας στροφής. Στα Fluxgates με πηνίο λήψης η ευαισθησία μπορεί να πολλαπλασιαστεί αυξάνοντας τις στροφές του πηνίου, ενώ στη συγκεκριμένη διάταξη αυτό δεν είναι εφικτό.

Η τυπική ευαισθησία ενός Fluxgate χωρίς πηνίο βασισμένο σε καλώδιο χαλκού-Permalloy είναι περίπου 10V/T. Αυτή η τιμή είναι πολύ μεγαλύτερη εάν χρησιμοποιηθεί καλώδιο με βάση το κοβάλτιο. Η ευαισθησία μπορεί να επίσης να αυξηθεί μεγαλώνοντας τη γωνία της ελικοειδούς ανισοτροπίας, αλλά πρέπει να αναλογιστούμε ότι θα αυξηθεί και το ρεύμα κορεσμού, επομένως θα πρέπει να αυξηθεί και το ρεύμα διέγερσης.

Ένα αρνητικό των Fluxgates χωρίς πηνίο είναι ότι η ευαισθησία δεν μπορεί να αυξηθεί με τη χρήση ενίσχυσης υψηλού κέρδους, γιατί η τάση εξόδου του αισθητήρα περιλαμβάνει υψηλή παρασιτική τάση. Αυτή η συνιστώσα της τάσης δεν έχει κάποιο σήμα αλλά συνεισφέρει στη μεγέθυνση της μέγιστης τιμής της, περιορίζοντας τη μέγιστη δυνατή ενίσχυση. Το ωμικό τμήμα της παρασιτικής τάσης, που οφείλεται στην πτώση τάσης από την αντίσταση του καλωδίου μπορεί να αφαιρεθεί εύκολα με τη χρήση μίας κλασικής ωμικής γέφυρας. Ωστόσο, η επαγωγική συνιστώσα της τάσης, που δίνεται από την μετάβαση της μαγνήτισης από τη μία κορεσμένη κατάσταση στην αντίθετη, θα είναι πάντα παρούσα στην έξοδο. Όπως εξηγήθηκε προηγουμένως, οι εν λόγω

κορυφές θα μετατοπιστούν από το εξωτερικό πεδίο σε αντίθετες κατευθύνσεις, αλλά θα εξακολουθήσουν να είναι παρούσες στην έξοδο. Μια τεχνική που παρουσιάστηκε προτείνει την αφαίρεση των επαγωγικών κορυφών και τη λήψη μηδενικής τάσης για μηδενικό εφαρμοζόμενο πεδίο της οποίας το πλάτος θα αυξάνεται αναλογικά με αυτό [49]. Η μέθοδος βασίζεται σε μια διπλή γέφυρα με δύο αισθητήρια στοιχεία που τροφοδοτούνται με ρεύμα αντίθετων κατευθύνσεων. Στην τάση εξόδου, οι θετικές κορυφές του πρώτου σύρματος θα αντισταθμίζονται από τις αρνητικές κορυφές του δεύτερου σύρματος και το αντίστροφο. Η ευαισθησία των δύο καλωδίων θα πρέπει να είναι σε άκρως αντίθετες κατευθύνσεις έτσι ώστε η συνολική τάση που λαμβάνεται από τα αντίθετα ρεύματα να είναι το άθροισμα των δύο σημάτων και όχι η διαφορά τους.

7.7.4 Γραμμικότητα

Μία κοινή τεχνική που χρησιμοποιείται για τη βελτίωση της γραμμικότητας των μαγνητικών αισθητήρων είναι λειτουργούν σε κλειστό βρόχο, με τη δημιουργία ενός πεδίου αντιστάθμισης, το οποίο μηδενίζει το μετρούμενο πεδίο [5]. Συνήθως χρησιμοποιείται το πηνίο λήψης για αυτόν τον σκοπό, επειδή το πεδίο αντιστάθμισης πρέπει να παραχθεί σε χαμηλή συχνότητα, μερικές τάξεις μεγέθους χαμηλότερη από του πεδίου διέγερσης. Χρησιμοποιώντας τη λειτουργία ανάδρασης, το σημείο λειτουργίας του αισθητήρα θα είναι πάντα γύρω από το μηδενικό μαγνητικό πεδίο και η χαρακτηριστική εξόδου θα καθορίζεται από τη γραμμική χαρακτηριστική του πηνίου. Αυτή η μέθοδος όμως δε μπορεί να χρησιμοποιηθεί στα Fluxgates χωρίς πηνίο, αφού δεν έχουν πηνίο λήψης ώστε να παράγουν το πεδίο αντιστάθμισης.

Επομένως, η γραμμικότητα του Fluxgate χωρίς πηνίο είναι μία εξαιρετικά σημαντική παράμετρος, γιατί ο αισθητήρας θα λειτουργεί σε ανοιχτό βρόχο. Ευτυχώς, τα Fluxgate χωρίς πηνίο έχουν μεγάλο γραμμικό φάσμα. Έχει δειχθεί ότι ένα Fluxgate χωρίς πηνίο έχει σφάλμα πλήρους κλίμακας μη γραμμικότητας $\pm 0.5\%$ σε κλίμακα μέτρησης $\pm 50\mu\text{T}$ [45]. Το σφάλμα αυτό μειώνεται στα $\pm 0.2\%$ σε κλίμακα μέτρησης $\pm 40\mu\text{T}$. Αυτές οι τιμές είναι συγκρίσιμες με μη-αντισταθμιζόμενων παράλληλων Fluxgates [50, 51].

Η υψηλή γραμμικότητα του Fluxgate χωρίς πηνίο προέρχεται από τον μηχανισμό λειτουργίας του αισθητήρα, η οποία βασίζεται απλώς στην γραμμική μετατόπιση του περιφερειακού βρόχου BH. Μη γραμμικότητα μπορεί να οφείλεται σε ανομοιομορφία της γωνίας ελικοειδούς ανισοτροπίας κατά το μήκος του. Περαιτέρω βελτιώσεις της διαδικασίας παραγωγής μπορούν να βοηθήσουν να γίνει η ανισοτροπία πιο ομοιόμορφη και να βελτιωθεί η γραμμικότητα του αισθητήρα.

7.7.5 Θόρυβος

Ο θόρυβος των Fluxgates χωρίς πηνίο είναι ιδιαίτερα υψηλός. Για παράδειγμα ένα τυπικό Fluxgate χωρίς πηνίο έχει θόρυβο $3nT/\sqrt{Hz}$ στο 1 Hz [45]. Αυτός είναι πολύ υψηλότερος από των άλλων ορθογώνιων Fluxgates, που λειτουργούν στη βασική λειτουργία, κυρίως λόγω της χαμηλής ευαισθησίας τους. Ο θόρυβος των Fluxgate χωρίς πηνίο που είναι κατασκευασμένα με μαγνητικά καλώδια με βάση το κοβάλτιο δεν έχει ακόμα αναφερθεί. Αναμένεται ότι περαιτέρω βελτίωση της ευαισθησίας του θα συμβάλει και στη μείωση του θορύβου.

7.8 Σύγκριση

Είναι σημαντικό να κατανοήσουμε τόσο τα πλεονεκτήματα όσο και τα μειονεκτήματα των ορθογώνιων Fluxgates, όταν πρέπει να επιλέξουμε έναν μαγνητικό αισθητήρα για μία συγκεκριμένη εφαρμογή. Ανάλογα με τα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά του υπό μέτρηση συστήματος, βέλτιστη μπορεί να είναι η χρήση είτε ενός παράλληλου είτε ενός ορθογώνιου Fluxgate.

Τα πλεονεκτήματα των ορθογώνιων Fluxgates είναι:

- Υψηλή χωρική ανάλυση, περιοριζόμενη από τη διάμετρο του καλωδίου (συνήθως $\sim 100\mu m$)
- Απουσία πηνίου διέγερσης, με αποτέλεσμα μικρότερη κατασκευή
- Ευκολία κατασκευής
- Χαμηλό ρεύμα διέγερσης (μερικά mA σε αντίθεση με τα παράλληλα που χρειάζονται μερικές εκατοντάδες mA)

Δυστυχώς όμως υπάρχουν και κάποια μειονεκτήματα της ορθογωνίας αρχιτεκτονικής, τα οποία παραθέτουμε παρακάτω:

- Υψηλός θόρυβος σε σχέση με τα παράλληλου τύπου
- Χαμηλή ευαισθησία λόγω της μικρής διατομής του καλωδίου-πυρήνα (Μπορεί να αυξηθεί με χρήση πολύκλωνου πυρήνα εις βάρος της χωρικής ανάλυσης)
- Η ροή του ρεύματος διέγερσης μέσα από τον πυρήνα επιφέρει διάχυση ισχύος στο καλώδιο, η οποία μπορεί να οδηγήσει σε αύξηση της θερμοκρασίας του με συνέπεια διαστολή του και εν συνεχεία μηχανική καταπόνηση του πυρήνα, που αποτελεί πηγή θορύβου

Ο ακόλουθος πίνακας συνοψίζει αρκετά από τα ορθογώνια Fluxgates, που υπάρχουν στην βιβλιογραφία, με τα χαρακτηριστικά τους και την καταγεγραμμένη απόδοσή τους. Με βάση λοιπόν τον παρακάτω πίνακα μπορούμε να επιλέξουμε τον κατάλληλο τύπο που ταιριάζει στις απαιτήσεις της εφαρμογής με την επιθυμητή απόδοση που είναι διαθέσιμη.

Πίνακας 4: Σύγκριση πολλών τύπων ορθογώνιων Fluxgates

	Sasada, 2009	Zorlu, 2007	Paperno, 2004	Fan, 2004	Li, 2004	Goleman, 2007
Αρχή λειτουργίας	Βασική	2 ^η αρμονική	Βασική	2 ^η αρμονική (ρυθμιζόμενη)	2 ^η αρμονική (ρυθμιζόμενη)	Βασική
Διαμόρφωση	Άμορφο σύρμα σχήματος – U	Επίπεδη δομή Cu/Permaloy	Άμορφο σύρμα	Σύρμα Cu/Permaloy	16 άμορφα σύρματα με επικάλυψη γυαλιού	Άμορφο σύρμα σχήματος – U
Μήκος	40mm (20mm ευαίσθητο μήκος)	1mm	20mm	9mm	18mm	28mm
Διάμετρος	120μm	16μm x 10μm (τετράγωνο)	120μm	20μm	16μm	125μm
Νο. στροφών πηνίου λήψης	2 πηνία x 1000	2 επίπεδα πηνία x 60	400	1000	1000	250
Ρεύμα διέγερσης	8mA ac + 47mA dc	Ημιτονικό πλάτους 100mA	40mA ac + 40mA dc	Ημιτονικό 10mA rms	Ημιτονικό 6mA rms (κάθε σύρμα)	4mA ac + 20mA dc
Συχνότητα διέγερσης	118kHz	100kHz	40kHz	500kHz	188kHz	100kHz
Ευαισθησία	350.000V/T (κέρδος 47)	0,51V/T	-	20.000V/T	850.000V/T	1.600V/T
Μετατόπιση	-0,33V	-	-	-	48,2mV	-
Γραμμικό εύρος	±25μT	±100μT	-	-	-	-
Θόρυβος PSD@ 1Hz	10pT/√Hz	95nT/√Hz	-	-	-	0,11nT/√Hz @ 10Hz
Ανάλυση	-	215nT	100pT	-	-	-
Κατανάλωση	-	8,1mW	-	100mW	-	-

8 Μαγνητόμετρα πολλών αξόνων

Μαγνητόμετρα Fluxgate 2 αξόνων χρησιμοποιούνται σε πυξίδες. Η πιο διαδεδομένη διάταξη δισδιάστατων αισθητήρων αποτελείται από έναν πυρήνα δακτυλίου και ένα διάμηκες πηνίο λήψης διπλής περιέλιξης. Η χρήση της ως πυξίδα έχει γωνιακή ακρίβεια 0.1 μοίρες. Το κύριο μειονέκτημα είναι ότι μία τέτοια πυξίδα πρέπει να είναι αρθρωτή. Οι σύγχρονες πυξίδες επομένως χρησιμοποιούν μαγνητόμετρα Fluxgate 3 αξόνων μαζί με κλινόμετρα και το σωστό αζιμούθιο υπολογίζεται από πέντε μετρήσεις: pitch, roll και τις τρεις συνιστώσες του μαγνητικού πεδίου. Οι πυξίδες που χρησιμοποιούν Fluxgates είναι ανώτερες σε σχέση με αυτές που χρησιμοποιούν αισθητήρες AMR, καθώς μπορούν να πετύχουν ακρίβεια 0.1 μοίρας σε ένα μεγάλο εύρος θερμοκρασιών, σε αντίθεση με τις άλλες που χρειάζονται περίπλοκη αντιστάθμιση σφάλματος για να φτάσουν σε ακρίβεια 0.5 μοίρας.

8.1 Συστήματα τριών αξόνων

Στα μαγνητόμετρα τριών αξόνων συνήθως χρησιμοποιούμε τρεις αξονικούς αισθητήρες. Για την αντιστάθμιση των μετρούμενων πεδίων χρησιμοποιούμε τρία ορθογώνια κυκλικά ή παραλληλόγραμμα πηνία Helmholtz ή πιο περίπλοκα συστήματα πηνίων. Ένα τριδιάστατο σφαιρικό σύστημα πηνίων αποτελούμενο από τρία πηνία ταυτόσημου κέντρου κατασκευάστηκε για πυραυλικές και δορυφορικές εφαρμογές [52]. Κάθε πηνίο αποτελείται από εννέα τμήματα προσεγγίζοντας το ιδανικό σφαιρικό πηνίο το οποίο παράγει ένα ομοιόμορφο πεδίο. Για να επιτευχθεί μακροχρόνια σταθερότητα και λειτουργία χαμηλού θορύβου είναι πολύ σημαντικό το πεδίο των αισθητήρων να είναι πολύ ασθενές. Για το λόγο αυτό τοποθετούνται και οι τρεις ορθογώνιοι αισθητήρες στο κέντρο του τριδιάστατου πηνίου ανάδρασης. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα το σύστημα να είναι απαλλαγμένο από σφάλματα που οφείλονται στο φαινόμενο της διασταύρωσης (μη γραμμική ευαισθησία στο μαγνητικό πεδίο κάθετο προς τον άξονα ανιχνεύσεως) [53, 54]. Οι άξονες μετρήσεις προσδιορίζονται μόνο από το σύστημα του πηνίου ανάδρασης (η ακριβής θέση των μεμονωμένων αισθητήρων δεν είναι κρίσιμη) και έτσι μπορούν εύκολα να προσδιοριστούν και να διατηρηθούν σταθεροί.

9 Πειραματική Διάταξη

Στο κεφάλαιο αυτό θα περιγράψουμε και θα αναλύσουμε την πειραματική διάταξη που χρησιμοποιήθηκε στα πλαίσια αυτής της διπλωματικής. Η διάταξη αποτελείται από ένα σύστημα πηνίων Helmholtz και 6 ορθογώνια Fluxgates.

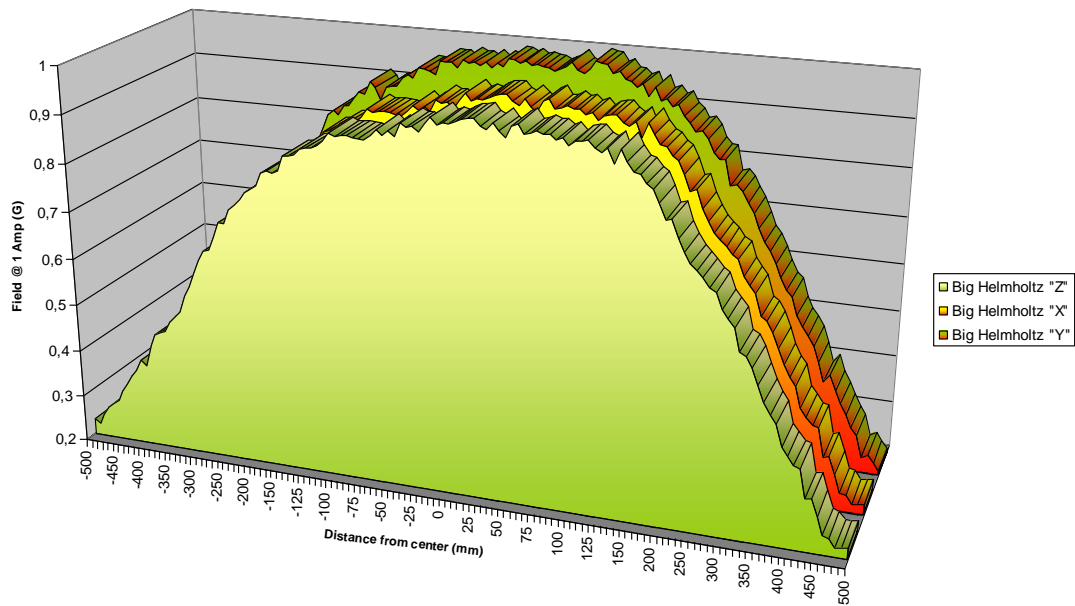
9.1 Η διάταξη των πηνίων Helmholtz

Η διάταξη (Σχήμα 9.1) είναι κατασκευασμένη σε εργαστηριακή κλίμακα. Αποτελείται από δύο πηνία Helmholtz τοποθετημένα στις διευθύνσεις x και y , τα οποία θα δημιουργήσουν το μαγνητικό πεδίο που θα διεγείρει τον αισθητήρα και θα έχει την απαιτούμενη ένταση ώστε να είναι κορεσμένος πάντα ο πυρήνας. Τα δύο πηνία διέγερσης περιβάλλονται από τρία ζεύγη πηνίων Helmholtz σε κυβική μορφή, προσανατολισμένα στους τρεις άξονες x , y , z [55].



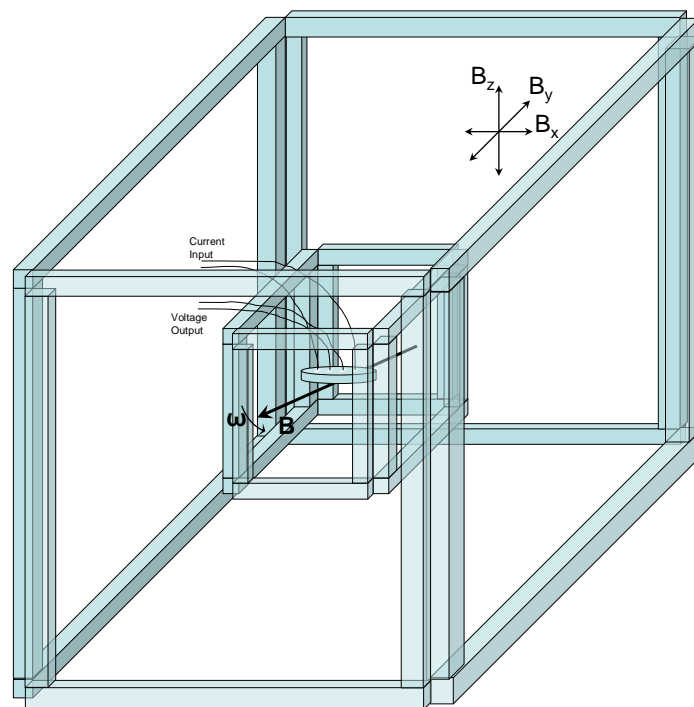
Σχήμα 9.1: Η συνολική διάταξη του αισθητήρα μέτρησης διδιάστατων μαγνητικών πεδίων υψηλής ευαισθησίας. Διακρίνονται τα εσωτερικά 2D ζεύγη Helmholtz για τη διέγερση και τα εξωτερικά 3D ζεύγη Helmholtz για τον μηδενισμό του μαγνητικού πεδίου της γης και την εφαρμογή του προς μέτρηση μαγνητικού πεδίου [55]

Στο Σχήμα 9.2 βλέπουμε το διάγραμμα απόδοσης αυτών των ζευγών για ρεύμα έντασης 1A.



Σχήμα 9.2: Διάγραμμα πεδίου από το κέντρο του κάθε ζεύγους Helmholtz προς τις πλευρές για ρεύμα εντάσεως 1 A. Διακρίνεται η ομοιομορφία πεδίου για απόσταση ± 125 mm από το κέντρο της διάταξης των πηνίων [55]

Παρατηρείται ότι για εύρος 25cm από το κέντρο της διάταξης η απόδοση είναι ομοιόμορφη σε ικανοποιητικό βαθμό. Τα τρία αυτά ζεύγη χρησιμοποιούνται για να δημιουργήσουν το μαγνητικό πεδίο, το οποίο θα μετρήσουμε.

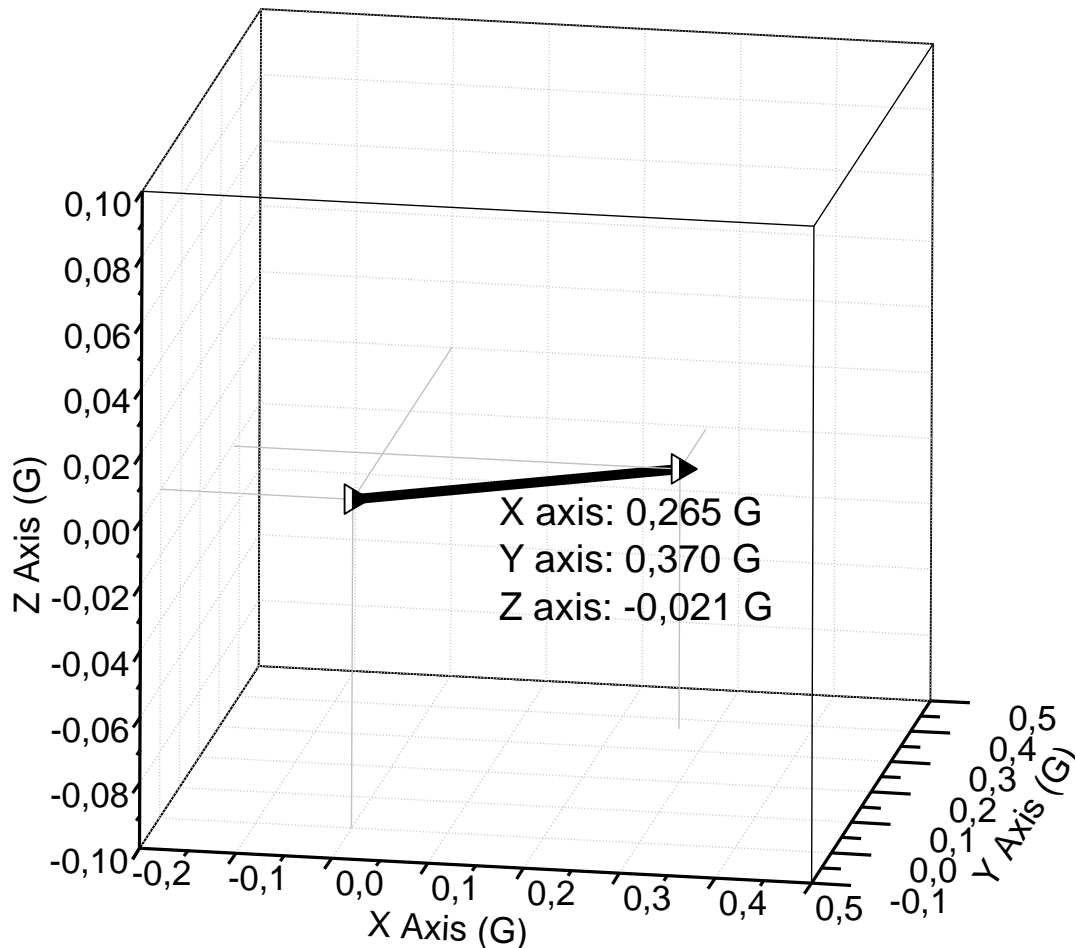


Σχήμα 9.3: Σχηματική απεικόνιση της εργαστηριακής διάταξης του αισθητήρα μέτρησης διαδιόστατων μαγνητικών πεδίων [55]

Στο Σχήμα 9.3 φαίνεται η σχηματική απεικόνιση της διάταξης του αισθητήρα. Τα τρία εξωτερικά ζεύγη πηνίων Helmholtz όπως προείπαμε παράγουν το «τυχαίο» μαγνητικό πεδίο, το οποίο σκοπεύουμε να μετρήσουμε.

9.2 Εύρεση του μαγνητικού πεδίου της Γης

Πριν προχωρήσουμε στην πειραματική διαδικασία εξασφαλίσαμε την απομόνωση της διάταξης από εξωτερικά μαγνητικά πεδία. Η διάταξη των πέντε ζευγών Helmholtz (εσωτερικά και εξωτερικά ζεύγη) τοποθετήθηκε όσο το δυνατόν πιο μακριά από γραμμές ρεύματος, ώστε να ελαχιστοποιηθεί η παρεμβολή του δικτύου παροχής ηλεκτρισμού στον αισθητήριο πυρήνα. Επίσης όλα τα όργανα τροφοδοτούνταν μέσω σταθεροποιητή σήματος, ώστε να αντιμετωπιστούν οι αστάθειες του δικτύου, να προστατευθούν τα όργανα και να μην επηρεάζονται οι μετρήσεις.



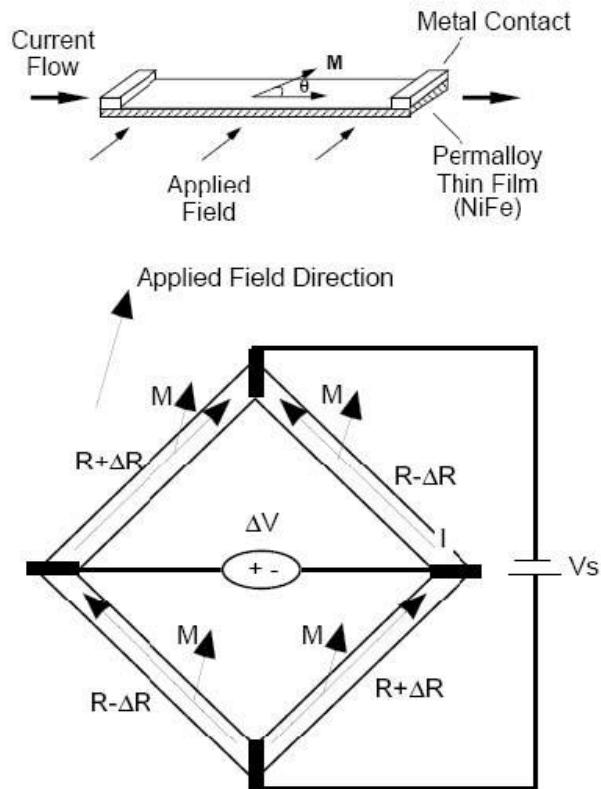
Σχήμα 9.4: Πειραματικός προσδιορισμός των τριών συνιστωσών του μαγνητικού πεδίου της γης στους άξονες της εργαστηριακής διάταξης του αισθητήρα

Ειδικά στη συγκεκριμένη περίπτωση που μελετάμε αισθητήρα υψηλής ευαισθησίας το μαγνητικό πεδίο της Γης έπρεπε να προσδιοριστεί, καθώς ακόμα και μία μικρή επιρροή εξωτερικών

πεδίων μπορεί να προκαλέσει μεγάλη μεταβολή στις μετρήσεις. Για το λόγο αυτό επιλέχθηκαν αισθητήρες ακρίβειας 1 mG της εταιρίας HoneyWell για να μετρηθεί το υφιστάμενο γήινο μαγνητικό πεδίο στην αίθουσα του εργαστηρίου. Η διάταξη μέτρησης ευθυγραμμίστηκε με τις πλευρές του κύβου της διάταξης του αισθητήρα και μετρήθηκαν οι τρεις συνιστώσες του μαγνητικού πεδίου της γης με βάση το σύστημα αξόνων της δεύτερης. Τα αποτελέσματα καθώς και η διεύθυνση και φορά του μαγνητικού πεδίου της γης φαίνονται στη τριδιάστατη απεικόνιση του Σχήματος 9.4. Το διάνυσμα του μαγνητικού πεδίου της γης έχει μέτρο 0.455 G και στο σύστημα αξόνων της διάταξης αναλύεται σε τρία διανύσματα μέτρου 0.265 G, 0.370 G και -0.021 G στους άξονες x, y και z αντίστοιχα. Επομένως το διάνυσμα του μαγνητικού πεδίου της γης σχηματίζει γωνία 35.6° με τον άξονα x, 54.4° με τον άξονα y και -4.5° με τον άξονα z.

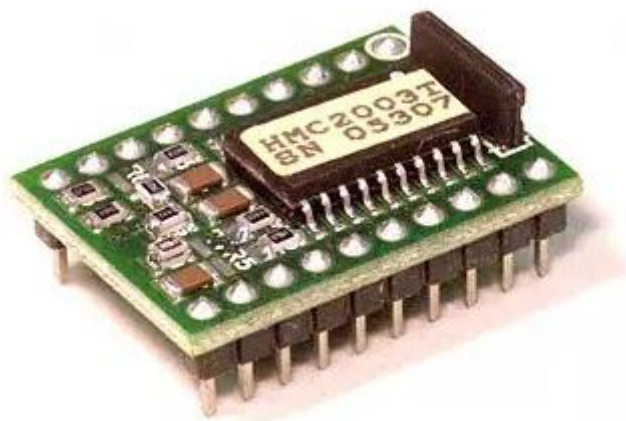
9.3 Ο αισθητήρας AMR

Ο αισθητήρας που χρησιμοποιήθηκε είναι ο AMRHMC2003 της εταιρίας Honeywell και έχει τη δυνατότητα να μετρά το μαγνητικό πεδίο και στις τρεις διαστάσεις. Είναι υβριδικός και αποτελείται από δύο αισθητήρες μαγνητοαντίστασης υψηλής ευαισθησίας κάθετα τοποθετημένους μεταξύ τους. Ο αρχιτεκτονική αυτών των αισθητήρων είναι σε μορφή γέφυρας Wheatstone γωνίας 90°. Η συγκεκριμένη διάταξη μας επιτρέπει να μετράμε πολύ μικρές μεταβολές των αντιστάσεων, καθώς με τη εφαρμογή μίας πολύ μικρής τάσης στα άκρα της γέφυρας, ο αισθητήρας μετατρέπει το εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο σε διαφορική τάση εξόδου. Είναι κατασκευασμένος από ένα υπόστρωμα πυριτίου με επίστρωση Ni-Fe (Permalloy) σε μορφή ταινίας (thin-film). Η εφαρμογή εξωτερικού μαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια του φιλμ προκαλεί περιστροφή του διανύσματος μαγνήτισης. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την αλλαγή της αντίστασης κατά ΔR , η οποία θέτει τη γέφυρα Wheatstone εκτός ισορροπίας και αυτό προκαλεί μεταβολή της τάσης εξόδου.



Σχήμα 9.5: Σχηματική αναπαράσταση της διάταξης του αισθητήρα. Είναι κατασκευασμένος ώστε να μετράει τη γωνία θ μεταξύ του μαγνητικού πεδίου M και της διεύθυνσης του ρεύματος [55]

Ο εύκολος άξονας μαγνήτισης έχει τεθεί σε έναν άξονα κατά μήκος του φιλμ επιτρέποντας τη μεγιστοποίηση των αλλαγών στην αντίσταση του κράματος Ni-Fe κατά την επιβολή πεδίου. Ωστόσο η επίδραση ισχυρού μαγνητικού πεδίου, μεγαλύτερου από 10 gauss, κατά μήκος του εύκολου άξονα, μπορεί να αλλάξει την πολικότητα της μαγνήτισης του φιλμ, με αποτέλεσμα την αλλαγή των χαρακτηριστικών του αισθητήρα. Οι αντιστάσεις είναι ευθυγραμμισμένες ώστε να έχουν έναν κοινό άξονα ευαισθησίας, ώστε να δίνουν θετική μεταβολή της τάσης με την αύξηση του εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου. Σύμφωνα με την αρχή της ανισοτροπίας η έξοδος είναι ανάλογη προς τον μονοδιάστατο άξονα και το μέγεθος του για αυτό έχουν τοποθετηθεί επιπρόσθετες γέφυρες σε ορθογώνιες κατευθύνσεις, ώστε να επιτρέπεται η ακριβής μέτρηση του αυθαίρετου πεδίου.



Σχήμα 9.6: Ο αισθητήρας AMR HMC2003 της Honeywell [56]

Ακολουθεί ο πίνακας με τα τεχνικά χαρακτηριστικά του αισθητήρα AMR HMC2003 [56].

Πίνακας 5: Τεχνικά χαρακτηριστικά του αισθητήρα AMR HMC2003

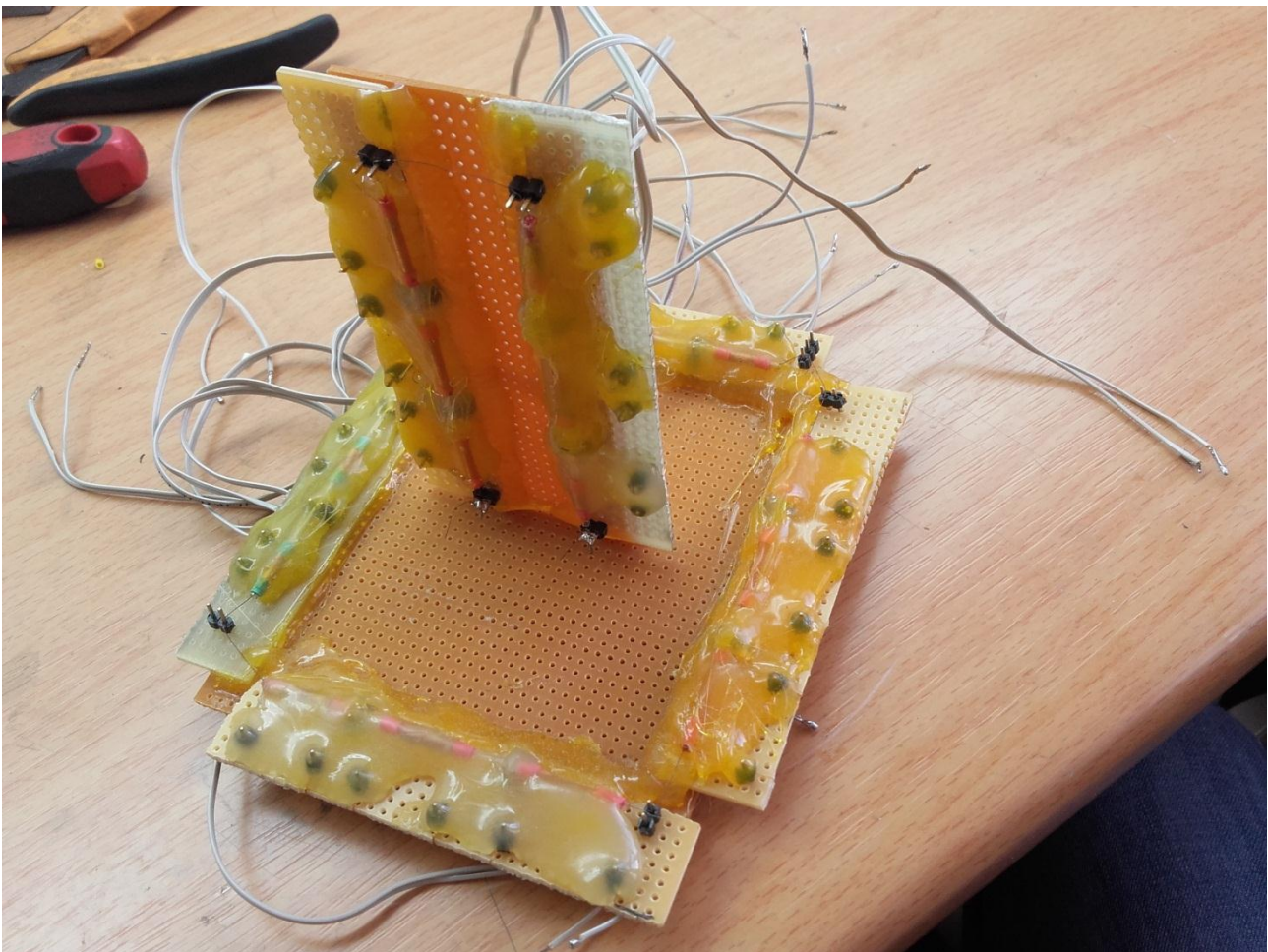
Χαρακτηριστικά	Συνθήκες	Τυπική τιμή
Παροχή τάσης		12VDC
Ευαισθησία		1 V/gauss
Ανάλυση		40μgauss
Εύρος πεδίου	Μέγιστη πυκνότητα μαγνητικής ροής	± 2 gauss
Τάση εξόδου	Κάθε αξονικού μαγνητόμετρου	2.5 ± 2 V
Σφάλμα	Εφαρμοζόμενο πεδίο ± 1 gauss	0.5%FS
γραμμικότητας	Εφαρμοζόμενο πεδίο ± 1 gauss	1%FS
Εύρος ζώνης		1kHz

9.4 Αισθητήρια διάταξη

Στην παράγραφο αυτή θα παραθέσουμε και θα αναλύσουμε τη διάταξη του τριδιάστατου αισθητήρα μαγνητικών πεδίων που κατασκευάσαμε. Όπως αναφέρεται και σε προηγούμενα κεφάλαια η χρήση των Fluxgates τα τελευταία χρόνια έχει αρχίσει να γίνεται πολύ δημοφιλής για την κατασκευή αισθητήρων μαγνητικών πεδίων λόγω των πολλών προτερημάτων τους και της εξέλιξης της τεχνολογίας, που επέτρεψε τη βελτιστοποίησή τους και τη μείωση των αρνητικών τους στοιχείων.

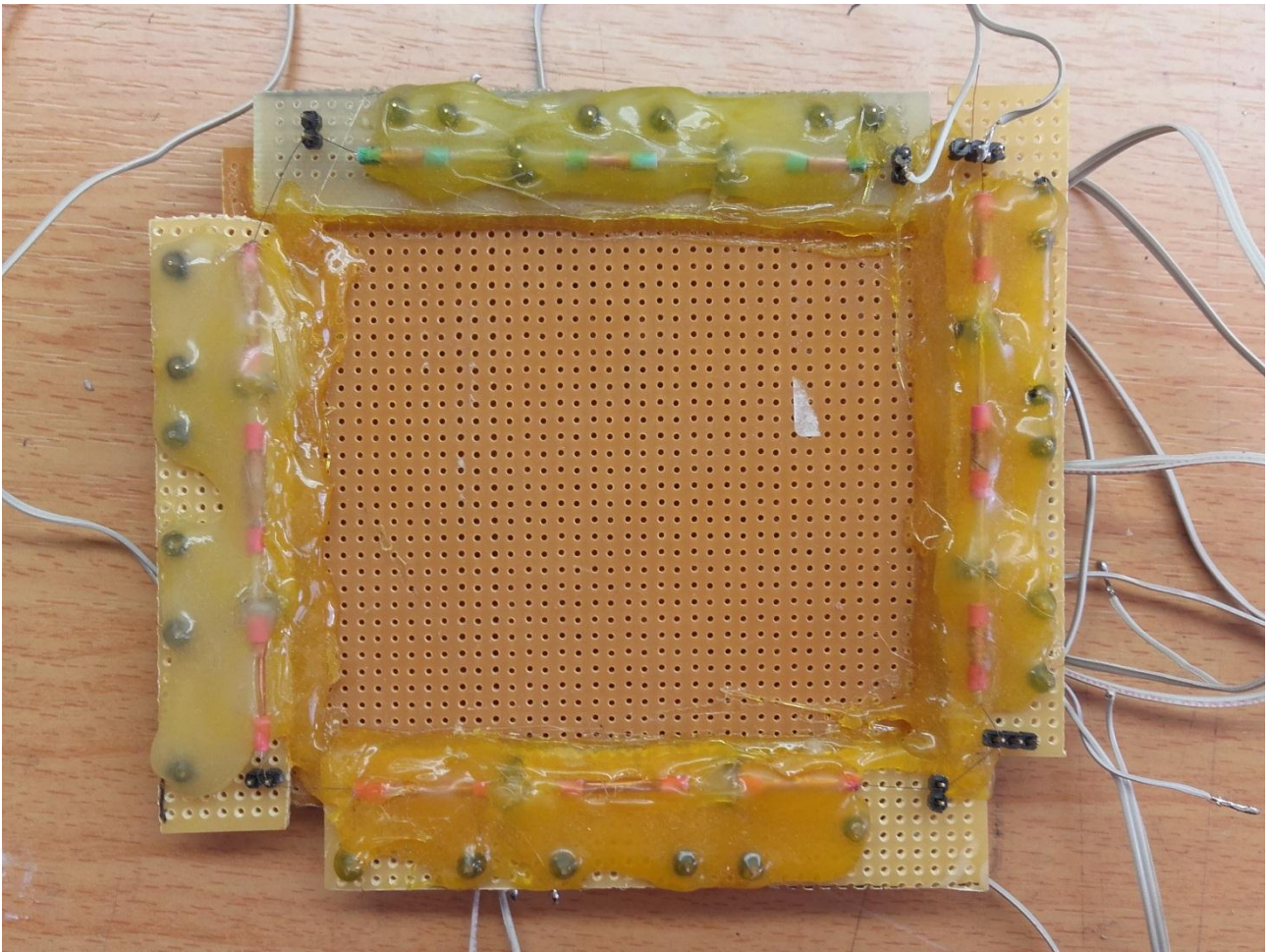
Αναλύσαμε τους διάφορους τύπους που υπάρχουν και αναδείξαμε την υπεροχή των ορθογώνιων Fluxgates έναντι αυτών παράλληλου τύπου, τόσο σε επίπεδο κατασκευής όσο και απόδοσης. Στη συνέχεια εμβαθύνουμε στους διάφορους τύπους ορθογώνιων Fluxgates, ώστε να μπορέσουμε να καταλήξουμε στον επιθυμητό τόσο από πλευράς χαρακτηριστικών αλλά και από

άποψη διαθέσιμων υλικών. Καταλήξαμε στη διάταξη που πρότεινε ο Fan το 2004 καθώς ήταν αρκετά καλή από πλευράς χαρακτηριστικών και ακρίβειας και σχετικά απλή στην κατασκευή. Ωστόσο οι αισθητήρες που φτιάξαμε απέχουν πολύ σε μέγεθος από το πρότυπο του Fan, λόγω αδυναμίας χειροποίητης κατασκευής αισθητήρων τόσο μικρού μεγέθους. Το αποτέλεσμα είναι να υπάρχουν διαφοροποιήσεις στην απόκριση, ευαισθησία και απόδοση του αισθητήρα που υλοποιήσαμε. Για να περιορίσουμε τις απώλειες και να αυξήσουμε την απόδοση του αισθητήρα χρησιμοποιήσαμε δύο ορθογώνια fluxgates σε κάθε άξονα. Η τελική τιμή του μαγνητικού πεδίου σε κάθε άξονα προκύπτει από την άθροιση των δύο μετρήσεων, καθώς από τον πυρήνα των fluxgates περνούν αντίθετα ρεύματα επομένως είναι κορεσμένοι σε αντίθετες κατευθύνσεις. Με τον τρόπο αυτό εκτός από το μέτρο βρίσκουμε κ τον προσανατολισμό του μετρούμενου μαγνητικού πεδίου.



Σχήμα 9.7: Η διάταξη του τριδιάστατου αισθητήρα

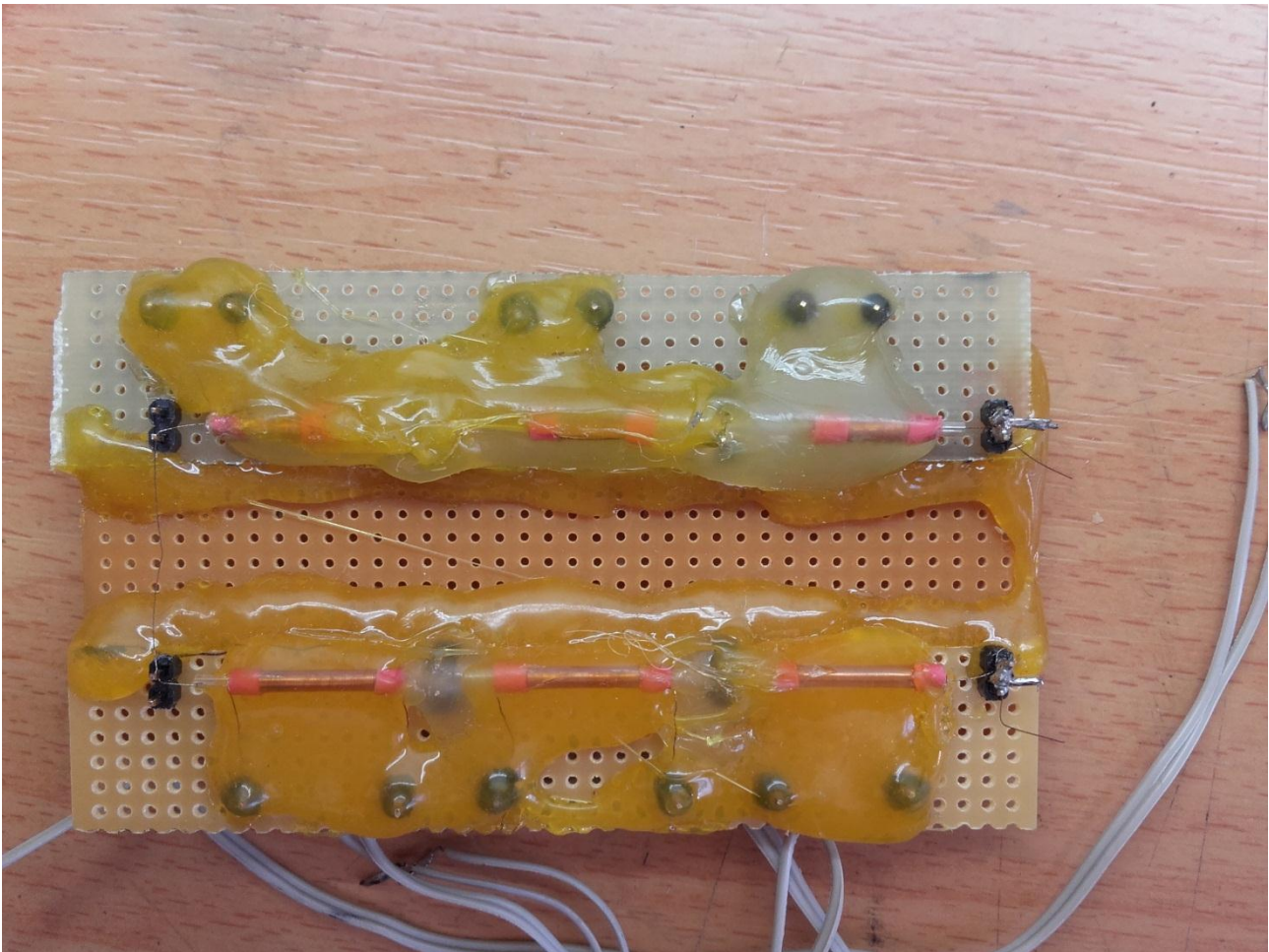
Στο Σχήμα 9.7 βλέπουμε τη διάταξη του αισθητήρα που κατασκευάσαμε, όπου μπορούμε να διακρίνουμε τα έξι ορθογώνια fluxgates από τα οποία αποτελείται τοποθετημένα σε ζευγάρια ανά άξονα. Η διάταξη αποτελείται από δύο μέρη. Τη βάση και το κατακόρυφο στέλεχος.



Σχήμα 9.8: Η βάση του αισθητήρα

Η βάση, η οποία φαίνεται και στο παραπάνω σχήμα αποτελείται από τέσσερα ορθογώνια Fluxgates τοποθετημένα στις πλευρές της, με όσο το δυνατόν καλύτερη οπτική ακρίβεια ώστε να είναι ανά δύο κάθετα μεταξύ τους. Μπορούμε να διακρίνουμε το άμορφο σύρμα που περνάει από το κέντρο όλων των Fluxgates και αποτελεί τον μαγνητικό τους πυρήνα. Μέσω δύο καλωδίων τον τροφοδοτούμε με εναλλασσόμενο ρεύμα το οποίο να τον οδηγήσει σε μαγνητικό κορεσμό. Όπως είπαμε και προηγουμένως η φορά του ρεύματος είναι αντίθετη στα απέναντι Fluxgates, ώστε να δημιουργούν αντίθετη μαγνήτιση στους πυρήνες. Η βάση χρησιμοποιήθηκε για τη μέτρηση του μαγνητικού πεδίου στο επίπεδο x-y.

Στο Σχήμα 9.9, που φαίνεται παρακάτω βλέπουμε το κάθετο στέλεχος του αισθητήρα το οποίο μετρά το μαγνητικό πεδίο στον z-άξονα. Η αρχιτεκτονική του είναι ίδια με της βάσης και το ίδιο άμορφο σύρμα διαπερνά τα δύο fluxgates που το αποτελούν.



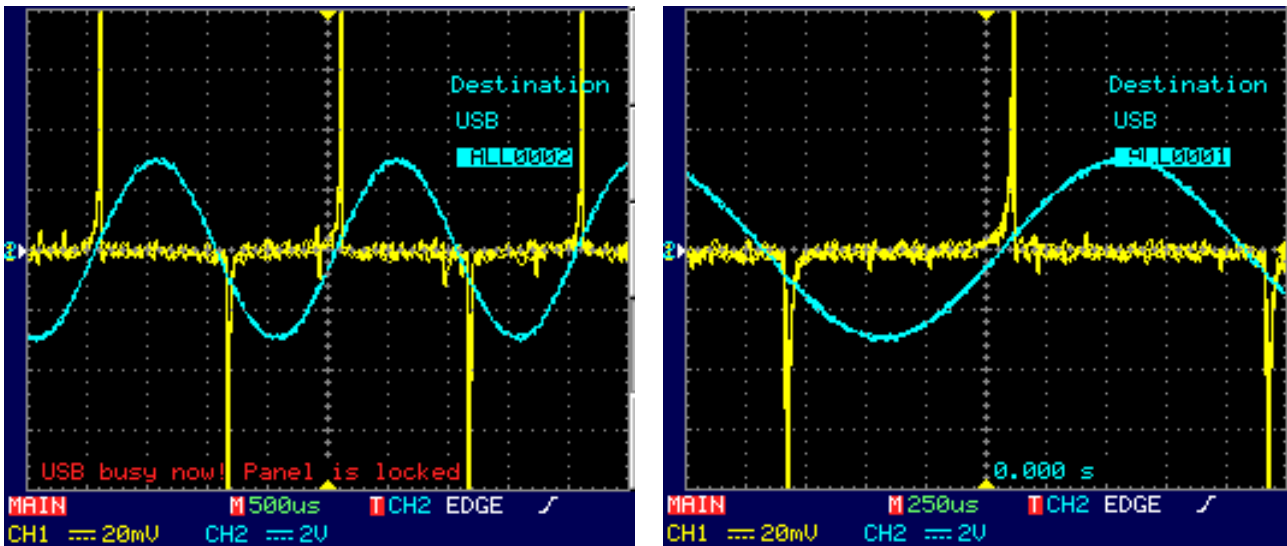
Σχήμα 9.9: Το κάθετο στέλεχος του αισθητήρα

Τα ορθογώνια Fluxgates που κατασκευάσαμε αποτελούνται από έναν γυάλινο σωλήνα διαμέτρου 1.55mm και μήκους 7.5cm, πάνω στον οποίο τυλίξαμε τρία πηνία χλίων σπειρών από σύρμα χαλκού πάχους 0.1mm. Τα τρία Fluxgates έχουν πηνία μονής περιέλιξης και τα άλλα τρία διπλής. Ο πυρήνας έχει διάμετρο 0.15mm και περνά από το κέντρο του γυάλινου σωλήνα. Ο λόγος που κατασκευάσαμε Fluxgates με πηνία διαφορετικών σπειρών είναι για να μελετήσουμε τον επηρεασμό του είδους της περιέλιξης στην ευαισθησία του Fluxgate. Η τελική μέτρηση του μαγνητικού πεδίου θα μας δώσει την τριδιάστατη απόκλιση των δύο τύπων που κατασκευάσαμε. Η τάση εξόδου λαμβάνεται από το κεντρικό πηνίο όπου η μαγνήτιση του πυρήνα είναι ομοιόμορφη και μέσω της ανάλυσης Fourier, εξάγουμε το μαγνητικό πεδίο από τη δεύτερη αρμονική. Επιλέξαμε γυάλινο πυρήνα ώστε να μην έχουμε επηρεασμό της τάσης των πηνίων εξόδου από το υλικό. Ο αρχικός σχεδιασμός προέβλεπε τη χρησιμοποίηση σύρματος χαλκού 0.05mm για τα πηνία, ώστε η απόκριση τους να είναι μεγαλύτερη όμως ήταν τεχνικά αδύνατο να κατασκευαστούν χειροποίητα καθώς η πολύ μικρή διάμετρος του σύρματος οδηγούσε σε συνεχή κόψιμό του.

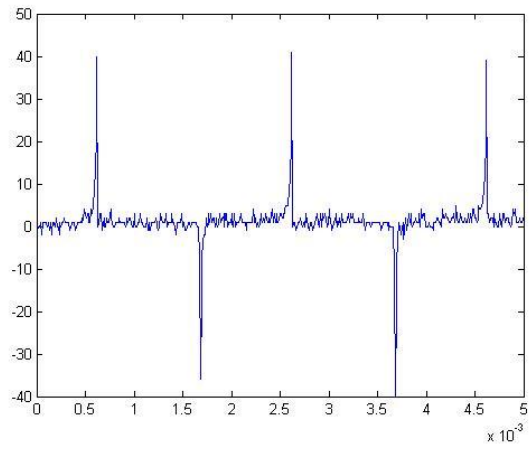
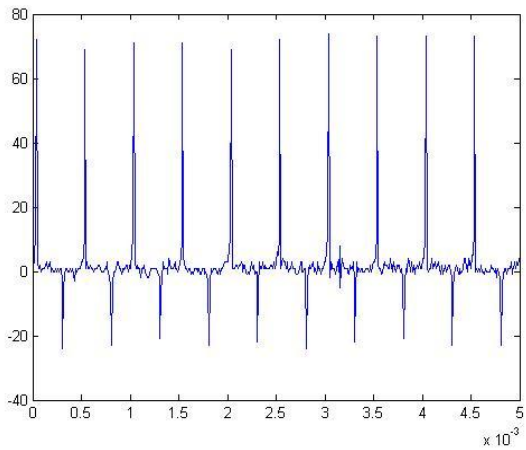
10 Πειραματική Διαδικασία

Σε αυτό το κεφάλαιο παρατίθεται η διαδικασία των μετρήσεων που πραγματοποιήθηκαν για τον προσδιορισμό της ευαισθησίας και του θορύβου των ορθογώνιων Fluxgates που κατασκευάστηκαν και η μεταξύ τους σύγκριση. Σε αυτό το σημείο πρέπει να επισημανθεί ότι η ανάλυση των μετρήσεων και η σύγκριση μεταξύ των Fluxgates βασίζεται στην παραδοχή ορισμένων χαρακτηριστικών ως ιδανικά. Έγινε η υπόθεση ότι τα πηνία λήψης των Fluxgates είναι ακριβώς ίδια σε διαστάσεις και αποτελούνται από ακριβώς τον ίδιο αριθμό σπειρών. Επίσης ότι το μαγνητικό πεδίο διέγερσης είναι απόλυτα ομογενές και ίδιας έντασης. Λαμβάνοντας υπόψιν ότι η περιέλιξη έγινε με το χέρι, σε τόσο μικρές διαστάσεις είναι πρακτικά αδύνατο να κατασκευαστούν δύο πανομοιότυπα πηνία. Ένας ακόμη σημαντικός παράγοντας που πρέπει να ληφθεί υπόψιν είναι η γεωμετρία της πειραματικής διάταξης, για την οποία θεωρήθηκε ότι ο διαμήκης άξονας των Fluxgates, που είναι και άξονας των πηνίων λήψης δεν έχει καμία παράλληλη μετατόπιση από τον άξονα μέτρησης στο κέντρο των πηνίων Helmholtz, ούτε γωνιακή απόκλιση, γεγονός που θα οδηγούσε να διέρχονται από τον πυρήνα κάθετες μαγνητικές δυναμικές γραμμές διαφορετικής πυκνότητας και επομένως σε σφάλμα των μετρήσεων μας. Η ύπαρξη τέτοιων ανομοιομορφιών μεταξύ των Fluxgates που κατασκευάστηκαν και μετρήθηκαν προκαλεί διαφοροποιήσεις στην μετρούμενη τάση εξόδου και επομένως στην ευαισθησία και το θόρυβο.

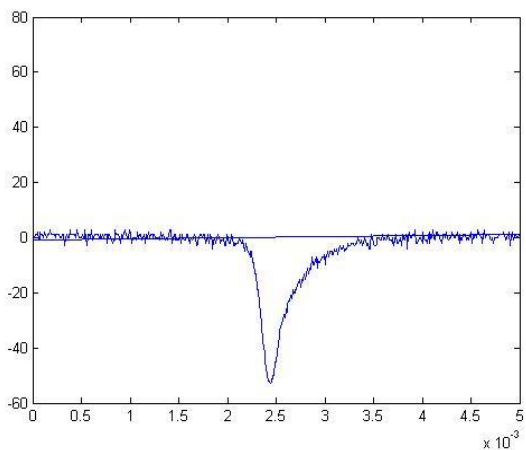
Ακολουθούν οι πίνακες των μετρήσεων που ελήφθησαν για τα πηνία λήψης. Η τάση που εφαρμόστηκε στον πυρήνα ήταν ημιτονική πλάτους $A=10V$ και συχνότητας $500kHz$. Λόγω αδυναμίας ακρίβειας περιστροφής του αισθητήρα για τη μέτρηση του μαγνητικού πεδίου και τον προσδιορισμό της κατεύθυνσης του τα fluxgates προσανατολίστηκαν στον άξονα x του συστήματος συντεταγμένων των πηνίων Helmholtz στο κέντρο της διάταξης και μεταβαλλόταν το ρεύμα διέγερσης των πηνίων. Για τη μέτρηση του παραγόμενου πεδίου χρησιμοποιήθηκε ο τριδιάστατος αισθητήρας AMR, του οποίου η ανάλυση βρίσκεται παραπάνω. Οι μετρήσεις έχουν καταχωρηθεί σε ζευγάρια παράλληλων Fluxgates που μετρούν στον ίδιο άξονα ώστε να αντιπαραβάλλονται οι διαφορές μονής και διπλής περιέλιξης.



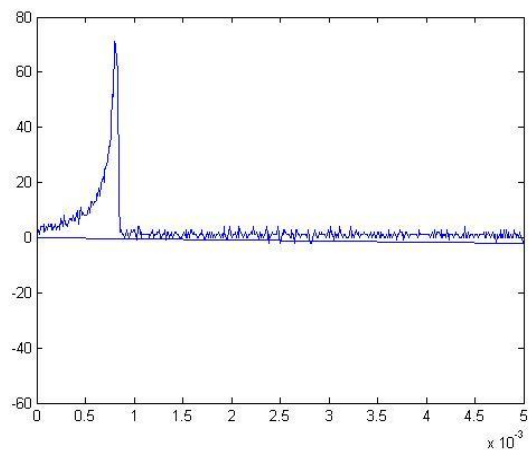
Σχήμα 10.1: Σήμα Fluxgate στον παλμογράφο.
Με κίτρινο χρώμα απεικονίζεται η έξοδος του fluxgate και με γαλάζιο το σήμα διέγερσης



Σχήμα 10.2: Το σήμα εξόδου του fluxgate καταγεγραμμένο στο Matlab



Σχήμα 10.3: Αρνητικός παλμός του fluxgate



Σχήμα 10.4: Θετικός παλμός του fluxgate

Πίνακας 6 Μετρήσεις του Δt της τάσης εξόδου των κεντρικών πηνίων λήψης των Fluxgate του άξονα x του αισθητήρα

Fluxgate 1 αξ. x (μονής περιέλιξης)			Fluxgate 2 αξ. x (διπλής περιέλιξης)		
I_x (A)	B_x (mG)	Δt (μs)	I_x (A)	B_x (mG)	Δt (μs)
-0,12	-139,2	394	-0,08	-92,89	475
-0,11	-127,7	370	-0,07	-81,09	545
-0,1	-116	438	-0,06	-69,32	555
-0,09	-104,33	496	-0,05	-57,72	660
-0,08	-92,58	622	-0,04	-45,82	735
-0,07	-80,9	702	-0,03	-34,22	700
-0,06	-69,2	830	-0,02	-22,32	910
-0,05	-57,5	900	-0,01	-10,65	895
-0,04	-45,8	926	0	0	1020
-0,03	-34,1	890	0,01	10,63	1270
-0,02	-22,4	846	0,02	22,75	1420
-0,01	-10,6	922	0,03	34,71	1670
0	0	880			
0,01	10,85	930			
0,02	22,72	960			
0,03	34,54	1010			
0,04	46,41	1060			
0,05	58,33	1100			
0,06	70,21	1080			
0,07	82	1150			
0,08	93,75	1180			
0,09	105,54	1230			
0,1	117,44	1280			
0,11	129,46	1270			
0,12	140,92	1220			

Πίνακας 7: Μετρήσεις του Δt της τάσης εξόδου των κεντρικών πηνίων λήψης των Fluxgate του άξονα y του αισθητήρα

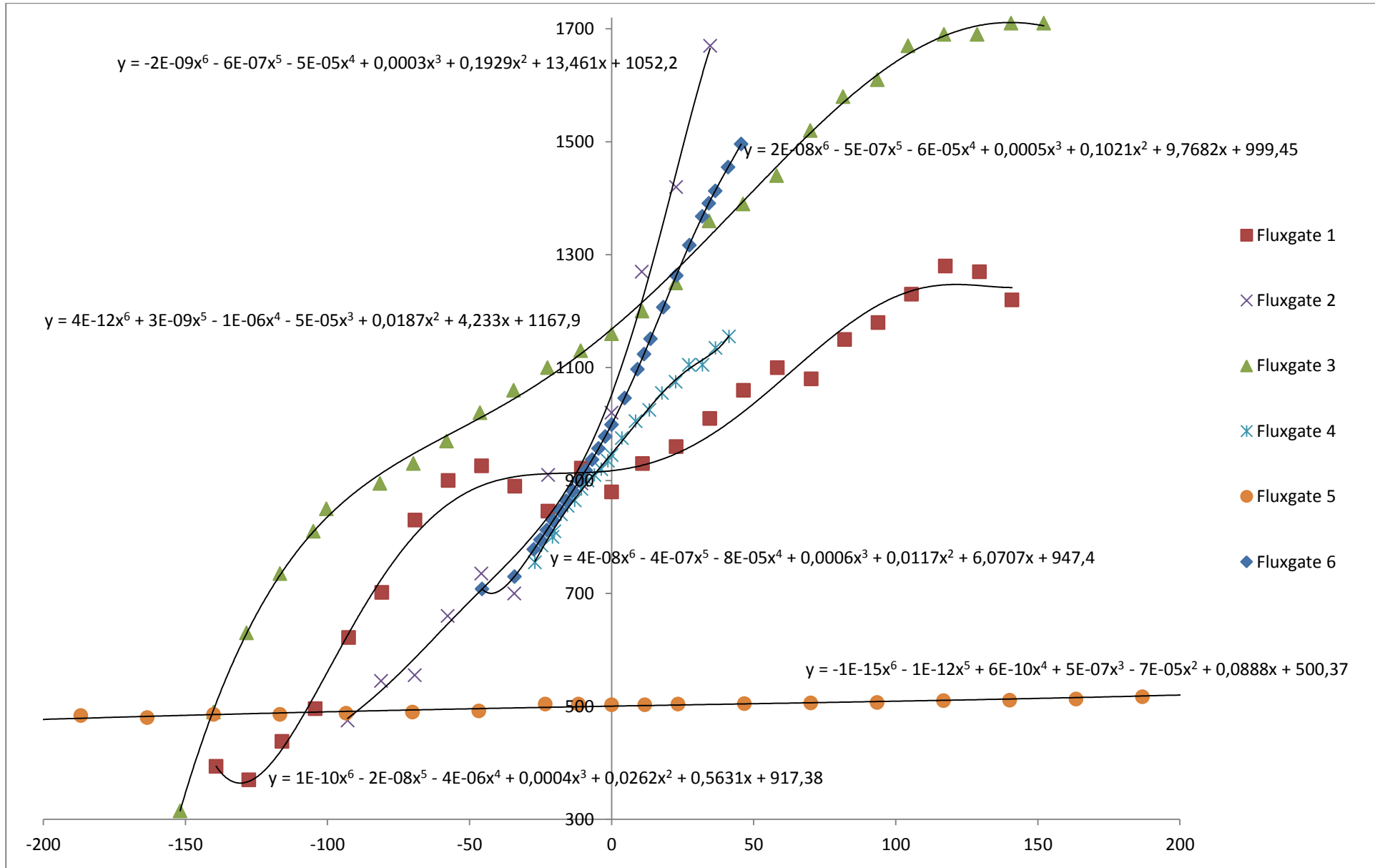
Fluxgate 3 αξ. y (μονής περιέλιξης)			Fluxgate 4 αξ. y (διπλής περιέλιξης)		
I_y (A)	B_y (mG)	Δt (μs)	I_y (A)	B_y (mG)	Δt (μs)
-0,13	-151,84	315	-0,024	-26,96	755
-0,12	-140,11	490	-0,022	-24,63	785
-0,11	-128,46	630	-0,02	-20,81	800
-0,1	-116,7	735	-0,018	-20,16	810
-0,09	-105	810	-0,016	-17,82	840
-0,08	-100,4	850	-0,014	-15,49	855
-0,07	-81,5	895	-0,012	-12,97	865
-0,06	-69,77	930	-0,01	-10,67	885
-0,05	-58,08	970	-0,008	-8,49	900
-0,04	-46,3	1020	-0,006	-6,05	910
-0,03	-34,5	1060	-0,004	-3,63	920
-0,02	-22,6	1100	-0,002	-1,3	935
-0,01	-10,87	1130	0	0	945
0	0	1160	0,004	3,64	975
0,01	10,68	1200	0,008	8,48	1005
0,02	22,52	1250	0,012	13,25	1025
0,03	34,35	1360	0,016	17,73	1055
0,04	46,27	1390	0,02	22,54	1075

0,05	58,06	1440	0,024	27,21	1105
0,06	69,92	1520	0,028	31,94	1105
0,07	81,44	1580	0,032	36,58	1135
0,08	93,52	1610	0,036	41,31	1155
0,09	104,32	1670	0,04	45,93	1255
0,1	116,98	1690			
0,11	128,63	1690			
0,12	140,54	1710			
0,13	152,11	1710			

Πίνακας 8: Μετρήσεις του Δt της τάσης εξόδου των κεντρικών πηνίων λήψης των Fluxgate του άξονα z του αισθητήρα

Fluxgate 5 αξ. z (μονής περιέλιξης)			Fluxgate 6 αξ. z (διπλής περιέλιξης)		
I_z (A)	B_z (mG)	Δt (μ s)	I_z (A)	B_z (mG)	Δt (μ s)
-0,5	-583,85	426	-0,04	-45,6	708
-0,45	-525,47	426	-0,03	-34,2	730
-0,4	-467,08	436	-0,024	-27,36	778
-0,35	-408,7	442	-0,022	-25,08	795
-0,3	-350,31	450	-0,02	-22,8	812
-0,25	-291,93	462	-0,018	-20,52	829
-0,2	-233,54	470	-0,016	-18,24	847
-0,18	-210,19	476	-0,014	-15,96	864,
-0,16	-186,83	484	-0,012	-13,68	882
-0,14	-163,48	480	-0,01	-11,4	900
-0,12	-140,12	486	-0,008	-9,12	918
-0,1	-116,77	486	-0,006	-6,84	937
-0,08	-93,42	488	-0,004	-4,56	957
-0,06	-70,06	490	-0,002	-2,28	978
-0,04	-46,71	492	0	0	999
-0,02	-23,35	504	0,004	4,56	1046
-0,01	-11,68	504	0,008	9,12	1097
0	0	503	0,01	11,4	1124
0,01	11,68	503	0,012	13,68	1151
0,02	23,35	504	0,016	18,24	1207
0,04	46,71	505	0,02	22,8	1263
0,06	70,06	506	0,024	27,36	1317
0,08	93,42	507	0,028	31,92	1368
0,1	116,77	510	0,03	34,2	1391
0,12	140,12	511	0,032	36,48	1413
0,14	163,48	513	0,036	41,04	1455
0,16	186,83	517	0,04	45,6	1496
0,18	210,17	523			
0,2	233,54	525			
0,25	291,93	531			
0,3	350,31	553			
0,35	408,7	565			
0,4	467,08	573			
0,45	525,47	587			
0,5	583,85	597			

Παρακάτω απεικονίζονται οι χαρακτηριστικές καμπύλες $B-\Delta t$ για όλους τους αισθητήρες σε ένα διάγραμμα. Από τις μετρήσεις, υπολογίσαμε, επίσης και τις συναρτήσεις μεταφοράς των αισθητήρων, οι οποίες είναι πολωνυμικές 6^{ου} βαθμού.



Διάγραμμα 10-1: Διάγραμμα χαρακτηριστικών μαγνητικού πεδίου (B – άξονας x) και Δt της τάσης εξόδου (Δt – άξονας y)

Παρακάτω φαίνονται συγκεντρωμένες οι συναρτήσεις μεταφοράς των αισθητήρων.

Fluxgate 1: $y = 1E-10x^6 - 2E-08x^5 - 4E-06x^4 + 0,0004x^3 + 0,0262x^2 + 0,5631x + 917,38$

Fluxgate 2: $y = -2E-09x^6 - 6E-07x^5 - 5E-05x^4 + 0,0003x^3 + 0,1929x^2 + 13,461x + 1052,2$

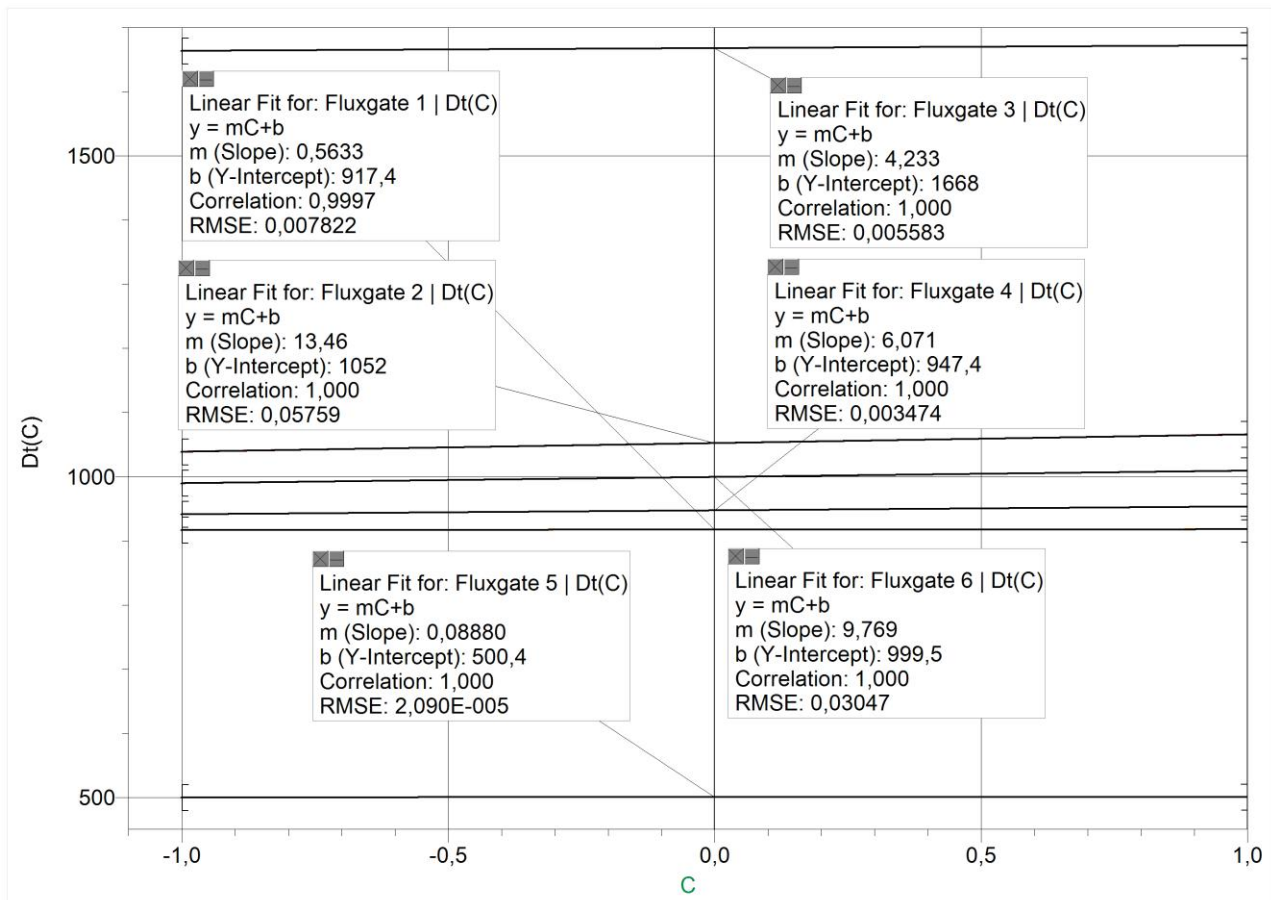
Fluxgate 3: $y = 4E-12x^6 + 3E-09x^5 - 1E-06x^4 - 5E-05x^3 + 0,0187x^2 + 4,233x + 1167,9$

Fluxgate 4: $y = 4E-08x^6 - 4E-07x^5 - 8E-05x^4 + 0,0006x^3 + 0,0117x^2 + 6,0707x + 947,4$

Fluxgate 5: $y = -1E-15x^6 - 1E-12x^5 + 6E-10x^4 + 5E-07x^3 - 7E-05x^2 + 0,0888x + 500,37$

Fluxgate 6: $y = 2E-08x^6 - 5E-07x^5 - 6E-05x^4 + 0,0005x^3 + 0,1021x^2 + 9,7682x + 999,45$

Από τις παραπάνω εξισώσεις υπολογίστηκε η κλίση γύρω από το μηδέν με τη μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων η οποία δίνει την ευαισθησία του κάθε αισθητήρα.



Διάγραμμα 10-2: Γραφική παράσταση της κλίσης των συναρτήσεων μεταφοράς γύρω από την αρχή των αξόνων.

Πίνακας 9

Κλίση των συναρτήσεων μεταφοράς των πηνίων λήψης των Fluxgates	
Fluxgate 1	0.5633 $\mu\text{s/mG}$
Fluxgate 2	13.46 $\mu\text{s/mG}$
Fluxgate 3	4.233 $\mu\text{s/mG}$
Fluxgate 4	6.071 $\mu\text{s/mG}$
Fluxgate 5	0.0888 $\mu\text{s/mG}$
Fluxgate 6	9.769 $\mu\text{s/mG}$

Όπως φαίνεται και στον Πίνακα 9 τα Fluxgates μονής περιέλιξης έχουν μικρότερη ευαισθησία από τα αντίστοιχα διπλής μερικές φορές ακόμα και δύο τάξεις μεγέθους μικρότερη. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι η επαγωγή είναι ισχυρότερη στα πηνία διπλής περιέλιξης και επομένως μικρότερες εναλλαγές του μαγνητικού πεδίου οδηγούν σε μεγαλύτερη διαφοροποίηση του χρόνου μεταξύ των κορυφών της τάσης εξόδου. Σε αντιδιαστολή με τη μικρότερη ευαισθησία τους έρχεται το μεγαλύτερο εύρος μετρούμενου μαγνητικού πεδίου, που έχουν όπως φαίνεται και από τους πίνακες των μετρήσεων, το οποίο είναι πενταπλάσια ή ακόμα και δεκαπλάσιο σε σχέση με των Fluxgates διπλής περιέλιξης. Με βάση λοιπόν την εφαρμογή για την οποία τα κατασκευάζονται επιλέγεται και η αντίστοιχη αρχιτεκτονική.

11 Συμπεράσματα

Αν και περιμέναμε μεγαλύτερη ομοιομορφία στις καμπύλες μεταξύ των fluxgates εντούτοις παρατηρήθηκε ότι υπάρχουν μεγάλες αποκλίσεις. Αυτό μάλλον οφείλεται σε μία σειρά από παράγοντες όπως, η οξείδωση του σύρματος, τα τσακίσματα του σύρματος, η μη σωστή ευθυγράμμιση των αισθητήρων, οι ατέλειες των τυλιγμάτων και η επίδραση του εξωτερικά μεταβαλλόμενου πεδίου. Επιπλέον η τοποθέτηση του ακριβώς στο κέντρο των πηνίων Helmholtz δεν ήταν δυνατή και μεταξύ των μετρήσεων των διαφορετικών αισθητήρων, υπήρχε αλλαγή θέσης του αισθητήρα.

Διαπιστώθηκε επίσης ότι η αρχιτεκτονική των Fluxgates διαδραματίζει σημαντικό ρόλο στα χαρακτηριστικά του αισθητήρα όπως το εύρος ζώνης και η ευαισθησία. Όμως διαφάνηκε υψηλή απόκριση και σχετικά χαμηλό θόρυβο και στις δύο αρχιτεκτονικές, γεγονός που οδηγεί στο συμπέρασμα ότι εκμεταλλευόμενοι τις νέες τεχνολογίες για τη βελτιστοποίηση και σμίκρυνση της κατασκευής, η συγκεκριμένη διάταξη μπορεί να αποτελέσει έναν πολύ αξιόπιστο αισθητήρα τριδιάστατων μαγνητικών πεδίων, ο οποίος θα δίνει πολύ καλές μετρήσεις ακόμα και σε πολύ συχνές αλλαγές του.

Βιβλιογραφία

- [1] David Jiles, “Introduction to Magnetism and Magnetic Materials”, Second Edition, Chapman & Hall
- [2] P.Ripka, A. Tipek, “Master Book On Sensors, Part B/Modular Courses On Modern Sensors”, Leonardo Da Vinci Project CZ/PP – 134026/ BEN Technical Literature
- [3] W. Göpel, J. Hesse, J.N. Zemel, “Sensors, A Comprehensive Survey”, Volume 5: Manetic Sensors, VCH
- [4] Μάριος Γ. Αρώνης, Διπλωματική Εργασία "Ανάπτυξη και βαθμονόμηση αισθητήρα Fluxgate με χρήση ηλεκτρολυτικών υμενίων σιδήρου - Νικελίου ως πυρήνες", 2005
- [5] P. Ripka, “Magnetic Sensors and Magnetometers”, Artech House., Norwood, MA, 2001
- [6] Mattia Butta, “Orthogonal Fluxgates”, Magnetic Sensors - Principles and Applications, Dr Kevin Kuang, 2012
- [7] L.R. Alldredge, Magnetometer, US Patent: 2,856,581 – 1958
- [8] E.O. Schonstedt, “Saturable measuring device and magnetic core therefore”, US Patent: 2,916,696 – 1959
- [9] Gise, P.E. & Yarbrough, R.B., “An electrodeposited cylindrical magnetometer sensor”, IEEE Transactions on Magnetism, Vol. 11, Iss. 5, pp. 1403-1404, 1975
- [10] Gise, P.E. & Yarbrough, R.B., “An improved cylindrical magnetometer sensor”, IEEE Transactions on Magnetism, Vol. 13, Iss. 5, pp. 1104-1106, 1977
- [11] S. Takeuchi, S. Ichioka, M. Shirotsuka & T. Inoue, Thin film magnetometer using an orthogonal fluxgate, US Patent: 4,007,417 – 1977
- [12] M. Vazquez, H. Chiriac, A. Zhukov, L. Panina, & T. Uchiyama, “On the state-of-the-art in magnetic microwires and expected trends for scientific and technological studies”, Physica Status Solidi (a), Vol. 208, Iss. 3, pp. 493-501, 2011
- [13] A.S. Antonov, N.A. Buznikov, I.T. Iakubov, A.N. Lagarkov & A.L. Rakhmanov, “Nonlinear magnetization reversal of Co-based amorphous microwires induced by an ac current”, Journal of Physics D-Applied Physics, Vol. 34, Iss. 5, pp. 752-757, 2001
- [14] X.P. Li, Z.J. Zhao, T.B. Oh, H.L. Seet, B.H. Neo & S.J. Koh, “Current driven magnetic permeability interference sensor using NiFe/Cu composite wire with a signal pick-up LC circuit”, Physica status solidi A-Applied Research, Vol. 201, Iss. 8, pp. 1992-1995, 2004
- [15] D. Jiles, “Introduction to Magnetism and Magnetic Materials”, Chapman & Hall, London, 1991
- [16] M. Butta & P. Ripka, “Two-domain model for orthogonal fluxgate”, IEEE Transactions on Magnetism, Vol. 44, Iss. 11, pp. 3992-3995, 2008b

- [17] X.P. Li, Z.J. Zhao, T.B. Oh, H.L. Seet, W.M. Heng, T.B. Oh & J.Y. Lee, "Effect magnetic field on the magnetic properties of electroplated NiFe/Cu composite wires", *Journal of Applied Physics*, Vol. 94, Iss. 10, pp. 6655-6658, 2003
- [18] X.P. Li, H.L. Seet, J. Fan & J.B. Yi, "Electrodeposition and characteristics of Ni₈₀Fe₂₀/Cu composite wires", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 304, Iss. 1, pp. 111-116, 2006c
- [19] H.L. Seet, X.P. Li, N. Ning, W.C Ng & J.B. Yi, "Effect of magnetic coating layer thickness on the magnetic properties of electrodeposited NiFe/Cu composite wires", *IEEE Transactions on magnetics*, Vol. 42, Iss. 10, pp. 2784-2786, 2006
- [20] M. Vazquez & A. Hernando, "A soft magnetic wire for sensor applications", *Journal of Physics D: Applied Physics*, Vol. 29, Iss. 4, pp. 939-949, 1996
- [21] P. Ripka, X.P. Li & F. Jie, "Orthogonal fluxgate effect in electroplated wires", *IEEE Sensors*, 2005
- [22] F. Jie, X.P. Li & P. Ripka, "Low power orthogonal fluxgate sensor with electroplated Ni₈₀Fe₂₀/Cu wire", *Journal of Applied Physics*, Vol. 99, Iss. 8, Article number 08B311, 2006
- [23] J.P. Sinnecker, K.R. Pirota, M. Knobel & L. Kraus, "AC magnetic transport on heterogeneous ferromagnetic wires and tube", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 249, Iss. 1-2, pp. 16-21, 2002
- [24] M. Butta, P. Ripka, G. Infante, G.A. Badini Confalonieri & M. Vazquez, "Bi-metallic magnetic wire with insulating layer as core for orthogonal fluxgate", *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 45, Iss. 10, pp. 4443-4446, 2009a
- [25] O. Zorlu, P. Kejik, F. Vincent & R.S. Popovic, "A novel planar magnetic sensor based on orthogonal fluxgate principle", *Proceedings of International Conference on PhD Research in Microelectronics and Electronics (PRIME 2005)*, pp. 215-218, ISBN 0-7803- 9345, Lausanne, Switzerland, 2005
- [26] X.P. Li, J. Fan, J. Ding, H. Chiriac, X.B. Qian, & J.B. Yi, "A design of orthogonal fluxgate sensor", *Journal of Applied Physics*, Vol. 99, Iss. 8, Article number 08B313, 2006a
- [27] X.P. Li, J. Fan, J. Ding & X.B. Qian, "Multi-core orthogonal fluxgate sensor", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 300, Iss. 1, pp. e98-e103, 2006b
- [28] F. Jie, N. Ning, W. Ji, H. Chiriac, X.P. Li, "Study of the Noise in Multicore Orthogonal Fluxgate Sensors Based on Ni-Fe/Cu Composite Microwire Arrays", *IEEE Transactio*, 2009
- [29] P. Ripka, X.P. Li & F. Jie, "Multiwire core fluxgate", *Sensors and Actuators A – Physical*, Vol. 156, Iss.1, pp. 265-268, 2009

- [30] P. Ripka, M. Butta, F. Jie & X.P. Li, "Sensitivity and Noise of Wire-Core Transverse Fluxgate", *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 46, Iss. 2, pp. 654-657, 2010
- [31] I. Sasada, "Orthogonal fluxgate mechanism operated with dc biased excitation", *Journal of Applied Physics*, Vol. 91, Iss. 10, pp. 7789-7791, 2002a
- [32] I. Sasada, "Symmetric response obtained with an orthogonal fluxgate operating in fundamental mode", *IEEE Transactions on magnetics*, Vol. 38, Iss. 5, pp. 3377-3379, 2002b
- [33] E. Weiss, E. Paperno & A. Plotkin, "Orthogonal Fluxgate employing discontinuous excitation.", *Journal of Applied Physics*, Vol. 107, Iss. 9, Article number 09E717, 2010
- [34] J. Kubik, M. Janosek & P. Ripka, "Low-power fluxgate sensor signal processing using gated differential integrator", *Sensors Letters*, Vol. 5, Iss. 1, pp. 149-152, 2007
- [35] E. Paperno, "Suppression of magnetic noise in the fundamental-mode orthogonal fluxgate", *Sensors and Actuators A-Physical*, Vol. 116, Iss. 3, pp. 405- 409, ISSN 0924-4247, 2004
- [36] E. Paperno, E. Weiss & A. Plotkin, "A Tube-Core Orthogonal Fluxgate Operated in Fundamental Mode", *IEEE Transaction on Magnetics*, Vol. 44, Iss. 11, pp. 4018-021, 2008
- [37] M. Butta, S. Yamashita & I. Sasada, "Reduction of noise in fundamental mode orthogonal fluxgate by optimization of excitation current", Accepted in *IEEE Transactions on Magnetics*, 2011
- [38] I. Sasada & H. Kashima, "Simple Design for Orthogonal Fluxgate Magnetometer in Fundamental Mode", *Journal of the Magnetics Society of Japan*, Vol. (33), n. 2, pp. 43-45, 2009
- [39] O. Zorlu, P. Kejik & R.S. Popovic, "An orthogonal fluxgate-type magnetic microsensor with electroplated Permalloy core", *Sensors and Actuators A-Physical*, Vol. 135, Iss. 1, pp. 43-49, 2006
- [40] M. Butta, P. Ripka, S. Atalay, F.E. Atalay & X.P. Li, "Fluxgate effect in twisted magnetic wire", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 320, Iss. 20, pp. e974-e978, 2008a
- [41] M. Knobel, M. Vázquez & L. Kraus, *Handbook of Magnetic Materials*, Vol. 15, pp. 497-563, 2003
- [42] M. Malatek, P. Ripka & L. Kraus, "Double-core GMI current sensor", *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 41, Iss. 10, pp. 3703-3705, 2005
- [43] M. Butta, P. Ripka, G. Infante, G.A. Badini-Confalonieri & M. Vazquez, "Magnetic microwires with field induced helical anisotropy for coil-less fluxgate", *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 46, Iss. 7, pp. 2562-2565, 2010b

- [44] S. Atalay, V. Yagmur, F.E. Atalay & N. Bayri, "Coil-less fluxgate effect in CoNiFe/Cu wire electrodeposited under torsion", *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 323, Iss. 22, pp. 2818-2822, 2011
- [45] M. Butta, P. Ripka, G. Infante, M. Vazquez, & L. Kraus, "Microwire electroplated under torsion as core for coil-less fluxgate", *Proceedings of EMSA 2010, Bodrum, 2010c*
- [46] L. Kraus, M. Butta & P. Ripka, "Magnetic anisotropy and giant magnetoimpedance in NiFe electroplated on Cu wires", *Proceedings of EMSA 2010, Bodrum, 2010*
- [47] M. Butta, P. Ripka, "Model for coil-less fluxgate", *Sensors and Actuators A: Physical*, Vol. 156, Iss. 1, pp. 269-273, 2009b
- [48] P. Ripka, M. Butta, M. Malatek, S. Atalay & F.E. Atalay, "Characterization of magnetic wires for fluxgate cores", *Sensors and Actuators A – Physical*, Vol. 145-146, Special Issue, pp. 23-28, 2008
- [49] M. Butta, P. Ripka, J. Perez Navarrete & M. Vazquez, "Double coil-less fluxgate in Bridge configuration", *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 46, Iss. 2, pp. 532-535, 2010a
- [50] J. Kubik, J. Vcelak, T. O'Donnell & P. McCloskey, "Triaxial fluxgate sensor with electroplated core", *Sensors and Actuators A: Physical*, Vol. 152, Iss. 2, pp. 139-145, 2009
- [51] M. Janosek & P. Ripka, "Current-output of printed circuit board fluxgates", *Sensor letters*, Vol. 7, Iss. 3, pp.299-302, 2009
- [52] F. Primdahl, P.A. Jensen, Compact spherical coil for fluxgate magnetometer vector feedback, *J. Phys. E: Sci. Instrum.* 15 (1982) 221–226
- [53] P. Brauer, J.M.G. Merayo, O.V. Nielsen, F. Primdahl, J.R. Petersen, *Sens. Actuators A* 59 (1977) 70–74.
- [54] P. Ripka, W. Billingsley, Crossfield effect at fluxgate, *Sens. Actuators A* 81 (2000) 176–179.
- [55] Ιωάννης Πέτρου, Διδακτορική Διατριβή "Ανάπτυξη, χαρακτηρισμός και βελτιστοποίηση μαγνητικών λεπτών υμενίων για εφαρμογή σε αισθητήρα μαγνητικού πεδίου υψηλής ευαισθησίας", 2009
- [56] 3-Axis Magnetic Sensor, Hybrid HMC2003, Honeywell, 2011

Φωτογραφία Εξωφύλλου: <http://serve.me.nus.edu.sg/neurosensors/sensors.html>