

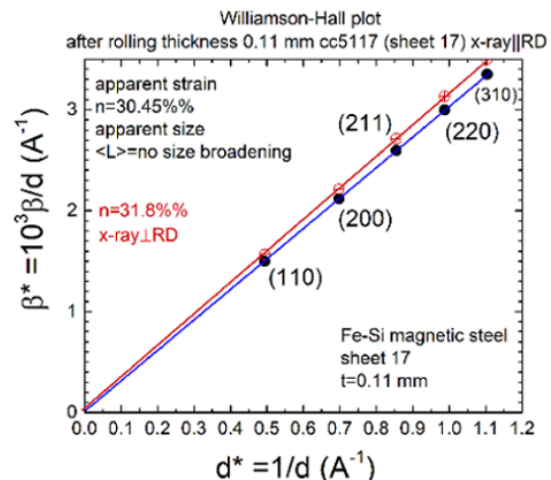
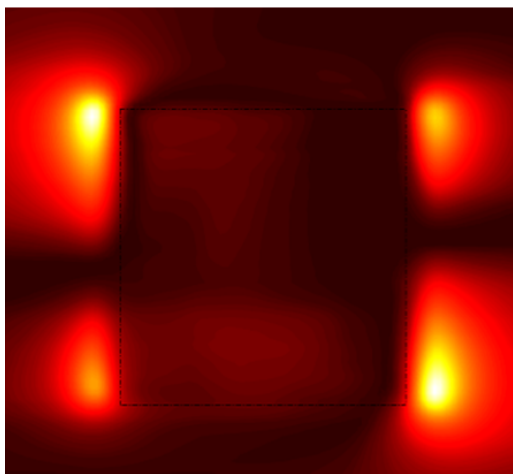


ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ
ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΝΑΝΟΕΠΙΣΤΗΜΗΣ ΚΑΙ ΝΑΝΟΤΕΧΝΟΛΟΓΙΑΣ
ΕΚΕΦΕ ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ

Διατμηματικό Πρόγραμμα Μεταπτυχιακών Σπουδών
« Φυσική και Τεχνολογικές Εφαρμογές »

Συσχέτιση συγκέντρωσης μηχανικών τάσεων με το παραμένον μαγνητικό πεδίο στην επιφάνεια μαγνητικών δοκιμίων



Μεταπτυχιακή Διπλωματική Εργασία
Μαρία Μπαζίνη

Ερευνητικός Επιβλέπων : Πίσσας Μιχάλης, Ερευνητής Α' – INN, ΕΚΕΦΕ «Δημόκριτος»
Ακαδημαϊκός Επιβλέπων : Παρασκευαΐδης Κώστας, Αφυπηρετήσας Αναπληρωτής Καθηγητής
ΣΕΜΦΕ, ΕΜΠ

Αθήνα
Φεβρουάριος 2020

Εξεταστική επιτροπή

Μιχάλης Πίσσας, INN ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος
Κώστας Παρασκευαΐδης, ΣΕΜΦΕ ΕΜΠ
Βασίλης Ψυχάρης, INN ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος

Ευχαριστίες

Θα ήθελα να ευχαριστήσω θερμά τον Δρ. Μιχάλη Πίσσα του INN Δημόκριτος για την καθοδήγηση του κατά τη διεξαγωγή της παρούσας διπλωματικής εργασίας. Τον Αφυπηρετήσα Αναπληρωτή Καθηγητή της ΣΕΜΦΕ ΕΜΠ Κώστα Παρασκευαΐδη, για τις πολύτιμες υποδείξεις του και την συνεχή ενθάρρυνση. Επίσης, θα ήθελα να ευχαριστήσω το Δρ. Βασίλη Ψυχάρη για τις μετρήσεις περίθλασης ακτίνων-Χ και τη βοήθειά του στην ερμηνεία τους, και τον Δρ. Ιωάννη Σανάκη για τις μετρήσεις του φάσματος Mössbauer και τη βοήθεια στην ερμηνεία τους. Τέλος, θα ήθελα να ευχαριστήσω τους γονείς μου, ιδιαίτερα τη μητέρα μου, για τη στήριξή τους καθόλη τη διάρκεια των σπουδών μου.

Περίληψη

Η παρούσα διπλωματική εργασία έχει σαν ερευνητικό στόχο τη μέτρηση του μαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια σιδηρομαγνητικών δοκιμίων τεχνολογικού ενδιαφέροντος. Μελετήσαμε δύο ειδών δοκίμια, τα οποία είχαν τη μορφή ελασμάτων. Το πρώτο ήταν ελάσματα κατασκευαστικού χάλυβα (Fe-C), ενώ το δεύτερο ήταν ελάσματα μαγνητικού χάλυβα (Fe-Si) που χρησιμοποιείται στους μετασχηματιστές και τους ηλεκτρικούς κινητήρες. Για την εκτέλεση των μετρήσεων, αναπτύξαμε πειραματική διάταξη μέτρησης του μαγνητικού πεδίου, χρησιμοποιώντας ένα πλαίσιο δύο αξόνων (X-Y-stage) το οποίο μπορεί να κινεί τον αισθητήρα του μαγνητικού πεδίου με ελεγχόμενο τρόπο, με ακρίβεια (1μm). Η κίνηση του αισθητήρα και η απεικόνιση/καταγραφή των μετρήσεων έγιναν μέσω κώδικα Labview. Οι αισθητήρες μαγνητικού πεδίου που χρησιμοποιήσαμε ήταν αισθητήρες Hall (για τη μέτρηση της κάθετης στην επιφάνεια συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου) και αισθητήρες GMR, για τη μέτρηση της παράλληλης συνιστώσας αντιστοίχως. Τα δοκίμια υπέστησαν μηχανική καταπόνηση μέσω ψυχρών μηχανουργικών κατεργασιών, κυρίως μέσω κοπής και διέλασης, ενώ πραγματοποιήθηκε μικροδομικός χαρακτηρισμός τους, με χρήση κατάλληλων τεχνικών (περίθλαση ακτίνων-X, φασματοσκοπία Mössbauer). Έπειτα, έγινε προσπάθεια για τη συσχέτιση του παραμένου μαγνητικού πεδίου με τις παραμένουσες μηχανικές τάσεις.

Abstract

In this thesis, we measured the magnetic field along the surface of ferromagnetic specimens that exhibit technological interest. Two kinds of specimens were studied, in the form of sheets. The first kind of sheets consisted of constructive steel (Fe-C), while the second one were sheets of magnetic steel (Fe-Si) used in transformers and electrical motors. For the magnetic field measurements, an experimental instrument was built consisting of a X-Y stage frame, capable of controlling the sensor's movement with an accuracy of (1 μm). The motion of the sensor and the displaying/saving of the measurements was done by Labview code. The magnetic field sensors used were Hall probes, for measuring the vertical to the surface component of the magnetic field, as well as GMR probes, for measuring the parallel component respectively. The specimens were subjected to mechanical strain through the use of cold work metallurgical techniques, mostly cutting and rolling. Furthermore, a microstructural analysis of the specimens was conducted, using appropriate experimental methods (X-ray diffraction, Mössbauer spectroscopy). We subsequently investigated the correlation between the remanent magnetic field and the residual mechanical stress on the surface of the specimens.

Περιεχόμενα

1	Θεμελιώδη φαινόμενα και μεγέθη του μαγνητισμού	5
1.1	Το μαγνητικό πεδίο	5
1.2	Μαγνητικές δυνάμεις: Η δύναμη Lorentz	6
1.3	Ο νόμος του Ampère	7
1.4	Ο νόμος των Biot-Savart	8
1.5	Ένταση μαγνητικού πεδίου \mathbf{H}	9
1.6	Μαγνητική ροή Φ και μαγνητικές δυναμικές γραμμές	9
1.7	Μαγνητική επαγωγή \mathbf{B}	11
1.8	Μαγνητική διπολική ροπή m και μαγνητικό δίπολο	12
1.9	Μαγνήτιση \mathbf{M}	12
1.10	Επιδεκτικότητα χ και επιτρεπτότητα μ	15
1.11	Πεδίο απομαγνήτισης \mathbf{H}_d και συντελεστές απομαγνήτισης \mathbf{N}_d	17
2	Μαγνητισμός και ιδιότητες μαγνητικών υλικών	19
2.1	Προέλευση των μαγνητικών ιδιοτήτων	19
2.2	Ταξινόμηση των μαγνητικών υλικών με βάση τη μαγνητική συμπεριφορά τους	21
2.3	Παραμαγνητισμός και διαμαγνητισμός	22
2.3.1	Ιδιότητες των παραμαγνητικών υλικών	22
2.3.2	Ιδιότητες των διαμαγνητικών υλικών	23
2.4	Σιδηρομαγνητισμός και φαινόμενα μαγνητικής διάταξης	24
2.4.1	Θεωρία του Heisenberg: Αλληλεπίδραση ανταλλαγής	25
2.5	Μαγνητικές ιδιότητες των σιδηρομαγνητικών υλικών	28
2.5.1	Υψηλή μαγνητική διαπερατότητα και επιδεκτικότητα	28
2.5.2	Παραμένουσα μαγνήτιση (Remanent magnetization)	28
2.5.3	Μαγνητική Υστέρηση (Hysteresis)	29
2.5.4	Συνεκτικό πεδίο (Coercive field)	31
2.5.5	Θερμοκρασία Curie T_c (Curie Point)	31
2.5.6	Μαγνητική ανισοτροπία (Anisotropy)	32

2.5.7	Μαγνητοσυστολή (Magnetostriction) και αντίστροφη μαγνητοσυστολή (φαινόμενο Villari)	37
2.5.8	Μαγνητικές περιοχές (Magnetic Domains)	42
2.6	Κατηγορίες σιδηρομαγνητικών υλικών	47
2.7	Βασικές μέθοδοι κατεργασίας των μαγνητικών υλικών	50
3	Πειραματικές τεχνικές - Πειραματική διαδικασία	55
3.1	Αισθητήρες φαινομένου Hall (Hall sensors)	57
3.2	Αισθητήρες γιγαντιαίας μαγνητοαντίστασης (GMR, Giant Magnetoresistance sensors)	60
4	Πειραματικά αποτελέσματα	65
4.1	Μελέτη του ελάσματος μαγνητικού χάλυβα με φασματοσκοπία Mössbauer	65
4.2	Διαγράμματα περίθλασης ακτίνων-Χ	71
4.3	Μετρήσεις του μαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια των ελασμάτων κατασκευασμένων από κράμα Fe-C και Fe-Si και σχολιασμός	85
4.3.1	Έλασμα 1 (sheet 1 - κράμα Fe-C)	85
4.3.2	Έλασμα 2 (sheet 2 - κράμα Fe-C)	90
4.3.3	Έλασμα 3 (sheet 3 - κράμα Fe-C)	94
4.3.4	Έλασμα 4 (sheet 4 - κράμα Fe-C)	103
4.3.5	Έλασμα 5 (sheet 5 - κράμα Fe-C)	107
4.3.6	Έλασμα 14 (sheet 14 - κράμα Fe-Si)	110
4.3.7	Έλασμα 15 (sheet 15 - κράμα Fe-Si)	115
4.3.8	Έλασμα 16 (sheet 16 - κράμα Fe-Si)	120
4.3.9	Έλασμα 17 (sheet 17 - κράμα Fe-Si)	124
4.3.10	Έλασμα 18 (sheet 18 - κράμα Fe-Si)	132
5	Συμπεράσματα	135

Ερευνητικοί στόχοι της διπλωματικής

Πρακτικά, τα μαγνητικώς μαλακά σιδηρομαγνητικά υλικά έχουν μηδενική μακροσκοπική μαγνήτιση, απουσία εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Ο φυσικός λόγος γι' αυτό είναι η μικρή δύναμη "καρφώματος" (σε αντίθεση με σκληρά μαγνητικά υλικά) των τοιχωμάτων Bloch, με αποτέλεσμα η κατάσταση ελάχιστης μαγνητοστατικής ενέργειας να είναι η αμαγνήτιστη κατάσταση $\langle M \rangle = 0$. Ένας μηχανισμός, ο οποίος θα μπορούσε να αυξήσει τη δύναμη "καρφώματος" των μαγνητικών τοίχων Bloch, είναι η παρουσία ανομοιογενούς μηχανικής παραμόρφωσης (remanent strain). Συνεπώς, η ύπαρξη παραμενουσών μηχανικών τάσεων σε ένα μαλακό μαγνητικό υλικό θα μπορούσε να οδηγήσει στην εμφάνιση μη μηδενικής μακροσκοπικής μαγνήτισης, και κατ' επέκταση μη μηδενικού μαγνητικού πεδίου, στην επιφάνεια ενός σώματος. Αν με κάποια πειραματική τεχνική μετρηθεί το μαγνητικό πεδίο σε ένα δοκίμιο μαλακού μαγνητικού υλικού, θα μπορούσε να δώσει πληροφορίες που αφορούν την κατάσταση των υφιστάμενων μηχανικών τάσεων. Ο πειραματικός προσδιορισμός τους μπορεί να είναι χρήσιμος για το μη καταστροφικό έλεγχο εξαρτημάτων και κατασκευών (καταστροφική συγκέντρωση μηχανικών τάσεων), καθώς επίσης και τη διάγνωση ζητημάτων που αφορούν στις απώλειες μαγνητικής υστέρησης μαγνητικών χαλύβων.

Αυτή η διπλωματική εργασία έχει σαν ερευνητικό στόχο τη μέτρηση του του μαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια σιδηρομαγνητικών ελασμάτων τεχνολογικού ενδιαφέροντος.

Μελετήσαμε δύο ειδών ελάσματα. Το πρώτο ήταν ελάσματα κατασκευαστικού χάλυβα, ενώ το δεύτερο ήταν ελάσματα μαγνητικού χάλυβα που χρησιμοποιείται στους μετασχηματιστές και τους ηλεκτρικούς κινητήρες.

Για την εκτέλεση των μετρήσεων αναπτύξαμε μια πειραματική διάταξη μέτρησης του μαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια ελασμάτων, χρησιμοποιώντας ένα πλαίσιο δύο αξόνων (X-Y-stage) το οποίο μπορεί να κινεί τον αισθητήρα του μαγνητικού πεδίου με ελεγχόμενο τρόπο, με ακρίβεια (1μm). Οι αισθητήρες μαγνητικού πεδίου που χρησιμοποιήσαμε ήταν αισθητήρες Hall (για τη μέτρηση της κάθετης στην επιφάνεια συνιστώσας του μαγνητικού πεδίου) και αισθητήρες GMR, για τη μέτρηση της παράλληλης συνιστώσας.

Τέλος, έγινε προσπάθεια για τη συσχέτιση του μαγνητικού πεδίου με τις παραμένουσες μηχανικές τάσεις.

Κεφάλαιο 1

Θεμελιώδη φαινόμενα και μεγέθη του μαγνητισμού

1.1 Το μαγνητικό πεδίο

Η ύπαρξη ενός μαγνητικού πεδίου στο χώρο γίνεται αισθητή από την επίδρασή του σε υλικά με μαγνητικές ιδιότητες, καθώς και σε κατανομές ρεύματος, που βρίσκονται εντός της εμβέλειάς του.

Μεταξύ άλλων, ένα μαγνητικό επίπεδο προκαλεί:

- επιτάχυνση ηλεκτρικών φορτίων που βρίσκονται μέσα στο πεδίο
- ροπή σε μαγνητικά δίπολα, όπως η βελόνα μιας πυξίδας ή ένας μαγνήτης
- επαναπροσανατολισμό των spin των ηλεκτρονίων σε συγκεκριμένα είδη ατόμων

Το μαγνητικό πεδίο είναι το αποτέλεσμα της κίνησης ηλεκτρικών φορτίων. Όμως, μαγνητικό πεδίο είναι δυνατόν να παράγει και ένας μόνιμος μαγνήτης. Στην περίπτωση αυτή, το μαγνητικό πεδίο δεν παράγεται από συμβατικό ηλεκτρικό ρεύμα, αλλά από τις τροχιακές κινήσεις και το spin των ηλεκτρονίων, που ισοδυναμούν με κλειστά αμπεριανά ρεύματα (βρόχους) στο εσωτερικό του μόνιμου μαγνήτη. Αυτές οι κινήσεις των ηλεκτρονίων έχουν σαν επακόλουθο τη μαγνήτιση στο εσωτερικό του υλικού, λόγω της μαγνητικής διπολικής ροπής που παράγεται, και τη δημιουργία μαγνητικού πεδίου έξω από το υλικό.

Συνολικά, πηγές παραγωγής μαγνητικού πεδίου είναι:

- οι αγωγοί, οι οποίοι διαρρέονται από ηλεκτρικό ρεύμα
- τα κινούμενα ηλεκτρικά φορτία, τα οποία συνιστούν ηλεκτρικό ρεύμα
- οι μαγνητικές ροπές, οι οποίες συνιστούν κλειστούς (αμπεριανούς) βρόχους ρεύματος, όπως συμβαίνει στους μόνιμους σιδηρομαγνήτες.

Με τη σειρά του, το παραγόμενο μαγνητικό πεδίο αλληλεπιδρά και ασκεί δυνάμεις σε ρευματοφόρους αγωγούς, σε κατανομές φορτίου και ρεύματος και σε μαγνητικά υλικά. Στην πράξη, για την παραγωγή μαγνητικού πεδίου σε ένα χώρο χρησιμοποιούνται συνήθως μόνιμοι σιδηρομαγνήτες μεγάλων διαστάσεων, ηλεκτρομαγνήτες υψηλής ισχύος, καθώς και διάφοροι ηλεκτροφόροι αγωγοί, σχήματος ανάλογου με το είδος του μαγνητικού πεδίου που επιθυμούμε να παραχθεί.

1.2 Μαγνητικές δυνάμεις: Η δύναμη Lorentz

Η παρουσία ενός μαγνητικού πεδίου σε ένα μέσο γίνεται αντιληπτή μόνο μέσω της δύναμης που ασκεί το πεδίο αυτό σε κινούμενα φορτία εντός της εμβέλειάς του. Συνεπώς, τόσο η παραγωγή όσο και η ανίχνευση ενός μαγνητικού πεδίου είναι εφικτή μόνο εφόσον υπάρχουν κινούμενα ηλεκτρικά φορτία μέσα σε αυτό, είτε πρόκειται για κατανομές ρεύματος, είτε για τους κλειστούς βρόχους ρεύματος των μαγνητικών διπόλων.

Η συνολική δύναμη που ασκείται σε ένα κινούμενο ηλεκτρικό φορτίο που βρίσκεται μέσα σε ένα ηλεκτρομαγνητικό πεδίο εξαρτάται από τη θέση του στο χώρο και από την ταχύτητά του. Το φορτίο δέχεται δύο δυνάμεις, εκ των οποίων η πρώτη είναι ανεξάρτητη από την ταχύτητα και ισούται με $\mathbf{F}_e = q\mathbf{E}$, όπου q το σημειακό φορτίο και \mathbf{E} η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου. Η δεύτερη δύναμη εξαρτάται από την ταχύτητα \mathbf{u} του σημειακού φορτίου q και εκφράζεται με τη βοήθεια μιας διανυσματικής συνάρτησης $\mathbf{B}(\mathbf{r})$, με \mathbf{r} τις χώρικές συντεταγμένες εκφρασμένες στο εκάστοτε σύστημα συντεταγμένων (καρτεσιανό, σφαιρικό, κυλινδρικό και άλλα), ως εξής:

$$\mathbf{F}_m = q\mathbf{u} \times \mathbf{B} \quad (1.1)$$

Ο χώρος αυτός, εντός του οποίου ένα ηλεκτρικό φορτίο δέχεται δύναμη που εξαρτάται από την ταχύτητά του, ονομάζεται *μαγνητικό πεδίο*, ενώ η διανυσματική συνάρτηση $\mathbf{B}(\mathbf{r})$ ονομάζεται *μαγνητική επαγωγή* (υποενότητα 1.7).

Συνολικά, η δύναμη που ασκείται σε ένα ηλεκτρικό φορτίο εντός ηλεκτρομαγνητικού πεδίου είναι:

$$\mathbf{F} = q(\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}) \quad (1.2)$$

Η σχέση 1.2 είναι γνωστή ως ο *νόμος της δύναμης Lorentz*, ενώ έχει αποδειχθεί πειραματικά. Όπως φαίνεται από τη σχέση 1.1, οι μαγνητικές δυνάμεις δεν παράγουν έργο. Πράγματι, αν το φορτίο q μετατοπιστεί κατά $d\mathbf{r} = \mathbf{u}dt$, το παραγόμενο έργο ισούται με:

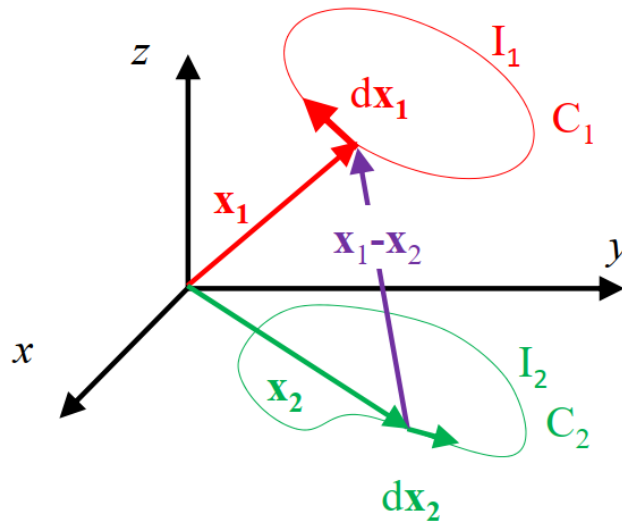
$$dW = \mathbf{F}_m \cdot d\mathbf{r} = q(\mathbf{u} \times \mathbf{B}) \cdot \mathbf{u} dt = 0 \quad (1.3)$$

1.3 Ο νόμος του Ampère

Η αλληλεπίδραση των κατανομών ηλεκτρικού ρεύματος λειτουργούν ως γεννήτορες μαγνητικού πεδίου, όπως αποδείχθηκε πειραματικά από τον Ampère [1]. Έστω δύο βρόχοι ρεύματος C_1 και C_2 τυχαίου σχήματος. Η δύναμη που ασκεί ο βρόχος C_2 στο βρόχο C_1 δίνεται από το **νόμο του Ampère**, ο οποίος εκφράζεται μέσω της σχέσης:

$$\mathbf{F}_{1,2} = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_{C_1} \oint_{C_2} I_1 I_2 \frac{d\mathbf{x}_1 \times [d\mathbf{x}_2 \times (\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2)]}{|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2|^3}, \quad (1.4)$$

όπου I_1, I_2 τα ρεύματα που διαρρέουν τους βρόχους C_1 και C_2 αντιστοίχως. Τα \mathbf{x}_1 και \mathbf{x}_2 είναι τα διανύσματα θέσης των $d\mathbf{x}_1$ και $d\mathbf{x}_2$, τα οποία είναι τα απειροστά στοιχεία μήκους των βρόχων 1 και 2 αντιστοίχως.



Σχήμα 1.1: Γεωμετρική αναπαράσταση δύο ρευματοφόρων βρόχων C_1 και C_2 τυχαίου σχήματος, με βάση την οποία διατυπώνεται ο νόμος του Ampère. (Πηγή: [1], p.305).

Η 1.4 μπορεί να γραφτεί και ως εξής:

$$\mathbf{F}_{1,2} = -\frac{I_1 I_2 \mu_0}{4\pi} \oint_{C_1} \oint_{C_2} \left[(d\mathbf{x}_1 \cdot d\mathbf{x}_2) \frac{\mathbf{x}_{12}}{|\mathbf{x}_{12}|^3} \right], \quad (1.5)$$

με $x_{12} = -x_{21}$, από την οποία φαίνεται ότι ο βρόχος 1 ασκεί ίση και αντίθετη δύναμη στο βρόχο 2, σε συμφωνία με τον τρίτο νόμο του Νεύτωνα.

Επεκτείνοντας την 1.4 στις τρεις διαστάσεις, με χρήση της σχέσης $I d\mathbf{x} = \mathbf{J} d^3x$, έχουμε το γενικευμένο νόμο του Ampère:

$$\mathbf{F}_{1,2} = \frac{\mu_0}{4\pi} \oint_{V_1} \oint_{V_2} \frac{\mathbf{J}_1(\mathbf{x}_1) \times [\mathbf{J}_2(\mathbf{x}_2) \times (\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2)]}{|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2|^3} d^3x_1 d^3x_2, \quad (1.6)$$

όπου \mathbf{J}_1 και \mathbf{J}_2 οι πυκνότητες ρεύματος των κατανομών 1 και 2 αντιστοίχως.

1.4 Ο νόμος των Biot-Savart

Από τη σχέση 1.6, διαχωρίζουμε τον όρο:

$$\mathbf{B}_2(\mathbf{x}_1) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\mathbf{J}_2(\mathbf{x}_2) \times (\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2)}{|\mathbf{x}_1 - \mathbf{x}_2|^3} d^3x_2 \quad (1.7)$$

Με τον τρόπο αυτό, η 1.6 μπορεί να γραφτεί ως:

$$\mathbf{F}_{1,2} = \int_{V_1} \mathbf{J}_1(\mathbf{x}_1) \times \mathbf{B}_2(\mathbf{x}_1) d^3x_1 \quad (1.8)$$

Η δύναμη $\mathbf{F}_{1,2}$ που ασκεί ο βρόχος 2 στο βρόχο 1, προκαλεί σε αυτόν μηχανική ροπή:

$$\mathbf{N}_{1,2} = \int_{V_1} \mathbf{x}_1 \times [\mathbf{J}_1(\mathbf{x}_1) \times \mathbf{B}_2(\mathbf{x}_1)] d^3x_1, \quad (1.9)$$

η οποία τείνει να ευθυγραμμίσει το βρόχο 1 με την κατεύθυνση της μαγνητικής επαγωγής $\mathbf{B}_2(\mathbf{x}_1)$ που παράγεται από το βρόχο 2. Γενικά, ένα μαγνητικό πεδίο ή μαγνητική επαγωγή ασκεί ροπή σε βρόχους ρεύματος, δηλαδή μαγνητικά δίπολα, εντός της εμβέλειάς του, η οποία τείνει να τους ευθυγραμμίσει με την κατεύθυνσή του. Το φαινόμενο αυτό συμβαίνει και σε μικροσκοπικό επίπεδο, όπου τα μαγνητικά δίπολα των ατόμων ενός μαγνητικού υλικού τείνουν να ευθυγραμμίζονται με την εφαρμογή ενός εξωτερικού μαγνητικού πεδίου.

Στη γενική περίπτωση της 1.7, έχουμε το **νόμο των Biot-Savart**:

$$\mathbf{B}(\mathbf{x}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\mathbf{J}(\mathbf{x}') \times (\mathbf{x} - \mathbf{x}')}{|\mathbf{x} - \mathbf{x}'|^3} d^3x', \quad (1.10)$$

όπου το διανυσματικό πεδίο $\mathbf{B}(\mathbf{x})$ είναι η μαγνητική επαγωγή στη θέση x , η οποία παράγεται από την αντίστοιχη κατανομή πυκνότητας ρεύματος J . Ο νόμος των Biot-Savart και ο νόμος του Ampère είναι ουσιαστικά ισοδύναμοι, καθώς με τη βοήθειά τους μπορεί να υπολογιστεί το μαγνητικό πεδίο που παράγεται γύρω από μια κατανομή ρεύματος αυθαίρετου σχήματος. Στην πράξη, επιλέγεται η σχέση που διευκολύνει τον υπολογισμό του πεδίου, ανάλογα με τη γεωμετρία της εκάστοτε κατανομής ρεύματος.

1.5 Ένταση μαγνητικού πεδίου \mathbf{H}

Το μαγνητικό πεδίο \mathbf{H} , το οποίο ονομάζεται και *βοηθητικό πεδίο* ή *μαγνητική διέγερση* \mathbf{H} για λόγους που θα εξηγηθούν παρακάτω (υποενότητα 1.9), έχει τις εξής μονάδες μέτρησης:

$$[\mathbf{H}] = \left[1 \frac{\text{A}}{\text{m}} \right] \text{ (SI)} \quad [\mathbf{H}] = [1 \text{ Oe}] \text{ (cgs)} \quad (1.11)$$

Ένα μαγνητικό πεδίο παράγεται και διαδίδεται στο χώρο από κατανομές ρεύματος, καθώς και από μόνιμα μαγνητισμένα υλικά. Για παράδειγμα, όταν ρεύμα μέτρου 1 A διαπερνά έναν ευθύγραμμο αγωγό μήκους 1 m, τότε παράγεται μαγνητικό πεδίο με μορφή ομόκεντρων κύκλων κάθετων στο ρευματοφόρο αγωγό, μέτρου έντασης $H = (1/4\pi) \text{ A/m}$ σε ακτινική απόσταση 1 m, με βάση τους ορισμούς του συστήματος SI. Αντιστοίχως, το μαγνητικό πεδίο που παράγεται από έναν μαγνητικό πόλο έχει μέτρο έντασης $H = 1 \text{ Oe}$ σε ακτινική απόσταση 1 cm από τον πόλο, σύμφωνα με τους ορισμούς του συστήματος cgs (emu).

Εναλλακτικά, το μαγνητικό πεδίο \mathbf{H} μπορεί να ορισθεί μέσω της έννοιας των μαγνητικών δυναμικών γραμμών. Η πυκνότητα των δυναμικών γραμμών σε κάθε σημείο ενός μαγνητικού πεδίου εκφράζει την αντίστοιχη έντασή του. Συγκεκριμένα, ως ένταση του μαγνητικού πεδίου \mathbf{H} ορίζεται ο αριθμός των μαγνητικών δυναμικών γραμμών που διαπερνούν μια μοναδιαία επιφάνεια κάθετη στο πεδίο.

Γενικά, η ενέργεια μαγνητικού πεδίου έντασης \mathbf{H} , παρουσία γραμμικού μαγνητικού υλικού με μαγνητική επαγωγή \mathbf{B} , δίνεται από τη σχέση:

$$U = \frac{1}{2} \int_V \mathbf{H} \cdot \mathbf{B} dV \text{ (SI)} \quad (1.12)$$

$$U = \frac{1}{8\pi} \int_V \mathbf{H} \cdot \mathbf{B} dV \text{ (cgs)}$$

όπου V ο όγκος στον οποίο περικλείεται το μαγνητικό πεδίο.

1.6 Μαγνητική ροή Φ και μαγνητικές δυναμικές γραμμές

Το μαγνητικό πεδίο αναπαρίσταται γεωμετρικά από τις μαγνητικές δυναμικές γραμμές. Ποσοτικά, οι μαγνητικές γραμμές περιγράφονται από τη *μαγνητική ροή* Φ . Όταν υπάρχει ένα μαγνητικό πεδίο στο χώρο, δημιουργείται μαγνητική ροή. Η μαγνητική ροή Φ εκφράζει τον αριθμό των μαγνητικών γραμμών που διέρχονται από μια επιφάνεια.

$$\Phi = \int_S \mathbf{B} \, ds, \quad (1.13)$$

όπου S επιφάνεια, από την οποία διέρχεται μαγνητική ροή Φ , και \mathbf{B} η αντίστοιχη πυκνότητα μαγνητικής ροής ή μαγνητική επαγωγή. Η μαγνητική ροή έχει τις εξής μονάδες μέτρησης:

$$[\Phi] = [1 \text{ Wb}] = [1 \text{ T} \cdot \text{m}^2] \text{ (SI)} \quad [\Phi] = [1 \text{ Mx}] = [1 \text{ Oe} \cdot \text{cm}^2] \text{ (cgs)} \quad (1.14)$$

Λόγω του ότι οι μαγνητικές δυναμικές γραμμές είναι κλειστοί βρόχοι, η ολική μαγνητική ροή μέσα από μια κλειστή επιφάνεια είναι πάντα ίση με μηδέν:

$$\oint_S \mathbf{B} \, ds = 0 \quad (1.15)$$

Η σχέση 1.15 αποτελεί την ολοκληρωτική έκφραση του νόμου του Gauss για το μαγνητισμό. Χρησιμοποιώντας το θεώρημα Gauss, η παραπάνω σχέση μας δίνει τη διαφορική μορφή του νόμου του Gauss [2]:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.16)$$

Η εξίσωση 1.16, η οποία αποτελεί ταυτόχρονα και την τρίτη ηλεκτρομαγνητική εξίσωση του Maxwell, δείχνει ότι το μαγνητικό πεδίο \mathbf{B} έχει μηδενική απόκλιση. Συνεπώς, το μαγνητικό πεδίο είναι ένα *σωληνοειδές πεδίο*, δηλαδή παράγει κλειστές δυναμικές γραμμές. Εφόσον οι δυναμικές μαγνητικές γραμμές που παράγονται από οποιοδήποτε μαγνητικό πεδίο είναι κλειστές καμπύλες, είτε δεν έχουν αρχή και τέλος είτε εκτείνονται ως το άπειρο. Άρα, οι σχέσεις 1.15 και 1.16 δείχνουν τη μη ύπαρξη μαγνητικών μονόπολων, τα οποία θα λειτουργούσαν σαν πηγές και καταβόθρες μαγνητικού πεδίου, όπως συμβαίνει στην περίπτωση του ηλεκτρικού πεδίου με τα μεμονωμένα ηλεκτρικά φορτία (ηλεκτρικά μονόπολα).

Συνεπώς, η παρουσία ενός μαγνητικού πεδίου στο χώρο, ο οποίος μπορεί να είναι είτε το κενό είτε κάποιο συγκεκριμένο μέσο, δημιουργεί μαγνητική ροή. Το ποσό της μαγνητικής ροής που παράγεται από ένα ορισμένο μαγνητικό πεδίο έντασης \mathbf{H} ή μια μαγνητική επαγωγή \mathbf{B} εξαρτάται από το μέσο (λ.χ. κενό, αέρας, υλικό, κ.τ.λ.). Σε υπεραγώγιμα κυκλώματα, η μαγνητική ροή είναι κβαντισμένη, με στοιχειώδες κβάντο μαγνητικής ροής την ποσότητα $\Phi_0 = h/2e = 2.068 \times 10^{-15}$.

Ένας τρόπος για να ανιχνευθεί η ύπαρξη μαγνητικής ροής, δηλαδή μαγνητικού πεδίου, σε ένα χώρο είναι η τοποθέτηση μικρών μαγνητικών σωματιδίων, όπως ρινισμάτων σιδήρου, τα οποία προσανατολίζονται κατά μήκος της μαγνητικής ροής.

1.7 Μαγνητική επαγωγή \mathbf{B}

Επιλύοντας την 1.15 ως προς τη μαγνητική επαγωγή \mathbf{B} , έχουμε: $\mathbf{B} = d\Phi/ds$. Άρα, ένας τρόπος να ορισθεί η μαγνητική επαγωγή \mathbf{B} είναι μέσω της μαγνητικής ροής Φ . Η μαγνητική επαγωγή \mathbf{B} ονομάζεται και *πυκνότητα μαγνητικής ροής*, καθώς εκφράζει το ποσό μαγνητικής ροής ανά μοναδιαία επιφάνεια ή όγκου του μέσου. Η μαγνητική επαγωγή έχει μονάδα μέτρησης το Tesla, στο σύστημα SI, και το Gauss, στο σύστημα cgs (emu), όπου:

$$[\mathbf{B}] = [1 \text{ T}] = \left[1 \frac{\text{Wb}}{\text{m}^2} \right] \text{ (SI)} \quad [\mathbf{B}] = [1 \text{ G}] \text{ (cgs)} \quad (1.17)$$

Υπάρχουν διάφορες προσεγγίσεις για τον ορισμό της μαγνητικής επαγωγής \mathbf{B} . Όταν ένα εξωτερικό μαγνητικό πεδίο \mathbf{H} διαδίδεται σε ένα μέσο, τότε η απόκριση του μέσου σε αυτό το πεδίο αποκαλείται μαγνητική επαγωγή \mathbf{B} . Η προκύπτουσα μαγνητική επαγωγή \mathbf{B} εξαρτάται από την ένταση του εξωτερικού πεδίου \mathbf{H} , τη διαπερατότητα και τη μαγνήτιση του υλικού \mathbf{M} . Στη γενική περίπτωση, παρουσία υλικού με μαγνήτιση \mathbf{M} , ισχύει η σχέση:

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{M} + \mathbf{H}) \quad (1.18)$$

Κάθε μέσο έχει τη δική του μαγνητική επαγωγή \mathbf{B} , όταν εκτεθεί σε ένα πεδίο \mathbf{H} . Το κενό θεωρείται και αυτό μέσο, διότι για εξωτερικό πεδίο έντασης \mathbf{H} παράγει μαγνητική επαγωγή \mathbf{B} , σύμφωνα με τη σχέση:

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} \quad (1.19)$$

όπου μ_0 είναι μια σταθερά που ονομάζεται *μαγνητική διαπερατότητα του κενού*. Στο σύστημα μονάδων cgs, η διαπερατότητα του κενού ορίζεται κατά σύμβαση ίση με $\mu_0 = 1$. Επίσης, ο ατμοσφαιρικός αέρας έχει μαγνητική διαπερατότητα περίπου ίση με 1. Επομένως, λόγω της σχέσης 1.19, τα μαγνητικά πεδία \mathbf{B} και \mathbf{H} είναι πρακτικά ίσα, τόσο στο κενό όσο και στην ατμόσφαιρα.

Ένας άλλος ορισμός της μαγνητικής επαγωγής προκύπτει με τη βοήθεια του νόμου του Ampère (σχέση 1.6) και του νόμου των Biot-Savart (σχέση 1.10). Σύμφωνα με αυτούς, η μαγνητική επαγωγή \mathbf{B} είναι ένα διανυσματικό μέγεθος, το οποίο εκφράζει τη δύναμη που ασκεί μια κατανομή ρεύματος σε μια άλλη. Να σημειωθεί ότι τόσο η μαγνητική επαγωγή \mathbf{B} όσο και το εξωτερικό πεδίο \mathbf{H} εκφράζουν ένταση παραγόμενου μαγνητικού πεδίου.

1.8 Μαγνητική διπολική ροπή \mathbf{m} και μαγνητικό δίπολο

Παρουσία ενός εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, η ύλη μαγνητίζεται. Αυτό συμβαίνει διότι σε ατομικό επίπεδο, η ύλη αποτελείται από πολλούς απειροστούς ρευματοφόρους βρόχους, οι οποίοι συνιστούν μαγνητικά δίπολα. Αυτά τα δίπολα, τα οποία οφείλονται στην κίνηση των ηλεκτρονίων γύρω από τους ατομικούς πυρήνες, είναι δυνατό να αποκτήσουν μια συνισταμένη ευθυγράμμιση προς μια ορισμένη κατεύθυνση.

Έστω επίπεδος βρόχος τυχαίου σχήματος, ο οποίος διαρρέεται από ρεύμα έντασης I . Ένας τέτοιος βρόχος ονομάζεται **μαγνητικό δίπολο**, ενώ αποτελεί τη θεμελιώδη μονάδα του μαγνητισμού. Για ένα μαγνητικό δίπολο, ορίζεται μια ποσότητα, που ονομάζεται **μαγνητική διπολική ροπή** \mathbf{m} , ως εξής:

$$\mathbf{m} = IS\hat{n} \quad (1.20)$$

όπου S η επιφάνεια που περικλείει ο βρόχος, και \hat{n} το κάθετο στην επιφάνεια αυτή μοναδιαίο διάνυσμα. Η μαγνητική ροπή έχει τις εξής μονάδες μέτρησης:

$$[\mathbf{m}] = [1 \text{ Wb} \cdot \text{m}] \text{ (SI)} \quad [\mathbf{m}] = [1 \text{ emu}] \text{ (cgs)} \quad (1.21)$$

Όταν ένα μαγνητικό δίπολο, με μαγνητική διπολική ροπή \mathbf{m} , βρεθεί εντός μαγνητικού πεδίου \mathbf{H} , ασκείται σε αυτό μηχανική ροπή, η οποία δίνεται από τη σχέση:

$$\boldsymbol{\tau} = \mathbf{m} \times \mathbf{H} \quad (1.22)$$

Η ροπή αυτή τείνει να ευθυγραμμίσει το δίπολο παράλληλα με το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο. Για τη μεταβολή του προσανατολισμού του διπόλου πρέπει να καταναλωθεί έργο από το εξωτερικό πεδίο, το οποίο αποθηκεύεται και αποτελεί τη *δυναμική ενέργεια του μαγνητικού διπόλου* [2], η οποία ισούται με:

$$U = -\mathbf{m} \cdot \mathbf{H} \quad (1.23)$$

Η δυναμική ενέργεια ελαχιστοποιείται όταν η μαγνητική ροπή του διπόλου είναι παράλληλη με το με το εξωτερικό πεδίο, δηλαδή $U = -mH$, ενώ γίνεται μέγιστη όταν η μαγνητική ροπή είναι αντιπαράλληλη, όπου ισχύει $U = +mH$.

1.9 Μαγνήτιση \mathbf{M}

Όταν ένα μαγνητικό υλικό εκτεθεί σε ένα εξωτερικό μαγνητικό πεδίο \mathbf{H} , αποκτά μαγνήτιση \mathbf{M} , η ένταση της οποίας εξαρτάται από την ισχύ του εξωτερικού πεδίου

και το είδος του υλικού. Για ένα ομοιόμορφα μαγνητισμένο υλικό, η μαγνητική διπολική ροπή ανά μονάδα όγκου ονομάζεται *μαγνητική πόλωση* ή *μαγνήτιση* \mathbf{M} , και δίνεται από τη σχέση:

$$\mathbf{M} = \frac{\mathbf{m}}{V} \quad (1.24)$$

$$\mathbf{M} = \sum_{i=1}^n \mathbf{m}_i \quad (1.25)$$

για $\mathbf{m}_1, \mathbf{m}_2, \dots, \mathbf{m}_n$ μαγνητικές ροπές εντός του μοναδιαίου όγκου.

Για μαγνητικές ροπές ίσου μέτρου m , οι οποίες είναι παράλληλες μεταξύ τους, ισχύει $M = Nm$, όπου N ο αριθμός των μαγνητικών ροπών μέτρου m εντός του μοναδιαίου όγκου. Η μαγνήτιση \mathbf{M} έχει τις εξής μονάδες μέτρησης:

$$[\mathbf{M}] = \left[\mathbf{1} \frac{\text{A}}{\text{m}} \right] \text{ (SI)} \quad [\mathbf{M}] = \left[\mathbf{1} \frac{\text{emu}}{\text{cm}^3} \right] \text{ (cgs)} \quad (1.26)$$

Συνεπώς, η μαγνήτιση ορίζεται ως το άθροισμα των στοιχειωδών μαγνητικών ροπών ή ως ο αριθμός των μαγνητικών πόλων που μετατοπίζονται κατά μήκος μιας μοναδιαίας διαδρομής. Οι στοιχειώδεις μαγνητικές ροπές δημιουργούν κλειστούς βρόχους μαγνητικής ροής στο εσωτερικό του υλικού. Στις περισσότερες περιπτώσεις, οι κλειστοί βρόχοι γειτονικών μαγνητικών ροπών αλληλοαναιρούνται, με αποτέλεσμα μόνο οι μαγνητικοί βρόχοι των μαγνητικών ροπών που βρίσκονται στην επιφάνεια να συνεισφέρουν μακροσκοπικά στο μέτρο της μαγνήτισης του υλικού. Όταν εφαρμοστεί εξωτερικό μαγνητικό πεδίο \mathbf{H} σε ένα μαγνητικό υλικό, τότε το υλικό παρουσιάζει μαγνητική επαγωγή \mathbf{B} σύμφωνα με τη σχέση:

$$\mathbf{B} = \mu_0 (\mathbf{M} + \mathbf{H}), \quad (1.27)$$

όπου \mathbf{M} η μαγνήτιση του υλικού και μ_0 η μαγνητική διαπερατότητα του κενού. Όπως φαίνεται από τη σχέση 1.27, η μαγνήτιση \mathbf{M} συνεισφέρει στη μαγνητική επαγωγή του υλικού με τρόπο όμοιο με το εξωτερικό πεδίο \mathbf{H} .

Ο μηχανισμός, ο οποίος ευθύνεται σε μικροσκοπικό επίπεδο για τη μαγνήτιση που εμφανίζει μακροσκοπικά ένα υλικό, διαφέρει ανάλογα με το είδος του μαγνητικού υλικού. Επίσης, ο βαθμός μέχρι τον οποίο μπορεί να μαγνητιστεί ένα υλικό, καθορίζεται από το είδος του υλικού. Για παράδειγμα, τα διαμαγνητικά υλικά μαγνητίζονται αμελητέα, τα παραμαγνητικά και τα αντισηδηρομαγνητικά υλικά παρουσιάζουν ασθενή μαγνήτιση, ενώ τα σιδηρομαγνητικά και τα σιδηριμαγνητικά υλικά

αποκτούν πολύ υψηλές τιμές μαγνήτισης, την οποία διατηρούν απουσία εξωτερικού πεδίου. Συνεπώς, η μαγνήτιση \mathbf{M} αποτελεί σημαντικό κριτήριο για την ταξινόμηση των μαγνητικών υλικών.

Φυσική συνέπεια της μαγνήτισης ενός υλικού είναι η δημιουργία *δέσμιων χωρικών ρευμάτων* \mathbf{J}_m (ρευμάτων μαγνητισμού) στο εσωτερικό του, και *δέσμιων επιφανειακών ρευμάτων* \mathbf{K}_m στην επιφάνειά του [1]. Λόγω των δέσμιων ρευμάτων, ένα μαγνητισμένο υλικό παράγει μαγνητικό πεδίο στο χώρο γύρω από αυτό. Η χωρική πυκνότητα δέσμιων ρευμάτων δίνεται από τη σχέση:

$$\mathbf{J}_m = \nabla \times \mathbf{M} \quad (1.28)$$

Αντιστοίχως, η πυκνότητα των επιφανειακών ρευμάτων ισούται με:

$$\mathbf{K}_m = \mathbf{M} \times \hat{n} \quad (1.29)$$

όπου \hat{n} το κάθετο στην επιφάνεια του υλικού μοναδιαίο διάνυσμα. Γενικά, το ολικό ρεύμα ενός υλικού είναι το άθροισμα των ελεύθερων και των δέσμιων ρευμάτων, επομένως:

$$\mathbf{J} = \mathbf{J}_f + \mathbf{J}_m \quad (1.30)$$

Για σταθερές κατανομές ηλεκτρικού ρεύματος, ο νόμος του Ampère γράφεται σε διαφορική μορφή:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (1.31)$$

Λόγω των σχέσεων 1.29, 1.33 και 1.31, προκύπτει:

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{B} &= \mu_0 \mathbf{J} = \mu_0 (\mathbf{J}_f + \mathbf{J}_m) = \mu_0 (\mathbf{J}_f + \nabla \times \mathbf{M}) \Rightarrow \\ \mathbf{J}_f &= \nabla \times \left(\frac{1}{\mu_0} \mathbf{B} - \mathbf{M} \right) \end{aligned} \quad (1.32)$$

Στη σχέση 1.33, ορίζουμε την ποσότητα της παρένθεσης ως τη *μαγνητική διέγερση* \mathbf{H} , δηλαδή το γνωστό εξωτερικό μαγνητικό πεδίο \mathbf{H} (σχέση 1.27). Το εξωτερικό πεδίο \mathbf{H} ονομάζεται και βοηθητικό πεδίο διότι ορίστηκε έτσι ώστε διευκολυνθεί η διάκριση ανάμεσα στο μαγνητικό πεδίο που προκαλείται από το ίδιο το μαγνητικό υλικό, δηλαδή τη μαγνητική επαγωγή \mathbf{B} , και στο μαγνητικό πεδίο που προκαλείται από άλλα εξωτερικά αίτια [3]. Για τον ίδιο λόγο, η μαγνητική επαγωγή

\mathbf{B} και το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο \mathbf{H} έχουν διαφορετικές μονάδες μέτρησης, παρόλο που αποτελούν μαγνητικά πεδία με όμοιες ιδιότητες.

Επομένως, ο νόμος του Ampère παίρνει τη μορφή:

$$\nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J}_f \quad (1.33)$$

Άρα, το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο \mathbf{H} και η μαγνητική επαγωγή \mathbf{B} αποτελούν εξίσου μαγνητικά πεδία, με τις ανάλογες ιδιότητες, με τη μοναδική διαφορά ότι το πεδίο \mathbf{H} προκαλείται από τα ελεύθερα ρεύματα μαγνητισμού, δηλαδή από πηγές έξω από το μελετούμενο υλικό (σχέση 1.33), ενώ το πεδίο \mathbf{B} δημιουργείται από τα δέσμια ρεύματα μαγνητισμού, τα οποία δημιουργούνται στο ίδιο το υλικό, λόγω της μαγνήτισής του από εξωτερικά αίτια.

1.10 Επιδεκτικότητα χ και επιτρεπτότητα μ

Ένας άλλος τρόπος χαρακτηρισμού και ταξινόμησης των μαγνητικών υλικών είναι με βάση τη *μαγνητική επιδεκτικότητα* χ και τη *μαγνητική διαπερατότητα* μ [4]. Στη γενική περίπτωση, η επιδεκτικότητα χ ορίζεται από τη σχέση:

$$\chi = \frac{\mathbf{M}}{\mathbf{H}} \quad (1.34)$$

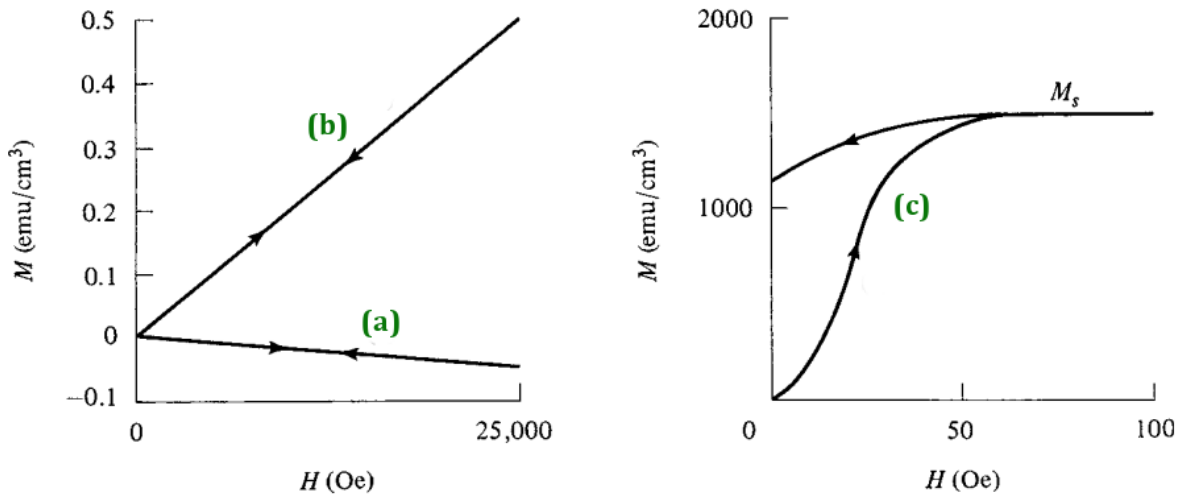
όπου \mathbf{M} η μαγνήτιση του υλικού και \mathbf{H} το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο [5]. Ανάλογα με το σύστημα μονάδων που χρησιμοποιείται, η μαγνητική επιδεκτικότητα χ έχει τις εξής μονάδες μέτρησης:

$$[\chi] = [\text{αδιάστατο}] \text{ (SI)} \quad [\chi] = \left[1 \frac{\text{emu}}{\text{Oe} \cdot \text{cm}^3} \right] \text{ (cgs)} \quad (1.35)$$

Ένα μαγνητικό υλικό, για το οποίο ισχύει η σχέση 1.34, ονομάζεται γραμμικό καθώς έχει μαγνήτιση ανάλογη του εφαρμοζόμενου πεδίου \mathbf{H} . Συνήθως, τα παραμαγνητικά και τα διαμαγνητικά υλικά είναι γραμμικά, όπως φαίνεται στο σχήμα 1.2 αριστερά, με σταθερή τιμή επιδεκτικότητας χ για μέτρια εξωτερικά πεδία. Στα σιδηρομαγνητικά υλικά, η μαγνήτιση \mathbf{M} είναι μη γραμμική συνάρτηση του εξωτερικού πεδίου \mathbf{H} (σχήμα 1.2, δεξιά), με αποτέλεσμα η επιδεκτικότητα να μεταβάλλεται εύκολα. Η γραφική παράσταση $M = M(H)$ ενός υλικού ονομάζεται καμπύλη μαγνήτισης, ενώ η κλίση της δίνει την τιμή της επιδεκτικότητας χ .

Η μαγνητική διαπερατότητα μ ενός υλικού ορίζεται μέσω της σχέσης:

$$\mu = \frac{\mathbf{B}}{\mathbf{H}} \quad (1.36)$$



Σχήμα 1.2: Η καμπύλη μαγνήτισης $M=M(H)$ (a) ενός διαμαγνητικού, (b) ενός παραμαγνητικού και (c) ενός σιδηρομαγνητικού υλικού, η κλίση της οποίας δίνει την επιδεκτικότητα χ . (Πηγή: [5], p.14).

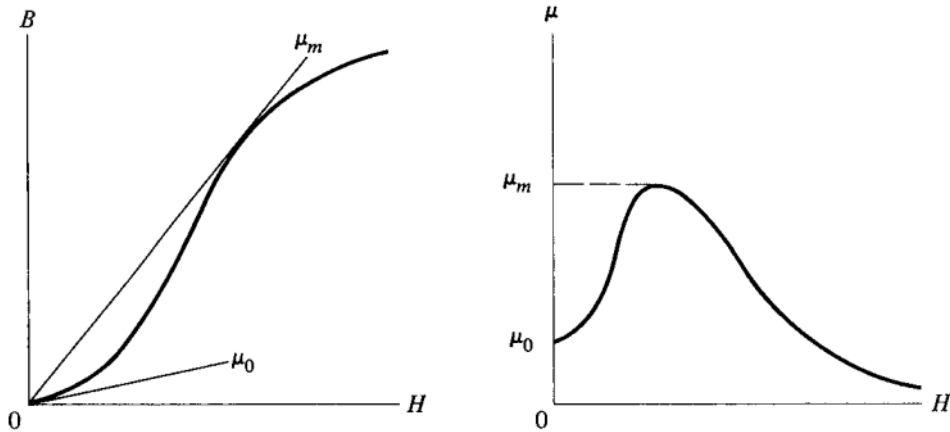
διότι η σχέση 1.18, για γραμμικά μέσα γίνεται:

$$\begin{aligned} \mathbf{B} &= \mu_0 (\mathbf{M} + \mathbf{H}) = \mu_0 (1 + \chi) \mathbf{H} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} \Rightarrow \\ \mathbf{B} &= \mu \mathbf{H} \end{aligned} \quad (1.37)$$

όπου $\mu_r = \mu/\mu_0$ η σχετική διαπερατότητα του υλικού, η οποία είναι αδιάστατη ποσότητα. Η μαγνητική διαπερατότητα έχει μονάδες μέτρησης:

$$[\mu] = \left[1 \frac{\text{H}}{\text{m}} \right] \text{ (SI)} \quad [\mu] = [\text{αδιάστατο}] \text{ (cgs)} \quad (1.38)$$

Γενικά, η σχετική διαπερατότητα και η επιδεκτικότητα συνδέονται μέσω της σχέσης $\mu_r = 1 + \chi$. Στο κενό, όπου δεν υπάρχει ύλη για να μαγνητιστεί, η επιδεκτικότητα είναι ίση με το μηδέν, ενώ η διαπερατότητα γίνεται ίση με μ_0 . Η μαγνητική διαπερατότητα μ γραμμικών υλικών των παραμαγνητών και των διαμαγνητών, είναι σταθερή, ενώ μεταβάλλεται εύκολα στην περίπτωση των σιδηρομαγνητών. Στα ισχυρά μαγνητικά υλικά, όπως τα σιδηρομαγνητικά, η καμπύλη $B=B(H)$ έχει τη μορφή του σχήματος 1.3 (αριστερά), ενώ η κλίση της δίνει την τιμή της διαπερατότητας μ . Αντιστοίχως, στο σχήμα 1.3 (δεξιά), φαίνεται η μαγνητική διαπερατότητα μ συναρτήσεως του εξωτερικού πεδίου \mathbf{H} , για ένα σιδηρομαγνητικό ή σιδηριμαγνητικό υλικό, όπου μ_m η μέγιστη τιμή της.



Σχήμα 1.3: Η μαγνητική επαγωγή B συναρτήσει του εξωτερικού μαγνητικού, $B=B(H)$, όπου η κλίση αντιστοιχεί στη διαπερατότητα μ , (αριστερά) και η εξάρτηση της διαπερατότητας μ από το εξωτερικό πεδίο H (δεξιά) για ένα σιδηρομαγνητικό ή σιδηριμαγνητικό υλικό. (Πηγή: [5], p.15).

1.11 Πεδίο απομαγνήτισης H_d και συντελεστές απομαγνήτισης N_d

Στο εσωτερικό ενός μαγνητισμένου υλικού, δημιουργείται ένα μαγνητικό πεδίο που αντιτίθεται στη μαγνήτιση M . Το πεδίο αυτό ονομάζεται *πεδίο απομαγνήτισης* H_d και δίνεται από τη σχέση:

$$H_d = -N_d M \quad (1.39)$$

όπου N_d οι συντελεστές απομαγνήτισης του υλικού. Όπως φαίνεται από τη σχέση 1.39, το πεδίο απομαγνήτισης H_d έχει κατεύθυνση αντίθετη ως προς τη μαγνήτιση M [6]. Απουσία εξωτερικού πεδίου H , η μαγνητική επαγωγή B ενός μαγνητισμένου υλικού δίνεται από τη σχέση:

$$B = \mu_0 (M + H) = \mu_0 (M + H_d) = \mu_0 (1 - N_d) M \quad (1.40)$$

Στη γενική περίπτωση, το πεδίο απομαγνήτισης εκφράζεται μέσω της σχέσης:

$$H_{di} = -\mathcal{N}_{ij} M_j \quad i, j = x, y, z \quad (1.41)$$

όπου \mathcal{N}_{ij} ο τανυστής απομαγνήτισης, ο οποίος αναπαρίσταται από ένα συμμετρικό πίνακα 3×3 . Κατά μήκος των κεντρικών αξόνων x , y και z , τα διανύσματα H_d και M είναι συγγραμικά, ενώ οι αντίστοιχοι συντελεστές ονομάζονται *συντελεστές απομαγνήτισης* του υλικού [7]. Σε δείγματα με υψηλή συμμετρία, κυρίως σε σφαιρικά και ελλειπτικά, οι συντελεστές απομαγνήτισης υπολογίζονται με σχετική ευκολία, ενώ συνδέονται μέσω της σχέσης:

$$N_x + N_y + N_z = 1 \quad (\text{SI}) \quad (1.42)$$

Σε υλικά με σφαιρικό ή ελλειπτικό σχήμα, η μαγνήτιση καταμένεται ομοιόμορφα, με αποτέλεσμα το αντίστοιχο πεδίο απομαγνήτισης \mathbf{H}_d να είναι ομογενές.

Γενικά, οι τιμές των συντελεστών απομαγνήτισης εξαρτώνται από το σχήμα και τη γεωμετρία του υλικού. Σε ένα μαγνητισμένο δείγμα, το οποίο έχει πολύ μεγάλο μήκος και πολύ μικρό πάχος, ο συντελεστής απομαγνήτισης κατά μήκος του μεγάλου άξονα προσεγγίζει το μηδέν, ενώ ο αντίστοιχος συντελεστής κατά μήκος του μικρού άξονα έχει μεγάλη τιμή.

Έστω υλικό που έχει μαγνήτιση \mathbf{M} κατά μήκος ενός κεντρικού άξονα. Η αντίστοιχη μαγνητοστατική ενέργεια δίνεται από τη σχέση:

$$E_{ms} = -\frac{1}{2} \mu_0 \mathbf{H}_d \cdot \mathbf{M} = \frac{1}{2} \mu_0 N_d M^2 \text{ joule m}^{-3} \text{ (SI)} \quad (1.43)$$

όπου N_d ο συντελεστής απομαγνήτισης κατά μήκος του συγκεκριμένου άξονα. Σύμφωνα με τη σχέση 1.43, η μαγνητοστατική ενέργεια ενός υλικού ελαχιστοποιείται κατά μήκος του άξονα με το μικρότερο συντελεστή απομαγνήτισης, που αντιστοιχεί στη μικρότερη τιμή του πεδίου απομαγνήτισης του υλικού.

Επομένως, ένα μαγνητικό υλικό έχει την τάση να μαγνητίζεται κατά μήκος της διεύθυνσης στην οποία το πεδίο απομαγνήτισης και η μαγνητοστατική ενέργεια ελαχιστοποιούνται. Η διεύθυνση αυτή ταυτίζεται με τη διεύθυνση εύκολης μαγνήτισης του υλικού (υποενότητα 2.5.6), ενώ καθορίζεται κυρίως από την ενέργεια ανισοτροπίας για μαγνητικό υλικό με δεδομένο σχήμα, σύσταση και κρυσταλλική δομή.

Κεφάλαιο 2

Μαγνητισμός και ιδιότητες μαγνητικών υλικών

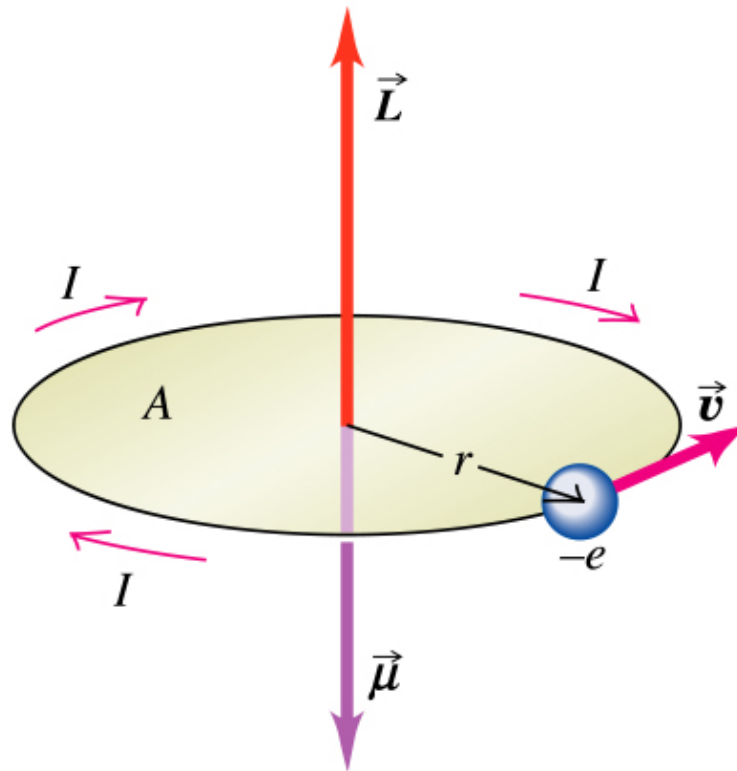
2.1 Προέλευση των μαγνητικών ιδιοτήτων

Η θεμελιώδης πηγή της μαγνητικής συμπεριφοράς των υλικών εντοπίζεται στις μαγνητικές διπολικές ροπές που δημιουργούνται από την περιφορά των ηλεκτρονίων γύρω από τους ατομικούς πυρήνες και από την ιδιοπεριστροφή (spin) των ηλεκτρονίων.

Σύμφωνα με το κλασικό μοντέλο του ατόμου, ένα ηλεκτρόνιο που κινείται σε κυκλική τροχιά ακτίνας r γύρω από τον ατομικό πυρήνα έχει τροχιακή στροφορμή L . Η τροχιακή κίνηση ενός ηλεκτρονίου μπορεί να αναπαρασταθεί από τη ροή ρεύματος σε ένα συρμάτινο βρόχο, ο οποίος έχει μηδενική αντίσταση. Η αντίστοιχη μαγνητική ροπή μ που δημιουργείται λόγω της περιφοράς του ηλεκτρονίου είναι ένα διάνυσμα μέτρου $\mu = IA$, όπου $A = \pi r^2$ το εμβαδόν της κυκλικής τροχιάς του ηλεκτρονίου, και διεύθυνσης κάθετης ως προς το επίπεδο της τροχιάς [3]. Καθώς κινείται, το ηλεκτρόνιο παράγει ρεύμα μέτρου $I = \frac{e}{T} = \frac{e}{2\pi\omega} = \frac{ev}{2\pi r}$, όπου v το μέτρο της ταχύτητας του ηλεκτρονίου και e το φορτίο του ηλεκτρονίου. Η αντίστοιχη μαγνητική ροπή του είναι $\mu = \frac{1}{2} e v r$. Η τροχιακή στροφορμή του ηλεκτρονίου είναι ένα διάνυσμα με μέτρο $L = m_e v r$, όπου m_e η μάζα του ηλεκτρονίου, με κατεύθυνση αντίθετη προς τη μαγνητική ροπή, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.1. Άρα, η μαγνητική ροπή που οφείλεται στην τροχιακή κίνηση του ηλεκτρονίου ισούται με:

$$\boldsymbol{\mu} = -\frac{|e|\hbar}{2m_e} \mathbf{L} \Rightarrow |\boldsymbol{\mu}| = \left(\frac{e}{2m_e}\right) L \quad (2.1)$$

όπου μ η διπολική μαγνητική ροπή, η οποία συνηθέστερα συμβολίζεται με m , έτσι ώστε να μη συγχέεται με τη μαγνητική επιδεκτικότητα μ του υλικού.



Σχήμα 2.1: Η περιφοράς του ηλεκτρονίου γύρω από τον ατομικό πυρήνα, με βάση το κλασικό μοντέλο. (Πηγή: http://ctaps.yu.edu.jo/physics/Courses/Phys102/Phys102_Web_Resources/Mag_field.htm. Copyright: Addison Wesley Longman, Inc).

Από το κβαντικό μοντέλο του Bohr, είναι γνωστό ότι η τροχιακή στροφορμή του ηλεκτρονίου είναι κβαντισμένη, με επιτρεπτές τροχιές μόνο εκείνες, για τις οποίες ισχύει $L = n \hbar$, όπου $n = 0, 1, 2, \dots$ ο κύριος κβαντικός αριθμός. Άρα, η 2.1 γίνεται:

$$\mu = \left(\frac{e}{2m_e} \right) nL \stackrel{n \gg 1}{\approx} \mu_B = \frac{eL}{2m_e} \quad (2.2)$$

Η ποσότητα $\mu_B = 9.27 \times 10^{-24} \text{ J} \cdot \text{T}^{-1}$ ονομάζεται *μαγνητόνη του Bohr* και είναι η μαγνητική ροπή του ηλεκτρονίου στη θεμελιώδη κατάσταση, όπου $n = 1$.

Η ιδιοστροφορμή (spin) του ηλεκτρονίου προκαλεί μια αντίστοιχη μαγνητική ροπή, της οποίας το μέτρο είναι περίπου ίσο με τη μαγνητόνη του Bohr, για ελεύθερο ηλεκτρόνιο. Η μαγνητική ροπή λόγω του ηλεκτρονικού spin είναι ίση με $\mu_s = m_s g_0 \mu_B$, όπου $m_s = \pm \frac{1}{2}$ ο κβαντικός αριθμός του spin και $g_0 = 2$ για ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο. Γενικά, η ολική στροφορμή είναι ίση με $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$. Η μαγνητική ροπή του spin μ_s , καθώς και η συνολική μαγνητική ροπή μ_J , που οφείλεται τόσο στο spin όσο και στην τροχιακή στροφορμή, δίνονται από τις σχέσεις:

$$\mu_s = -g_0 \frac{|e|\hbar}{2m_e} \mathbf{S} \quad , \quad \mu_J = -g \frac{|e|\hbar}{2m_e} \mathbf{J} \quad (2.3)$$

όπου g ο λόγος της συνιστώσας z της μαγνητικής ροπής μ προς τη συνιστώσα z της ολικής στροφορμής \mathbf{J} . Δηλαδή:

$$\mu_z = -\frac{e}{2m} m_l \hbar \Rightarrow g = -\frac{\mu_z}{J_z \mu_B} \quad (2.4)$$

όπου $m_l = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ ο κβαντικός αριθμός της προβολής της τροχιακής στροφορμής στην κατεύθυνση z . Για ένα ελεύθερο άτομο, η τιμή του g ονομάζεται παράγοντας Landé [5] και δίνεται από τη σχέση:

$$g = \frac{3}{2} \frac{S(S+1) - L(L+1)}{2J(J+1)} \quad (2.5)$$

Ανάλογα με το είδος του μαγνητικού υλικού, οι μαγνητικές ροπές λόγω στροφορμής και οι αντίστοιχες λόγω spin συνεισφέρουν σε διαφορετικό ποσοστό, μέσω διαφορετικών μηχανισμών, στη μακροσκοπική μαγνήτιση του υλικού. Στη γενική περίπτωση, η μαγνήτιση των υλικών οφείλεται στη μαγνητική ροπή λόγω spin και στην κίνηση των ηλεκτρονίων που δε συμμετέχουν σε δεσμούς.

2.2 Ταξινόμηση των μαγνητικών υλικών με βάση τη μαγνητική συμπεριφορά τους

Μαγνητικά ονομάζονται τα υλικά που μαγνητίζονται μέχρι ένα βαθμό. Τα ισχυρά μαγνητικά υλικά έλκονται από μόνιμους μαγνήτες, ενώ τα ασθενή μαγνητικά υλικά παρουσιάζουν πολύ χαμηλά επίπεδα μαγνήτισης, τα οποία μπορούν να ανιχνευτούν κυρίως από ευαίσθητα μετρητικά όργανα. Η μαγνητική συμπεριφορά ενός υλικού εξαρτάται κυρίως από το είδος του υλικού, καθώς και από άλλους παράγοντες, όπως η θερμοκρασία και η γεωμετρία. Ανάλογα με τις μαγνητικές ιδιότητές τους, τα υλικά διαχωρίζονται σε:

1. Διαμαγνητικά (Diamagnetic), όπως τα Cu, He
2. Παραμαγνητικά (Paramagnetic), όπως τα Na, Cl
3. Αντισιδηρομαγνητικά (Antiferromagnetic), όπως τα MnO, FeO
4. Σιδηρομαγνητικά (Ferromagnetic), όπως τα Fe, Co, Ni
5. Σιδηριμαγνητικά (Ferrimagnetic), όπως ο μαγνητίτης (Fe_3O_4)

Τα διαμαγνητικά, τα παραμαγνητικά και τα αντισιδηρομαγνητικά υλικά εμφανίζουν πολύ ασθενείς μαγνητικές ιδιότητες. Για το λόγο αυτό, χαρακτηρίζονται και ως μη μαγνητικά υλικά. Αντίθετα, τα σιδηρομαγνητικά και τα σιδηριμαγνητικά υλικά είναι πολύ ισχυρά μαγνητικά. Αυτά τα υλικά μαγνητίζονται μόνιμα, όταν εκτεθούν σε ένα μαγνητικό πεδίο.

Η μαγνητική επιδεκτικότητα χ και η μαγνητική επιτρεπτότητα μ αποτελούν κριτήριο για την ταξινόμηση των μαγνητικών υλικών, διότι ισχύει:

1. $\chi = 0$ και $\mu = \mu_0$ στο κενό, όπου δεν υπάρχει υλικό για να μαγνητιστεί
2. $\chi < 0$ και $\mu < 1$ για διαμαγνητικά υλικά
3. $\chi > 0$ και $\mu > 1$ για παραμαγνητικά και αντισιδηρομαγνητικά υλικά
4. $\chi \gg 1$ και $\mu \gg 1$ για σιδηρομαγνητικά και σιδηριμαγνητικά υλικά

Η μακροσκοπική μαγνητική συμπεριφορά που εμφανίζουν οι παραπάνω κατηγορίες μαγνητικών υλικών οφείλεται σε διάφορους μηχανισμούς, οι οποίοι πραγματοποιούνται σε υποατομικό επίπεδο, όπως θα αναπτυχθεί στις επόμενες υποενότητες.

2.3 Παραμαγνητισμός και διαμαγνητισμός

Στο σημείο αυτό, θα μελετηθεί η μαγνητική συμπεριφορά των παραμαγνητικών και των διαμαγνητικών υλικών, τα οποία αποτελούν υλικά που εμφανίζουν μαγνητική αταξία (magnetic disorder), καθώς σε αυτά οι ατομικές μαγνητικές ροπές είτε απουσιάζουν (διαμαγνήτες) είτε διατάσσονται με τυχαίο τρόπο (παραμαγνήτες). Αυτό έχει ως συνέπεια οι παραμαγνήτες να εμφανίζουν ασθενή μαγνήτιση, παρουσία πολύ υψηλών εξωτερικών πεδίων, και οι διαμαγνήτες να έχουν αρνητική και σχεδόν μηδενική μαγνήτιση.

2.3.1 Ιδιότητες των παραμαγνητικών υλικών

Τα παραμαγνητικά υλικά (paramagnetic materials) αποτελούν πολύ ασθενή μαγνητικά υλικά με θετική μαγνητική επιδεκτικότητα, η οποία κυμαίνεται από 10^{-5} έως 10^{-2} . Σε αυτά τα υλικά, τα μαγνητικά δίπολα δεν αλληλεπιδρούν μεταξύ τους, με αποτέλεσμα να μη δημιουργείται αυθόρμητη μαγνήτιση στο υλικό, όπως συμβαίνει στους παραμαγνήτες. Τα παραμαγνητικά υλικά μπορούν να μαγνητιστούν παρουσία αρκετά υψηλών εξωτερικών μαγνητικών πεδίων, καθώς οι τυχαία προσανατολισμένες μαγνητικές ροπές τους ευθυγραμμίζονται με αυτό. Παρόλα αυτά, δεν παρουσιάζουν παραμένουσα μαγνήτιση και οι μαγνητικές ροπές αποπροσανατολίζονται εκ νέου απουσία μαγνητικού πεδίου. Για σταθερή θερμοκρασία και

σχετικά χαμηλές τιμές έντασης εξωτερικού πεδίου \mathbf{H} , η μαγνητική επιδεκτικότητα των παραμαγνητικών υλικών παραμένει σταθερή. Στην περίπτωση αυτή, το παραμαγνητικό υλικό ονομάζεται *γραμμικό*, και η μαγνήτιση \mathbf{M} είναι ανάλογη του εξωτερικού πεδίου:

$$\mathbf{M} = \chi \mathbf{H} \quad (2.6)$$

ενώ για την αντίστοιχη μαγνητική επιτρεπτότητα ισχύει:

$$\mathbf{B} = \mu_0 (1 + \chi) \mathbf{H} = \mu_0 \mu_r \mathbf{H} \Rightarrow \mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \quad (2.7)$$

Για υψηλές τιμές έντασης του πεδίου \mathbf{H} , η γραμμικότητα παύει να ισχύει, ενώ σε ορισμένες περιπτώσεις παραμαγνητικών υλικών εμφανίζεται και μαγνήτιση κορεσμού. Η σχετική μαγνητική διαπερατότητα μ_r των παραμαγνητών είναι λίγο μεγαλύτερη της μονάδας.

Παραμαγνητική συμπεριφορά εμφανίζουν τα υλικά στα οποία τα μαγνητικά άτομα ή ιόντα απέχουν αρκετά μεταξύ τους, με αποτέλεσμα να μην αλληλεπιδρούν. Συνήθως, τα παραμαγνητικά υλικά αποτελούνται από άτομα είτε με περιττό αριθμό ηλεκτρονίων στον εξωτερικό φλοιό, με αποτέλεσμα να υπάρχει ένα μονήρες ηλεκτρόνιο σε κάθε άτομο, είτε με ημισυμπληρωμένο εξωτερικό φλοιό γενικότερα.

Παραδείγματα παραμαγνητών είναι το αλουμίνιο (Al), καθώς και στοιχεία μετάπτωσης του περιοδικού πίνακα, όπως ο λευκόχρυσος (Pt) και το μαγγάνιο (Mn). Παραμαγνητικές ιδιότητες έχουν και τα άλατα των στοιχείων μετάπτωσης, ενώ όλα τα σιδηρομαγνητικά υλικά εμφανίζουν παραμαγνητική συμπεριφορά για θερμοκρασίες υψηλότερες της θερμοκρασίας Curie. Επίσης, τα άλατα και τα οξείδια των σπάνιων γαιών είναι ισχυρά παραμαγνητικά, με τιμή ολικής μαγνητικής ροπής που μπορεί να φτάσει μέχρι και τις 10.6 μαγνητόνες Bohr, όπου συνεισφέρει και η τροχιακή στροφορμή.

2.3.2 Ιδιότητες των διαμαγνητικών υλικών

Τα διαμαγνητικά υλικά (diamagnetic materials) εμφανίζουν αρνητική και μικρή μαγνητική επιδεκτικότητα, με τάξη μεγέθους $\chi \approx 10^{-5}$, και σχετική μαγνητική διαπερατότητα μ_r λίγο μικρότερη του 1. Οι μαγνητικές ροπές των ατόμων τους αλληλοαναιρούνται, με αποτέλεσμα να παρουσιάζουν μηδενική ολική μαγνητική ροπή. Συγκεκριμένα, η ατομική μαγνητική ροπή των διαμαγνητών τείνει να αντιτεθεί σε κάθε εξωτερικό μαγνητικό πεδίο, λόγω της επιτάχυνσης που αποκτούν τα τροχιακά ηλεκτρόνια μέσω ηλεκτρομαγνητικής επαγωγής κατά τη διείσδυση του εξωτερικού πεδίου στις ηλεκτρονιακές τροχιές. Με βάση τον *κανόνα του Lenz*, η μαγνητική ροή που παράγεται από την επιτάχυνση ενός τροχιακού ηλεκτρονίου είναι πάντα αντίθετη προς το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο, έτσι ώστε η μαγνητική επιδεκτικότητα χ

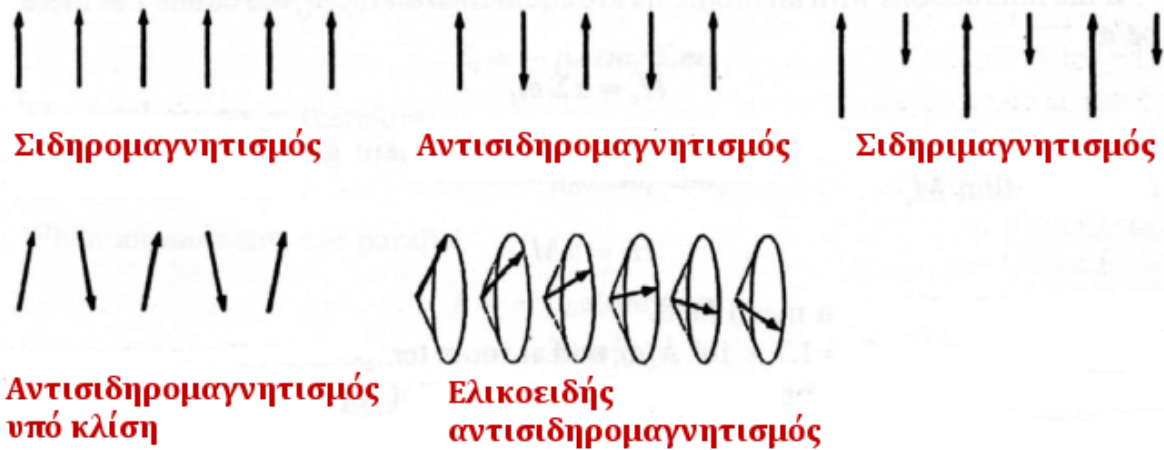
να είναι αρνητική. Έντονη διαμαγνητική συμπεριφορά παρουσιάζουν τα υλικά που έχουν πλήρως συμπληρωμένους εξωτερικούς ηλεκτρονικούς φλοιούς. Για σταθερή θερμοκρασία και σχετικά χαμηλές τιμές έντασης εξωτερικών μαγνητικών πεδίων, τα διαμαγνητικά υλικά είναι επίσης γραμμικά, με μαγνητική επιδεκτικότητα που ορίζεται από τη σχέση 2.6. Γενικά, η διαμαγνητική επιδεκτικότητα δεν εξαρτάται ιδιαίτερα από τη θερμοκρασία. Ειδική περίπτωση διαμαγνητικών υλικών αποτελούν οι *υπεραγωγοί (superconductors)*, στους οποίους η ηλεκτρική αντίσταση μηδενίζεται σε μια κρίσιμη, εξαιρετικά χαμηλή θερμοκρασία. Τα υπεραγώγιμα υλικά θεωρούνται σχεδόν τέλειοι διαμαγνήτες, με μέση μαγνητική επιδεκτικότητα $\chi \approx -1$ και μέση μαγνητική επιτρεπτότητα $\mu \approx 0$, ενώ παρουσιάζουν μηδενική μαγνητική επαγωγή \mathbf{B} ακόμη και παρουσία εξωτερικού μαγνητικού πεδίου (*Φαινόμενο Meissner*).

Παραδείγματα διαμαγνητικών υλικών είναι ο χρυσός (Au), ο άργυρος (Ag), ο χαλκός (Cu) και το βισμούθιο (Bi), καθώς και διάφορες ομοιοπολικές και ιοντικές ενώσεις, λόγω των πλήρως συμπληρωμένων εξωτερικών ηλεκτρονικών φλοιών τους. Διαμαγνητική συμπεριφορά παρουσιάζουν και πολλές οργανικές ουσίες, όπως το βενζόλιο (Benzene), και διάφορες αλκοόλες.

2.4 Σιδηρομαγνητισμός και φαινόμενα μαγνητικής διάταξης

Τα σιδηρομαγνητικά υλικά (ferromagnetic materials) αποτελούν κεντρικό σημείο ενδιαφέροντος για τεχνολογικές εφαρμογές, καθώς παρουσιάζουν εξαιρετικά ισχυρή μαγνητική συμπεριφορά. Αυτή η συμπεριφορά οφείλεται σε μια σειρά ενδογενών ιδιοτήτων, οι οποίες προσδίδουν στα σιδηρομαγνητικά υλικά υψηλές τιμές διαπερατότητας και επιδεκτικότητας, παραμένονσα μαγνήτιση και μαγνητοελαστικές ιδιότητες. Τα σιδηρομαγνητικά υλικά παρουσιάζουν **μαγνητική διάταξη (magnetic ordering)**, δηλαδή οι ατομικές μαγνητικές ροπές διατάσσονται με οργανωμένο τρόπο, όπως ομοπαράλληλα (σιδηρομαγνητισμός) ή αντιπαράλληλα (αντισιδηρομαγνητισμός), με κριτήριο την ελαχιστοποίηση της ολικής ενέργειας. Στο σχήμα 2.2, παρουσιάζονται διάφορα είδη μαγνητικής διάταξης, οι οποίες οδηγούν σε υλικά με διαφορετικές μαγνητικές ιδιότητες.

Η μαγνητική συμπεριφορά των σιδηρομαγνητών εξηγήθηκε για πρώτη φορά ικανοποιητικά από τον Pierre Weiss στη **θεωρία μοριακού πεδίου** [5], [6]. Η κλασική θεωρία για τον παραμαγνητισμό [5] στηρίχθηκε στην υπόθεση ότι τα άτομα-φορείς της μαγνητικής ροπής δεν αλληλεπιδρούν μεταξύ τους, παρά μόνο με το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο. Όμως, αρκετά παραμαγνητικά υλικά ακολουθούν το νόμο Curie-Weiss, και όχι το νόμο Curie. Στη θεωρία μοριακού πεδίου, ο Weiss εισήγαγε την επιπρόσθετη αλληλεπίδραση μεταξύ των ατομικών μαγνητικών ροπών, η οποία εκφράζεται μέσω ενός εσωτερικού πεδίου, που ονομάζεται *μοριακό πεδίο*



Σχήμα 2.2: Σχηματική αναπαράσταση της ευθυγράμμισης των ατομικών μαγνητικών ροπών στα διάφορα είδη μαγνητικής διάταξης. (Πηγή: [4], p.27).

ή πεδίο Weiss H_m . Το υποθετικό αυτό πεδίο ευθυγραμμίζει τις ατομικές μαγνητικές ροπές. Παρόλα αυτά, το πεδίο H_m δεν εξηγεί πλήρως τη φυσική προέλευση της αυθόρμητης μαγνήτισης στα σιδηρομαγνητικά υλικά, καθώς η ενέργεια αλληλεπίδρασης διπόλου-διπόλου που οφείλεται σε αυτό (περίπου 10^{-4}) είναι πολύ μικρότερη από την παρατηρούμενη πειραματικά, συνεισφέροντας μόνο τμηματικά στο φαινόμενο. Η αλληλεπίδραση που ευθύνεται πραγματικά για τη σιδηρομαγνητική συμπεριφορά είναι ηλεκτροστατικής προέλευσης, και εξηγήθηκε σε κβαντομηχανικό επίπεδο από τη θεωρία του Heisenberg.

2.4.1 Θεωρία του Heisenberg: Αλληλεπίδραση ανταλλαγής

Σύμφωνα με τον Heisenberg, το πεδίο Weiss εκφράζει στην πραγματικότητα τις αλληλεπιδράσεις ανταλλαγής που πραγματοποιούνται μεταξύ των ηλεκτρονίων σε γειτονικά άτομα. Αυτές οι αλληλεπιδράσεις είναι υπεύθυνες για τη σιδηρομαγνητική συμπεριφορά [5]. Ο Heisenberg προσέγγισε το πρόβλημα κβαντομηχανικά, εφαρμόζοντας την απαγορευτική αρχή του Pauli, σύμφωνα με την οποία δύο ηλεκτρόνια με ίδιους κβαντικούς αριθμούς, και συνεπώς ίδιο spin, δεν μπορούν να καταλάβουν την ίδια θέση.

Έστω δύο πανομοιότυπα άτομα, με n και m τους κβαντικούς αριθμούς των ηλεκτρονικών καταστάσεων αντιστοίχως, τα οποία περιγράφονται από τις κυματοσυναρτήσεις:

$$\begin{aligned} H_0^1 \Psi_n(\mathbf{r}_1) &= E_n \Psi_n(\mathbf{r}_1) \\ H_0^2 \Psi_m(\mathbf{r}_2) &= E_m \Psi_m(\mathbf{r}_2) \end{aligned} \quad (2.8)$$

Η ολική κυματοσυνάρτηση, μετά από εναλλαγή των κβαντικών αριθμών n και m , είναι:

$$(H_0^1 + H_0^2) \Psi_m(\mathbf{r}_1) \Psi_n(\mathbf{r}_2) = (E_n + E_m) \Psi_m(\mathbf{r}_1) \Psi_n(\mathbf{r}_2) \quad (2.9)$$

Λύσεις της κυματοσυνάρτησης 2.9 είναι οι συναρτήσεις:

$$\begin{aligned} \Psi_1 &= \Psi_n(\mathbf{r}_1) \Psi_m(\mathbf{r}_2) \\ \Psi_2 &= \Psi_m(\mathbf{r}_1) \Psi_n(\mathbf{r}_2) \end{aligned} \quad (2.10)$$

οι οποίες έχουν την ίδια ιδιοενέργεια $E_n + E_m$, άρα υπάρχει διπλός εκφυλισμός. Λαμβάνοντας την αλληλεπίδραση Coulomb $V^{1,2} = V(|\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2|)$, με $V^{1,2} = V^{2,1}$, ο εκφυλισμός αίρεται. Στην ολική κυματοσυνάρτηση του συστήματος, πρέπει να συνηυπολογιστεί, εκτός από τη χωρική, και η σπιν-κυματοσυνάρτηση.

Με βάση την απαγορευτική αρχή του Pauli, η ολική κυματοσυνάρτηση για δύο φερμιόνια, όπως είναι τα ηλεκτρόνια, πρέπει να είναι αντισυμμετρική, δηλαδή:

$$\Psi(1, 2) = -\Psi(2, 1) \quad (2.11)$$

Σύμφωνα με τα παραπάνω, και εφαρμόζοντας κατάλληλο μαθηματικό φορμαλισμό, οι ιδιοτιμές του συστήματος προκύπτουν ίσες με:

$$E_{\pm} = \left(E + K - \frac{1}{2} J \right) - 2J \mathbf{S}_1 \mathbf{S}_2 \quad (2.12)$$

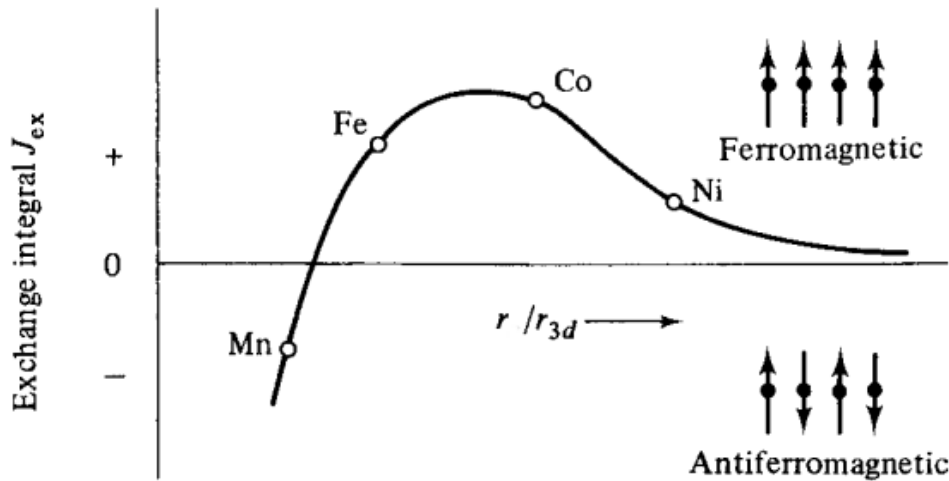
όπου $E = E_{mn}$, $K = K_{mn}$ και $J = J_{mn}$ τα στοιχεία πίνακα της ολικής χαμιλτονιανής του συστήματος. Για ολικό spin $S = s_1 + s_2 = 0$, έχουμε $E_+ = E + K + J$, ενώ για $S = s_1 + s_2 = 1$ προκύπτει $E_- = E + K - J$.

Συνεπώς, έχουμε τη Hamiltonian:

$$H_H = -2J \mathbf{S}_1 \mathbf{S}_2 \quad (2.13)$$

η οποία είναι γνωστή ως *χαμιλτονιανή του Heisenberg* και είναι υπεύθυνη για τον τελευταίο όρο της ολικής ενέργειας του συστήματος (σχέση 2.12). Η σχέση 2.13 μπορεί να γενικευτεί και σε πολυ-ηλεκτρονιακά άτομα. Ο συντελεστής J ονομάζεται **ολοκλήρωμα ανταλλαγής** και έχει διαστάσεις ενέργειας, ενώ είναι αντιστρόφως ανάλογος της απόστασης R μεταξύ δύο ατόμων. Όταν $J > 0$, η χαμηλότερη κατάσταση είναι η E_- , με $S = 1$ (ομοπαράλληλα spin) και το σύστημα βρίσκεται στη σιδηρομαγνητική κατάσταση. Όταν $J < 0$, η χαμηλότερη ενέργεια αντιστοιχεί σε αντιπαράλληλα spin και το σύστημα είναι μη σιδηρομαγνητικό. Συνεπώς, απαραίτητη συνθήκη για την ύπαρξη σιδηρομαγνητικού συστήματος είναι η $J > 0$.

Σύμφωνα με το κριτήριο Slater, το J είναι θετικό όταν ο λόγος $\frac{r}{r_0}$ είναι λίγο μεγαλύτερος του 3, όπου r η απόσταση των πυρήνων μεταξύ ατόμων και r_0 η ακτίνα της τροχιάς των ηλεκτρονίων. Στο σχήμα 2.3, φαίνεται ο λόγος $\frac{r}{r_{3d}}$ συναρτήσει του ολοκληρώματος ανταλλαγής J_{ex} , για διάφορα μαγνητικά υλικά, όπου r_{3d} οι ακτίνες τροχιάς των ηλεκτρονίων του εξώτατου φλοιού 3d, ο οποίος είναι υπεύθυνος για τη μαγνητική συμπεριφορά τους. Η καμπύλη αυτή ονομάζεται *καμπύλη Bethe-Slater*.



Σχήμα 2.3: Η καμπύλη Bethe-Slater, η οποία αναπαριστά το λόγο $\frac{r}{r_{3d}}$ σαν συνάρτηση του ολοκληρώματος ανταλλαγής J_{ex} , για τα Fe, Ni, Co και Mn. (Πηγή: [5], p.132).

Στη θεωρία μοριακού πεδίου του Weiss, το μοριακό πεδίο θεωρήθηκε ανάλογο της μαγνήτισης. Με όμοιο τρόπο, στη θεωρία Heisenberg, η τιμή του ολοκληρώματος ανταλλαγής J θεωρείται ίδια για όλα τα ζεύγη spin του υλικού, και όχι μόνο για τα ζεύγη spin των πλησιέστερων μεταξύ τους ατόμων. Όμως, το J έχει μικρή εμβέλεια, με αποτέλεσμα να αποπροσανατολίζονται τα spin μη γειτονικών ατόμων για θερμοκρασίες που τείνουν στη θερμοκρασία Curie. Στην περίπτωση αυτή, μόνο τα spin των πρώτων γειτόνων διατηρούν την ευθυγράμμισή τους, λόγω της αλληλεπίδρασης ανταλλαγής, δημιουργώντας τα συμπλέγματα ευθυγραμμισμένων spin (spin clusters) που παρατηρούνται στα σιδηρομαγνητικά συστήματα.

Η αλληλεπίδραση ανταλλαγής είναι υπεύθυνη για τη σύζευξη των ατομικών spin, ενώ εκφράζει την άπωση Coulomb μεταξύ δύο γειτονικών ηλεκτρονίων, τα οποία συνήθως βρίσκονται σε γειτονικά άτομα. Η αλληλεπίδραση Coulomb μεταξύ των ηλεκτρονίων εξαρτάται από τη διεύθυνση των spin, η οποία καθορίζεται από την ενέργεια ανταλλαγής, μέσω της απαγορευτικής αρχής του Pauli. Συνεπώς, η αλληλεπίδραση ανταλλαγής είναι ουσιαστικά ηλεκτροστατικής φύσης. Η τάξη μεγέθους των τιμών του ολοκληρώματος ανταλλαγής J είναι περίπου 10^3 K, δηλαδή κατά

προσέγγιση 10^3 φορές μεγαλύτερη από την ενέργεια αλληλεπίδρασης διπόλου-διπόλου [6] που οφείλεται στο πεδίο Weiss.

2.5 Μαγνητικές ιδιότητες των σιδηρομαγνητικών υλικών

Τα σιδηρομαγνητικά υλικά παρουσιάζουν ισχυρή μαγνητικές ιδιότητες. Λόγω αυτών των ιδιοτήτων, χρησιμοποιούνται σε ένα ευρύ φάσμα σύγχρονων τεχνολογικών εφαρμογών. Στη συνέχεια, θα αναλυθούν οι ιδιότητες αυτές, οι οποίες μπορούν εύκολα να τροποποιηθούν μέσω κατάλληλων τεχνικών.

2.5.1 Υψηλή μαγνητική διαπερατότητα και επιδεκτικότητα

Τα σιδηρομαγνητικά υλικά εμφανίζουν θετικές και υψηλές τιμές μαγνητικής επιδεκτικότητας και διαπερατότητας, σε σύγκριση με τα υπόλοιπα μαγνητικά υλικά, οι οποίες ποικίλουν ανάλογα με το είδος του σιδηρομαγνήτη. Για παράδειγμα, τα μαλακά σιδηρομαγνητικά υλικά χαρακτηρίζονται από σχετικά υψηλή διαπερατότητα, ενώ τα αντίστοιχα σκληρά υλικά δεν εμφανίζουν ιδιαίτερα υψηλές τιμές επιδεκτικότητας. Η διαπερατότητα και η επιδεκτικότητα των σιδηρομαγνητών δεν είναι σταθερές συναρτήσεις του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου H , όπως συμβαίνει στους διαμαγνήτες και τους παραμαγνήτες. Για τον προσδιορισμό τους, απαιτούνται συνεχείς μετρήσεις της μαγνήτισης M και της μαγνητικής επαγωγής B , σαν συνάρτηση του εξωτερικού πεδίου H , σε ένα μεγάλο εύρος τιμών.

2.5.2 Παραμένουσα μαγνήτιση (Remanent magnetization)

Τα σιδηρομαγνητικά υλικά μπορούν να μαγνητιστούν παρουσία εξωτερικού μαγνητικού πεδίου H , διατηρώντας μια μόνιμη τιμή μαγνήτισης μέτρου M_r όταν το εξωτερικό πεδίο μηδενιστεί. Αυτή η μαγνήτιση ονομάζεται *παραμένουσα μαγνήτιση* και αποτελεί χαρακτηριστική ιδιότητα των σιδηρομαγνητικών υλικών. Τα παραμαγνητικά υλικά, αν και μπορούν επίσης να μαγνητιστούν, δεν παραμένουν μαγνητισμένα απουσία πεδίου και οι μαγνητικές ροπές τους αποπροσανατολίζονται εκ νέου. Η παραμένουσα μαγνήτιση M_r και η αντίστοιχη παραμένουσα μαγνητική επαγωγή B_r ενός σιδηρομαγνήτη συνδέονται με τη σχέση:

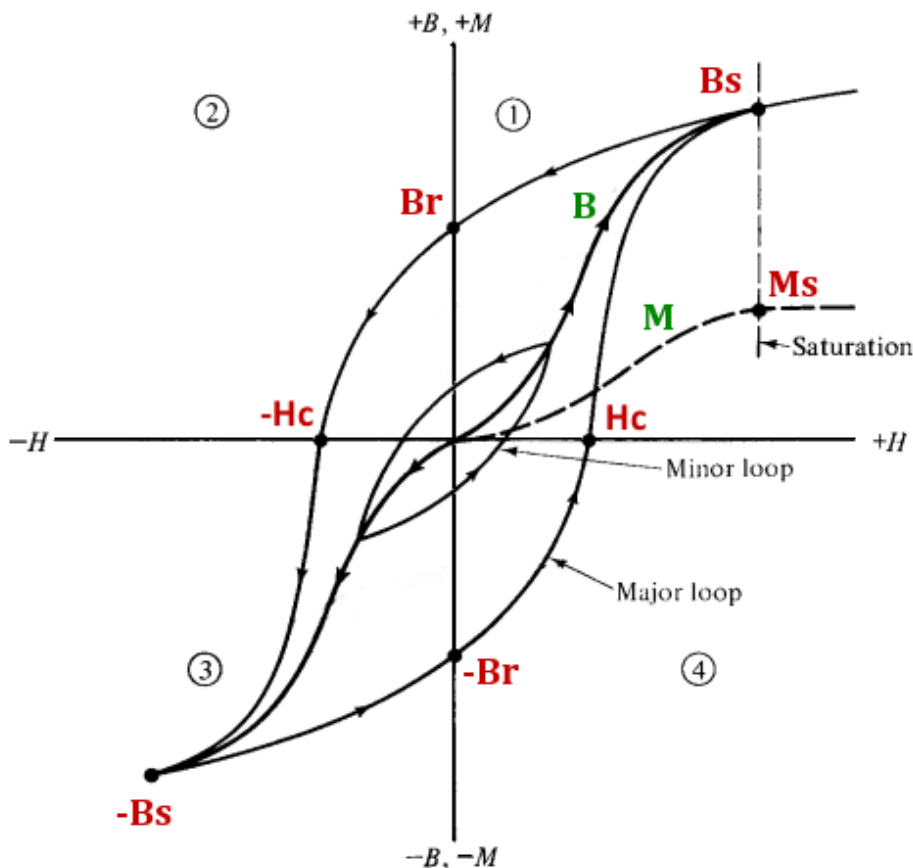
$$B_r = \mu_0 M_r \quad (2.14)$$

Ένα σιδηρομαγνητικό υλικό είναι δυνατόν να εμφανίσει παραμένουσα μαγνήτιση ακόμη και απουσία εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, λόγω των αλληλεπιδράσεων ανταλλαγής. Η μαγνήτιση που εμφανίζεται στα σιδηρομαγνητικά απουσία εξωτερικού μαγνητικού πεδίου ονομάζεται **αυθόρμητη μαγνήτιση** και οφείλεται

στην φυσική τάση των σιδηρομαγνητικών μαγνητικών ροπών να ευθυγραμμίζονται μεταξύ τους. Η αυθόρμητη μαγνήτιση έχει μικρή εμβέλεια, της τάξεως των δυνάμεων αλληλεπίδρασης, και οδηγεί σε σχετικά μικρή και ανομοιογενή μαγνήτιση του υλικού. Για την πλήρη ευθυγράμμιση των ατομικών μαγνητικών διπόλων σε ολόκληρη την έκταση ενός σιδηρομαγνήτη, και την επίτευξη υψηλών τιμών μαγνήτισης, απαιτείται η εφαρμογή εξωτερικού μαγνητικού πεδίου.

2.5.3 Μαγνητική Υστέρηση (Hysteresis)

Η απόκριση της μαγνητικής επαγωγής B ενός σιδηρομαγνητικού υλικού στην εφαρμογή ενός εξωτερικού πεδίου H συνοψίζεται στη γραφική παράσταση $B(H)$, η οποία ονομάζεται *βρόχος υστέρησης (hysteresis loop)* του υλικού. Στο σχήμα 2.4, παρουσιάζεται ένα τυπικός βρόχος υστέρησης $B(H)$, ενώ στο ίδιο γράφημα αποτυπώνεται και η αντίστοιχη καμπύλη μαγνήτισης $M(H)$.



Σχήμα 2.4: Τυπικός βρόχος υστέρησης για ένα σιδηρομαγνητικό υλικό, ο οποίος εκφράζεται μέσω της καμπύλης $B(H)$. Στο ίδιο γράφημα, εμφανίζεται και η αντίστοιχη καμπύλη μαγνήτισης $M(H)$. (Πηγή: [5], p.19).

Έστω σιδηρομαγνητικό υλικό, το οποίο είναι αρχικά μη μαγνητισμένο. Αν εφαρμοστεί ένα αυξανόμενο εξωτερικό πεδίο H στο υλικό, έστω θετικής πολικότητας (περιοχή (1) του σχήματος 2.4), τότε η μαγνήτιση θα αυξάνεται συνεχώς, μέχρι να φτάσει τη μέγιστη τιμή της, η οποία ονομάζεται *μαγνήτιση κόρου* M_s , με αντί-

στοιχη μαγνητική επαγωγή κόρου B_s . Το μέτρο της μαγνήτισης κόρου M_s διαφέρει για κάθε υλικό, διότι εξαρτάται από το μέγεθος των ατομικών μαγνητικών ροπών μ και από τον αριθμό των ατόμων n ανά μονάδα όγκου, δηλαδή $M_s = n\mu$. Όπως φαίνεται από το σχήμα 2.4, η μαγνητική επαγωγή συνεχίζει να αυξάνεται μετά τον κορεσμό, λόγω του εξωτερικού πεδίου H . Η **περιοχή (1)** του γραφήματος ονομάζεται περιοχή κανονικής μαγνήτισης. Όταν το υλικό φτάσει σε κορεσμό, ο μηδενισμός του εξωτερικού πεδίου H δεν οδηγεί σε αντίστοιχο μηδενισμό της μαγνήτισης M και της επαγωγής B . Ο σιδηρομαγνήτης αποκτά μόνιμη μαγνήτιση και μαγνητική επαγωγή, οι οποίες ονομάζονται *παραμένουσα μαγνήτιση* M_r και *παραμένουσα μαγνητική επαγωγή* B_r αντιστοίχως.

Στο σημείο αυτό, εφαρμόζεται εξωτερικό πεδίο H αντίθετης πολικότητας, μειώνοντας τη μαγνήτιση και την επαγωγή του υλικού, μέχρι το μηδενισμό τους, για τιμή εξωτερικού πεδίου $-H_c$, όπως φαίνεται στην **περιοχή (2)** του σχήματος 2.4. Στην περίπτωση αυτή, το υλικό απομαγνητίζεται πλήρως. Η τιμή H_c του πεδίου H ονομάζεται *συνεκτικό πεδίο* και αποτελεί το μέτρο της έντασης του εξωτερικού πεδίου H αντίθετης ως προς τη μαγνήτιση πολικότητας, όπου το υλικό απομαγνητίζεται. Η ιδιότητα των σιδηρομαγνητών να απομαγνητίζονται, με εφαρμογή κατάλληλου εξωτερικού πεδίου H_c , ονομάζεται *συνεκτικότητα* (coercivity).

Μετά το σημείο απομαγνήτισης του υλικού, αν συνεχιστεί η εφαρμογή του αυξανόμενου πεδίου H αντίθετης πολικότητας, το υλικό θα φτάσει και πάλι τη μαγνήτιση κορεσμού M_s , στα αρνητικά των αξόνων (**περιοχή (3)** του σχήματος 2.4). Στη συνέχεια, αντιστρέφοντας εκ νέου την πολικότητα του εξωτερικού πεδίου, το σιδηρομαγνητικό υλικό απομαγνητίζεται ξανά, για την αντίστοιχη τιμή του συνεκτικού πεδίου H_c (**περιοχή (4)** του σχήματος 2.4).

Άρα, όταν ένα σιδηρομαγνητικό υλικό εκτελεί συνεχώς τον ίδιο συμμετρικό βρόχο υστέρησης, θα μαγνητίζεται και θα απομαγνητίζεται κυκλικά, είτε με ορθή είτε με αντίστροφη πολικότητα (κύκλος μαγνήτισης).

Ένας σιδηρομαγνήτης μπορεί να απομαγνητιστεί πλήρως μέσω της εφαρμογής εναλλασσόμενου εξωτερικού πεδίου, μειούμενης τιμής έντασης, ώστε το υλικό να εκτελεί συνεχώς μικρότερους βρόχους υστέρησης, μέχρι να φθάσει στο μηδέν. Αυτή η διαδικασία ονομάζεται *κυκλική απομαγνήτιση* ή *απομαγνήτιση πεδίου*. Εναλλακτικά, ένα υλικό μπορεί να απομαγνητιστεί αν θερμανθεί μέχρι τη *θερμοκρασία Curie* T_c , και έπειτα ψυχρανθεί απουσία εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Με τον τρόπο αυτό, το υλικό μετατρέπεται σε παραμαγνητικό, ενώ η διαδικασία αυτή ονομάζεται *θερμική απομαγνήτιση*. Οι δύο διαδικασίες απομαγνήτισης οδηγούν σε διαφορετικές μαγνητικές δομές στο εσωτερικό των υλικών.

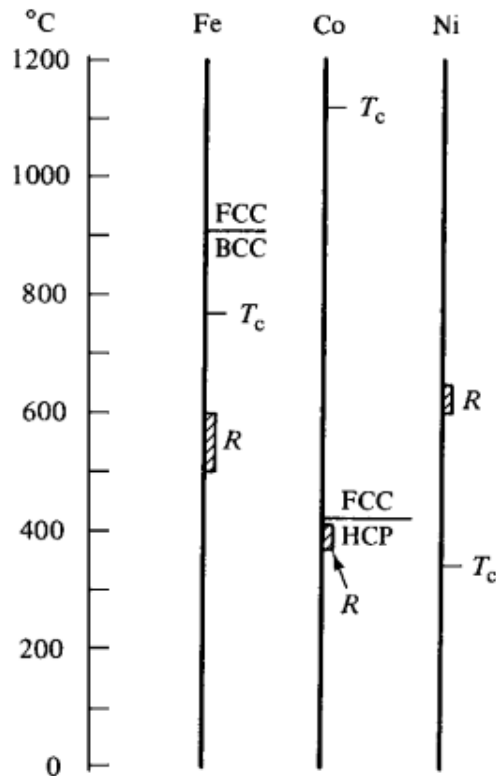
2.5.4 Συνεκτικό πεδίο (Coercive field)

Τα σιδηρομαγνητικά υλικά παρουσιάζουν **συνεκτικότητα (coercivity)**, δηλαδή χαρακτηρίζονται ένα ορισμένο *συνεκτικό πεδίο* H_c . Ως συνεκτικό πεδίο ορίζεται η τιμή έντασης εξωτερικού πεδίου, με κατεύθυνση αντίθετη ως προς τη μαγνήτιση, που απαιτείται για την πλήρη απομαγνήτιση του υλικού. Το συνεκτικό πεδίο εξαρτάται από το είδος του σιδηρομαγνητικού υλικού, καθώς και από την κατεργασία και τις προσμίξεις που έχει δεχθεί. Ανάλογα το συνεκτικό πεδίο H_c και τη μαγνήτιση κόρου M_s , τα σιδηρομαγνητικά υλικά ταξινομούνται σε *μαλακά* και *σκληρά* (ενότητα 2.6).

2.5.5 Θερμοκρασία Curie T_c (Curie Point)

Η αυθόρμητη μαγνήτιση ενός σιδηρομαγνήτη εξαρτάται έντονα από τη θερμοκρασία, ενώ μηδενίζεται στη θερμοκρασία Curie T_c . Για θερμοκρασίες μεγαλύτερες από τη θερμοκρασία Curie, όλα τα σιδηρομαγνητικά υλικά χάνουν την παραμένουσα μαγνήτισή τους και αποκτούν παραμαγνητικές ιδιότητες, όπως προβλέπεται από τη θεωρία μοριακού πεδίου κατά Weiss. Στη θερμοκρασία αυτή, η υψηλή μαγνητική διαπερατότητα ενός σιδηρομαγνήτη εμφανίζει απότομη πτώση και τα ατομικά μαγνητικά δίπολα αποπροσανατολίζονται, με αποτέλεσμα την απομαγνήτιση του υλικού. Τα μοναδικά στοιχεία που έχουν σιδηρομαγνητικές ιδιότητες σε θερμοκρασία δωματίου είναι ο σίδηρος (Fe), το κοβάλτιο (Co) και το νικέλιο (Ni). Το κοβάλτιο (Co) εμφανίζει την υψηλότερη θερμοκρασία Curie ανάμεσα στα σιδηρομαγνητικά υλικά, με $T_{c,Co} = 1388$ K, ενώ ακολουθούν ο σίδηρος (Fe) και το νικέλιο (Ni), για τα οποία ισχύει $T_{c,Fe} = 1044$ K και $T_{c,Ni} = 628$ K αντιστοίχως [5].

Στο σχήμα 2.5, φαίνονται οι θερμοκρασίες Curie των Co, Fe και Ni, οι θερμοκρασίες ανακρυστάλλωσης (Recrystallization temperatures) και οι θερμοκρασίες αλλαγής φάσης R. Όπως παρατηρούμε, ο σίδηρος έχει χωροκεντρωμένη κρυσταλλική δομή (BCC) για θερμοκρασίες περίπου μέχρι 900°C , ενώ για μεγαλύτερες αποκτά εδροκεντρωμένη δομή (FCC). Το κοβάλτιο έχει εξαγωνική κρυσταλλική δομή HCP μέχρι τους 400°C , ενώ για μεγαλύτερες θερμοκρασίες μεταπίπτει στην εδροκεντρωμένη. Αντίθετα, το νικέλιο διατηρεί εδροκεντρωμένη δομή για όλες τις θερμοκρασίες. Οι θερμοκρασίες ανακρυστάλλωσης που παρουσιάζονται είναι προσεγγιστικές, και αποτελούν τις ελάχιστες θερμοκρασίες όπου ένα ψυχρά κατεργασμένο δείγμα του υλικού μπορεί να ανακρυσταλλωθεί. Όπως φαίνεται από το σχήμα 2.5, τα Co, Fe ανακρυσταλλώνονται όταν είναι ακόμη σιδηρομαγνητικά, ενώ το Ni είναι δυνατόν να ανακρυσταλλωθεί μόνο ως παραμαγνήτης, δηλαδή για $T > T_c$.



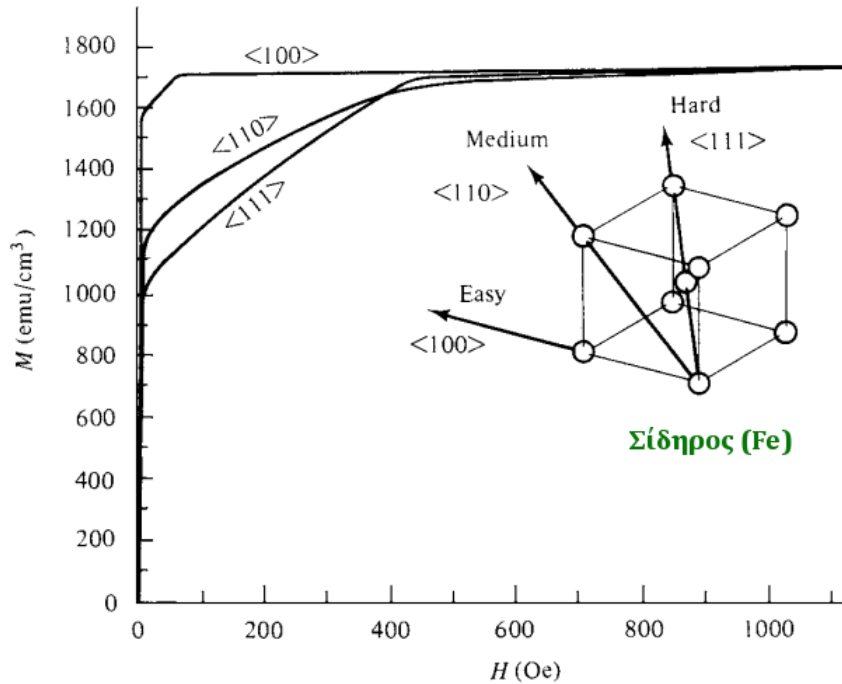
Σχήμα 2.5: Οι θερμοκρασίες Curie T_c , οι θερμοκρασίες ανακρυστάλλωσης (Recrystallization temperatures) και οι θερμοκρασίες αλλαγής φάσης R των Co, Fe και Ni. (Πηγή: [5], p.121).

2.5.6 Μαγνητική ανισοτροπία (Anisotropy)

Ως μαγνητική ανισοτροπία ορίζεται η τάση των σιδηρομαγνητικών υλικών να μαγνητίζονται κατά μήκος συγκεκριμένων διευθύνσεων, οι οποίες ονομάζονται **διευθύνσεις εύκολης μαγνήτισης**. Η αντίστοιχη ενέργεια ονομάζεται **ενέργεια ανισοτροπίας**, και κατευθύνει τη μαγνήτιση προς τις διευθύνσεις εύκολης μαγνήτισης, οι οποίες ταυτίζονται με τις διευθύνσεις αυθόρμητης μαγνήτισης του υλικού. Η μαγνητική ανισοτροπία ενός σιδηρομαγνητικού υλικού μεταβάλλει σημαντικά το σχήμα της καμπύλης μαγνήτισης $M(H)$ και του βρόχου υστέρησης $B(H)$, δηλαδή τη μαγνητική συμπεριφορά του υλικού. Υπάρχουν διάφορα είδη μαγνητικής ανισοτροπίας, τα βασικότερα εκ των οποίων είναι:

- η μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία (magnetocrystalline anisotropy)
- η ανισοτροπία σχήματος (shape anisotropy)
- η ανισοτροπία μηχανικής τάσης (stress anisotropy)
- η ανισοτροπία μαγνητικής απόπτωσης (magnetic annealing) ή πλαστικής παραμόρφωσης

Από αυτές, μόνο η μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία αποτελεί ενδογενή ιδιότητα του υλικού, ενώ οι υπόλοιπες προκαλούνται συνήθως με τεχνητό τρόπο.



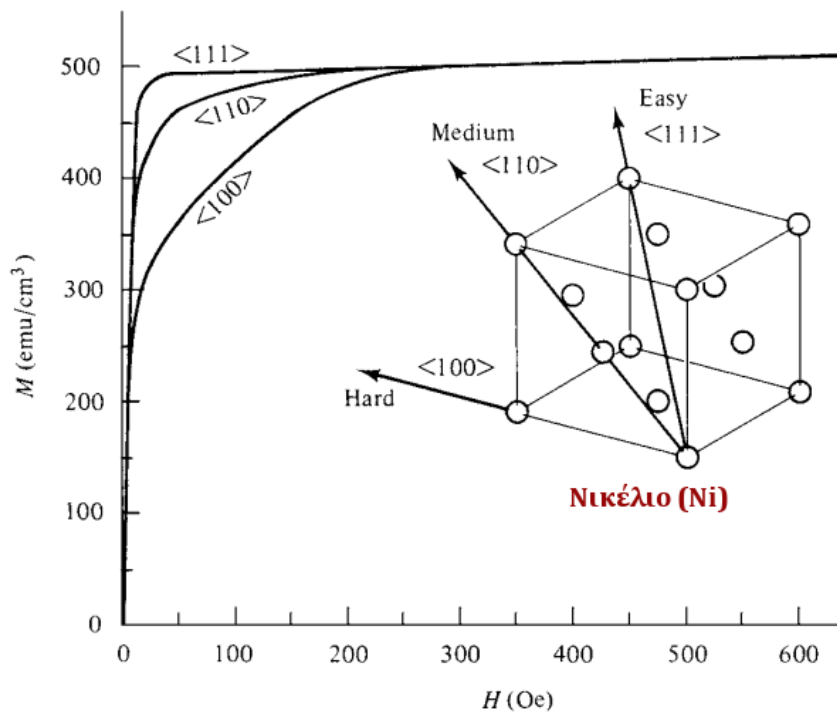
Σχήμα 2.6: Η μαγνήτιση του σιδήρου (Fe), συναρτήσει του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, κατά μήκος των κρυσταλλικών διευθύνσεων $\langle 100 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ και $\langle 111 \rangle$ αντιστοίχως. (Πηγή: [5], p.199).

Ως μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία ορίζεται η ανισοτροπία που εμφανίζεται κατά τη μαγνήτιση ενός σιδηρομαγνήτη, λόγω της ύπαρξης κρυσταλλικής δομής στο εσωτερικό του.

Ο σίδηρος (Fe), οποίος έχει χωροκεντρωμένη κυβική κρυσταλλική δομή (BCC) [8], μπορεί να φθάσει τη μαγνήτιση κόρου M_s με την εφαρμογή σχετικά μικρών εξωτερικών πεδίων, κατά μήκος των κρυσταλλογραφικών διεύθυνσεων $\langle 100 \rangle$, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.6. Το σύμβολο $\langle 100 \rangle$ αναφέρεται στην οικογένεια ισοδύναμων κρυσταλλογραφικών διευθύνσεων $[100]$, $[010]$, $[001]$, $[\bar{1}00]$, $[0\bar{1}0]$, $[00\bar{1}]$.

Στο σχήμα 2.6, παρουσιάζονται οι καμπύλες μαγνήτισης του μονοκρυσταλλικού σιδήρου, για μαγνήτιση κατά μήκος της $\langle 100 \rangle$, της $\langle 110 \rangle$ και της $\langle 111 \rangle$ κρυσταλλογραφικής διεύθυνσης αντιστοίχως. Όπως βλέπουμε, η εφαρμογή ενός σχετικά ασθενούς πεδίου αρκεί για να μαγνητιστεί πλήρως το υλικό, όταν η μαγνήτιση γίνεται κατά μήκος της διεύθυνσης $\langle 100 \rangle$, η οποία αποτελεί τη διεύθυνση εύκολης μαγνήτισης του σιδήρου. Αντίθετα, η διεύθυνση $\langle 111 \rangle$ απαιτεί την εφαρμογή αρκετά υψηλών πεδίων, περίπου 400 Oe, για μαγνήτιση κόρου. Συνεπώς, η κρυσταλλογραφική διεύθυνση $\langle 111 \rangle$ αποτελεί τη διεύθυνση δύσκολης μαγνήτισης του σιδήρου. Η διεύθυνση $\langle 110 \rangle$ είναι μια ενδιάμεση περίπτωση, κατά μήκος της οποίας πλήρης μαγνήτιση επέρχεται με την εφαρμογή ενός μέτριας έντασης εξωτερικού πεδίου. Στην αντίστοιχη περίπτωση του νικελίου, το οποίο έχει εδροκεντρωμένη κυβική κρυσταλλική δομή (FCC), η διεύθυνση εύκολης μαγνήτισης είναι η $\langle 111 \rangle$,

ενώ η δύσκολη διεύθυνση είναι η $\langle 100 \rangle$, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.7.



Σχήμα 2.7: Οι καμπύλες μαγνήτισης του νικελίου (Ni), για εξωτερικό μαγνητικό πεδίο H , κατά μήκος των κρυσταλλικών διευθύνσεων $\langle 111 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ και $\langle 100 \rangle$ αντιστοίχως. (Πηγή: [5], p.199).

Γενικά, η διεύθυνση εύκολης μαγνήτισης ενός σιδηρομαγνητικού κρυστάλλου σχετίζεται με την κινητικότητα των μαγνητικών τοιχωμάτων, ενώ ταυτίζεται με τη διεύθυνση αυθόρμητης μαγνήτισης των μαγνητικών περιοχών στην αμαγνήτιστη κατάσταση.

Εφόσον απαιτούνται πολύ υψηλά πεδία για την ανακατεύθυνση του διανύσματος της μαγνήτισης M από μια εύκολη διεύθυνση σε μια δύσκολη, θα υπάρχει μια αποθηκευμένη ενέργεια στις δύσκολες διευθύνσεις του κρυστάλλου, η οποία αντιστέκεται στη μαγνήτιση του υλικού κατά μήκος αυτών. Αυτή η ενέργεια ονομάζεται *ενέργεια μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας* E_a . Γενικά, η ενέργεια ανισοτροπίας εμφανίζει την ίδια συμμετρία με αυτήν της κρυσταλλικής δομής του υλικού. Στην περίπτωση των κυβικών κρυστάλλων, μπορεί να εκφραστεί μέσω της σειράς:

$$E_{a,cub} = K_0 + K_1 (a_1^2 a_2^2 + a_2^2 a_3^2 + a_3^2 a_1^2) + K_2 (a_1^2 a_2^2 a_3^2) + \dots \quad (2.15)$$

όπου a_1 , a_2 και a_3 τα συνημίτονα κατεύθυνσης των γωνιών a , b και c που εμφανίζουν οι κρυσταλλογραφικοί άξονες με τη μαγνήτιση κορεσμού M_s αντιστοίχως. Οι όροι K_0 , K_1 , K_2 , \dots είναι σταθεροί για δεδομένο υλικό και θερμοκρασία, και ονομάζονται σταθερές ανισοτροπίας. Έχουν μονάδες $J \cdot m^{-3}$ (SI) ή $erg \cdot cm^{-3}$ (cgs). Ο όρος K_0 είναι ανεξάρτητος της γωνίας και μπορεί να αγνοηθεί, ενώ όροι μεγαλύτεροι ή ίσοι του K_2 είναι συνήθως αμελητέοι. Σύμφωνα με τη σχέση 2.15,

η ενέργεια ανισοτροπίας ελαχιστοποιείται όταν η μαγνήτιση γίνεται κατά μήκος τους εύκολων αξόνων. Όταν $K_2 = 0$, η διεύθυνση εύκολης μαγνήτισης καθορίζεται από το πρόσημο του K_1 . Για $K_2 \neq 0$, η εύκολη διεύθυνση εξαρτάται από το συνδυασμό προσήμων των K_1 και K_2 . Για παράδειγμα, όταν $K_1 > 0$, έχουμε $E_{\langle 100 \rangle} < E_{\langle 110 \rangle} < E_{\langle 111 \rangle}$, δηλαδή εύκολη διεύθυνση είναι η $\langle 100 \rangle$, όπως στην περίπτωση του σιδήρου και των κυβικών φερριτών που περιέχουν κοβάλτιο.

Για το σίδηρο, οι σταθερές μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας, όταν $T = 20 \text{ }^\circ\text{C}$, είναι ίσες με:

$$\begin{aligned} K_1 &= 4.72 \times 10^4 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3} = 4.72 \times 10^5 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-3} \\ K_2 &= -0.075 \times 10^4 \text{ J} \cdot \text{m}^{-3} = -0.075 \times 10^5 \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-3} \end{aligned} \quad (2.16)$$

Η μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία οφείλεται κυρίως στη **σύζευξη spin-τροχιάς (spin-orbit coupling)**. Συγκεκριμένα, οι τροχιακές στροφορμές που δεν έχουν υποστεί πλήρη μαγνητική ψύξη (quenching), αλληλεπιδρούν κατά ζεύγη με τα spin. Αυτό οδηγεί σε κατάλληλη περιστροφή της μαγνήτισης, οποία μεταβάλλει την ενέργεια ανταλλαγής, λόγω αλλαγής της αλληλεπικάλυψης των ατομικών κυματοσυναρτήσεων. Η αλληλεπίδραση ανταλλαγής ευθύνεται για την ευθυγράμμιση των spin γειτονικών ατόμων. Για δύο γειτονικά spin S_i και S_j , η ενέργεια ανταλλαγής δίνεται από τη σχέση:

$$E_{ex} = w_{i,j} = -2 JS_i \cdot S_j = -2 JS^2 \cos \phi \quad (2.17)$$

όπου ϕ η γωνία μεταξύ των διανυσμάτων S_i και S_j . Όταν $\phi = 0$, η ενέργεια αλληλεπίδρασης παραμένει σταθερή, δηλαδή είναι ισοτροπική. Άρα, η σύζευξη spin-τροχιάς και spin-κρυσταλλικού πλέγματος συνεισφέρει στην ανισοτροπία του κρυστάλλου, και όχι η σύζευξη spin-spin. Στον υπολογισμό της ενέργειας ανισοτροπίας προστίθεται ένας επιπλέον όρος ενέργειας, οποίος λαμβάνει υπ' όψιν και τους κρυσταλλογραφικούς άξονες (σύζευξη spin-πλέγματος). Στην περίπτωση αυτή, η αλληλεπίδραση των ζευγών spin δίνεται από το ανάπτυγμα:

$$w(\cos \phi) = g + l \left(\cos^2 \phi - \frac{1}{3} \right) + q \left(\cos^4 \phi - \frac{6}{7} \cos^2 \phi + \frac{3}{35} \right) + \dots \quad (2.18)$$

όπου εδώ ϕ είναι η γωνία που σχηματίζουν δύο γειτονικά spin με τον οριζόντιο άξονα του διατομικού δεσμού. Στη σχέση 2.18, ο πρώτος όρος είναι ανεξάρτητος της γωνίας ϕ και αντιστοιχεί στην αλληλεπίδραση ανταλλαγής, ο δεύτερος όρος αναφέρεται στην αλληλεπίδραση διπόλου-διπόλου, ενώ ο τρίτος όρος ονομάζεται **τετραπολική αλληλεπίδραση**. Η ενέργεια μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας υπολογίζεται από την άθροιση των αλληλεπιδράσεων όλων των ζευγών spin του κρυστάλλου. Επομένως:

$$E_a = \sum_i w_i \quad (2.19)$$

Γενικά, η σύζευξη spin-τροχιάς εκφράζεται μέσω της σχέσης:

$$w = \lambda \mathbf{L} \cdot \mathbf{S} \quad (2.20)$$

όπου \mathbf{L} και \mathbf{S} τα διανύσματα της τροχιακής στροφορμής και του spin, αντιστοίχως, και λ σταθερά. Για τον καθορισμό των \mathbf{L} και \mathbf{S} , χρησιμοποιούνται οι κανόνες του Hund, ενώ ισχύει $\mathbf{J} = \mathbf{L} + \mathbf{S}$, όπου \mathbf{J} η ολική στροφορμή.

Στην περίπτωση της *ανισοτροπίας σχήματος (shape anisotropy)*, οι εύκολες διευθύνσεις εξαρτώνται από το σχήμα του σιδηρομαγνητικού υλικού [6]. Για παράδειγμα, ένα σιδηρομαγνητικό υλικού σφαιρικού σχήματος θα μαγνητιστεί ομοιόμορφα σε όλες τις διευθύνσεις. Αντίθετα, ένα υλικό με μη συμμετρικό σχήμα, θα μαγνητιστεί ευκολότερα κατά μήκος του άξονα που έχει το μεγαλύτερο μήκος. Το γεγονός αυτό οφείλεται στο πεδίο απομαγνήτισης ενός σιδηρομαγνητικού υλικού, το οποίο είναι ισχυρότερο κατά μήκος των αξόνων μικρού μήκους.

Έστω E_{ms} η *μαγνητοστατική ενέργεια* ανά μοναδιαίο όγκο ενός μόνιμα μαγνητισμένου υλικού, απουσία εξωτερικού πεδίου, η οποία δίνεται από τη σχέση:

$$E_{ms} = \frac{\mu_0}{2} H_d M = \frac{\mu_0}{2} N_d M^2 = -\frac{\mu_0}{2} \mathbf{H}_d \cdot \mathbf{M} \text{ joule} \cdot \text{m}^{-3} \text{ (SI)} \quad (2.21)$$

$$E_{ms} = \frac{1}{2} H_d M = \frac{1}{2} N_d M^2 = -\frac{1}{2} \mathbf{H}_d \cdot \mathbf{M} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-3} \text{ (cgs)}$$

όπου $\mathbf{H}_d = -N_d \mathbf{M}$ το πεδίο απομαγνήτισης, N_d οι συντελεστές απομαγνήτισης και \mathbf{M} η μαγνήτιση του υλικού, απουσία μαγνητικού πεδίου. Όπως φαίνεται στη σχέση 2.21, τα διανύσματα \mathbf{H}_d και \mathbf{M} είναι αντιπαράλληλα, καθώς το πεδίο απομαγνήτισης αντιστέκεται στη μαγνήτιση του υλικού. Η μαγνητοστατική ενέργεια ενός σιδηρομαγνήτη ονομάζεται και *ιδιοενέργεια (self-energy)*, καθώς αυτή παράγει το μαγνητικό πεδίο του ίδιου του υλικού απουσία εξωτερικών πεδίων. Η *μαγνητική δυναμική ενέργεια* ανά μοναδιαίο όγκο ενός σιδηρομαγνητικού υλικού, λόγω εξωτερικού πεδίου \mathbf{H}_a , δίνεται από τη σχέση:

$$E_p = -\mu_0 \mathbf{H}_a \cdot \mathbf{M} \text{ joule} \cdot \text{cm}^{-3} \text{ (SI)} \quad (2.22)$$

$$E_p = -\mathbf{H}_a \cdot \mathbf{M} \text{ erg} \cdot \text{cm}^{-3} \text{ (cgs)}$$

2.5.7 Μαγνητοσυστολή (Magnetostriction) και αντίστροφη μαγνητοσυστολή (φαινόμενο Villari)

Όταν η μαγνήτιση ενός σιδηρομαγνητικού υλικού γίνει κατά μήκος μιας δύσκολης διεύθυνσης, τότε προκαλείται σε αυτό μια ελαστική παραμόρφωση. Δηλαδή, τα ισχυρά μαγνητικά υλικά εμφανίζουν **μαγνητοελαστικότητα**, ενώ η παρατηρούμενη αλλαγή των διαστάσεων (συστολή ή διαστολή) και του σχήματός τους, λόγω εξωτερικού πεδίου, ονομάζεται **μαγνητοσυστολή (magnetostriction)**. Σε υποατομικό επίπεδο, η μαγνητοσυστολή οφείλεται στην αλληλεπίδραση των ατομικών μαγνητικών ροπών (σύζευξη spin-τροχιάς), επομένως έχει την ίδια φυσική προέλευση με τη μαγνητική ανισοτροπία. Η απόσταση μεταξύ των μαγνητικών ροπών μεταβάλλεται, με αποτέλεσμα να μεταβάλλονται οι ενδοατομικές αποστάσεις στο εσωτερικό του υλικού, και μακροσκοπικά το μήκος του. Η μαγνητοσυστολή λ ορίζεται ως το πηλίκο της επιμήκυνσης προς το αρχικό μήκος του υλικού:

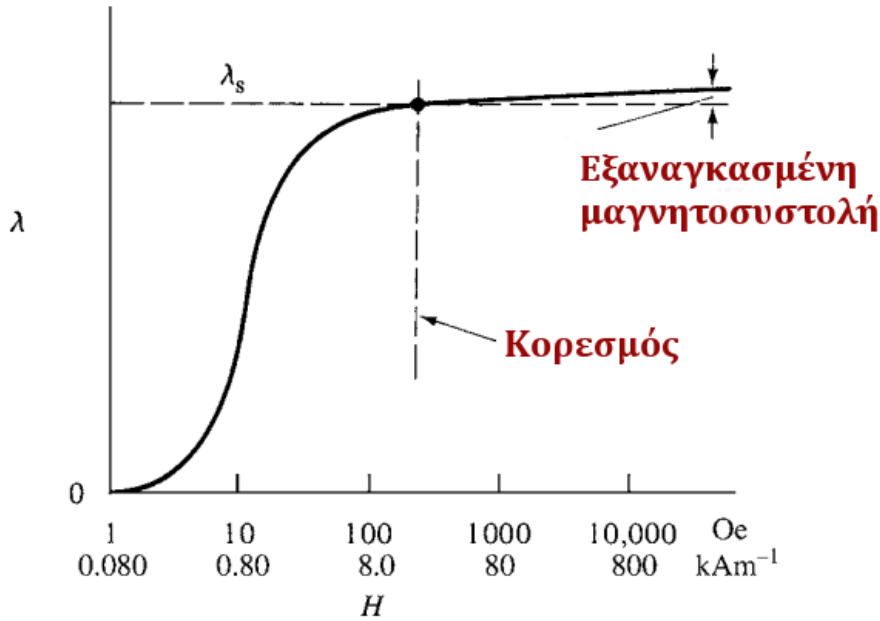
$$\lambda = \frac{\delta l}{l} \quad (2.23)$$

Συνήθως, η μαγνητοσυστολή λ μετράται όταν έχει επέλθει η μαγνήτιση κορεσμού, ενώ η τιμή της έχει τάξεις μεγέθους από 10^{-5} έως 10^{-6} . Μικροσκοπικά, το φαινόμενο οφείλεται κυρίως στην κίνηση των μαγνητικών τοιχωμάτων και στην περιστροφή των μαγνητικών περιοχών, τα οποία συμβαίνουν κατά τη διαδικασία της μαγνήτισης. Οι μαγνητικές περιοχές, των οποίων η διεύθυνση αυθόρμητης μαγνήτισης δεν είναι παράλληλη προς το εξωτερικό πεδίο, περιστρέφονται για να ευθυγραμμιστούν με αυτό. Αυτό οδηγεί στην αλλαγή των διαστάσεων του υλικού. Όπως φαίνεται στο σχήμα 2.8, η μαγνητοσυστολή λ αυξάνεται συναρτησί του εξωτερικού πεδίου H , μέχρι να φθάσει τη μέγιστη τιμή της λ_s , με αντίστοιχη μαγνήτιση κόρου M_s .

Μέχρι τον κορεσμό λ_s , αλλάζει μόνο το μήκος του υλικού, ενώ ο όγκος του παραμένει αμετάβλητος. Επομένως, η συστολή κατά μήκος ενός άξονα συνοδεύεται από την αντίστοιχη διαστολή στους κάθετους σε αυτόν άξονες. Αν στη συνέχεια εφαρμοστούν πολύ υψηλά πεδία στο υλικό, τότε θα προκληθούν αλλαγές και στον όγκο του, ενώ το αντίστοιχο φαινόμενο ονομάζεται **εξαναγκασμένη μαγνητοσυστολή**. Γενικά, η μαγνητοσυστολή κόρου λ_s ορίζεται ως η επιμήκυνση του υλικού από τη μη μαγνητισμένη κατάσταση μέχρι την πλήρη μαγνήτιση:

$$\lambda_s = \left(\frac{\delta l}{l} \right)_{sat} - \left(\frac{\delta l}{l} \right)_{dem} \quad (2.24)$$

Για ένα κυβικό κρυσταλλικό πλέγμα, η μαγνητοσυστολή κόρου κατά μήκος της



Σχήμα 2.8: Η μαγνητοσυστολή λ συναρτήσει του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου H . (Η κλίμακα των τιμών έντασης του μαγνητικού πεδίου είναι λογαριθμική). (Πηγή: [5], p.242).

διεύθυνσης, η οποία ορίζεται από τα συνημίτονα κατεύθυνσης $(\beta_1, \beta_2, \beta_3)$ ως προς τους κύριους κρυσταλλογραφικούς άξονες, δίνεται από τη σχέση:

$$\lambda_{s,cub} = \frac{3}{2} \lambda_{100} \left(\alpha_1^2 \beta_1^2 + \alpha_2^2 \beta_2^2 + \alpha_3^2 \beta_3^2 - \frac{1}{3} \right) + 3\lambda_{111} (\alpha_1 \alpha_2 \beta_1 \beta_2 + \alpha_2 \alpha_3 \beta_2 \beta_3 + \alpha_3 \alpha_1 \beta_3 \beta_1) \quad (2.25)$$

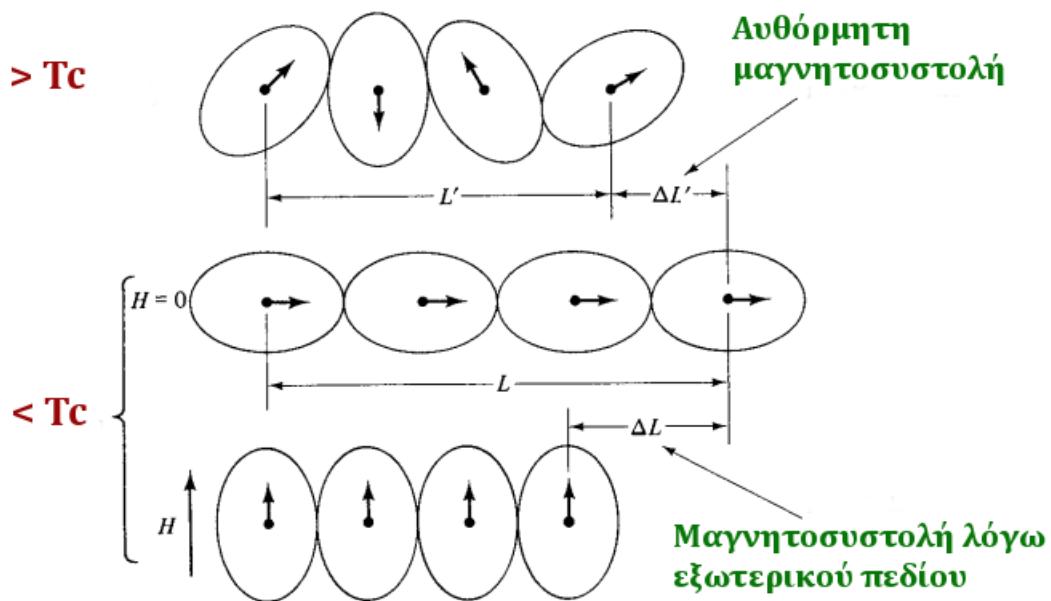
όπου λ_{100} και λ_{111} οι τιμές της μαγνητοσυστολής κόρου για μαγνητισμένο κρύσταλλο, κατά μήκος των διευθύνσεων $\langle 100 \rangle$ και $\langle 111 \rangle$ αντιστοίχως, και $(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ τα συνημίτονα κατεύθυνσης της μαγνήτισης κόρου \mathbf{M}_s . Η σχέση 2.25 ισχύει για κυβικούς κρυστάλλους με αντίστοιχες διευθύνσεις εύκολης μαγνήτισης $\langle 100 \rangle$ ή $\langle 111 \rangle$. Όταν η μαγνητοσυστολή υπολογίζεται κατά μήκος της διεύθυνσης που μαγνητίστηκε το υλικό, δηλαδή $(\beta_1, \beta_2, \beta_3) = (\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$, η σχέση 2.25 γίνεται:

$$\lambda_{s,cub} = \lambda_{100} + 3(\lambda_{111} - \lambda_{100}) (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) \quad (2.26)$$

Να σημειωθεί ότι οι παραπάνω σχέσεις ισχύουν για ιδανικά μαγνητισμένους κρυστάλλους, στους οποίους όλες οι διευθύνσεις εύκολης μαγνήτισης $\langle 100 \rangle$ και $\langle 111 \rangle$ είναι ισότιμες, ενώ εμφανίζουν σχετική απόκλιση για πραγματικούς κρυστάλλους.

Ο βαθμός μαγνητοσυστολής εξαρτάται από τη διεύθυνση στην οποία γίνεται η μαγνήτιση του υλικού. Έστω σιδηρομαγνητικό υλικό, το οποίο βρίσκεται σε μη μαγνητισμένη κατάσταση. Σε θερμοκρασίες μεγαλύτερες από τη θερμοκρασία Curie,

το υλικό γίνεται παραμαγνητικό και οι μαγνητικές περιοχές προσανατολίζονται τυχαία, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.9. Απουσία εξωτερικού πεδίου και σε θερμοκρασίες χαμηλότερες από τη θερμοκρασία Curie, οι μαγνητικές περιοχές του υλικού τείνουν να ευθυγραμμίζονται παράλληλα προς τον άξονα εύκολης μαγνήτισης, δηλαδή τον άξονα αυθόρμητης μαγνήτισης. Η αυθόρμητη μαγνήτιση του υλικού προκαλεί σε αυτό επιμήκυνση $\Delta L'$. Αν στο υλικό εφαρμοστεί εξωτερικό πεδίο κατά μήκος της εύκολης διεύθυνσης, τότε δεν θα παρατηρηθεί αλλαγή μήκους, διότι οι μαγνητικές περιοχές είναι ήδη προσανατολισμένες προς τη διεύθυνση του πεδίου.

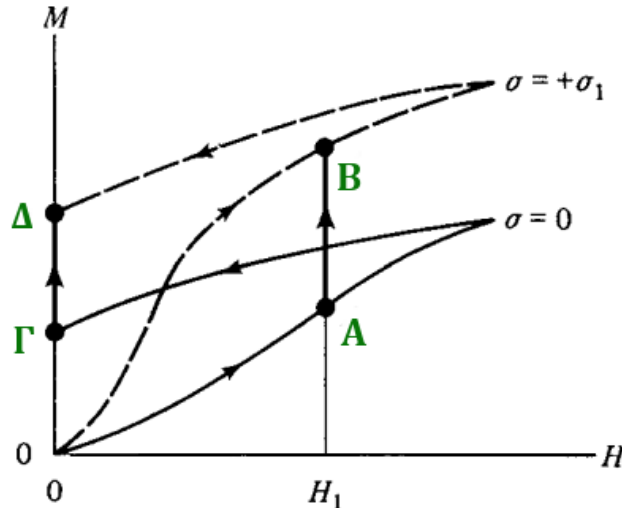


Σχήμα 2.9: Μαγνητοσυστολικά φαινόμενα απουσία εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, και παρουσία μαγνητικού πεδίου έντασης H . (Πηγή: [5], p.257).

Αντίθετα, αν εφαρμοστεί εξωτερικό πεδίο κάθετα στη διεύθυνση εύκολης μαγνήτισης, τότε θα αλλάξει το μήκος του υλικού κατά ΔL . Επομένως, στη μαγνητοσυστολή συνεισφέρει μόνο η κίνηση των μαγνητικών τοιχωμάτων 90° . Γενικά, το φαινόμενο παρατηρείται σε διευθύνσεις που σχηματίζουν γωνία $0 < \phi < 180^\circ$ με την εύκολη διεύθυνση του υλικού.

Το φαινόμενο της μαγνητοσυστολής αναφέρεται στην αλλαγή του μήκους ενός υλικού, λόγω μαγνήτισής του από εξωτερικό πεδίο. Αντιστρόφως, η εφαρμογή μηχανικής τάσης σε ένα ισχυρά μαγνητικό υλικό προκαλεί αλλαγές στη μαγνήτισή του, λόγω μεταβολής της μαγνητικής ανισοτροπίας. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται **αντίστροφη μαγνητοσυστολή** ή **φαινόμενο Villari**. Σε ένα μαγνητισμένο υλικό με θετική μαγνητοσυστολή λ , η εφαρμογή εφελκυστικής τάσης θα προκαλέσει αύξηση του μήκους και της μαγνήτισής του, ενώ η εφαρμογή συμπιεστικής τάσης θα προκαλέσει το αντίθετο αποτέλεσμα. Να σημειωθεί ότι η εφαρμογή μηχανικής τάσης

αλλάζει τη μαγνήτιση ακόμη και απουσία εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, με την προϋπόθεση ότι το υλικό έχει μη μηδενική παραμένουσα μαγνήτιση. Στο σχήμα 2.10, παρουσιάζεται η αύξηση της μαγνήτισης ενός υλικού, μετά από εφαρμογή μηχανικής τάσης $\sigma = +\sigma_1$.



Σχήμα 2.10: Η καμπύλη μαγνήτισης $M(H)$ για ένα ισχυρά μαγνητικό υλικό, απουσία μηχανικής τάσης, και παρουσία ελαστικής μηχανικής τάσης $\sigma = +\sigma_1$ (διακεκομμένη καμπύλη). (Πηγή: [5], p.261).

Όπως φαίνεται στο σχήμα, το υλικό είναι αρχικά μη μαγνητισμένο. Απουσία μηχανικής τάσης, η εφαρμογή εξωτερικού πεδίου προσδίδει σε αυτό μαγνήτιση ίση με το σημείο A , ενώ μετά την απομάκρυνση από το πεδίο αποκτά παραμένουσα μαγνήτιση Γ . Με την εφαρμογή εφελκυστικής μηχανικής τάσης, το υλικό αποκτά παρουσία πεδίου μαγνήτιση $B > A$, με αντίστοιχη παραμένουσα μαγνήτιση $\Delta > \Gamma$. Έστω μαγνητισμένο υλικό με κυβική κρυσταλλική δομή. Απουσία μηχανικής τάσης, η διεύθυνση εύκολης μαγνήτισης καθορίζεται από τη μαγνητική ανισοτροπία. Αν ασκηθεί σε αυτό ελαστική μηχανική τάση σ , αυτή θα συνεισφέρει στη μαγνήτιση.

Τότε, για τη συνολική ενέργεια του κρυστάλλου θα ισχύει:

$$\begin{aligned}
 E_{tot} &= K_1 (\alpha_1^2 \alpha_2^2 + \alpha_2^2 \alpha_3^2 + \alpha_3^2 \alpha_1^2) - \frac{3}{2} \lambda_{100} \sigma (\alpha_1^2 \gamma_1^2 + \alpha_2^2 \gamma_2^2 + \alpha_3^2 \gamma_3^2) \\
 &\quad - 3 \lambda_{111} \sigma (\alpha_1 \alpha_2 \gamma_1 \gamma_2 + \alpha_2 \alpha_3 \gamma_2 \gamma_3 + \alpha_3 \alpha_1 \gamma_3 \gamma_1) \Rightarrow \\
 E_{tot} &= E_{\alpha, cub} + E_{\lambda}
 \end{aligned} \tag{2.27}$$

όπου $(\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3)$ τα συνημίτονα κατεύθυνσης της μαγνήτισης κορεσμού \mathbf{M}_s και $(\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3)$ τα συνημίτονα κατεύθυνσης της μηχανικής τάσης σ .

Ο πρώτος όρος της σχέσης 2.27 είναι η γνωστή ενέργεια μαγνητοκρυσταλλικής ανισοτροπίας E_{α} , ενώ οι δύο επόμενοι όροι αποτελούν τη μαγνητοελαστική ενέρ-

για E_λ του κυβικού κρυστάλλου. Η τελική διεύθυνση της μαγνήτισης κόρου \mathbf{M}_s ορίζεται από το ισοζύγιο των ενεργειών $E_{\alpha,cub}$ και E_λ που ελαχιστοποιεί τη μαγνητική ενέργεια. Για ιστροπική μαγνητοσυστολή, όπου $\lambda_{100} = \lambda_{111} = \lambda_{s,cub}$, η μαγνητοελαστική ενέργεια γίνεται:

$$E_\lambda = -\frac{3}{2} \lambda_{s,cub} \sigma \cos^2 \theta \quad (2.28)$$

όπου θ η γωνία μεταξύ της μαγνήτισης \mathbf{M}_s και της μηχανικής τάσης σ . Αγνοώντας τις σταθερές, η σχέση 2.28, γράφεται:

$$E_\lambda = \frac{3}{2} \lambda_{s,cub} \sigma \sin^2 \theta = K_\sigma \sin^2 \theta \quad (2.29)$$

Για κυβικό κρύσταλλο, η μαγνητοελαστική ενέργεια εναλλακτικά μπορεί να εκφραστεί μέσω των συνιστωσών του τανυστή τάσης [9] ως εξής:

$$E_\lambda = \frac{1}{2} \mu_1 (\sigma_{xx}^2 + \sigma_{yy}^2 + \sigma_{zz}^2) + \frac{1}{2} \mu_2 (\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz})^2 + \mu_3 (\sigma_{xy}^2 + \sigma_{yz}^2 + \sigma_{zx}^2) \quad (2.30)$$

όπου οι σταθερές μ_1, μ_2 και μ_3 είναι θετικές.

Η αντίστροφη μαγνητοσυστολή σχετίζεται με το φαινόμενο του πιεζομαγνητισμού [9]. Ως **πιεζομαγνητισμός** ορίζεται η εμφάνιση μαγνήτισης κατά την εφαρμογή μηχανικής τάσης σε έναν κρύσταλλο. Το φαινόμενο παρουσιάζεται μόνο σε υλικά με μαγνητική συμμετρία. Εκφράζεται μέσω της ύπαρξης ενός γραμμικού όρου στη θερμοδυναμική ενέργεια Φ του κρυστάλλου:

$$\Phi_{pm} = -\lambda_{i,kl} H_i \sigma_{kl} \quad (2.31)$$

όπου $\sigma_{k,l}$ ο τανυστής τάσης, H_i η συνιστώσα του εξωτερικού πεδίου στη διεύθυνση i και $\lambda_{i,kl}$ τανυστής συμμετρικός ως προς τα k και l . Για μηδενικό εξωτερικό μαγνητικό πεδίο, στον κρύσταλλο εμφανίζεται μαγνήτιση γραμμική ως προς τη μηχανική τάση:

$$M_i = \lambda_{i,kl} \sigma_{kl} \quad (2.32)$$

Συνολικά, η εφαρμογή μηχανικής τάσης επηρεάζει σημαντικά τις μαγνητικές ιδιότητες ενός υλικού. Αυτό επιτυγχάνεται μέσω των εξής τρόπων:

- Η μηχανική τάση προκαλεί κίνηση των μαγνητικών τοιχωμάτων του υλικού, ακόμη και όταν αυτό βρίσκεται σε μη μαγνητισμένη κατάσταση. Η κίνηση των τοιχωμάτων πραγματοποιείται προκειμένου η συνολική μαγνήτιση του υλικού να παραμείνει μηδενική. Επομένως, η εφαρμογή μηχανικής τάσης μπορεί να μεταβάλλει τη μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία του υλικού, μετατοπίζοντας τις διευθύνσεις εύκολης και δύσκολης μαγνήτισης.
- Με όμοιο τρόπο, η εφαρμογή μηχανικής τάσης μπορεί να δημιουργήσει μαγνητοκρυσταλλική ανισοτροπία σε ένα δείγμα που αρχικά ήταν ισότροπο, με αποτέλεσμα την εμφάνιση διευθύνσεων εύκολης και δύσκολης μαγνήτισης σε αυτό. Η ανισοτροπία αυτή ονομάζεται *ανισοτροπία λόγω μηχανικής τάσης (stress anisotropy)*, ενώ η αντίστοιχη ενέργεια ανισοτροπίας τάσης δίνεται από τη σχέση 2.29, όπου $K_\sigma = \frac{3}{2} \lambda_{s,cub} \sigma$ η αντίστοιχη σταθερά ανισοτροπίας. Για $K_\sigma > 0$, η διεύθυνση εφαρμογής της μηχανικής τάσης γίνεται η εύκολη διεύθυνση του υλικού, ενώ για $K_\sigma < 0$ συμβαίνει το αντίθετο.
- Παράλληλα, η εφαρμογή μηχανικής τάσης μεταβάλλει τη μαγνητική επαγωγή B , την επιδεκτικότητα χ και τη διαπερατότητα μ ενός σιδηρομαγνήτη.

2.5.8 Μαγνητικές περιοχές (Magnetic Domains)

Σε μικροσκοπικό επίπεδο, η συμπεριφορά των σιδηρομαγνητικών υλικών εξηγείται από την ύπαρξη οριοθετημένων περιοχών στο εσωτερικό τους, σε κάθε μια από τις οποίες η αυθόρμητη μαγνήτιση παρουσιάζει διαφορετικό μέτρο και κατεύθυνση. Οι περιοχές αυτές ονομάζονται **μαγνητικές περιοχές** και υπάρχουν μόνο στα υλικά που εμφανίζουν μαγνητική διάταξη. Σύμφωνα με τη θεωρία των μαγνητικών περιοχών, η οποία προτάθηκε από τον Weiss, οι σιδηρομαγνήτες αποτελούνται από επιμέρους περιοχές, στο εσωτερικό των οποίων τα ατομικά μαγνητικά δίπολα είναι ευθυγραμμισμένα [6]. Στη μη μαγνητισμένη κατάσταση, η διεύθυνση προσανατολισμού είναι διαφορετική για κάθε μαγνητική περιοχή, με αποτέλεσμα το υλικό να εμφανίζει μακροσκοπικά αμελητέα μαγνήτιση. Κατά τη διαδικασία της μαγνήτισης, οι μαγνητικές περιοχές αλλάζουν προσανατολισμό, προκειμένου να ευθυγραμμιστούν με το εξωτερικό πεδίο.

Η ύπαρξη των μαγνητικών περιοχών οδηγεί σε ελαχιστοποίηση της ολικής ενέργειας. Ένα σιδηρομαγνητικό υλικό με μία μόνο περιοχή έχει μεγάλη μαγνητοστατική ενέργεια E_{ms} . Για το λόγο αυτό, τα ατομικά spin αναδιατάσσονται σε ομάδες ευθυγραμμισμένων μεταξύ τους spin, το οποίο προκαλεί κατακερματισμό του υλικού σε επιμέρους μαγνητικές περιοχές. Σε αυτές, η μαγνητική ροή κλείνει κυκλικά, με αποτέλεσμα την ελαχιστοποίηση της μαγνητοστατικής ενέργειας. Κατά τη διαδικασία αυτή, η ενέργεια ανταλλαγής E_{ex} , η μαγνητοκρυσταλλική ενέργεια

ανισοτροπίας E_a και η μαγνητοελαστική ενέργεια E_λ είναι δυνατόν να αυξηθούν. Το τελικό πλήθος, το μέγεθος και το σχήμα των μαγνητικών περιοχών καθορίζεται από την ελαχιστοποίηση της ολικής ενέργειας:

$$E = E_{ms} + E_{ex} + E_a + E_\lambda \quad (2.33)$$

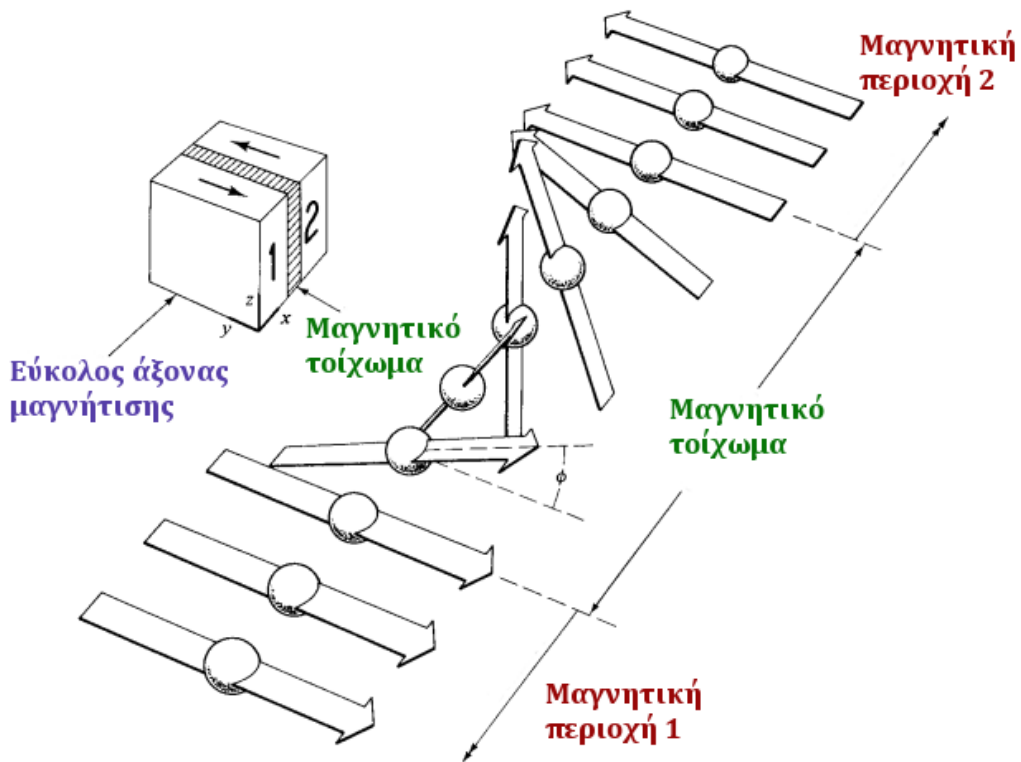
Στα όρια μεταξύ των μαγνητικών περιοχών, σχηματίζονται λεπτά στρώματα, στα οποία τα ατομικά spin αλλάζουν σταδιακά προσανατολισμό κατά τη μετάβαση από μία μαγνητική περιοχή σε μια άλλη. Στη συμπεριφορά των στρωμάτων αυτών, τα οποία ονομάζονται **μαγνητικά τοιχώματα (domain walls)**, οφείλονται οι περισσότερες αλλαγές που πραγματοποιούνται κατά τη μαγνήτιση του υλικού, παρουσία ασθενούς και μέσου εξωτερικού πεδίου [4]. Ονομάζονται και **τοιχώματα Bloch**, ενώ υπάρχει και ένα άλλο είδος μαγνητικών τοιχωμάτων, τα **τοιχώματα Néel**. Τα spin αλλάζουν σταδιακά προσανατολισμό από μια μαγνητική περιοχή σε μια άλλη διότι η ενέργεια ανταλλαγής E_{ex} , η οποία δίνεται από τη σχέση 2.17, εξαρτάται από το τετράγωνο της γωνίας ϕ μεταξύ δύο γειτονικών spin. Η απότομη αλλαγή του προσανατολισμού των spin θα προκαλούσε απότομη αλλαγή της γωνίας ϕ , επομένως θα αυξανόταν ραγδαία η ενέργεια ανταλλαγής.

Στα μαγνητικά τοιχώματα αποθηκεύεται ενέργεια, η οποία είναι ουσιαστικά η διαφορά ενέργειας μεταξύ των ατομικών ροπών που βρίσκονται μέσα στο μαγνητικό τοίχωμα και εκείνων που βρίσκονται οριακά έξω από αυτό. Η ενέργεια των τοιχωμάτων υπολογίζεται από τη μεταβολή της ενέργειας ανταλλαγής και της ενέργειας ανισοτροπίας των ατομικών διπόλων, άρα ισχύει:

$$E_{wall} = E_{ex} + E_a = \int_{-\infty}^{\infty} \left[A \left(\frac{d\phi}{dx} \right)^2 + g(\phi) \right] dx \quad (2.34)$$

όπου A η σταθερά ανταλλαγής για συνεχές μέσο, ενώ η ολοκλήρωση γίνεται σε όλο το πάχος του τοιχώματος.

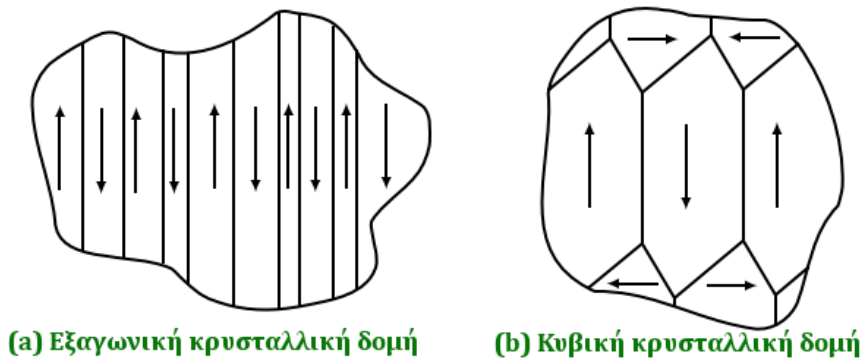
Το αντίστοιχο πάχος των μαγνητικών τοιχωμάτων καθορίζεται από τον ανταγωνισμό ανάμεσα στην ελαχιστοποίηση των ενεργειών ανταλλαγής και ανισοτροπίας αντιστοίχως. Η μαγνητική ανισοτροπία τείνει να μειώνει το πάχος των τοιχωμάτων, διότι αντιστέκεται στον προσανατολισμό των μαγνητικών περιοχών προς τις δύσκολες διευθύνσεις. Αντίθετα, η ενέργεια ανταλλαγής τείνει να αυξάνει το πάχος των τοιχωμάτων, καθώς ελαχιστοποιείται όταν τα γειτονικά ατομικά δίπολα είναι παράλληλα μεταξύ τους. Τα υλικά που εμφανίζουν υψηλές τιμές ανισοτροπίας, όπως τα μέταλλα των σπάνιων γαιών, έχουν μαγνητικά τοιχώματα πολύ λεπτού πάχους και πολύ υψηλής ενέργειας.



Σχήμα 2.11: Σχηματική αναπαράσταση της δομής ενός μαγνητικού τοιχώματος Bloch 180° , στην οποία φαίνεται η σταδιακή περιστροφή των ατομικών μαγνητικών ροπών προς τον εύκολο άξονα. (Πηγή: [5], p.277).

Η αλλαγή της διεύθυνσης των μαγνητικών ροπών από μια περιοχή σε μια άλλη είναι είτε 180° , δηλαδή οι ροπές είναι αντιπαράλληλες μεταξύ τους, είτε μη 180° , συνήθως 90° . Τα περισσότερα σιδηρομαγνητικά υλικά αποτελούνται κυρίως από μαγνητικές περιοχές αντιπαράλληλες μεταξύ τους [10]. Στα υλικά που εμφανίζουν κυβική κρυσταλλική δομή, όπου $K_1 > 0$, όπως ο σίδηρος, οι μαγνητικές περιοχές εμφανίζουν διαφορά προσανατολισμού είτε 180° είτε 90° . Αντίθετα, στο νικέλιο, για το οποίο ισχύει $K_1 < 0$, οι μαγνητικές περιοχές έχουν διαφορά προσανατολισμού 180° , 71° ή 109° μεταξύ τους. Στην περίπτωση των κυβικών κρυστάλλων, εμφανίζονται κλειστοί σχηματισμοί μαγνητικών περιοχών και στα άκρα αντιπαράλληλων μεταξύ τους γειτονικών περιοχών, κάθετα σε αυτές, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.14. Οι σχηματισμοί αυτοί, παρόλο που δεν ευνοούνται από τη μαγνητική ανισοτροπία, συνεισφέρουν στη μείωση της ολικής ενέργειας του σιδηρομαγνήτη.

Γενικά, στη μη μαγνητισμένη κατάσταση, οι μαγνητικές περιοχές τείνουν να ευθυγραμμίζονται με τις εύκολες διευθύνσεις, οι οποίες συνήθως ταυτίζονται με τις κύριες κρυσταλλογραφικές διευθύνσεις. Στην εικόνα 2.12, παρουσιάζεται σχηματικά η δομή των μαγνητικών περιοχών σιδηρομαγνητικών υλικών με εξαγωνική δομή και με κυβική δομή αντιστοίχως, στην αμαγνήτιστη κατάσταση.



Σχήμα 2.12: Σχηματική αναπαράσταση της δομής των μαγνητικών περιοχών (a) ενός σιδηρομαγνήτη με εξαγωνική κρυσταλλική δομή και (b) ενός σιδηρομαγνήτη με κυβική δομή. (Πηγή: [7], p.232).

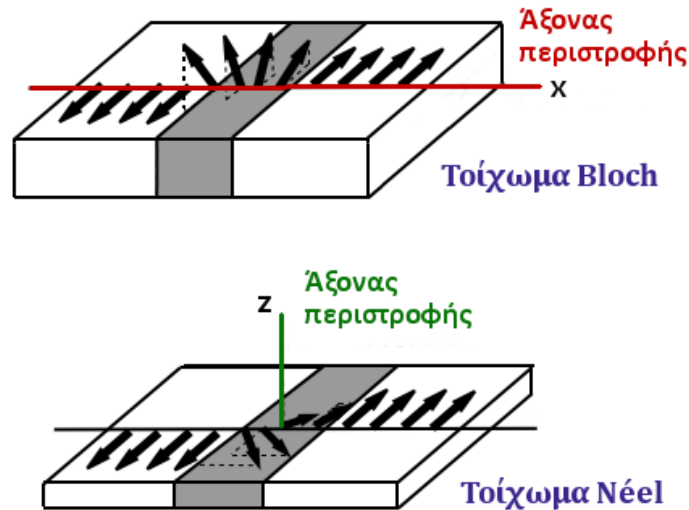
Τα μαγνητικά τοιχώματα που διαχωρίζουν αντιπαράλληλες και μη αντιπαράλληλες μεταξύ τους περιοχές ονομάζονται τοιχώματα 180° και μη 180° αντιστοίχως. Τα τοιχώματα 180° διαφέρουν ως προς τα υπόλοιπα, διότι δεν επηρεάζονται από την εφαρμογή μηχανικής τάσης στο υλικό. Αντίθετα, τα τοιχώματα μη 180° , όπως τα τοιχώματα 90° , μετακινούνται εύκολα με την επιβολή μηχανικής τάσης.

Έστω δύο μαγνητικές περιοχές στο σίδηρο, οι οποίες είναι προσανατολισμένες παράλληλα με τις ισοδύναμες αντιπαράλληλες διευθύνσεις (100) και $(\bar{1}00)$. Αν ασκηθεί ομοαξονική εφελκυστική τάση κατά μήκος της διεύθυνσης (100) , θα ελαττωθεί η ενέργεια της διεύθυνσης αυτής. Κατά το ίδιο ποσοστό, θα ελαττωθεί και η ενέργεια της συμμετρικής της διεύθυνσης $(\bar{1}00)$, σε σύγκριση την ενέργεια των διευθύνσεων (010) και (001) . Συνεπώς, αν ένα τοίχωμα 180° χωρίζει τις δύο περιοχές, δεν θα επηρεαστεί, διότι δεν δημιουργείται κάποια ενεργειακά ευνοϊκότερη διεύθυνση. Γενικά, οι μαγνητικές περιοχές που διαχωρίζονται από τοιχώματα 180° δέχονται την ίδια μηχανική τάση. Έστω τώρα τοίχωμα 90° μεταξύ δύο μαγνητικών περιοχών, οι οποίες είναι προσανατολισμένες προς τις ίσες ενεργειακά διευθύνσεις (100) και (010) . Αν ασκηθεί εφελκυστική τάση κατά μήκος της διεύθυνσης (100) , τότε αυτή θα αποκτήσει χαμηλότερη ενέργεια από την (010) και το τοίχωμα 90° θα μετακινηθεί, αυξάνοντας τον όγκο των περιοχών που είναι προσανατολισμένες προς τη διεύθυνση (100) , εις βάρος της (010) αντιστοίχως.

Γενικά, η εφαρμογή μηχανικής τάσης προκαλεί την εμφάνιση διαταραχών στον κρύσταλλο του υλικού, οι οποίες εμποδίζουν την κίνηση των μαγνητικών τοιχωμάτων. Λόγω αυτού, αυξάνεται η δύναμη "καρφώματος" των τοιχωμάτων.

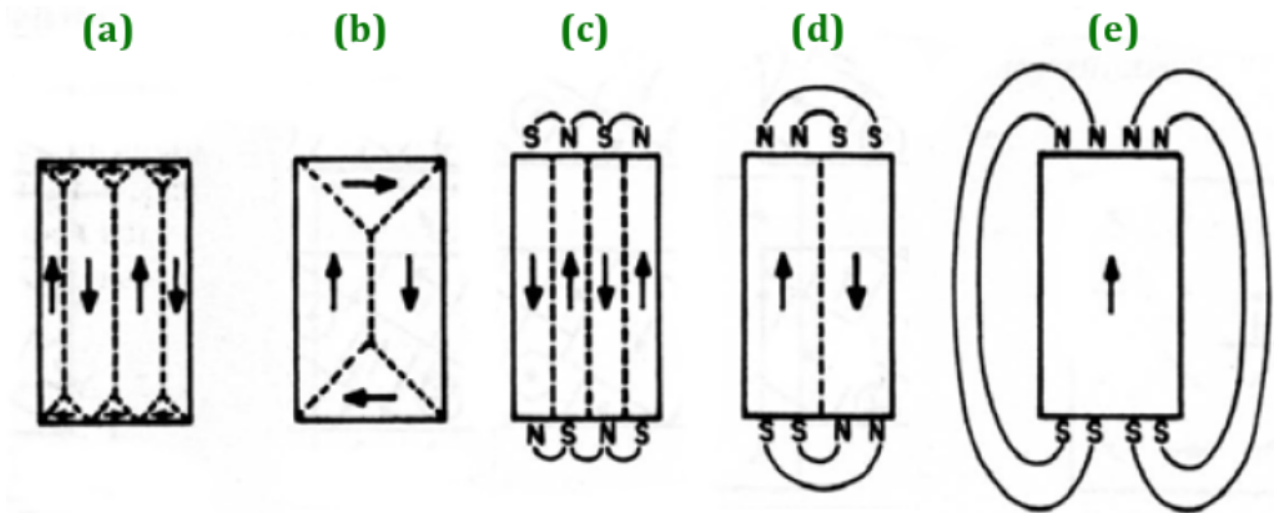
Σε σιδηρομαγνητικά δείγματα που έχουν υποστεί ψυχρή κατεργασία (cold work), παρατηρούνται υψηλότερα συνεκτικά πεδία και μικρότερες τιμές επιδεκτικότητας, σε σύγκριση με αντίστοιχα δείγματα που έχουν υποστεί ανόπτηση (annealing). Εκτός από τα τοιχώματα Bloch, υπάρχει ένα ακόμη είδος μαγνητικών τοιχωμάτων. Σε σιδηρομαγνητικά δείγματα πολύ λεπτού πάχους (μικρότερου ή ίσου μερικών

μm), στα οποία το πλάτος των μαγνητικών τοιχωμάτων προσεγγίζει το πλάτος του υλικού, η δημιουργία τοιχωμάτων Bloch δεν ευνοείται ενεργειακά, καθώς αυξάνει σημαντικά τη μαγνητοστατική ενέργεια στην επιφάνεια των τοιχωμάτων. Στην περίπτωση αυτή, σχηματίζονται μαγνητικά τοιχώματα Néel, στα οποία ο άξονας περιστροφής των μαγνητικών ροπών είναι κάθετος στην επιφάνεια των τοιχωμάτων, και όχι παράλληλος προς αυτήν, όπως συμβαίνει στα τοιχώματα Bloch. Στην εικόνα 2.13, παρουσιάζεται σχηματικά ο τρόπος με τον οποίο επαναπροσανατολίζονται οι μαγνητικές ροπές σε ένα τοίχωμα Bloch και σε ένα τοίχωμα Néel αντιστοίχως.



Σχήμα 2.13: Η σταδιακή περιστροφή των ατομικών μαγνητικών ροπών σε ένα τοίχωμα Bloch και σε ένα τοίχωμα Néel αντιστοίχως. (Πηγή: [7], p.240).

Εφόσον οι ατομικές μαγνητικές ροπές των σιδηρομαγνητών είναι ευθυγραμμισμένες ακόμη και στην αμαγνήτιστη κατάσταση, η διαφορά μεταξύ αυτής και της μαγνητισμένης κατάστασης οφείλεται στη διεύθυνση των μαγνητικών περιοχών. Έστω ένα μη μαγνητισμένο σιδηρομαγνητικό υλικό, στο οποίο επιβάλλεται εξωτερικό μαγνητικό πεδίο. Αρχικά, παρουσία ασθενούς και μέσου μαγνητικού πεδίου, το μέγεθος των μαγνητικών περιοχών που είναι παράλληλες στο εξωτερικό πεδίο αυξάνεται εις βάρος άλλων περιοχών με διαφορετικούς προσανατολισμούς. Αυτό συντελείται μέσω της μετακίνησης των μαγνητικών τοιχωμάτων, τα οποία είναι ελαστικά και εκτείνονται (σχήμα 2.14 (a) και (b)). Σε υψηλά εξωτερικά πεδία, προκαλείται σταδιακή περιστροφή των μαγνητικών περιοχών προς τη διεύθυνση του πεδίου, μέχρι να ευθυγραμμιστούν με αυτό (σχήμα 2.14 (c), (d) και (e)). Στο τελικό στάδιο, όταν επιτευχθεί η μαγνήτιση κόρου, το υλικό πλέον αποτελείται από μία μόνο μαγνητική περιοχή, η οποία είναι παράλληλη προς το εξωτερικό πεδίο (τεχνητή μαγνήτιση). Με την εφαρμογή υψηλότερων πεδίων, η μαγνήτιση του υλικού μπορεί να αυξηθεί επιπλέον, καθώς τα ατομικά δίπολα της μονής μαγνητικής περιοχής ευθυγραμμίζονται ακόμη περισσότερο με το πεδίο.



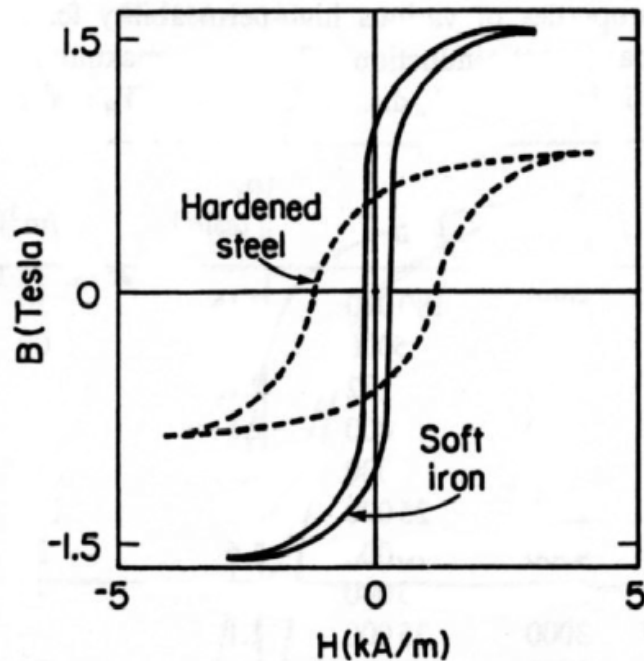
Σχήμα 2.14: Η μεταβολή των μαγνητικών περιοχών και τοιχωμάτων, στα διάφορα στάδια μαγνήτισης ενός σιδηρομαγνήτη με κυβική κρυσταλλική δομή, παρουσία εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. (Πηγή: [4], p.30).

2.6 Κατηγορίες σιδηρομαγνητικών υλικών

Ανάλογα με τη μαγνητική συμπεριφορά τους, τα σιδηρομαγνητικά υλικά διαχωρίζονται σε δύο βασικές κατηγορίες: στα *μαλακά* και στα *σκληρά μαγνητικά υλικά*.

Τα μαλακά μαγνητικά υλικά εμφανίζουν εξαιρετικά υψηλές τιμές μαγνητικής επιδεκτικότητας χ και διαπερατότητας μ . Επίσης, χαρακτηρίζονται από σχετικά μικρό συνεκτικό πεδίο (υποενότητα 2.5.4), έχουν αρκετά υψηλές τιμές μαγνήτισης κόρου M_s και χαμηλή παραμένουσα μαγνήτιση. Λόγω αυτών των χαρακτηριστικών, τα μαλακά υλικά χρησιμοποιούνται σε τεχνολογικές εφαρμογές που απαιτούν πολλαπλούς κύκλους μαγνήτισης και απομαγνήτισης του υλικού, με την ελάχιστη δυνατή κατανάλωση ενέργειας. Αντίστοιχα παραδείγματα είναι τα μαγνητικά κυκλώματα, τα μετρητικά όργανα, οι μετασχηματιστές και οι ηλεκτροκινητήρες. Τα μαλακά μαγνητικά υλικά χρησιμοποιούνται επίσης στη μαγνητική θωράκιση (magnetic shielding) των ηλεκτρονικών συσκευών από ανεπιθύμητα εξωτερικά πεδία, διότι έχουν την ιδιότητα να προκαλούν αλλαγές στο σχήμα ενός μαγνητικού πεδίου, όταν βρίσκονται μέσα σε αυτό. Παραδείγματα μαλακών μαγνητικών υλικών είναι ο καθαρός σίδηρος, διάφορα κράματα Fe - Ni, όπως το *permalloy* (συνήθως 80% Ni - 20% Fe), καθώς και κράματα Fe - Si.

Τα αντίστοιχα σκληρά μαγνητικά υλικά εμφανίζουν υψηλό συνεκτικό πεδίο, καθώς και υψηλή παραμένουσα μαγνήτιση. Για το λόγο αυτό, χρησιμοποιούνται στην κατασκευή μόνιμων μαγνητών και μαγνητικών μέσων εγγραφής πληροφορίας, όπως σκληρών δίσκων. Στο σχήμα 2.15, παρουσιάζεται ποιοτικά ο βρόχος υστέρησης ενός μαλακού υλικού, όπως είναι ο καθαρός σίδηρος, σε σύγκριση με το βρόχο υστέρησης του σκληρού χάλυβα, η μαγνητική σκληρότητα του οποίου εξαρτάται από το ποσοστό και το είδος των προσμίξεων, καθώς και από την κατεργασία που



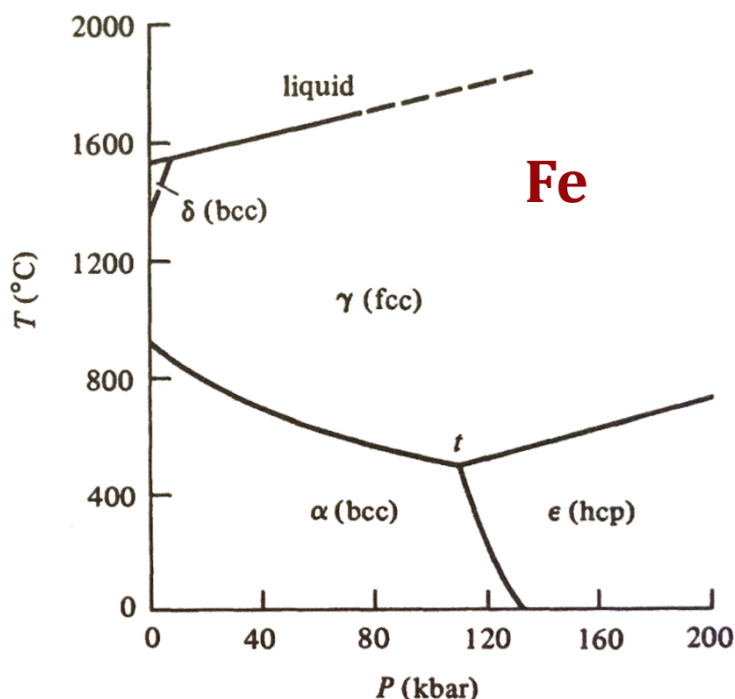
Σχήμα 2.15: Ποιοτική σύγκριση των βρόχων υστέρησης ενός μαγνητικά μαλακού (καθαρός σίδηρος) και ενός μαγνητικά σκληρού υλικού, όπως είναι ο σκληρός χάλυβας (διακεκομμένη γραμμή). (Πηγή: [4], p.19).

έχει υποστεί. Για παράδειγμα, σκληρά είναι διάφορα κράματα Fe-C, όπως ο κοινός χάλυβας (carbon steel), καθώς και άλλα κράματα, όπως το Alnico (Al-Ni-Co) και ο χάλυβας MK (Al-Ni-Fe).

Τα σιδηρομαγνητικά υλικά μπορούν να ταξινομηθούν σε δύο επιπλέον κατηγορίες, ανάλογα με τη σύσταση και την καθαρότητά τους. Με βάση αυτά, χωρίζονται στα *καθαρά υλικά* και στα *κράματα (alloys)*, τα οποία περιέχουν προσμίξεις από μαγνητικά ή μη μαγνητικά υλικά. Ανάλογα με το είδος και το ποσοστό της πρόσμιξης, ένα σιδηρομαγνητικό υλικό μπορεί να είναι είτε μαλακό είτε σκληρό.

Παράδειγμα αποτελεί η περίπτωση του σιδήρου (Fe), ο οποίος ανήκει στη 3d ομάδα των στοιχείων μετάπτωσης του περιοδικού πίνακα. Να σημειωθεί ότι στην ίδια ομάδα ανήκουν και άλλα ισχυρά μαγνητικά υλικά, όπως το Ni και το Co. Ο καθαρός σίδηρος, ο οποίος πρακτικά περιέχει λιγότερο από 0.01% at άνθρακα, είναι πολύ μαλακός και εύπλαστος. Συναντάται σε δύο κύριες μορφές, οι οποίες είναι ο α-σίδηρος, με κρυσταλλική δομή BCC, και ο γ-σίδηρος, με κυβική δομή FCC, όπως φαίνεται στο διάγραμμα φάσεων του σχήματος 2.16. Ο α-σίδηρος ονομάζεται και φερρίτης (ferrite), ενώ ο γ-σίδηρος αποκαλείται και ωστενίτης (austenite).

Με την προσθήκη άνθρακα (C) στον καθαρό σίδηρο, σε ποσοστά μεγαλύτερα του 0.01%, έχουμε τα καρβίδια του σιδήρου, όπως ο σεμεντίτης (cementite) (Fe_3C), ο οποίος έχει σύσταση 93.31% κ.β. Fe και 6.69% κ.β. C. Ο σεμεντίτης είναι σκληρό και ψαθυρό υλικό, σε αντίθεση με τον καθαρό σίδηρο, που είναι μαλακός και ελατός.



Σχήμα 2.16: Το διάγραμμα φάσεων του καθαρού σιδήρου, στο οποίο φαίνονται οι διάφορες μορφές του σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας και της πίεσης. (Πηγή: Smithells Metals Reference Book, 7th edition, Butterworth-Heinemann, 1992).

Γενικά, η αύξηση της προσθήκης άνθρακα σε δείγματα σιδήρου προκαλεί ανάλογη αύξηση του συνεκτικού πεδίου, καθώς και μείωση της ολκιμότητας.

Στα σιδηρομαγνητικά κράματα περιλαμβάνεται ένα μεγάλο πλήθος υλικών, με ποικίλες τεχνολογικές χρήσεις. Ανάμεσα σε αυτές, σημαντικές είναι οι ενώσεις των 3d στοιχείων μετάπτωσης με ορισμένα στοιχεία της ομάδας IVb, όπως τα C και Si.

Στην περίπτωση του σιδήρου, ιδιαίτερο τεχνολογικό ενδιαφέρον παρουσιάζουν:

- ο κοινός χάλυβας (*carbon steel*), ο οποίος είναι κράμα Fe-C και περιέχει από 0.3% έως 2.0% άνθρακα, καθώς και πολύ μικρά ποσοστά από άλλα στοιχεία, όπως Mn και Si. Ανάλογα με το ποσοστό προσθήκης άνθρακα, αυξάνεται η μηχανική και μαγνητική σκληρότητα.
- ο ηλεκτρικός χάλυβας (*electrical steel*), ο οποίος είναι κράμα Fe-Si, με πυρίτιο σε ποσοστό περίπου 2.0 - 4.0%. Είναι λεπτόκοκκο, μαλακό μαγνητικό υλικό, με υψηλή διαπερατότητα και πολύ μικρό συνεκτικό πεδίο, το οποίο χρησιμοποιείται στους πυρήνες των ηλεκτρικών κινητήρων και των μετασχηματιστών. Η αύξηση της προσθήκης Si οδηγεί σε αύξηση της μαγνητικής διαπερατότητας μ και σε μείωση της αγωγιμότητας, η οποία εξαλείφει τις απώλειες λόγω δινορευμάτων.

2.7 Βασικές μέθοδοι κατεργασίας των μαγνητικών υλικών

Στα σιδηρομαγνητικά υλικά εφαρμόζονται διάφορες τεχνικές, με τη βοήθεια των οποίων ένα υλικό μπορεί να αποκτήσει τα εκάστοτε επιθυμητά μαγνητικά χαρακτηριστικά. Ορισμένες βασικές μέθοδοι, μέσω των οποίων επιτυγχάνεται μεταβολή των μαγνητικών ιδιοτήτων ενός υλικού, είναι:

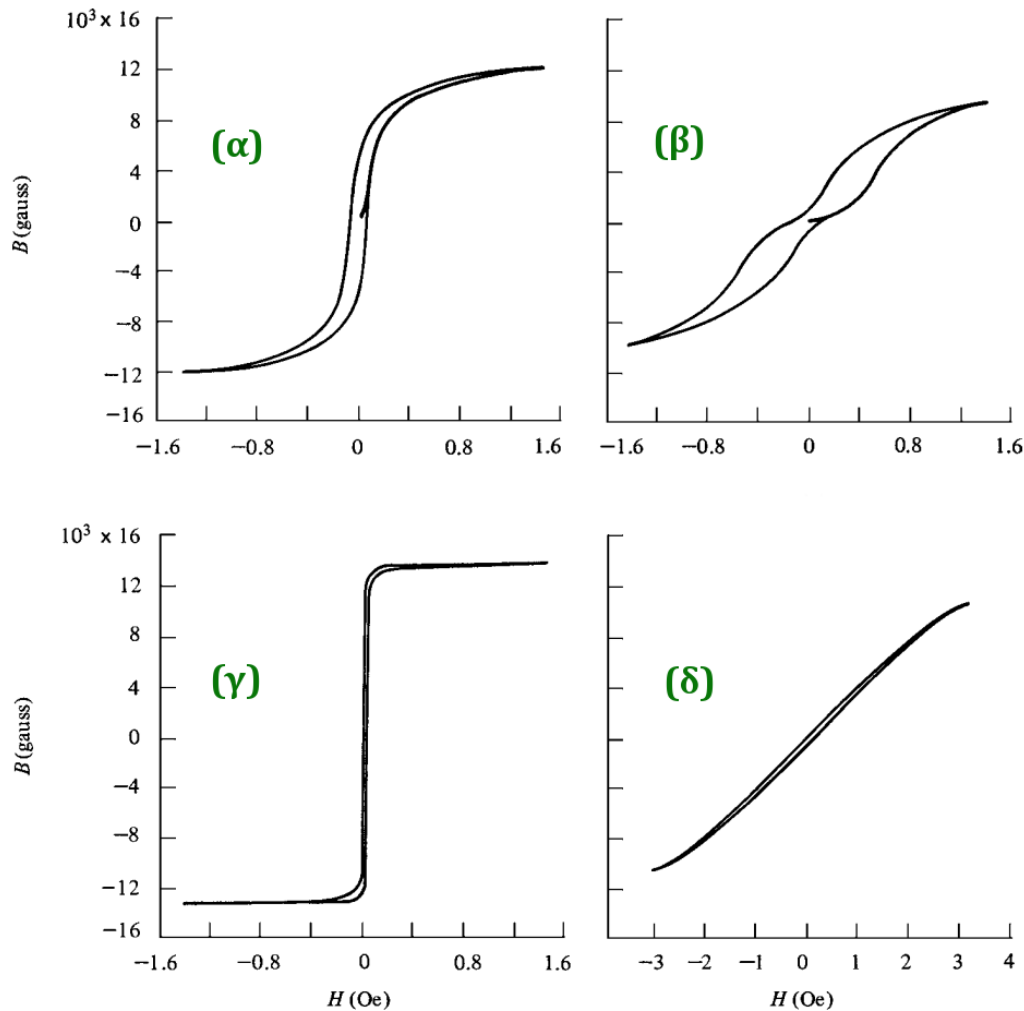
- η κατεργασία μέσω μιας σειράς **μεταλλουργικών τεχνικών**, όπως η διέλαση ή έλαση (rolling), η ανόπτηση (annealing), η εφαρμογή ελαστικών και πλαστικών μηχανικών τάσεων και άλλες.
- η **θερμή κατεργασία (heat treatment)**, κατά την οποία εφαρμόζονται διάφορες μεταλλουργικές μέθοδοι σε ένα μαγνητικό υλικό κάτω από πολύ υψηλές θερμοκρασίες. Συχνά, οι εφαρμοζόμενες θερμοκρασίες ξεπερνούν τη θερμοκρασία ανακρυστάλλωσης του υλικού, ενώ το υλικό αποκτά κατά την ψύξη του μόνιμη παραμόρφωση, αναδιαμόρφωση της κρυσταλλικής δομής του και τροποποίηση των μαγνητικών και μηχανικών ιδιοτήτων του.
- η **ψυχρή κατεργασία (cold work)**, όπου το υλικό υπόκειται μηχανουργική κατεργασία σε θερμοκρασία δωματίου. Οι ψυχρές κατεργασίες απαιτούν την εφαρμογή υψηλότερων μηχανικών τάσεων σε σύγκριση με τις αντίστοιχες θερμές κατεργασίες.
- η **κραμάτωση (alloying)**, δηλαδή η προσθήκη κατάλληλων προσμίξεων.
- η μεταλλουργική κατεργασία **παρουσία υψηλών μαγνητικών πεδίων** και θερμοκρασιών.
- διάφοροι συνδυασμοί των παραπάνω μεθόδων, ανάλογα με τα μαγνητικά και μηχανικά χαρακτηριστικά που επιθυμείται να αποκτήσει το υλικό.

Πρακτικά, η μετατροπή των μαγνητικών χαρακτηριστικών ενός υλικού μπορεί να επιτευχθεί κυρίως μέσω αλλαγών στη μαγνητική ανισοτροπία του, καθώς αυτή καθορίζει σε μεγάλο βαθμό τη διεύθυνση και το μέτρο της μαγνήτισης. Για την τεχνητή μεταβολή της μαγνητικής ανισοτροπίας (induced magnetic anisotropy), χρησιμοποιούνται διάφορες μεταλλουργικές μέθοδοι, όπως οι εξής:

Ανόπτηση (annealing)

Κατά τη διαδικασία της **ανόπτησης (annealing)** ένα υλικό θερμαίνεται μέσα σε ειδικό κλίβανο για καθορισμένο χρονικό διάστημα. Έπειτα, το υλικό ψύχεται σταδιακά, για αρκετές ώρες, σε θερμοκρασία δωματίου. Οι θερμοκρασίες ανόπτησης κυμαίνονται από τους 400°C μέχρι και το 50% του σημείου τήξης του υλικού. Συνήθως, η ανόπτηση εφαρμόζεται σε υλικά που έχουν ήδη υποστεί κάποια ψυχρή

κατεργασία, προκειμένου να βελτιωθεί η ελαστικότητα τους και να εξαλειφθούν οι παραμένουσες εσωτερικές τάσεις που προκλήθηκαν λόγω αυτής. Οι επιπτώσεις της ανόπτησης στη μαγνητική ανισοτροπία του υλικού ποικίλουν, ενώ εξαρτώνται από διάφορους παράγοντες, όπως το ύψος της θερμοκρασίας ανόπτησης, η χρονική διάρκεια ανόπτησης και η σύσταση του υλικού.



Σχήμα 2.17: Ο βρόχος υστέρησης του 65 permalloy (65% Ni - 35% Fe): (α) για θερμοκρασία ανόπτησης 1000°C και γρήγορη ψύξη ως τη θερμοκρασία δωματίου, (β) ομοίως, για αργή ψύξη ή για θερμοκρασία ανόπτησης 425°C και έπειτα γρήγορη ψύξη, (γ) για θερμοκρασία ανόπτησης 1000°C και διαμήκες εξωτερικό μαγνητικό πεδίο, (δ) ομοίως, για κάθετο εξωτερικό πεδίο. (Πηγή: [5], p.338).

Για μέτριες έως σχετικά υψηλές θερμοκρασίες ανόπτησης (περίπου 30% του σημείου τήξης του υλικού), εξαλείφονται κατά μεγάλο ποσοστό τυχόν πλεγματικές ατέλειες και εξομαλύνεται η δομή του κρυστάλλου, με επακόλουθη μείωση της σκληρότητας του σιδηρομαγνητικού δείγματος. Σε πολύ υψηλές θερμοκρασίες, πραγματοποιείται ανακρυστάλλωση του δείγματος, η οποία χαρακτηρίζεται από τη δημιουργία νέων κρυσταλλικών περιοχών, γνωστών και ως κόκκων, εντός της υπάρχουσας κρυσταλλικής δομής. Αν η θερμοκρασία ανακρυστάλλωσης διατηρη-

θεί για εκτεταμένο χρονικό διάστημα, το μέγεθος των κόκκων αυξάνεται, γεγονός που οδηγεί σε επιπλέον μείωση της σκληρότητας του δείγματος. Στις περισσότερες σύγχρονες εφαρμογές, όπως στην περίπτωση του ηλεκτρικού χάλυβα (Fe-Si), στόχος είναι η δημιουργία λεπτοκρυσταλλικών δομών.

Όταν η ανόπτηση πραγματοποιείται παρουσία εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου, έχουμε την ειδική περίπτωση της *μαγνητικής ανόπτησης (magnetic annealing)*. Στο σχήμα 2.17, παρουσιάζεται ως παράδειγμα ο βρόχος υστέρησης του 65 permalloy (65% Ni - 35% Fe), για διάφορους συνδυασμούς ανόπτησης. Ο βρόχος του σχήματος 2.17 (α) προέκυψε έπειτα από ανόπτηση του υλικού στους 1000°C και επακόλουθη γρήγορη ψύξη του, απουσία εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Αντίθετα, ο βρόχος υστέρησης του σχήματος 2.17 (β) δημιουργείται είτε έπειτα από αργή ψύξη από τους 1000°C είτε για γρήγορη ψύξη από τους 425°C. Συνεπώς, η θερμοκρασία ανόπτησης και ο ρυθμός ψύξης επηρεάζουν τόσο τη μαγνητική διαπερατότητα όσο και το συνεκτικό πεδίο του υλικού. Όπως φαίνεται από τα σχήματα 2.17 (γ) και 2.17 (δ), η διεύθυνση του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου επηρεάζει σε μεγάλο βαθμό το σχήμα και το πλάτος του βρόχου υστέρησης.

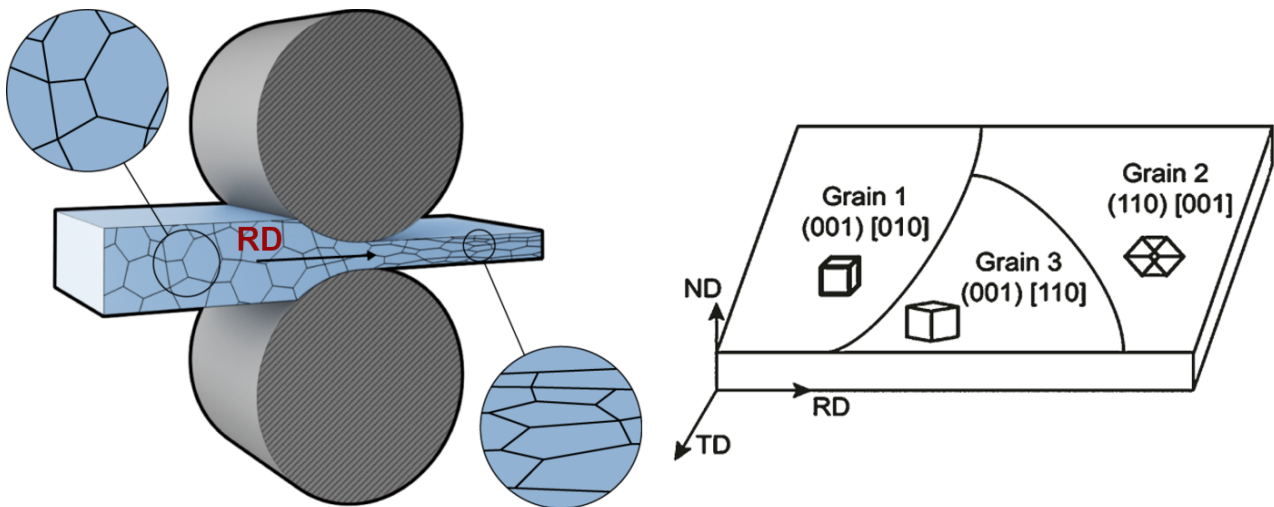
Στη γενική περίπτωση, μέσω της ανόπτησης μειώνεται η μηχανική ανθεκτικότητα ενός σιδηρομαγνήτη. Παράλληλα, το υλικό γίνεται πιο μαλακό μαγνητικά, σε βαθμό ο οποίος εξαρτάται από τις συνθήκες ανόπτησης και την αρχική κρυσταλλική δομή και σύσταση.

Εφαρμογή μηχανικών τάσεων (Stress annealing)

Αν ασκηθεί μηχανική τάση κατάλληλης διεύθυνσης και μέτρου σε ένα υλικό, η ανισοτροπία του θα μεταβληθεί, ανάλογα με το βαθμό καταπόνησης και τη θερμοκρασία του υλικού. Σε υψηλές θερμοκρασίες, η εφαρμογή σχετικά μικρών μηχανικών τάσεων αρκεί για την εκτεταμένη αλλαγή της ανισοτροπικής κατανομής του στερεού, ενώ η επακόλουθη ψύξη του σταθεροποιεί την προκύπτουσα ανισοτροπία. Σε θερμοκρασία δωματίου, απαιτείται η εφαρμογή υψηλών τάσεων για την επίτευξη των αντίστοιχων αποτελεσμάτων. Στην περίπτωση των μαγνητικών υλικών, η εφαρμογή μηχανικής τάσης σ επαναπροσανατολίζει τις διευθύνσεις των μαγνητικών περιοχών, λόγω της μαγνητοελαστικής αλληλεπίδρασης. Λόγω της σχέσης 2.29, αν το γινόμενο $\lambda_{s,cub} \sigma$ της σταθεράς ανισοτροπίας τάσης K_σ είναι θετικό και μεγάλο, τότε ο άξονας εύκολης μαγνήτισης μετατοπίζεται παράλληλα προς τον άξονα εφαρμογής της τάσης, ενώ αν είναι αρνητικό, ο εύκολος άξονας προσανατολίζεται κάθετα ως προς τη διεύθυνση της τάσης.

Η εφαρμογή μηχανικών τάσεων μπορεί να πραγματοποιηθεί είτε σε θερμοκρασίες δωματίου (ψυχρή κατεργασία) είτε σε υψηλές θερμοκρασίες (θερμή κατεργασία). Το μέτρο της μηχανική τάσης ποικίλει, ανάλογα με το αν είναι επιθυμητή η πλαστική παραμόρφωση του υλικού ή όχι. Σε μαλακά κράματα, απαιτείται η εφαρμογή

πολύ μικρών μηχανικών τάσεων για την αποφυγή πλαστικών παραμορφώσεων παρουσία υψηλών θερμοκρασιών, διότι έχουν ασθενείς μηχανικές ιδιότητες.

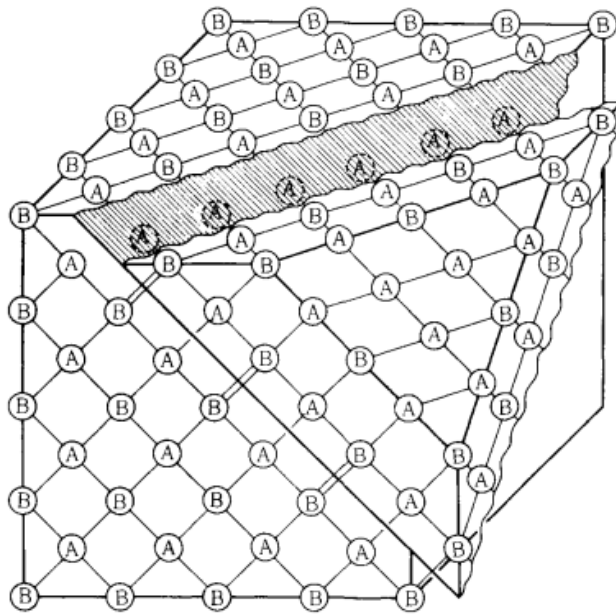


Σχήμα 2.18: Αριστερά: Σχηματική αναπαράσταση της ψυχρής διέλασης (cold rolling) σε σιδηρομαγνητικό δείγμα, στην οποία φαίνεται η διεύθυνση έλασης (Rolling Direction, RD). Το δείγμα περνά μέσα από το έλαστρο χωρίς να προθερμανθεί. Το πάχος μειώνεται χωρίς ανακρυστάλλωση των κόκκων, με αποτέλεσμα το υλικό να εμφανίζει ανισοτροπικές ιδιότητες. (Πηγή: <https://www.manufacturingguide.com/en/cold-rolling-sheets>). Δεξιά: Παράδειγμα εφαρμογής διέλασης σε σιδηρομαγνητικό δοκίμιο, στο οποίο φαίνονται τρεις πιθανοί προσανατολισμοί των κόκκων. (Πηγή: [11]).

Υπάρχουν διάφορες τεχνικές εφαρμογής μηχανικών τάσεων στα μαγνητικά υλικά. Για πλαστική παραμόρφωση, συνηθέστερη είναι η **διέλαση (rolling)**, η οποία εκτελείται είτε ως θερμή είτε ως ψυχρή κατεργασία. Για τη μαγνητική ανισοτροπία λόγω έλασης, ισχύει η σχέση 2.29, όπου θ η γωνία ανάμεσα στην τοπική μαγνήτιση M του υλικού και στη **διεύθυνση έλασης (Rolling Direction-RD)**. Για $K_\sigma > 0$, ο άξονας εύκολης μαγνήτισης ευθυγραμμίζεται με την RD, ενώ για $K_\sigma < 0$ είναι κάθετος στην RD. Εκτός από τη διεύθυνση έλασης (RD), ορίζονται επίσης η εγκάρσια (Transverse Direction-TD) και η κάθετη σε αυτήν διεύθυνση (Normal Direction-ND), όπως φαίνεται στο σχήμα 2.18 δεξιά. Στο ίδιο σχήμα, παρουσιάζονται σχηματικά τρεις πιθανοί προσανατολισμοί των κρυσταλλικών περιοχών (κόκκων) σε υλικό που έχει υποστεί διέλαση.

Ο προσανατολισμός των κόκκων μπορεί να προσδιοριστεί μέσω του συμβολισμού $(hkl)[hkl]$, όπου (hkl) τα κρυσταλλογραφικά επίπεδα που είναι παράλληλα στο επίπεδο διέλασης (Rolling Plane-RP) και $[hkl]$ η παράλληλη στην RD κρυσταλλογραφική διεύθυνση αντιστοίχως [11]. Σε κράματα 3% Si - 97% Fe, η επίτευξη υφής "Goss" $(110)[001]$ οδηγεί σε μείωση των απωλειών υστέρησης, αυξάνοντας την ενεργειακή αποδοτικότητα των ηλεκτροκινητήρων.

Η μαγνητική ανισοτροπία που οφείλεται σε πλαστική παραμόρφωση δεν σχετίζεται με τη σύζευξη μεταξύ της μαγνητοσυστολής και των εσωτερικών τάσεων. Κύριο αίτιό της είναι η ολίσθηση ορισμένων πλεγματικών επιπέδων ως προς τα υπόλοιπα, τα οποία αποκαλούνται *επίπεδα ολίσθησης (slip planes)*, κατά μήκος μιας ορισμένης διεύθυνσης, η οποία ονομάζεται *διεύθυνση ολίσθησης (slip direction)* [6]. Η ολίσθηση των πλεγματικών επιπέδων οφείλεται στον εξαναγκασμένο επαναπροσανατολισμό των κρυσταλλογραφικών διευθύνσεων λόγω έλασης, ενώ τμήματα του κρυστάλλου απομακρύνονται μεταξύ τους σε απόσταση περίπου ίση με την αντίστοιχη ενδοατομική, προκαλώντας στο υλικό πλεγματικές ατέλειες γραμμής (line lattice defects).



Σχήμα 2.19: Ανισοτροπία ολίσθησης σε υπερ-πλέγμα τύπου A_3B , όπου φαίνεται η δημιουργία ατομικών ζευγών τύπου BB και AA κατά μήκος της διεύθυνσης ολίσθησης (111) (γκρι περιοχή). (Πηγή: [6], p.311).

Όπως φαίνεται στο σχήμα 2.19, η ολίσθηση των πλεγματικών επιπέδων κατά μήκος της διεύθυνσης ολίσθησης έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία "πλεγματικών σκαλοπατιών", ενώ σε τέλεια συμμετρικούς κρυστάλλους, όπως το υπερ-πλέγμα τύπου A_3B , παρατηρείται η δημιουργία ατομικών ζευγών τύπου BB και AA κατά μήκος της διεύθυνσης ολίσθησης. Σχετικό παράδειγμα αποτελεί η περίπτωση του κράματος $FeNi_3$. Η κρυσταλλική διάταξη που δημιουργείται λόγω του παραπάνω μηχανισμού ονομάζεται *διάταξη λόγω ολίσθησης (slip-induced directional order)*.

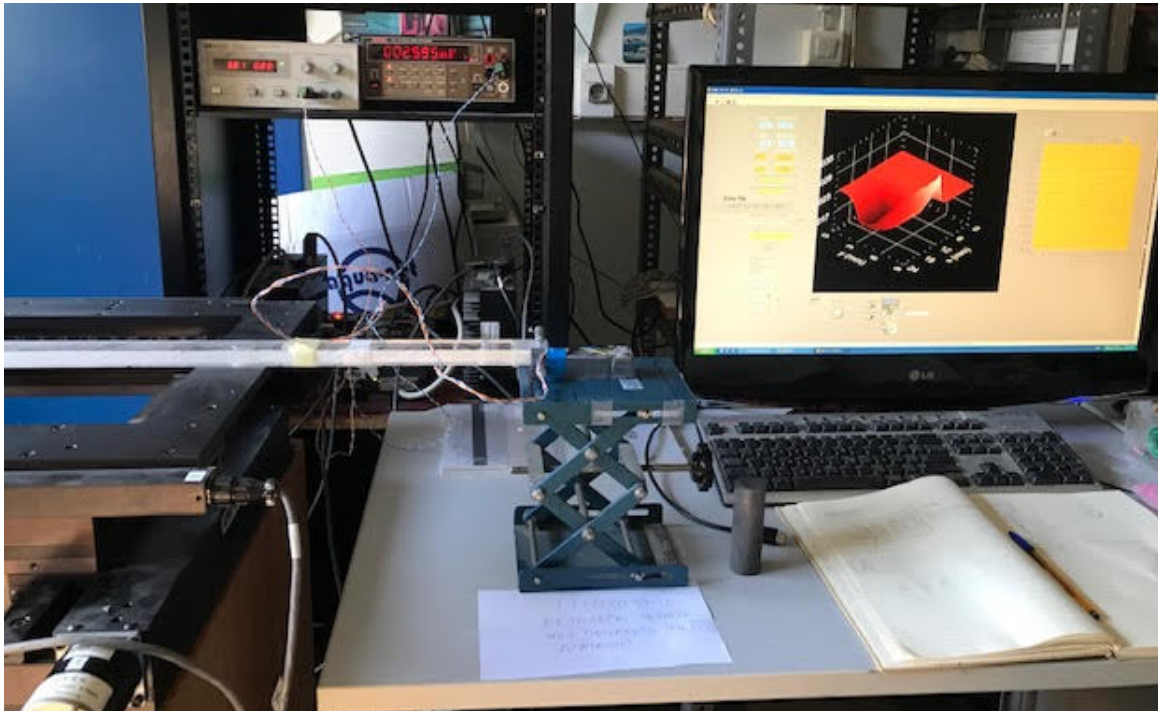
Κεφάλαιο 3

Πειραματικές τεχνικές - Πειραματική διαδικασία

Για τη διεξαγωγή των πειραματικών μετρήσεων, χρησιμοποιήθηκε η διάταξη που παρουσιάζεται στο σχήμα 3.1. Η πειραματική διάταξη αποτελείται από δύο πολύμετρα, εκ των οποίων το πρώτο λειτουργεί ως παροχή τροφοδοσίας για τον αισθητήρα, ενώ το δεύτερο αποτελεί την έξοδο του σήματος του αισθητήρα (σχήμα 3.2). Συγκεκριμένα, ως τροφοδοτικό τάσης χρησιμοποιήθηκε το πολύμετρο E3610A της HEWLETT PACKARD. Αντιστοίχως, η έξοδος του αισθητήρα ήταν συνδεδεμένη με το πολύμετρο 199 SYSTEM DMM/SCANNER της KEITHLEY. Κατά τη διεξαγωγή των μετρήσεων, η κίνηση του αισθητήρα πραγματοποιήθηκε με τη βοήθεια ηλεκτροκίνητου πλαισίου 2 αξόνων, στο οποίο ο αισθητήρας προσαρμόστηκε μέσω βραχίονα.

Το πλαίσιο 2 αξόνων X-Y-stage (σχήμα 3.3, αριστερά), το οποίο είναι κατασκευασμένο από την Parker (Position Systems, Daedal Division), επέτρεψε την κίνηση του αισθητήρα κατά μήκος των αξόνων x και y με ελεγχόμενο βήμα, με ακρίβεια (1 μm). Η τροφοδοσία του πλαισίου πραγματοποιήθηκε μέσω γεννητριάς (σχήμα 3.3, δεξιά).

Η κίνηση του πλαισίου ήταν ηλεκτρονικά ελεγχόμενη μέσω της επιφάνειας εργασίας του πακέτου λογισμικού **Labview** της National Instruments, η οποία φαίνεται στο σχήμα 3.4. Σε αυτήν, ρυθμίζεται το βήμα της κίνησης του πλαισίου κατά μήκος των αξόνων x και y σε mm, καθώς και το σημείο εκκίνησης. Παράλληλα, το λογισμικό Labview παρέχει τη δυνατότητα εμφάνισης των καταγεγραμμένων μετρήσεων στην επιφάνεια εργασίας σε πραγματικό χρόνο, υπό τη μορφή τρισδιάστατου γράφηματος. Για τον έλεγχο του πλαισίου 2 αξόνων και τη λήψη των δεδομένων του αισθητήρα μέσω του Labview, χρησιμοποιήθηκε κατάλληλος αλγόριθμος. Το αντίστοιχο αρχείο output του Labview έχει μορφή τύπου .txt και αποτελείται από τρεις στήλες. Στην πρώτη και στη δεύτερη στήλη, εμφανίζεται η θέση του αισθητήρα κατά μήκος των αξόνων x και y αντιστοίχως, ενώ στην τρίτη στήλη δίνεται το



Σχήμα 3.1: Η εργαστηριακή διάταξη που χρησιμοποιήθηκε για το πείραμα, όπου φαίνεται ο αισθητήρας, το πλαίσιο 2 αξόνων στο οποίο συνδέθηκε ο αισθητήρας για τη μετακίνησή του, τα πολύμετρα, καθώς και το υπολογιστικό σύστημα, το οποίο κατέγραφε τις μετρήσεις του αισθητήρα μέσω του λογισμικού Labview.



Σχήμα 3.2: Τα πολύμετρα που χρησιμοποιήθηκαν για την τροφοδοσία (αριστερά) και την έξοδο (δεξιά) του αισθητήρα.

σήμα που ανιχνεύτηκε από τον αισθητήρα στη θέση αυτή, σε μονάδες Volt.

Για την καταγραφή του μαγνητικού πεδίου των δοκιμίων, χρησιμοποιήθηκαν κατάλληλοι αισθητήρες. Ο προσδιορισμός των μαγνητικών ιδιοτήτων ενός υλικού επιτυγχάνεται με χρήση διαφόρων τεχνικών μη καταστροφικού ελέγχου, μέσω των οποίων καταμετράται η μαγνήτιση, η μαγνητική επαγωγή, η μαγνητική ανισοτροπία και άλλα χαρακτηριστικά μεγέθη του υλικού. Οι τεχνικές αυτές διαχωρίζονται σε δύο κύριες κατηγορίες: στην άμεση μέτρηση και στην έμμεση μέτρηση της μαγνήτισης του υλικού, μέσω της μέτρησης άλλων μεγεθών που συνδέονται με αυτήν. Η παρατήρηση του μαγνητικού πεδίου που παράγει ένα υλικό (μαγνητική επαγωγή B) αποτελεί έναν έμμεσο τρόπο μελέτης της μαγνήτισής του, καθώς και άλλων σχετικών μαγνητικών χαρακτηριστικών.



Σχήμα 3.3: Η πλαίσιο 2 αξόνων X-Y-stage της Parker (αριστερά), το οποίο επέτρεψε την ελεγχόμενη κίνηση του αισθητήρα κατά τη λήψη των μετρήσεων, και η γεννήτρια τροφοδοσίας του (δεξιά).

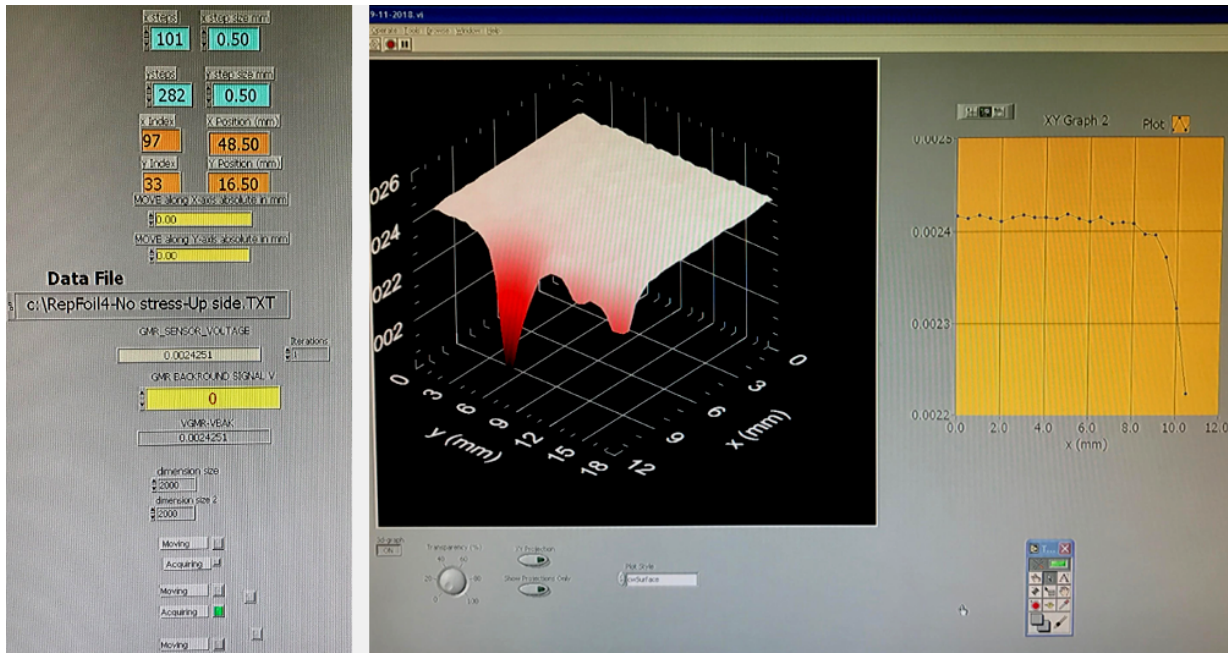
Σε μετρήσεις μαγνητικού πεδίου, χρησιμοποιούνται διάφορες τεχνικές, όπως:

1. η εφαρμογή του φαινομένου *Hall*
2. η εφαρμογή του φαινομένου της γιγαντιαίας μαγνητοαντίστασης (*Giant Magnetoresistance Effect, GMR*)
3. η χρήση μαγνητομέτρων με περιστρεφόμενο πηνίο (*Rotating Coil Gaussmeter*)
4. η χρήση μαγνητομέτρων *SQUID* (*Superconducting Quantum Interference Device*)

Στην πειραματική διαδικασία της παρούσας διπλωματικής, χρησιμοποιήθηκε αισθητήρας Hall για τη μέτρηση της κάθετης συνιστώσας B_z του μαγνητικού πεδίου των μελετούμενων δοκιμίων. Ακολούθως, χρησιμοποιήθηκε αισθητήρας GMR για τη μέτρηση των αντίστοιχων παράλληλων συνιστωσών B_x και B_y του μαγνητικού πεδίου των δοκιμίων. Οι δύο αισθητήρες βασίζονται σε διαφορετικές αρχές λειτουργίας, οι οποίες θα αναφερθούν στη συνέχεια. Παράλληλα, τα σήματα εξόδου τους παρέχουν διαφορετικές πληροφορίες για το μέτρο και την κατεύθυνση του μαγνητικού πεδίου των δειγμάτων.

3.1 Αισθητήρες φαινομένου Hall (Hall sensors)

Οι **αισθητήρες τύπου Hall (Hall probes)** λειτουργούν με βάση το αντίστοιχο φαινόμενο Hall, ενώ κατασκευάζονται κυρίως από ημιαγωγικά υλικά [12]. Σύμφωνα με



Σχήμα 3.4: Αριστερά: Οι ρυθμίσεις και οι ενδείξεις κίνησης του αισθητήρα κατά μήκος των αξόνων x και y , όπως εμφανίζονται στην επιφάνεια εργασίας του λογισμικού Labview (National Instruments). Δεξιά: Οπτικοποίηση των μετρήσεων σε πραγματικό χρόνο μέσω γραφήματος, όπως εμφανίζεται στην επιφάνεια εργασίας του Labview.

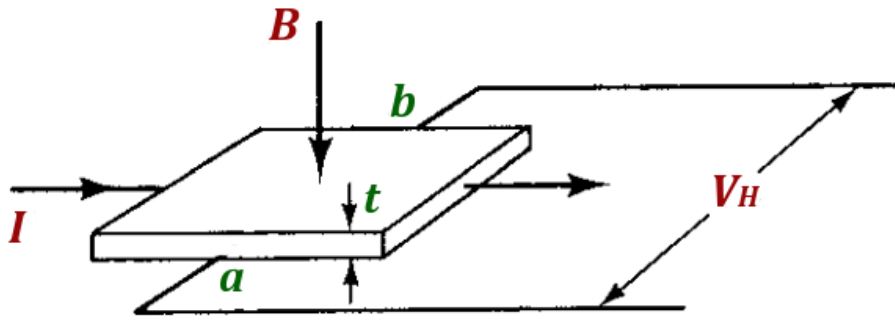
το φαινόμενο Hall, αν ένα μαγνητικό πεδίο B εφαρμοστεί κάθετα σε ένα μεταλλικό αγωγό πάχους t , ο οποίος διαρρέεται από ρεύμα έντασης I και διεύθυνσης κάθετης στο πεδίο, τότε εμφανίζεται ηλεκτρεγερτική τάση V_H ανάμεσα στα άκρα a και b του αγωγού, όπως φαίνεται στο σχήμα 3.5. Η τάση αυτή ονομάζεται *τάση Hall* και δίνεται από τη σχέση:

$$V_H = R_H \frac{IB}{t} \quad \text{Volt (SI)} \quad (3.1)$$

όπου $B = B_z$ η συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου που είναι κάθετη στο ρευματοφόρο αγωγό και R_H η αντίσταση Hall, η οποία εξαρτάται από το υλικό του αγωγού και είναι σταθερή για δεδομένο υλικό. Από τη σχέση 3.2, παρατηρούμε πως οι τιμές R_H , I και t είναι γνωστές για δεδομένο αισθητήρα, άρα μετρώντας την τάση Hall V_H στα άκρα του αισθητήρα, υπολογίζεται εύκολα η κάθετη συνιστώσα του μαγνητικού πεδίου B .

Επομένως, ένας αισθητήρας Hall υπολογίζει τη συνιστώσα του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου που είναι κάθετη στην επιφάνειά του.

Το φαινόμενο Hall παρατηρείται τόσο σε μέταλλα όσο και σε ημιαγωγούς, με τη διαφορά ότι στους ημιαγωγούς εμφανίζει μεγαλύτερη ένταση. Συνεπώς, για την κατασκευή αισθητήρων Hall προτιμώνται ημιαγωγικά υλικά, όπως το Ge, το InSb και το InAs. Ένας τυπικός αισθητήρας Hall έχει συνήθως μικρές διαστάσεις, της τά-



Σχήμα 3.5: Σχηματική αναπαράσταση του φαινομένου Hall, για μεταλλικό δείγμα πάχους t , το οποίο διαρρέεται από ρεύμα I . (Πηγή: [5], p.38).

ξεως του 1 mm^2 , ενώ συνδέεται μέσω κυκλώματος με μονάδα ελέγχου, η οποία περιλαμβάνει τροφοδοτικό ρεύματος για την είσοδο του αισθητήρα και ενισχυτή σήματος για την έξοδό του. Στην πράξη, η σχέση ανάμεσα στην τάση Hall και στο μαγνητικό πεδίο δεν είναι πλήρως γραμμική, ενώ γίνεται μη-γραμμική για πολύ υψηλά πεδία. Επομένως, για την ορθή λειτουργία ενός αισθητήρα Hall απαιτείται η βαθμονόμησή του με βάση γνωστά μαγνητικά πεδία, προκειμένου να μειωθεί η αβεβαιότητα των μετρήσεων.

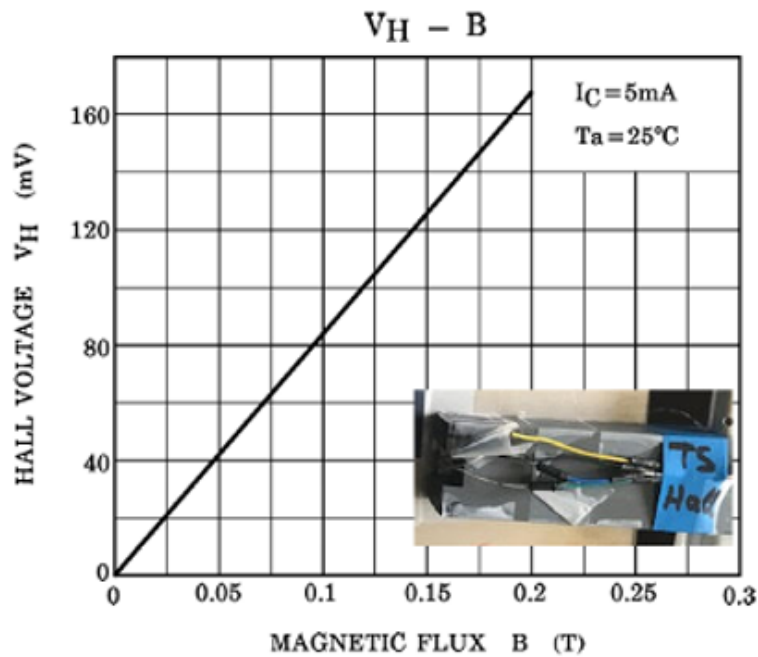
Στις πειραματικές μετρήσεις, χρησιμοποιήθηκε ο αισθητήρας Hall THS-118 της TOSHIBA, κατασκευασμένος από ιόντα GaAs. Στο σχήμα 3.6, φαίνεται η απόκριση του αισθητήρα σαν συνάρτηση του εξωτερικού πεδίου, για δεδομένη θερμοκρασία και ρεύμα εισόδου. Το μαγνητικό πεδίο B_z που εμφανίζεται στην έξοδο του αισθητήρα είναι σε μονάδες Volt. Κατά την επεξεργασία των πειραματικών αποτελεσμάτων, οι μονάδες του μαγνητικού πεδίου μετατράπηκαν σε Gauss, ενώ αφαιρέθηκε το μαγνητικό πεδίο του υποβάθρου.

Για σήμα εξόδου του συγκεκριμένου αισθητήρα Hall ισχύει: $1 \text{ V} = 6.5 \frac{\text{Gauss}}{\text{mV}}$
Άρα, η μετατροπή των μονάδων έγινε σύμφωνα με τη σχέση:

$$B_z = (B_{z,volt} - B_{z,back}) \times 6.5 \times 10^3 \text{ Gauss} \quad (3.2)$$

όπου $B_{z,back}$ το μαγνητικό πεδίο του υποβάθρου, $B_{z,volt}$ η έξοδος του αισθητήρα σε Volt και B_z το μαγνητικό πεδίο σε Gauss.

Εκτός από το μέτρο, η απόκριση του αισθητήρα Hall δείχνει και την κατεύθυνση της συνιστώσας B_z του μαγνητικού πεδίου. Οι θετικές τιμές δείχνουν φορά του μαγνητικού πεδίου προς τα πάνω, ως προς την επιφάνεια των δοκιμίων, ενώ οι αρνητικές τιμές αντιστοιχούν σε φορά του πεδίου προς τα κάτω.

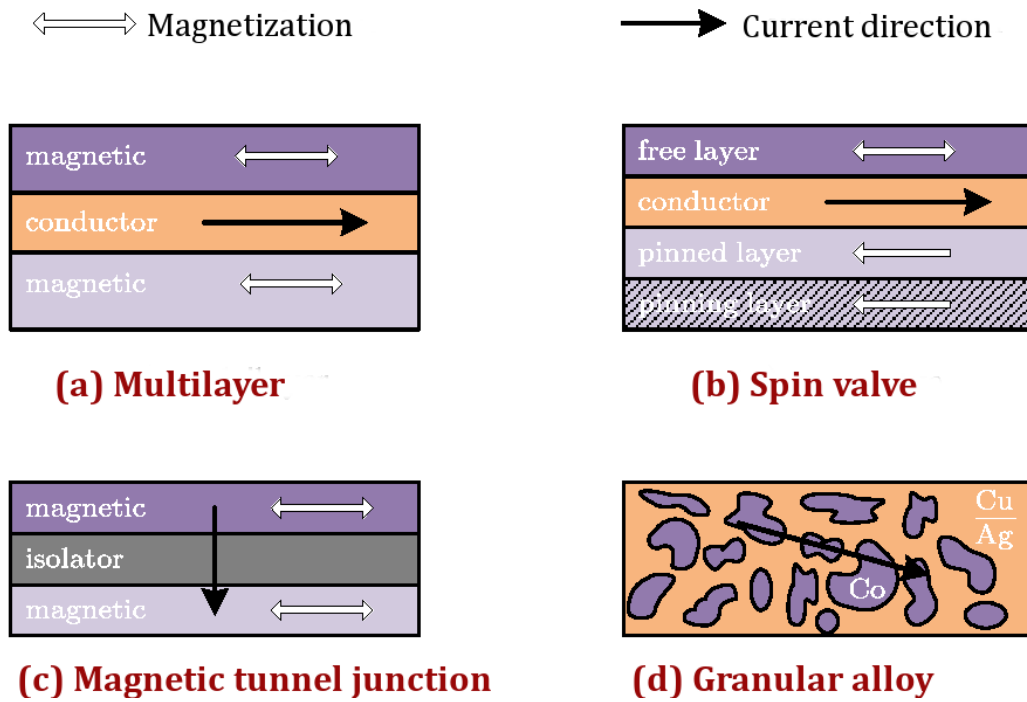


Σχήμα 3.6: Ο αισθητήρας Hall THS-118 που χρησιμοποιήθηκε στις πειραματικές μετρήσεις και το σήμα εξόδου του (μονάδες Volt), συναρτήσει του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου (μονάδες Tesla), για δεδομένη θερμοκρασία και ρεύμα εισόδου. (Πηγή: Hall Sensor GaAs Ion implanted Planar THS-118 Datasheet).

3.2 Αισθητήρες γιγαντιαίας μαγνητοαντίστασης (GMR, Giant Magnetoresistance sensors)

Η λειτουργία των **αισθητήρων GMR (GMR probes)** στηρίζεται στο φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοαντίστασης (Giant Magnetoresistance Effect, GMR). Γενικά, το φαινόμενο της μαγνητοαντίστασης αναφέρεται στο γεγονός ότι η ηλεκτρική αντίσταση ενός αγώγιμου υλικού μεταβάλλεται παρουσία εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, όταν το υλικό διαρρέεται από ρεύμα, με ρυθμό ανάλογο προς το πεδίο αυτό. Η ένταση του φαινομένου είναι συνήθως αμελητέα σε κοινά αγώγιμα υλικά. Το αντίστοιχο φαινόμενο της γιγαντιαίας μαγνητοαντίστασης παρατηρείται σε δείγματα κατασκευασμένα από εναλλασσόμενες στρώσεις σιδηρομαγνητικών και μη σιδηρομαγνητικών υλικών, ενώ συνοδεύεται από σημαντική αύξηση της συνολικής ηλεκτρικής αντίστασης των δειγμάτων παρουσία εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Η παρατηρούμενη μεταβολή της ηλεκτρικής αντίστασης είναι σχετικά μικρή όταν οι διευθύνσεις μαγνήτισης M των σιδηρομαγνητικών στρώσεων είναι παράλληλες μεταξύ τους, ενώ είναι αρκετά υψηλή για αντιπαράλληλες διευθύνσεις μαγνήτισης. Για την κατασκευή των στρωμάτων, χρησιμοποιούνται διάφορα σιδηρομαγνητικά και μη σιδηρομαγνητικά υλικά, όπως τα Fe, Co, Mn, Cr, Au, Cu, καθώς και τα αντίστοιχα κράματά τους.

Το φαινόμενο GMR έχει κβαντομηχανική προέλευση και οφείλεται στο γεγονός ότι η σκέδαση των ηλεκτρονίων ενός υλικού εξαρτάται άμεσα από τον αντίστοιχο

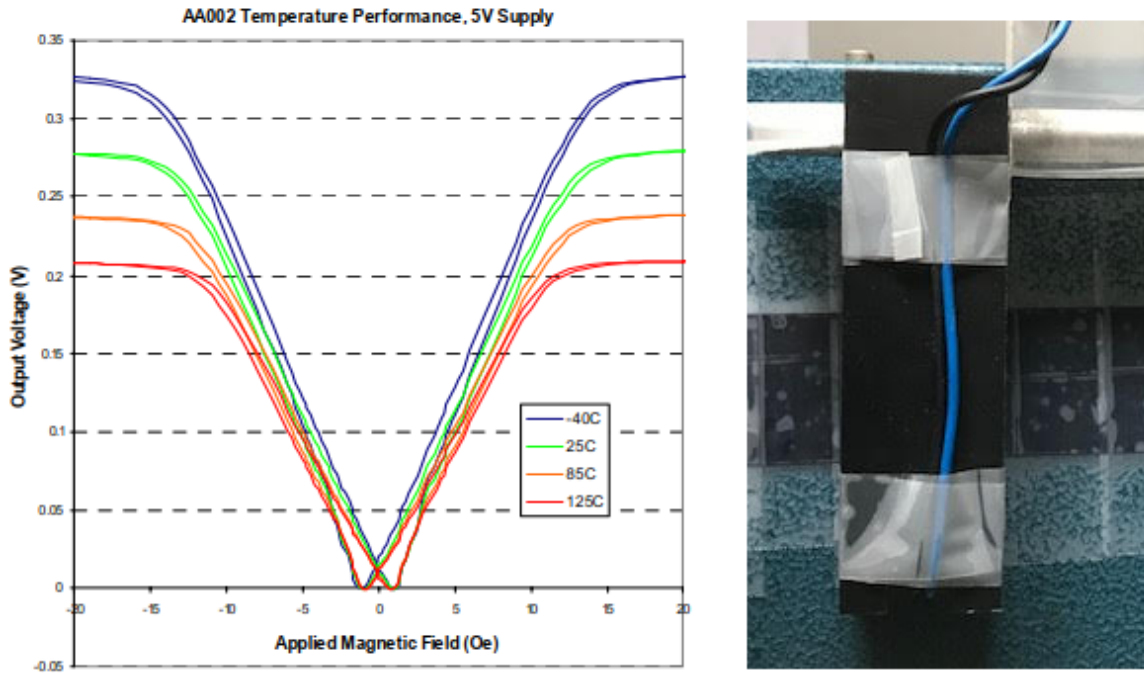


Σχήμα 3.7: Οι βασικοί τύποι αισθητήρων GMR, ανάλογα με τον τρόπο κατασκευής τους. Τα μαύρα βέλη δείχνουν τη διεύθυνση του ηλεκτρικού ρεύματος και τα λευκά βέλη την αντίστοιχη διεύθυνση της μαγνήτισης. (Πηγή: Sensors 2009, 9, 7919-7942; doi:10.3390/s91007919).

προσανατολισμό των spin. Σύμφωνα με τη θεωρία των ζωνών, η πυκνότητα των ηλεκτρονικών καταστάσεων της στάθμης Fermi είναι διαφορετική για παράλληλα και αντιπαράλληλα spin, με αποτέλεσμα η μέση ελεύθερη διαδρομή των ηλεκτρονίων λ να μεταβάλλεται ανάλογα. Η μετακίνηση των ηλεκτρονίων εξαρτάται από τη μέση ελεύθερη διαδρομή λ , ενώ καθορίζει την ηλεκτρονική αγωγιμότητα σ , και την αντίστοιχη ηλεκτρική αντίσταση ρ του υλικού. Σύμφωνα με τα παραπάνω, ο προσανατολισμός των ηλεκτρονικών spin μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τον έλεγχο της κινητικότητας των φορέων αγωγιμότητας, η οποία εκφράζεται μακροσκοπικά από την ηλεκτρική αντίσταση ενός υλικού.

Συνεπώς, οι παρατηρούμενες αλλαγές στην ηλεκτρική αντίσταση ενός αισθητήρα GMR οφείλονται στην αντίστοιχη μεταβολή του προσανατολισμού των ηλεκτρονικών spin, οι οποίες προκαλούνται από το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο. Η μεταβολή της αντίστασης του αισθητήρα είναι ανάλογη με την ένταση του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Γενικά, οι αισθητήρες GMR μετρούν τη συνιστώσα του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου που είναι παράλληλη στην επιφάνειά τους.

Στο σχήμα 3.7 φαίνονται οι κυριότεροι τύποι αισθητήρων GMR: Ο (α) αισθητήρας GMR αποτελείται από πολλαπλές εναλλασσόμενες στρώσεις σιδηρομαγνητικών υλικών και ηλεκτρικά αγωγίμων υλικών (multilayer). Στον (c) αισθητήρα, ο οποίος ονομάζεται *επαφή μαγνητικής σήραγγας* (*magnetic tunnel junction*), χρησιμοποιούνται μονωτές αντί αγωγών για τα ενδιάμεσα στρώματα. Άλλοι συνδυασμοί



Σχήμα 3.8: Ο αισθητήρας GMR AA002-02e που χρησιμοποιήθηκε για τις ανάγκες του πειράματος (δεξιά) και το σήμα εξόδου του αισθητήρα (μονάδες Volt) συναρτήσεως του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου (μονάδες Oe), για διάφορες θερμοκρασίες (αριστερά). (Πηγή: NVE corporation, GMR Sensor Catalog).

στρωμάτων περιλαμβάνουν τις αντλίες *spin* (σχήμα 3.7 (b)) και τα κράματα που κατασκευάζονται από έκχυση σιδηρομαγνητικών κόκκων τυχαίου σχήματος σε μη μαγνητικά δείγματα (σχήμα 3.7 (d)).

Ο αισθητήρας GMR AA002-02e που χρησιμοποιήθηκε στις πειραματικές μετρήσεις ανήκει στην κατηγορία 3.7 (α). Στο σχήμα 3.8, φαίνεται η απόκριση του αισθητήρα GMR AA002-02e (μονάδες Volt), συναρτήσεως του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου (μονάδες Oe), για διάφορες θερμοκρασίες.

Όπως φαίνεται στο σχήμα 3.8, το σήμα εξόδου του συγκεκριμένου αισθητήρα GMR δίνει την απόλυτη τιμή του μετρούμενου μαγνητικού πεδίου. Επομένως, παρέχει πληροφορία σχετικά με τη διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου, η οποία είναι παράλληλη ως προς το επίπεδο του αισθητήρα, αλλά δε δείχνει την αντίστοιχη φορά του πεδίου. Η μετατροπή των μονάδων από Volt σε Oe έγινε σύμφωνα με τη σχέση:

$$B_{\parallel} = \frac{|B_{\parallel,volt} - B_{\parallel,back}|}{S_{(GMR)} \times V_{sup}} = \frac{|B_{\parallel,volt} - B_{\parallel,back}|}{0.0036 \times V_{sup}} \text{ Oe} \quad (3.3)$$

όπου $B_{\parallel,back}$ το μαγνητικό πεδίο του υποβάθρου, $B_{\parallel,volt}$ η έξοδος του αισθητήρα σε Volt, V_{sup} η τροφοδοσία του αισθητήρα σε Volt, $S_{(GMR)}$ η ευαισθησία του αισθητήρα GMR και $B_{\parallel} = B_x$ ή B_y το μαγνητικό πεδίο σε Oe.

Στα γραφήματα μαγνητικού πεδίου που ακολουθούν στην ενότητα 4.3, παρουσιάζεται το μαγνητικό πεδίο των ελασμάτων σαν συνάρτηση των θέσεων x και y . Κάθε γράφημα αποτελείται από μια γραφική παράσταση 3 μεταβλητών x, y, z (contour plot), στην οποία ο άξονας z αναπαριστά μία από τις επιμέρους συνιστώσες του μαγνητικού πεδίου (B_x , B_y ή B_z). Οι χρωματικές διαβαθμίσεις του contour plot αντιστοιχούν σε τιμές του μαγνητικού πεδίου, σύμφωνα με την αντίστοιχη κλίμακα χρωμάτων που εμφανίζεται σε κάθε γράφημα. Η γραφική παράσταση που βρίσκεται πάνω από το contour plot εμφανίζει το μαγνητικό πεδίο συναρτήσει του x , για σταθερή τιμή του y . Ομοίως, η γραφική παράσταση στη δεξιά πλευρά εμφανίζει το μαγνητικό πεδίο σαν συνάρτηση του y , για ορισμένη τιμή του x . Και στις δύο περιπτώσεις, κάθε καμπύλη, καθώς και η σταθερή τιμή του x ή y στην οποία αντιστοιχεί, έχει συγκεκριμένο χρώμα. Σαν παράδειγμα, θα χρησιμοποιηθεί το γράφημα του σχήματος 4.21. Σε αυτό, η καμπύλη χρώματος μπλε εκφράζει το μαγνητικό πεδίο συναρτήσει του x , για $y = 69.98$ mm. Ομοίως, η καμπύλη με κόκκινο χρώμα εκφράζει το μαγνητικό πεδίο συναρτήσει του y , για $x = 36.15$ mm. Σε όλα τα γραφήματα, οι άξονες x και y εμφανίζονται σε μονάδες mm. Αντιστοίχως, το μαγνητικό πεδίο εμφανίζεται σε μονάδες Gauss ή Oe, οι οποίες είναι προσεγγιστικά ίσες στον ατμοσφαιρικό αέρα για το σύστημα cgs.

