



ΑΡΙΣΤΟΤΕΛΕΙΟ ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΘΕΣΣΑΛΟΝΙΚΗΣ
ΠΟΛΥΤΕΧΝΙΚΗ ΣΧΟΛΗ
ΤΜΗΜΑ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ & ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ

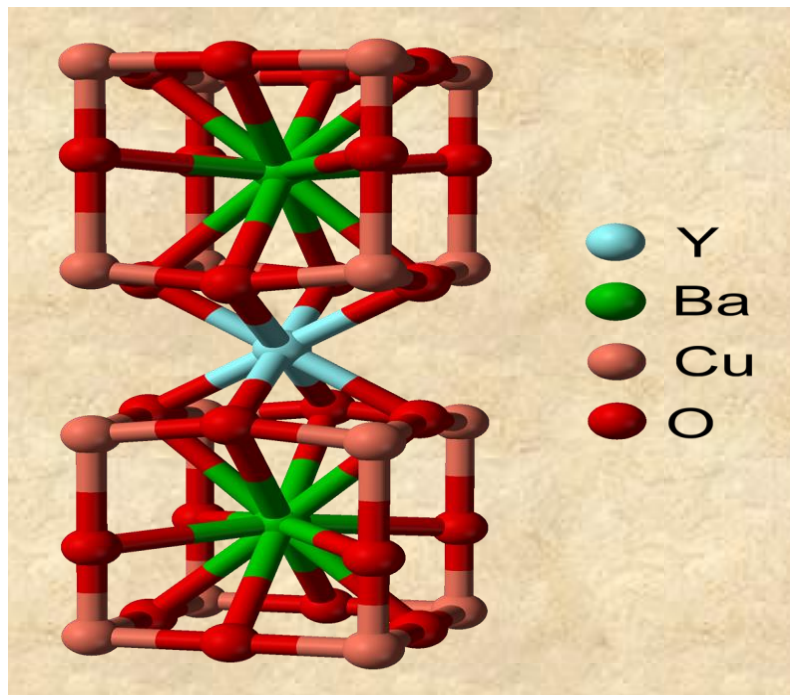
ΤΟΜΕΑΣ ΗΛΕΚΤΡΙΚΗΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ
ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΟ ΗΛΕΚΤΡΟΤΕΧΝΙΚΩΝ ΥΛΙΚΩΝ

Μετρήσεις DC και AC Επιδεκτικότητας σε Κεραμικό Υπεραγωγό YBaCuO

Διπλωματική Εργασία

του

Γεωργιάδη Αλέξανδρου



Επιβλέπων: Λιτσαρδάκης Γεώργιος
Καθηγητής Α.Π.Θ.

Θεσσαλονίκη, Νοέμβριος 2016

Ευχαριστίες

Θα ήθελα να ευχαριστήσω όλους τους ανθρώπους που με στήριξαν στην δημιουργία της παρούσας διπλωματικής εργασίας. Αρχικά, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον Καθηγητή κ.Λιτσαρδάκη Γεώργιο που με εμπιστεύτηκε για την εκπόνηση της παρούσας διπλωματικής εργασίας και αφιέρωσε αρκετό από τον χρόνο του προκειμένου να ολοκληρωθεί η παρούσα εργασία. Επίσης θα ήθελα να ευχαριστήσω τους γονείς μου, Γεώργιο και Βασιλική, καθώς και τα αδέρφια μου Σωτήριο, Δημήτριο και Θεόδωρο που βρίσκονταν πάντα δίπλα μου όλα αυτά τα χρόνια των σπουδών μου. Τέλος, ένα μεγάλο ευχαριστώ σε όλους τους αγαπημένους φίλους μου που ήταν και σε αυτό το έργο δίπλα μου.

Περιεχόμενα

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1 - Εισαγωγή	1
1.1 Αντικείμενο της Διπλωματικής Εργασίας	1
1.2 Δομή της Εργασίας.....	2
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2 - Βασικά Στοιχεία Μαγνητισμού στα Υλικά	5
2.1 Ο Μαγνητισμός στα Υλικά [1]	5
2.1.1 Μαγνητικά Δίπολα [2].....	6
2.1.2 Μαγνητικό Πεδίο και Μαγνητική Επαγωγή [1],[4]	7
2.1.3 Μαγνήτιση [3],[5]	8
2.1.4 Προέλευση των Μαγνητικών Ροπών [1]	9
2.2 Ταξινόμηση Μαγνητικών Υλικών [1],[2],[5].....	10
2.3 Επίδραση της Θερμοκρασίας στην Μαγνητική Συμπεριφορά [1].....	12
2.4 Βρόχος Υστέρησης [5]	13
2.4.1 Μαγνήτιση κόρου [5]	13
2.4.2 Παραμένουσα Μαγνήτιση [5]	14
2.4.3 Συνεκτικό Πεδίο [5]	14
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3 - Υπεραγωγιμότητα	16
3.1 Ιστορική Αναδρομή [1].....	16
3.2 Όρια της Υπεραγώγιμης Κατάστασης [1].....	18
3.3 Το Βάθος Διείσδυσης [1].....	21
3.4 Μήκος Συνάφειας και Ενεργειακό Χάσμα [1].....	23
3.5 Οι Εξισώσεις London [1].....	24
3.6 Η Θεωρία B.C.S [1]	25
3.7 Η Θεωρία GL (Ginzburg – Landau)	31
3.8 Κβάντωση της Μαγνητικής Ροής [1]	34
3.9 Υπεραγωγοί Τύπου II [1]	34
3.10 Υπεραγωγοί Υψηλών Κρίσιμων Θερμοκρασιών (high T_c) [1]	43
3.11 Δομή και Ταξινόμηση Υπεραγώγιμων Κεραμικών - Δομή YBCO [7].....	44
3.12 Εφαρμογές των Υπεραγωγών	48
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4 - Μαγνητική Επιδεκτικότητα	53
4.1 Εισαγωγή	53

4.2 DC Επιδεκτικότητα [11]	54
4.3 AC Επιδεκτικότητα.....	54
4.4 DC Μαγνητομέτρο – AC Μαγνητομέτρο.....	56
4.5.1 Μέτρηση AC Επιδεκτικότητας – Θεωρητική Ανάλυση 1 [10]	57
4.5.2 Θεωρητική Ανάλυση 2 [11]	64
4.6 AC Επιδεκτικότητα σε Υπεραγωγό Υψηλής Θερμοκρασίας (YBaCuO) [12]	66
4.7 Διαφορές Μαγνητικών Μετρήσεων - Μετρήσεων Ειδικής Αντίστασης [11] ..	78
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5 - Διατάξεις Μετρήσεων.....	80
5.1 Η Διάταξη Μετρήσεων P.P.M.S. Evercool II [13]	80
5.1.1 Αρχή Λειτουργίας του Συστήματος [13].....	80
5.1.2 Κατασκευή του Συστήματος Μέτρησης [13].....	80
5.1.3 Καθετήρας Μέτρησης(probe) του PPMS [13]	84
5.2 Το Σύστημα Ελέγχου Θερμοκρασίας και Πίεσης του PPMS [15]	87
5.3 Το Σύστημα Μέτρησης ACMS [14].....	93
5.3.1 Αρχή Λειτουργίας	93
5.3.2 Εσωτερικά του ACMS	93
5.3.3 Θερμόμετρο του ACMS	95
5.3.4 Δομικά Μέρη του ACMS.....	96
5.3.5 Διαδικασία Εισαγωγής του ACMS.....	98
5.3.6 Διαδικασία Εισαγωγής του δείγματος	99
5.3.7 Διαδικασία Μέτρησης AC Επιδεκτικότητας.....	102
5.3.8 Διαδικασία Κεντραρίσματος του Δείγματος	103
5.4 Περιγραφή Διάταξης Μέτρησης PPMS + VersaLab	105
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6 - Παρουσίαση Αποτελεσμάτων Μετρήσεων.....	111
6.1 Εισαγωγή.....	111
6.2 Μετρήσεις DC Επιδεκτικότητας (VersaLab)	112
6.2.1 Καμπύλες FC και ZFC	113
6.3 Βρόχος M-H στους 60 K (VersaLab).....	120
6.4 Μετρήσεις DC Επιδεκτικότητας (PPMS + VersaLab).....	124
6.5 Μετρήσεις AC Επιδεκτικότητας (PPMS + VersaLab).....	125
6.5.1 Μέτρηση με Μηδενικό DC Πεδίο.....	126
6.6.2 Μέτρηση με DC Πεδίο	129
ΒΙΒΛΙΟΓΡΑΦΙΑ	134

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1 - Εισαγωγή

1.1 Αντικείμενο της Διπλωματικής Εργασίας

Η υπεραγωγιμότητα θεωρείται ως μία από τις σημαντικότερες επιστημονικές ανακαλύψεις του 20ου αιώνα. Υπεραγωγοί ονομάζονται τα υλικά που έχουν την ιδιότητα να εμφανίζουν μηδενική ηλεκτρική αντίσταση όταν ψυχθούν σε μια αρκετά χαμηλή θερμοκρασία, κάτω από μια οριακή τιμή που ονομάζεται κρίσιμη θερμοκρασία. Η ιδιότητα των υπεραγωγών να άγουν ηλεκτρικό ρεύμα χωρίς αντίσταση τους καθιστά ιδανικούς για χρήση σε ένα πολύ μεγάλο φάσμα τεχνολογικών εφαρμογών, όπου απαιτείται η παραγωγή πολύ ισχυρών μαγνητικών πεδίων με τις λιγότερες δυνατές απώλειες ενέργειας.

Από την ανακάλυψη της υπεραγωγιμότητας το 1911 και μετά, έχει πραγματοποιηθεί εκτενής έρευνα στο φαινόμενο αυτό, συνοδευόμενη από τη συνεχή ανακάλυψη καινούριων υλικών που εμφανίζουν υπεραγωγιμότητα σε όλο και μεγαλύτερες θερμοκρασίες. Αποκορύφωμα αποτελεί η ανακάλυψη της υπεραγωγιμότητας υψηλής θερμοκρασίας (High Temperature Superconductivity – HTS) το 1986, δηλαδή της ιδιότητας ορισμένων πολύπλοκων χημικών ενώσεων να γίνονται υπεραγωγιμες σε ασυνήθιστα υψηλές θερμοκρασίες, πάνω από τη θερμοκρασία βρασμού του υγρού αζώτου (77 K). Οι υπεραγωγοί υψηλής θερμοκρασίας παρουσιάζουν τεράστιο θεωρητικό και τεχνολογικό ενδιαφέρον και αποτελούν έναν τομέα όπου πραγματοποιείται συνεχής έρευνα, καθώς ο μηχανισμός της υπεραγωγιμότητας στα υλικά αυτά δεν έχει εξηγηθεί πλήρως μέχρι σήμερα.

Η υπεραγωγιμότητα εμφανίζεται άμεσα συνδεδεμένη με ασυνήθιστα, για άλλα υλικά, μαγνητικά φαινόμενα, όπως το φαινόμενο Meissner. Για το λόγο αυτό οι μαγνητικές μετρήσεις, και ιδιαίτερα οι μετρήσεις μαγνητικής επιδεκτικότητας, αποτελούν ένα από τα πιο ισχυρά και αξιόπιστα εργαλεία για τη διερεύνηση των χαρακτηριστικών ιδιοτήτων των υπεραγωγών. Τέτοιου είδους μετρήσεις αποτελούν το βασικό αντικείμενο της παρούσας διπλωματικής εργασίας.

Σκοπός της εργασίας αυτής είναι η χρήση μετρήσεων μαγνητικής επιδεκτικότητας για τη διερεύνηση των ιδιοτήτων ενός κεραμικού υπεραγωγού υψηλής θερμοκρασίας. Θα εξηγηθούν ορισμένα βασικά φαινόμενα και θεωρίες της υπεραγωγιμότητας, και θα αναλυθεί ο τρόπος με τον οποίο πραγματοποιούνται οι μαγνητικές μετρήσεις επιδεκτικότητας, και συγκεκριμένα οι μετρήσεις DC και AC επιδεκτικότητας (dc and ac susceptibility). Στη συνέχεια θα παρουσιαστούν τα αποτελέσματα των μαγνητικών μετρήσεων που διεξήχθησαν σε κεραμικό υπεραγωγό υψηλής θερμοκρασίας. Συγκεκριμένα, ο κεραμικός υπεραγωγός που χρησιμοποιήθηκε είναι ένα χαλκούχο οξείδιο της οικογένειας $YBaCuO$. Τα αποτελέσματα των μετρήσεων που

πραγματοποιήθηκαν θα αναλυθούν, με σκοπό την εξαγωγή συμπερασμάτων για τη μαγνητική συμπεριφορά του υπεραγωγού και την εύρεση ορισμένων χαρακτηριστικών μεγεθών του.

Τέλος, οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν με τη διάταξη VersaLab της εταιρίας Quantum Design και με την σύνθετη διάταξη PPMS + VersaLab (συνδυασμός συστημάτων μέτρησης) η οποία αποτελεί πρωτοτυπία της παρούσας διπλωματικής εργασίας. Τα βασικά χαρακτηριστικά της διάταξης VersaLab, καθώς και ο τρόπος δημιουργίας της σύνθετης διάταξης PPMS + VersaLab σε συνδυασμό με τα βασικά χαρακτηριστικά που παρουσιάζει, θα περιγραφούν αναλυτικά. Επίσης, περιγράφεται αναλυτικά η σύγχρονη διάταξη μέτρησης PPMS EverCool II της εταιρίας Quantum Design. Για όλες τις παραπάνω διατάξεις περιγράφεται ο τρόπος λειτουργίας τους, καθώς και η χρήση τους για μετρήσεις μαγνητικής επιδεκτικότητας.

1.2 Δομή της Εργασίας

Η παρούσα διπλωματική εργασία αποτελείται από έξι κεφάλαια, τα οποία περιγράφονται συνοπτικά παρακάτω:

Στο παρόν κεφάλαιο (*Κεφάλαιο 1*) γίνεται μια σύντομη εισαγωγή στο φαινόμενο της υπεραγωγιμότητας και περιγράφονται ο σκοπός της διπλωματικής εργασίας και η δομή της.

Στο *Κεφάλαιο 2* παρουσιάζονται κάποιες βασικές αρχές του μαγνητισμού στα υλικά, οι οποίες κρίνονται αναγκαίες για την κατανόηση των κεφαλαίων που ακολουθούν.

Στο *Κεφάλαιο 3* παρουσιάζονται κάποιες βασικές αρχές της υπεραγωγιμότητας. Το κεφάλαιο αρχίζει με μια ιστορική αναδρομή στις σημαντικότερες ανακαλύψεις που σχετίζονται με την υπεραγωγιμότητα. Έπειτα γίνεται μια αναφορά σε κάποια βασικά χαρακτηριστικά της υπεραγωγιμης κατάστασης. Ακολουθούν η μικροσκοπική θεωρία BCS και GL. Στην συνέχεια περιγράφεται η διάκριση των υπεραγωγών σε τύπου I και τύπου II και αναλύεται η μικτή κατάσταση και παρουσιάζουν οι τελευταίοι. Μετά, γίνεται μια αναφορά στους υπεραγωγούς υψηλής θερμοκρασίας καθώς και στην δομή του υπεραγωγού YBaCuO που μελετάμε στην παρούσα εργασία. Στην τελευταία ενότητα του κεφαλαίου περιγράφονται κάποιες από τις σημαντικότερες εφαρμογές των υπεραγωγών.

Το *Κεφάλαιο 4* παρουσιάζεται το θέμα της μαγνητικής επιδεκτικότητας. Εξηγείται η DC και AC επιδεκτικότητα και αναλύεται η διάκριση μεταξύ των οργάνων μέτρησης των μεγεθών αυτών. Έπειτα, αναλύεται ο τρόπος με τον οποίο υπολογίζεται πειραματικά και θεωρητικά η AC επιδεκτικότητα και οι

αρμονικές της, με κάποιες ιδιαίτερες αναφορές για τους υπεραγωγούς υψηλής θερμοκρασίας. Ακολουθούν κάποιες μετρήσεις AC επιδεκτικότητας σε υπεραγωγό υψηλής θερμοκρασίας (YBaCuO) που έχουν πραγματοποιηθεί σε κάποια άλλη μελέτη προκειμένου να εξηγηθούν κάποια χρήσιμα φαινόμενα των υπεραγωγών υψηλής θερμοκρασίας. Τέλος, γίνεται μια σύντομη αναφορά στις διαφορές μαγνητικών μετρήσεων και μετρήσεων ειδικής αντίστασης.

Στο *Κεφάλαιο 5* παρουσιάζεται αρχικά η διάταξη PPMS Evercool II. Περιγράφονται αναλυτικά τα βασικά μέρη της διάταξης και εξηγείται ο τρόπος λειτουργίας της, καθώς και ο τρόπος με τον οποίο πραγματοποιείται ο θερμικός και ατμοσφαιρικός έλεγχος στο εσωτερικό της διάταξης. Περιγράφεται επίσης η διαδικασία με την οποία πραγματοποιούνται οι μαγνητικές μετρήσεις, μέσω της επιλογής ACMS. Τέλος, περιγράφεται η διάταξη VersaLab στην οποία πραγματοποιήθηκαν κάποιες από τις μετρήσεις μας και η διάταξη PPMS + VersaLab στην οποία πραγματοποιήθηκαν οι υπόλοιπες μετρήσεις.

Το *Κεφάλαιο 6* αποτελεί το πειραματικό μέρος της διπλωματικής εργασίας. Στο κεφάλαιο αυτό παρουσιάζονται και αναλύονται οι μαγνητικές μετρήσεις που διεξήχθησαν στο υπεραγωγίμο δείγμα, και εξάγονται συμπεράσματα για την κρίσιμη θερμοκρασία καθώς και για άλλες σημαντικές παραμέτρους του δείγματος. Αρχικά παρουσιάζονται οι DC μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν με την διάταξη VersaLab: παρατίθενται οι καμπύλες ZFC και FC του δείγματος και η καμπύλη μαγνήτισης M-H στους 60 K. Στη συνέχεια παρουσιάζονται οι μετρήσεις DC και AC επιδεκτικότητας που πραγματοποιήθηκαν με την διάταξη PPMS + VersaLab.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2 - Βασικά Στοιχεία Μαγνητισμού στα Υλικά

2.1 Ο Μαγνητισμός στα Υλικά [1]

Οι μαγνητικές ιδιότητες στα υλικά προέρχονται σχεδόν αποκλειστικά από την κίνηση των ηλεκτρονίων. Αυτή η κίνηση συναντάται με την μορφή της περιστροφής του ηλεκτρονίου γύρω από τον άξονά του, που είναι το spin και με την μορφή της τροχιακής περιστροφής γύρω από τον πυρήνα. Και στις δύο περιπτώσεις δημιουργείται μια μαγνητική ροπή που σχετίζεται με την κίνηση του ηλεκτρονίου. Επίσης, ο πυρήνας του ατόμου δημιουργεί μαγνητικές ροπές, οι οποίες είναι 3 τάξεις πιο αδύνατες από την ροπή του κάθε ηλεκτρονίου. Για σύγκριση αναφέρουμε ότι η πυρηνική μαγνητόνη $\mu_n = 5.051 \times 10^{-27} \text{ Am}^2$ σε σύγκριση με την ηλεκτρονική μαγνητόνη που λέγεται μαγνητόνη του Bohr που είναι $\mu_B = 9.274 \times 10^{-24} \text{ Am}^2$. Υπάρχουν δύο θεωρίες που εξηγούν τον μαγνητισμό στα στερεά, που η κάθε μια αναπαριστά και υπάρχει συγκεκριμένες ακραίες ή οριακές καταστάσεις. Αυτές οι δύο θεωρίες είναι η ατομική θεωρία και η θεωρία ζωνών.

Στην ατομική θεωρία, οι μαγνητικές ροπές των ηλεκτρονίων εξετάζονται δεσμευμένες τοπικά στους ιοντικούς πυρήνες του πλέγματος του στερεού. Το μοντέλο αυτό εφαρμόζεται στα μαγνητικά υλικά που χρησιμοποιούν κυρίως τα στοιχεία των σπανίων γαιών ή λανθανιδών στα οποία τα "μαγνητικά" ηλεκτρόνια, δηλαδή τα ηλεκτρόνια που προσδίδουν μαγνητικές ιδιότητες στο υλικό, είναι τα ηλεκτρόνια 4f της προτελευταίας στοιβάδας, τα οποία είναι συζευγμένα με τον πυρήνα.

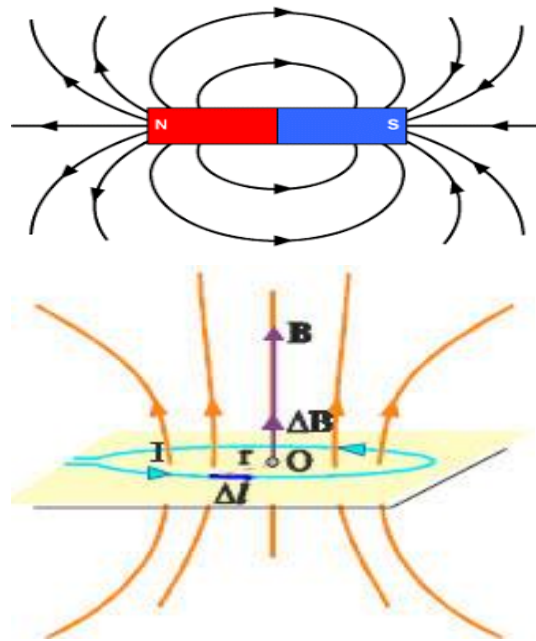
Στο μοντέλο ζωνών οι μαγνητικές ροπές θεωρούνται ότι οφείλονται στα ηλεκτρόνια της ζώνης αγωγιμότητας που είναι τα ηλεκτρόνια της εξωτερικής στοιβάδας στο απομονωμένο άτομο, εξαιτίας της έλλειψης αντιστάθμισης μαγνητικών ροπών. Όταν τα άτομα έρχονται κοντά το ένα στο άλλο για να δημιουργήσουν το στερεό, τα ηλεκτρόνια αυτά κινούνται ελεύθερα μέσα στο υλικό. Το μοντέλο αυτό χρησιμοποιείται σε μερικές περιπτώσεις για να εξηγήσει την μαγνητική συμπεριφορά των 3d στοιχείων, που είναι ο σίδηρος, το νικέλιο, το κοβάλτιο και το χρώμιο. Στην πραγματικότητα, ακόμη και με την θεωρία ζωνών, θεωρείται ότι τα μαγνητικά ηλεκτρόνια σπαταλούν πιο πολύ χρόνο κοντά στον πυρήνα και πιστεύεται ότι η πραγματικότητα ευρίσκεται κάπου ενδιάμεσα.

2. Βασικά Στοιχεία Μαγνητισμού στα Υλικά

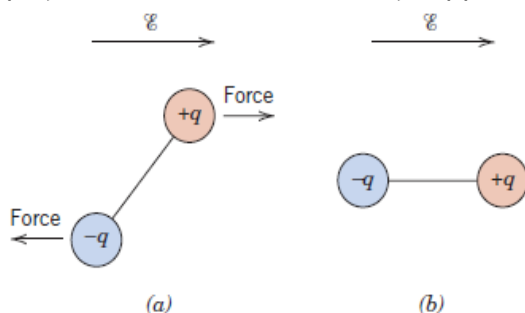
2.1.1 Μαγνητικά Δίπολα [2]

Οι μαγνητικές δυνάμεις δημιουργούνται με την κίνηση των ηλεκτρικά φορτισμένων σωματιδίων και προστίθενται στην οποιαδήποτε ηλεκτροστατική δύναμη που μπορεί να υπερισχύει. Πολλές φορές εξυπηρετεί να σκεφτόμαστε τις μαγνητικές δυνάμεις με όρους πεδίων. Φανταστικές δυναμικές γραμμές μπορούν να σχεδιαστούν με σκοπό να προσδιορίσουν την διεύθυνση της δύναμης σε θέσεις κοντά στην περιοχή του πεδίου. Οι κατανομές του μαγνητικού πεδίου όπως καθορίζεται από τις δυναμικές γραμμές για ένα βρόχο ρεύματος και για μια ράβδο μαγνήτη φαίνονται στην εικόνα 2.1. Έχει διαπιστωθεί ότι, στα

μαγνητικά υλικά υπάρχουν ηλεκτρικά μαγνητικά δίπολα. Τα μαγνητικά δίπολα μπορούν να θεωρηθούν σαν μικροί ραβδωτοί μαγνήτες που αποτελούνται από βόρειους και νότιους πόλους αντί θετικών και αρνητικών φορτίων. Στην παρούσα ανάλυση, η ροπή των μαγνητικών διπόλων αναπαριστάται με βέλη. Τα μαγνητικά δίπολα επηρεάζονται από τα μαγνητικά πεδία όπως και τα ηλεκτρικά δίπολα επηρεάζονται από τα ηλεκτρικά πεδία (εικόνα 2.2). Μέσα σε ένα μαγνητικό πεδίο, η δύναμη του πεδίου ασκεί μια ροπή που τείνει να προσανατολίσει τα δίπολα με το πεδίο. Ένα γνωστό παράδειγμα είναι ο τρόπος με τον οποίο η βελόνα της μαγνητικής πυξίδας ευθυγραμμίζεται με το μαγνητικό πεδίο της γης.



Εικόνα 2.1 - Δυναμικές γραμμές μαγνητικού πεδίου γύρω από ένα βρόχο ρεύματος και μιας ράβδου μαγνήτη [2].



Εικόνα 2.1 - (α) Ηλεκτρικό δίπολο υπό την επίδραση δυνάμεων (ροπής) που επιβάλλονται από ηλεκτρικό πεδίο. (β) Τελική ευθυγράμμιση του διπόλου με το πεδίο [2].

2. Βασικά Στοιχεία Μαγνητισμού στα Υλικά

2.1.2 Μαγνητικό Πεδίο και Μαγνητική Επαγωγή [1],[4]

Το μαγνητικό πεδίο παράγεται σε κάθε περίπτωση που υπάρχει κίνηση ηλεκτρικού φορτίου. Η κίνηση αυτή μπορεί να οφείλεται στο ηλεκτρικό ρεύμα που διαρρέει έναν αγωγό, όπως ανακαλύφθηκε από τον Oersted το 1819. Το μαγνητικό πεδίο συμβολίζεται σαν H . Το μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται σε ένα σημείο του χώρου από ένα στοιχειώδες μήκος ενός αγωγού που μεταφέρει ρεύμα I δίνεται από τον νόμο των Biot-Savart:

$$dH = \frac{1}{4\pi r^2} Idl \times u \quad (1.1)$$

όπου r είναι η ακτινική απόσταση από τον αγωγό, dH η στοιχειώδης συνεισφορά στο μαγνητικό πεδίο, u το μοναδιαίο διάνυσμα στην ακτινική διεύθυνση, dI το στοιχειώδες μήκος του αγωγού στο σημείο r [1].

Μαγνητικό πεδίο παράγεται και από έναν μόνιμο μαγνήτη. Στην περίπτωση αυτή το πεδίο δεν δημιουργείται από συμβατικό ηλεκτρικό ρεύμα, αλλά από τις τροχιακές κινήσεις και τα spin των ηλεκτρονίων, τα καλούμενα και Αμπεριανά ρεύματα, μέσα στον μόνιμο μαγνήτη. Οι κινήσεις αυτές των ηλεκτρονίων έχουν ως αποτέλεσμα την μαγνήτιση στο εσωτερικό του υλικού αυτού και τη δημιουργία του μαγνητικού πεδίου έξω απ' αυτό. Όταν ένα μαγνητικό πεδίο παράγεται σε ένα μέσο λόγω ενός εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, η απόκριση του μέσου είναι η μαγνητική του επαγωγή B . Η μαγνητική επαγωγή ορισμένες φορές αναφέρεται και σαν πυκνότητα μαγνητικής ροής [4].

Η μαγνητική επαγωγή μπορεί να ορισθεί σαν η μαγνητική ροή 1 Wb , που περνά από επιφάνεια εμβαδού 1 m^2 . Καθώς η μαγνητική ροή εξαρτάται από το μέσο, η μαγνητική επαγωγή είναι κι αυτή ιδιότητα του μέσου, σε αντίθεση με την ένταση του μαγνητικού πεδίου, που είναι μία ιδιότητα του χώρου, επομένως μπορεί να είναι διαφορετική για διαφορετικά υλικά.. Σε πολλά μέσα, και στο κενό, η μαγνητική επαγωγή B είναι μία γραμμική συνάρτηση της έντασης του μαγνητικού πεδίου H . Η συσχέτιση μεταξύ της μαγνητικής επαγωγής και του μαγνητικού πεδίου είναι:

$$B = \mu H \quad (1.2)$$

όπου μ είναι η σχετική διαπερατότητα του υλικού, η οποία δεν είναι κατ' ανάγκη σταθερά του υλικού, διότι αρκετές περιπτώσεις και με έμφαση τα φερρομαγνητικά υλικά μεταβάλλεται και μάλιστα μη γραμμικά συναρτήσει διαφόρων παραμέτρων. Η διαπερατότητα του κενού ορίζεται στην βάση της επιλογής των μονάδων μέτρο, Newton και Ampere ίση με $4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$ ($\text{Vs A}^{-1} \text{ m}^{-1}$) και συμβολίζεται σαν μ_0 . Έτσι στο κενό ισχύει η σχέση [4]:

2. Βασικά Στοιχεία Μαγνητισμού στα Υλικά

$$B = \mu_0 H \quad (1.3)$$

2.1.3 Μαγνήτιση [3],[5]

Το φαινόμενο της μαγνήτισης είναι η επιλεκτική σύνδεση των διακριτών μαγνητικών ροπών των ατόμων, όταν αυτά συνδέονται επιλεκτικά σε ένα στερεό, πιθανά με την επίδραση εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Για την ποσοτική περιγραφή των μαγνητικών ιδιοτήτων των υλικών εισάγεται το διανυσματικό μέγεθος της μαγνήτισης M , που εκφράζει τη δράση των στοιχειωδών μαγνητικών διπόλων ως πηγών του μαγνητικού πεδίου [5].

Έτσι, αν m_i είναι η μαγνητική ροπή του i -στου ατομικού διπόλου που περιέχεται στον πολύ μικρό όγκο ΔV (ο όγκος ΔV θεωρείται πολύ μικρός-σχεδόν απειροστός- από μακροσκοπική άποψη, δηλαδή, σε σύγκριση προς το μέγεθος του συστήματος, περιέχει όμως έναν αρκετά μεγάλο αριθμό N ατομικών διπόλων), η μαγνήτιση M σε κάθε θέση ορίζεται από την σχέση

$$M = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \frac{\sum_i^N m_i}{\Delta V} \quad (1.4)$$

και εκφράζει την ανά μονάδα όγκου μαγνητική ροπή. Όταν κάποιο εξωτερικό πεδίο επιβληθεί σ' ένα μαγνητικό υλικό, το τελικό πεδίο προκύπτει, προφανώς, από το άθροισμα του επιβαλλόμενου πεδίου που οφείλεται στα ρεύματα αγωγιμότητας και του πεδίου που οφείλεται στη μαγνήτιση του υλικού. Η μαγνήτιση αυξάνει συναρτήσει του αριθμού των παραλληλιζόμενων ηλεκτρονικών μαγνητικών ροπών σε μια κατεύθυνση. Όταν οι μαγνητικές ροπές σε ένα στερεό παραλληλίζονται σε μια διεύθυνση, η μαγνήτιση δεν μπορεί να μεγαλώσει περισσότερο και ονομάζεται μαγνήτιση κόρου [3].

Η μαγνήτιση M συνεισφέρει μαζί με το μαγνητικό πεδίο H , στην μαγνητική επαγωγή B . Η σχέση μεταξύ M , H και B έχει ως εξής: έστω (εξωτερικό) πεδίο με μαγνητική επαγωγή \vec{B}_0 στο κενό. Εάν εισάγουμε κάποιο μαγνητικό υλικό, η μαγνητική επαγωγή στο εσωτερικό του γίνεται ίση με \vec{B} και ισχύει ότι, $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_m$, όπου \vec{B}_m είναι το πεδίο που δημιουργείται από το μαγνητικό υλικό και συγκεκριμένα από τον προσανατολισμό των ηλεκτρονικών μαγνητικών δίπολων στην κατεύθυνση του H . Ισχύει ότι $\vec{B}_m = \mu_0 \vec{M}$, άρα $\vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_m = \vec{B}_0 + \mu_0 \vec{M} = \mu_0 \left(\frac{\vec{B}_0}{\mu_0} + \vec{M} \right)$, όπου η ποσότητα $\frac{\vec{B}_0}{\mu_0} = \vec{H}$ είναι το μαγνητίζον πεδίο. Έτσι, προκύπτει η σχέση $\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{M})$, η οποία συνδέει την μαγνητική επαγωγή στο εσωτερικό του υλικού \vec{B} με την ένταση του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου \vec{H} και την μαγνήτιση \vec{M} [5].

2. Βασικά Στοιχεία Μαγνητισμού στα Υλικά

Στα γραμμικά και ισότροπα μέσα η μαγνήτιση M είναι ευθέως ανάλογη προς την ένταση H του επιβαλλόμενου πεδίου, ισχύει δηλαδή η σχέση $M = \chi_m H$, όπου ο αδιάστατος σταθερός συντελεστής χ_m ονομάζεται μαγνητική επιδεκτικότητα του υλικού. Η μαγνητική επιδεκτικότητα και η σχετική μαγνητική διαπερατότητα συνδέονται με την σχέση $\chi_m = \mu - 1$ [5].

2.1.4 Προέλευση των Μαγνητικών Ροπών [1]

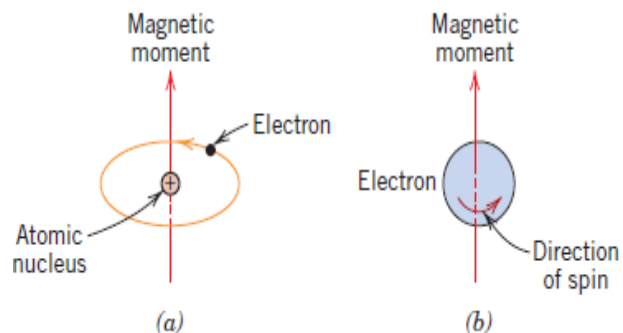
Οι μακροσκοπικές ιδιότητες των υλικών είναι συνέπεια των μαγνητικών ροπών που σχετίζονται με διακεκριμένα ηλεκτρόνια. Ορισμένες από αυτές τις έννοιες είναι σχετικά πολύπλοκες και εμπεριέχουν κβαντομηχανικές αρχές, συνεπώς έχουν γίνει απλοποιήσεις και ορισμένες από τις λεπτομέρειες παραλείπονται. Κάθε ηλεκτρόνιο σε ένα άτομο έχει μαγνητικές ροπές που προέρχονται από δύο πηγές. Η μία σχετίζεται με την

τροχιακή κίνηση γύρω από τον πυρήνα. Καθώς το ηλεκτρόνιο είναι κινούμενο φορτίο, μπορεί να θεωρηθεί σαν ένας μικρός βρόχος ρεύματος, που δημιουργεί ένα πολύ μικρό μαγνητικό πεδίο με μαγνητική ροπή κατά μήκος του

άξονα στροφής, όπως φαίνεται στην εικόνα 2.3(α). Κάθε ηλεκτρόνιο μπορεί επίσης να

θεωρηθεί πως περιστρέφεται γύρω από ένα άξονα-η μαγνητική αυτή ροπή προέρχεται από το σπιν του ηλεκτρονίου, η οποία κατευθύνεται κατά μήκος του άξονα περιστροφής όπως φαίνεται και στην εικόνα 2.3(β). Οι μαγνητικές ροπές του σπιν μπορούν να είναι μόνο σε μια «προς τα πάνω», ή σε μια αντιπαράλληλη «προς τα κάτω» κατεύθυνση. Έτσι κάθε ηλεκτρόνιο σε ένα άτομο μπορεί να θεωρηθεί ότι είναι ένας μικρός μαγνήτης που έχει μόνιμες τροχιακές και λόγω σπιν μαγνητικές ροπές.

Η πιο θεμελιώδης μαγνητική ροπή είναι η μαγνητόνη του Bohr μ_B . Για κάθε ηλεκτρόνιο σε ένα άτομο η μαγνητική ροπή του σπιν είναι $\pm \mu_B$, (θετική για σπιν «πάνω» και αρνητική για σπιν «κάτω»). Επιπλέον η συνεισφορά της τροχιακής μαγνητικής ροπής είναι ίση με $m_l \cdot \mu_B$, όπου m_l είναι ο μαγνητικός κβαντικός αριθμός ενός ηλεκτρονίου. Σε κάθε άτομο, οι τροχιακές στροφορμές ορισμένων ζευγών ηλεκτρονίων αλληλοεξουδετερώνονται. Το ίδιο συμβαίνει και με τις στροφορμές του σπιν. Για παράδειγμα, η μαγνητική ροπή του σπιν ενός



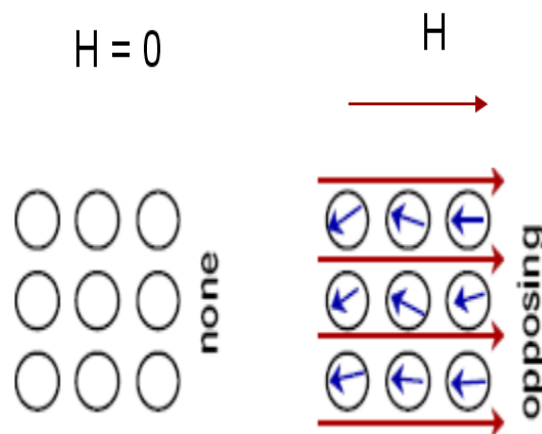
Εικόνα 2.2 - Παρουσίαση της μαγνητικής ροπής που σχετίζεται (α) με τροχιακό ηλεκτρόνιο και (β) με ηλεκτρόνιο που εκτέλει ιδιοστροφή(σπιν) [2].

2. Βασικά Στοιχεία Μαγνητισμού στα Υλικά

ηλεκτρονίου με σπιν «πάνω» θα εξουδετερώσει εκείνη με σπιν «κάτω». Η συνολική μαγνητική ροπή, τότε, για ένα άτομο είναι ακριβώς το άθροισμα, περιλαμβάνοντας και τις τροχιακές αλλά και λόγω σπιν συνεισφορές και παίρνοντας υπόψη την στροφορμών. Για ένα άτομο που έχει πλήρως συμπληρωμένες στοιβάδες και υποστοιβάδες, όταν λαμβάνονται υπόψη όλα τα ηλεκτρόνια, υπάρχει μια συνολική ακύρωση τόσο των τροχιακών, όσο και των στροφορμών λόγω σπιν. Έτσι, υλικά που αποτελούνται από άτομα με πλήρως συμπληρωμένες ηλεκτρονιακές στοιβάδες δεν είναι ικανά να μαγνητιστούν μόνιμα. Αυτή η κατηγορία περιλαμβάνει τα αδρανή αέρια και κάποια ιοντικά υλικά. Τα είδη του μαγνητισμού περιλαμβάνουν τρεις μεγάλες κατηγορίες, το διαμαγνητισμό, τον παραμαγνητισμό και τον σιδηρομαγνητισμό. Όλα τα υλικά παρουσιάζουν τουλάχιστον έναν από αυτούς τους τύπους, και η συμπεριφορά τους εξαρτάται από την ανταπόκριση των ηλεκτρονίου και των ατομικών μαγνητικών διπόλων στην εφαρμογή ενός εξωτερικού μαγνητικού πεδίου.

2.2 Ταξινόμηση Μαγνητικών Υλικών [1],[2],[5]

Τα διάφορα μαγνητικά υλικά ταξινομούνται με βάση την επιδεικτικότητα τους. Η πρώτη κατηγορία υλικών είναι τα διαμαγνητικά. Είναι υλικά που δεν έχουν μόνιμη μαγνητική ροπή στα άτομά τους. Δηλαδή, τα ηλεκτρόνια ευρίσκονται κατά ζεύγη των spin up & down, τα οποία θα ονομάζουμε συζευγμένα ηλεκτρόνια και έτσι οι μαγνητικές ροπές τους αλληλοαναιρούνται. Όταν εφαρμόζεται μαγνητικό πεδίο τα τροχιακά των ηλεκτρονίων αλλάζουν προσανατολισμό σύμφωνα με τον νόμο του Lenz σε τρόπο ώστε το τροχιακό δυναμικό να προσπαθεί να αναιρέσει το εξωτερικό αίτιο. Έτσι, η συνολική ροπή των τροχιακών είναι στην αντίθετη κατεύθυνση από αυτή του επιβαλλόμενου πεδίου, με αποτέλεσμα η επιδεικτικότητα χ_m να είναι αρνητική. Παραδείγματα τέτοιων υλικών είναι ο χαλκός, ο άργυρος, ο χρυσός, το βισμούθιο και το βηρύλιο. Μία

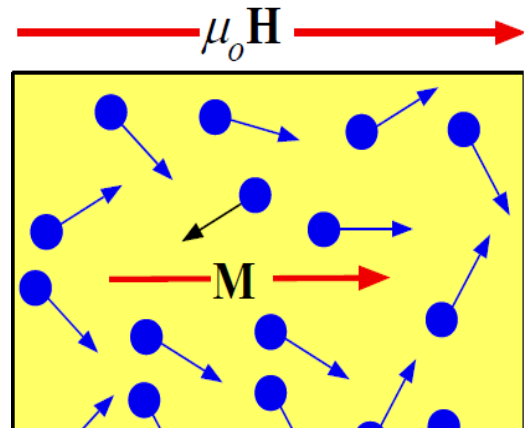


Εικόνα 2.4 - Η διεύθυνση του ατομικού διπόλου για ένα διαμαγνητικό υλικό με ή χωρίς μαγνητικό πεδίο. Δεν υπάρχουν δίπολα απουσία εξωτερικού πεδίου ενώ παρουσία του διπόλου επάγονται και ευθυγραμμίζονται αντίθετα στην διεύθυνση του πεδίου [5].

2. Βασικά Στοιχεία Μαγνητισμού στα Υλικά

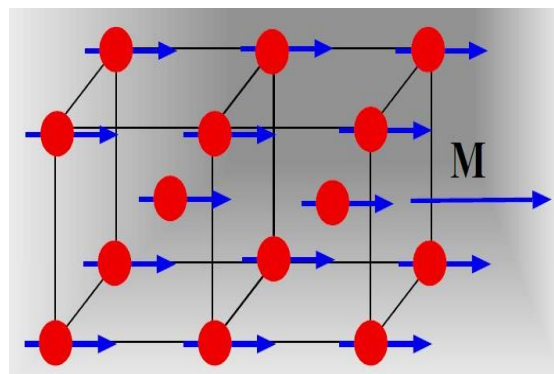
υποκατηγορία διαμαγνητικών υλικών είναι οι υπεραγωγοί, για τους οποίους το $\chi_m \approx -1$. Η κλασική θεωρία του διαμαγνητισμού αναπτύχθηκε από τον Langevin και στην συνέχεια από τους Cullity και Chen [1].

Η δεύτερη κατηγορία υλικών είναι τα παραμαγνητικά. Τα παραμαγνητικά υλικά είναι υλικά που έχουν μόνιμη μαγνητική ροπή εξαιτίας της ύπαρξης ασύζευκτων spin ηλεκτρονίων. Σε μηδενικό πεδίο οι μαγνητικές ροπές αυτών των υλικών είναι τυχαία προσανατολισμένες, αλλά κάτω από την επίδραση εξωτερικού πεδίου μπορούν να προσανατολισθούν στην κατεύθυνση του πεδίου. Το αποτέλεσμα αυτού του προσανατολισμού των ροπών στην κατεύθυνση του επιβαλλόμενου πεδίου είναι ότι η μαγνήτιση είναι παράλληλη στο πεδίο και έτσι η επιδεκτικότητα είναι θετική. Γενικά, χρειάζονται πολύ μεγάλα πεδία για τον προσανατολισμό των ροπών στην κατεύθυνση του πεδίου και έτσι, η επιδεκτικότητα είναι μεν θετική αλλά πολύ μικρή, με τυπική τιμή της τάξης του 10^{-5} [1],[2].



Εικόνα 2.5 - Σχηματική αναπαράσταση του προσανατολισμού των ατομικών διπόλων για ένα παραμαγνητικό υλικό [5].

Η τρίτη κατηγορία υλικών είναι τα σιδηρομαγνητικά. Οι μόνιμες μαγνητικές ροπές στα σιδηρομαγνητικά υλικά προέρχονται από τις ατομικές μαγνητικές ροπές εξαιτίας της ροπής λόγω σπιν του ηλεκτρονίου-μη εξουδετερωμένες στροφορμές του σπιν του ηλεκτρονίου ως συνέπεια της ηλεκτρονιακής δομής. Υπάρχει επίσης και η συνεισφορά της τροχιακής μαγνητικής ροπής που είναι μικρή σε σχέση με την ροπή του σπιν. Επιπλέον, σε ένα σιδηρομαγνητικό υλικό, οι αλληλεπιδράσεις σύζευξης προκαλούν τις μαγνητικές ροπές προσκείμενων ατόμων να προσανατολίζονται η μία με την άλλη, ακόμη και απουσία εξωτερικού πεδίου. Η προέλευση αυτών των δυνάμεων σύζευξης δεν είναι απόλυτα κατανοητή αλλά πιστεύεται πως προέρχεται από την ηλεκτρονιακή δομή του μετάλλου. Ο αμοιβαίος

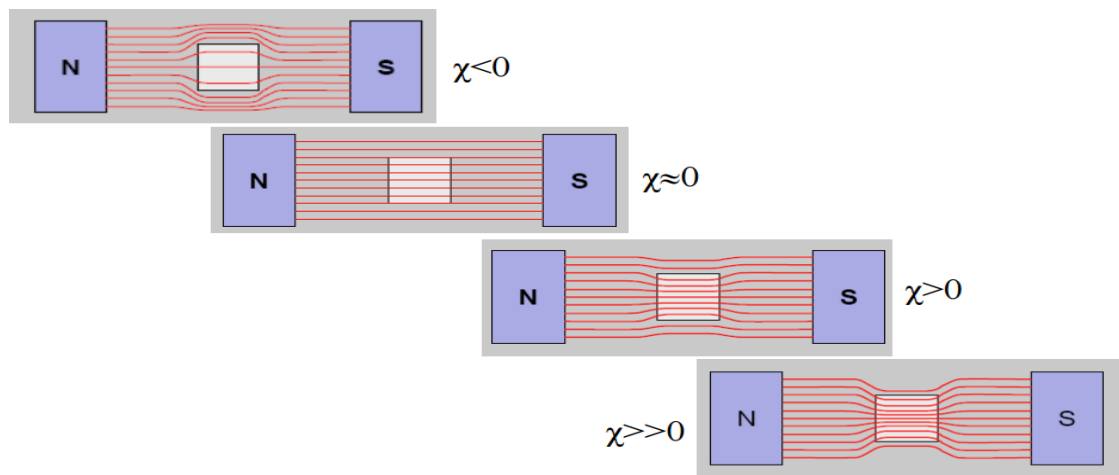


Εικόνα 2.6 - Σχηματική αναπαράσταση του προσανατολισμού του αμοιβαίου προσανατολισμού των ατομικών διπόλων για ένα σιδηρομαγνητικό υλικό, η οποία θα συνεχίσει να υπάρχει και απουσία εξωτερικού μαγνητικού πεδίου [5].

2. Βασικά Στοιχεία Μαγνητισμού στα Υλικά

προσανατολισμός της ροπής του σπιν υπάρχει σε τμήματα σχετικά μεγάλου όγκου του κρυστάλλου τα οποία ονομάζονται περιοχές. Η επιδεκτικότητα των υλικών αυτών είναι θετική, πολύ μεγαλύτερη από 1 και οι τιμές της κυμαίνονται $50 \leq \chi_m \leq 10000$. Παραδείγματα αυτών των υλικών είναι ο σίδηρος, το κοβάλτιο, το νικέλιο και διάφορες σπάνιες γαίες καθώς και κράματά τους [1],[2].

Συνοπτικά,έχουμε ότι στα διαμαγνητικά υλικά η εφαρμογή εξωτερικού πεδίου έχει σαν αποτέλεσμα τη δημιουργία εσωτερικού μαγνητικού πεδίου που αντιτίθεται στο εξωτερικό $B=B_0-\mu_0 M$ και μαγνητική επιδεκτικότητα $\chi_m < 0$,άρα $\vec{M} \uparrow \vec{H}$. Στα παραμαγνητικά υλικά η εφαρμογή εξωτερικού πεδίου έχει σαν αποτέλεσμα τη δημιουργία εσωτερικού μαγνητικού πεδίου με μικρή ένταση στη φορά του εξωτερικού $B=B_0+\mu_0 M$ όπου $B > B_0$ και μαγνητική επιδεκτικότητα $\chi_m > 0$,άρα $\vec{M} \uparrow \vec{H}$. Άρα στα παραμαγνητικά και διαμαγνητικά υλικά ισχύει $\vec{M} = \chi_m \vec{H}$. Στα σιδηρομαγνητικά υλικά,τέλος,με την επίδραση εξωτερικού μαγνητικού πεδίου τα υλικά αποκτούν μεγάλη μαγνήτιση μέρος της οποίας διατηρούν και μετά την απομάκρυνση του πεδίου, $B=B_0+\mu_0 M$ όπου $B \gg B_0$. Η γραμμική σχέση $\vec{M} = \chi_m \vec{H}$ δεν ισχύει εδώ πέρα [5].



Εικόνα 2.7 - Σχηματική αναπαράσταση του μαγνητικού πεδίου γύρω από ένα υλικό,σύμφωνα με την τιμή της μαγνητικής επιδεκτικότητας που εμφανίζει [5].

2.3 Επίδραση της Θερμοκρασίας στην Μαγνητική Συμπεριφορά [1]

Η θερμοκρασία μπορεί να επηρεάσει τα μαγνητικά χαρακτηριστικά των υλικών. Όταν αυξάνεται η θερμοκρασία ενός στερεού αυξάνονται και οι θερμικές δονήσεις των ατόμων. Οι ατομικές μαγνητικές ροπές είναι ελεύθερες να περιστρέφονται και έτσι, με την αύξηση της θερμοκρασίας, η αυξανόμενη θερμική κίνηση των ατόμων τείνει να κάνει τυχαίες τις διευθύνσεις εκείνων των ροπών που θα μπορούσαν να ευθυγραμμιστούν. Για τα σιδηρομαγνητικά

2. Βασικά Στοιχεία Μαγνητισμού στα Υλικά

υλικά, οι ατομικές θερμικές κινήσεις ανταγωνίζονται τις δυνάμεις σύζευξης ανάμεσα σε παρακείμενες ατομικές διπολικές ροπές, προκαλώντας μερική απόκλιση στην ευθυγράμμιση των διπόλων, ανεξάρτητα από το αν υπάρχει μαγνητικό πεδίο. Αυτό οδηγεί στην ελάττωση της μαγνήτισης κόρου για τα υλικά αυτά. Η μαγνήτιση κόρου έχει μέγιστο στους 0 K, όπου οι θερμικές ταλαντώσεις είναι ελάχιστες. Αυξάνοντας την θερμοκρασία, η μαγνήτιση κόρου μειώνεται σταδιακά και μετά απότομα πέφτει στο μηδέν, σε θερμοκρασία που ονομάζεται θερμοκρασία Curie T_c . Σε αυτή την θερμοκρασία οι αμοιβαίες δυνάμεις σύζευξης εξουδετερώνονται τελείως, έτσι ώστε για θερμοκρασίες μεγαλύτερες από αυτή, τα σιδηρομαγνητικά υλικά συμπεριφέρονται σαν παραμαγνητικά.

2.4 Βρόχος Υστέρησης [5]

Ο πιο περιεκτικός και απλός τρόπος για να απεικονίσουμε τις μαγνητικές ιδιότητες των μαγνητικών υλικών, είναι με γραφική αποτύπωση της μαγνητικής επαγωγής B για διάφορα μαγνητικά πεδία H . Εναλλακτικά, χρησιμοποιούνται διαγράμματα της μαγνήτισης M συναρτήσει του H . Στην εικόνα 2.8 φαίνονται όλες η μαγνητικές ιδιότητες που χαρακτηρίζουν ένα μαγνητικό υλικό, και πιο συγκεκριμένα ένα σιδηρομαγνητικό υλικό. Το πλάτος του βρόχου κατά μήκος του άξονα H είναι διπλάσιο της τιμής του συνεκτικού πεδίου H_c . Από τον βρόχο υστέρησης φαίνεται ότι ο σιδηρομαγνήτης στην αρχική του κατάσταση δεν είναι μαγνητισμένος. Η εφαρμογή ενός πεδίου H προκαλεί τη δημιουργία μαγνητικής επαγωγής προς την κατεύθυνση του μαγνητικού πεδίου. Αν αυξηθεί η H τότε η μαγνήτιση φθάνει την τιμή κορεσμού M_0 . Αν το πεδίο μειωθεί η παραμένουσα μαγνήτιση δεν αφήνει το B να μειωθεί. Αν εφαρμοσθεί πεδίο αντίθετης έντασης, τότε το υλικό αρχίζει να μαγνητίζεται αντίθετα, μέχρι την απομαγνήτισή του και παραπέρα μέχρι την αντίστοιχη τιμή μαγνήτισης κορεσμού

2.4.1 Μαγνήτιση κόρου [5]

Από το βρόχο υστέρησης είναι εμφανές, ότι ένα σιδηρομαγνητικό υλικό στην αρχική του κατάσταση δεν είναι μαγνητισμένο. Η εφαρμογή ενός εξωτερικού μαγνητικού πεδίου H προκαλεί την αύξηση της μαγνητικής επαγωγής προς την διεύθυνση του πεδίου. Μετά από μία τιμή του H , η μαγνήτιση φθάνει στον κόρο και παίρνει μία τιμή M_0 . Η μαγνήτιση κορεσμού M_0 , ή η αντίστοιχη μαγνητική επαγωγή B_0 ανάλογα με το βρόχο που χρησιμοποιείται, είναι το μέγιστο σημείο στον άξονα των M ή των B αντίστοιχα. Στην κατάσταση αυτή οι μαγνητικές ροπές μέσα στο υλικό είναι προσανατολισμένες παράλληλα προς την διεύθυνση του μαγνητικού πεδίου H . Η τιμή αυτή εξαρτάται από το μέγεθος των ατομικών

2. Βασικά Στοιχεία Μαγνητισμού στα Υλικά

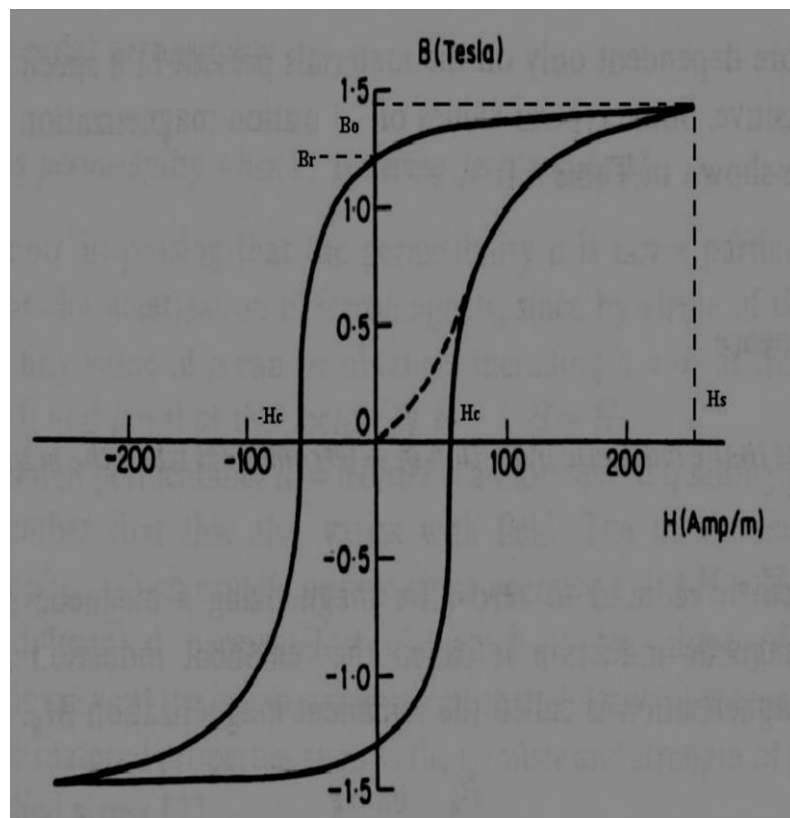
μαγνητικών ροπών m και των αριθμό των ατόμων στην μονάδα του όγκου n . Συνεπώς ισχύει: $M_0=n \cdot m$. Δηλαδή η μαγνήτιση κορεσμού εξαρτάται μόνο από το υλικό που είναι κατασκευασμένο το δοκίμιο

2.4.2 Παραμένουσα Μαγνήτιση [5]

Αφού ένα υλικό μαγνητισθεί, όταν το πεδίο μηδενίζεται η μαγνητική επαγωγή δεν μηδενίζεται αλλά διατηρεί μία θετική τιμή. Η τιμή αυτή ονομάζεται παραμένουσα μαγνητική επαγωγή B_r και η αντίστοιχη τιμή της μαγνήτισης παραμένουσα μαγνήτιση M_r , δηλαδή όπως φαίνεται και στην εικόνα 2.8 το σημείο τομής του βρόχου με τον άξονα των B είναι η παραμένουσα μαγνήτιση B_r .

2.4.3 Συνεκτικό Πεδίο [5]

Η μαγνητική επαγωγή B μηδενίζεται όταν εφαρμοσθεί ένα αντίστροφο μαγνητικό πεδίο έντασης H_c , το οποίο ονομάζεται συνεκτικό πεδίο. Εξαρτάται ισχυρά από την κατάσταση του δείγματος και μπορεί να επηρεαστεί από εξωγενείς παράγοντες όπως, π.χ., η μικροδομή, η θερμική επεξεργασία και η παραμόρφωση. Το συνεκτικό πεδίο,



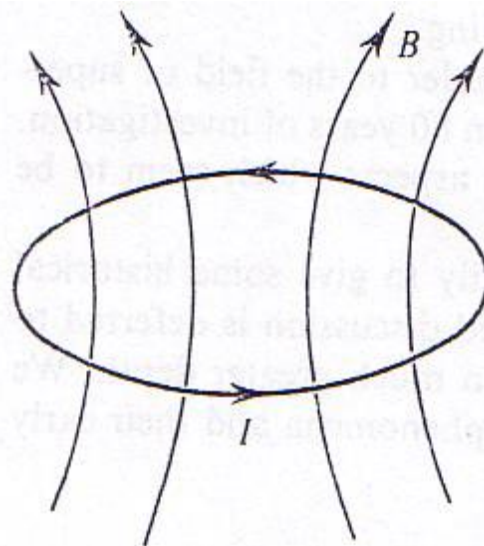
Εικόνα 2.8 - Βρόχος υστέρησης σιδηρομαγνητικού υλικού [5].

που προκύπτει από τον μηδενισμό της μαγνήτισης M δεν ταυτίζεται υποχρεωτικά με το συνεκτικό πεδίο, που προκύπτει από τον μηδενισμό της μαγνητικής επαγωγής B .

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3 - Υπεραγωγιμότητα

3.1 Ιστορική Αναδρομή [1]

Η υπεραγωγιμότητα ανακαλύφθηκε το 1911 από τον Ολλανδό φυσικό Heike Kamerlingh Onnes, μόλις τρία χρόνια αφού κατάφερε και υγροποίησε το ήλιο, γεγονός το οποίο του έδωσε την ικανότητα και την τεχνική ψύξης ώστε να επιτύχει θερμοκρασίες μερικών μόλις βαθμών Kelvin. Αυτό συνέβη σχεδόν τυχαία, καθώς ο Onnes και ένας βοηθός του μελετούσαν την ειδική αντίσταση καθαρού υδραργύρου σε χαμηλές θερμοκρασίες, όταν στους 4,15 K παρατήρησαν ότι η αντίσταση του υδραργύρου έπεφτε απότομα και γινόταν πρακτικά μηδενική. Η θερμοκρασία αυτή, που είναι χαρακτηριστική του υλικού, ονομάζεται

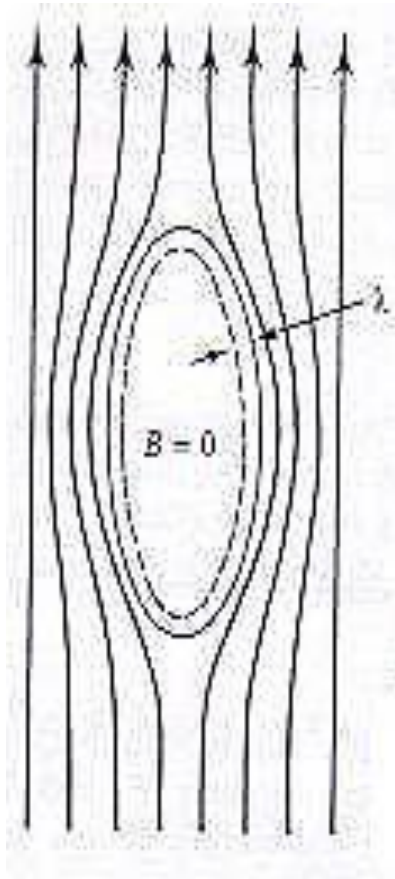


Εικόνα 3.1 - Μόνιμη ροή ρεύματος σε υπεραγωγίμο δακτύλιο [1]

θερμοκρασία μεταβάσεως ή κρίσιμη θερμοκρασία T_c . Η απόλυτη εξαφάνιση της αντίστασης επιδεικνύεται χαρακτηριστικά σε πειράματα με διαρκή ρεύματα σε υπεραγωγίμους δακτύλιους όπως φαίνεται σχηματικά στο εικόνα 3.1. Αφού δημιουργηθεί το κύκλωμα, τέτοια ρεύματα έχουν παρατηρηθεί να ρέουν χωρίς μετρήσιμη μείωση για πάνω από ένα χρόνο. Μάλιστα σε ένα τέτοιο πείραμα που έγινε από τον S.S.Collins στη Βρετανία το 1956, το ηλεκτρικό ρεύμα παρέμεινε σταθερό διαρρέοντας έναν υπεραγωγίμο δακτύλιο επί 2,5 χρόνια. Τελικά το ρεύμα διακόπηκε εξαιτίας της συμμετοχής σε απεργία του οδηγού του φορτηγού που μετέφερε το απαραίτητο υγρό ήλιο για να διατηρείται ο δακτύλιος σε θερμοκρασία κάτω της κρίσιμης! Μάλιστα, για πολλές περιπτώσεις, έχει προσεγγιστικά υπολογιστεί με πυρηνική αντήχηση ότι δεν αναμένεται απολύτως καμία μείωση της έντασης του υπεραγωγίμου ρεύματος για χρόνους μικρότερους των $10^{10^{10}}$ έτη!

Το ανεξήγητο αυτό φαινόμενο τράβηξε το ενδιαφέρον των ερευνητών, ενώ παράλληλα επιφύλασσε και πολλές εκπλήξεις. Το 1933 οι W. Hans Meissner και R. Ochsenfeld μελέτησαν τις μαγνητικές ιδιότητες των υπεραγωγών και παρατήρησαν ότι, όταν ένα υλικό με υπεραγωγίμη ιδιότητα που βρίσκεται υπό την επίδραση μαγνητικού πεδίου ψυχθεί σε θερμοκρασία μικρότερη της T_c , τότε

3. Υπεραγωγιμότητα

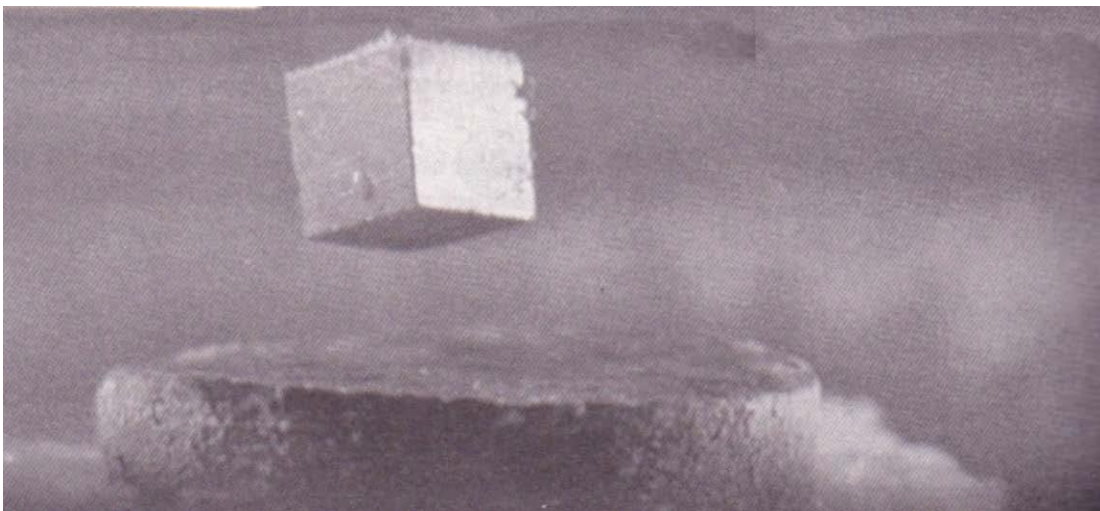


Εικόνα 3.2 - Αποκλεισμός των μαγνητικών γραμμών από το εσωτερικό υπεραγωγού (Φαινόμενο Meissner) [1]

αποβάλλεται από το εσωτερικό του όλη η μαγνητική ροή (εικόνα 3.2). Το υλικό δηλαδή έχει τέλειες διαμαγνητικές ιδιότητες έως όμως μίας ορισμένης ισχύος του μαγνητικού πεδίου, πέραν της οποίας χάνεται η υπεραγωγιμότητα. Στην εικόνα 3.3 φαίνεται ένας μικρός μόνιμος μαγνήτης ο οποίος αιωρείται πάνω από έναν υπεραγωγό $Y_1Ba_2Cu_3O_{7-\delta}$ (123) ο οποίος έχει ψυχθεί σε θερμοκρασίες υγρού αζώτου. Όπως θα δούμε παρακάτω, το φαινόμενο αυτό παρατηρείται στους υπεραγωγούς τύπου I, καθώς μετέπειτα ανακαλύφθηκαν και οι υπεραγωγοί τύπου II, όπου τα φαινόμενα διαφέρουν.

Το 1935 οι Fritz και Heinz London ανέπτυξαν μία καθαρά φαινομενολογική θεωρία της υπεραγωγιμότητας, η οποία όμως προσεγγίζει ικανοποιητικά την επίλυση πολλών προβλημάτων. Το 1957 όμως, οι John Bardeen, Leon N. Cooper και J. Robert Schrieffer διατύπωσαν τη θεωρία που ερμηνεύει την αρχή και τη φύση της υπεραγωγίμης κατάστασης, την επονομαζόμενη BCS από τα αρχικά αυτών που τη διατύπωσαν. Κεντρική ιδέα της θεωρίας είναι η δημιουργία δέσμιων καταστάσεων ζευγών ηλεκτρονίων, τα οποία ονομάζονται ζεύγη

Cooper.



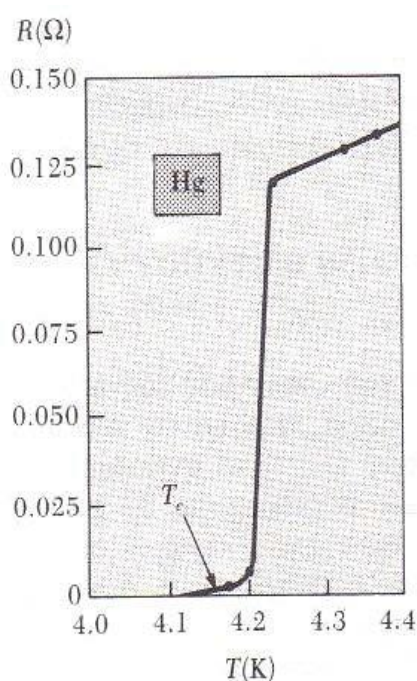
Εικόνα 3.3 - Αιώρηση μόνιμου μαγνήτη πάνω από υπεραγωγό λόγω του φαινομένου Meissner [1]

3. Υπεραγωγιμότητα

Από τότε μέχρι και τη δεκαετία του 80 το θέμα της υπεραγωγιμότητας επιβραδύνθηκε λόγω του ότι για να παρατηρηθεί το φαινόμενο της υπεραγωγιμότητας έπρεπε το υλικό να ψυχθεί σε περιοχές της τάξης των 2-7 K με υγρό ήλιο, υλικό σπάνιο και πολύ ακριβό, ή με υγρό υδρογόνο, που όμως είναι ιδιαίτερος εκρηκτικό.

Το 1986 όμως, οι J. Georg Bednorz και Karl Alex Muller ανακοίνωσαν ότι παρατήρησαν το φαινόμενο της υπεραγωγιμότητας σε ένα οξειδίο λανθανίου, βαρίου και χαλκού σε θερμοκρασία 30 K, όταν η μεγαλύτερη μέχρι τότε γνωστή τιμή της T_c ήταν 23 K σε μία ένωση νιοβίου-γερμανίου. Η ανακάλυψη αυτή προκάλεσε αμέσως το ενδιαφέρον της επιστημονικής κοινότητας και των επενδυτών και οδήγησε σε σημαντικές εξελίξεις. Η μεγαλύτερη παρατηρηθείσα κρίσιμη θερμοκρασία υπεραγωγιμότητας σήμερα είναι 203 K! Εάν κάποτε ανακαλυφθούν υπεραγωγοί με T_c υψηλότερη της θερμοκρασίας δωματίου, τότε θα αλλάξει ριζικά η τεχνολογία και ο κόσμος όπως τον ξέρουμε.

3.2 Όρια της Υπεραγωγίμης Κατάστασης [1]



Εικόνα 3.4 - Η αντίσταση του υδραργύρου σε σχέση με τη θερμοκρασία και η μετάπτωσή του σε υπεραγωγίμη κατάσταση στους 4,15K

Όπως έχει αναφερθεί, η βασική ιδιότητα που ξεχωρίζει τα υλικά αυτά είναι η ικανότητα μεταφοράς ρεύματος, με μηδενικές απώλειες ενέργειας. Η ιδιότητα αυτή όμως, περιορίζεται από τρία όρια, πέρα από τα οποία χάνεται και πλέον το υλικό λειτουργεί σαν κλασικός αγωγός ή ημιαγωγός.

Το ένα όριο το οποίο οριοθετεί την κατάσταση υπεραγωγιμότητας, είναι η κρίσιμη θερμοκρασία T_c , η οποία είναι χαρακτηριστική του κάθε υλικού. Η θερμοκρασία αυτή είναι η θερμοκρασία κάτω από την οποία όταν το υλικό ψυχθεί, μεταβαίνει από την κανονική κατάσταση στην υπεραγωγίμη κατάσταση. Όπως φαίνεται και από το διάγραμμα της ηλεκτρικής αντίστασης συναρτήσεως της θερμοκρασίας για τον υδράργυρο(εικόνα 3.4),

καμπύλη την οποία δημοσίευσε ο Onnes, παρατηρούμε ότι μέχρι την T_c , η

3. Υπεραγωγιμότητα

αντίσταση του υλικού ακολουθεί κανονικά τον νόμο του Ohm και ξαφνικά στους 4,15 K πέφτει στο μηδέν. Συνεπώς, για να έχουμε κατάσταση υπεραγωγιμότητας, πρέπει να βρισκόμαστε στην θερμοκρασιακή περιοχή στην οποία το υλικό παρουσιάζει τις ιδιότητες αυτές.

Κάτι ακόμη που επιδρά στην υπεραγωγίμη κατάσταση είναι το μαγνητικό πεδίο. Όπως φαίνεται από τον πίνακα 3.1, υπάρχει ένα μέγιστο μαγνητικό πεδίο H_c ,

ορισμένο για συγκεκριμένη θερμοκρασία η οποία είναι οπωσδήποτε κάτω από την κρίσιμη, πέρα από το οποίο καταστρέφεται η υπεραγωγίμη κατάσταση. Όπως είναι κατανοητό, το μέγιστο μαγνητικό πεδίο το οποίο ονομάζεται κρίσιμο μαγνητικό πεδίο και υπό το οποίο μπορεί να βρεθεί το υλικό και να παραμείνει σε υπεραγωγίμη κατάσταση δεν είναι σταθερό και συγκεκριμένο, αλλά είναι συναρτήσει της θερμοκρασίας στην οποία βρίσκεται το υλικό. Πιο συγκεκριμένα, το κρίσιμο μαγνητικό πεδίο σχετίζεται θερμοδυναμικά με την ελεύθερη ενεργειακή διαφορά μεταξύ της κανονικής και της υπεραγωγίμης κατάστασης σε μηδενικό μαγνητικό πεδίο. Το H_c προσδιορίζεται

Πίνακας 3.1- Κρίσιμη θερμοκρασία και κρίσιμο εξωτερικά επιβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο για διάφορα στοιχεία [1]

Υπεραγωγός	T_c (K)	$H_c(0)$ σε Tesla
Al	1.196	0.0105
Ga	1.083	0.0058
Hg	4.153	0.0411
In	3.408	0.0281
Nb	9.26	0.1991
Pb	7.193	0.0803
Sn	3.722	0.0305
Ta	4.47	0.0829
Ti	0.39	0.010
V	5.30	0.1023
W	0.015	0.000115
Zn	0.85	0.0054

εξισώνοντας την ενέργεια $H^2/8\pi$ ανά μονάδα όγκου, που σχετίζεται με τη κατακράτηση του πεδίου εκτός της μάζας του υλικού και ενάντια της μαγνητικής πίεσης (φαινόμενο Meissner), με την ελεύθερη ενεργειακή διαφορά μεταξύ της κανονικής και της υπεραγωγίμης κατάστασης. Δηλαδή:

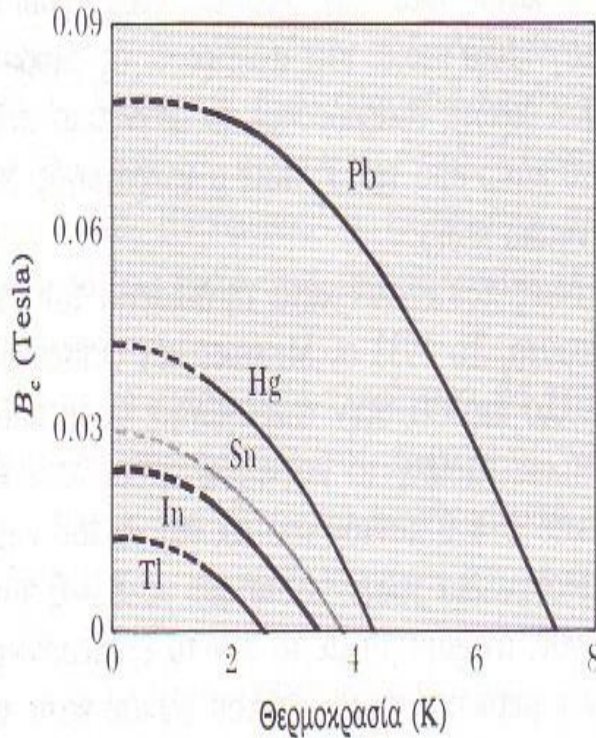
$$\frac{H_c^2(T)}{8\pi} = f_n(T) - f_s(T) \quad (3.1)$$

όπου f_n και f_s είναι οι ελεύθερες ενέργειες του Helmholtz ανά μονάδα όγκου στην κανονική και υπεραγωγίμη κατάσταση αντίστοιχα σε μηδενικό μαγνητικό πεδίο.

3. Υπεραγωγιμότητα

Η συναρτησιακή εξάρτηση του κρίσιμου μαγνητικού πεδίου H_c από τη θερμοκρασία έχει εμπειρικά βρεθεί ότι ακολουθεί με ικανοποιητικά καλή προσέγγιση την παρακάτω παραβολική σχέση:

$$H_c(T) = H_c(0) \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (3.2)$$



Εικόνα 3.5 -Το κρίσιμο εξωτερικά επιβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο σε συνάρτηση με την θερμοκρασία [1]

εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο υπερβαίνει το $H_c(0)$ είναι αδύνατο ένα υλικό να γίνει υπεραγωγός σε οποιαδήποτε θερμοκρασία.

Το τρίτο και τελευταίο όριο που περιορίζει το πεδίο στο οποίο έχουμε την εμφάνιση της υπεραγωγίμης κατάστασης είναι η πυκνότητα του ρεύματος που διαρρέει τον υπεραγωγό. Ας φανταστούμε για παράδειγμα ένα μακρύ κυλινδρικό υπεραγωγίμο καλώδιο το οποίο μεταφέρει ένα ρεύμα I . Αυτό το ρεύμα δημιουργεί ένα ομόκεντρο κυκλικό μαγνητικό πεδίο στην επιφάνεια του υπεραγωγού, μαγνήτισης $H = \frac{2I}{ca}$. Το μαγνητικό αυτό πεδίο είναι εκτός του αγωγού λόγω του προαναφερθέντος φαινομένου Meissner. Όταν τώρα το πεδίο αυξηθεί και φθάσει το κρίσιμο μαγνητικό πεδίο H_c , τότε θα καταστρέψει την υπεραγωγιμότητα. Έτσι το κρίσιμο ρεύμα θα είναι $I_c = \frac{caH_c}{2}$. Μπορεί να υπολογισθεί αναλυτικά με τις εξισώσεις των London και Maxwell και

Από την παραβολική αυτή εξίσωση είναι προφανές ότι παίρνουμε τη μέγιστη τιμή του κρίσιμου μαγνητικού πεδίου όταν $T=0$ K. Επειδή είναι ακόμα αδύνατο να ψυχθεί κάτι στους 0K, βρίσκουμε την μέγιστη τιμή του H_c , το $H_c(0)$, προσδιορίζοντας το H_c στη χαμηλότερη θερμοκρασία που μπορούμε να φτάσουμε και προεκτείνοντας στους 0 K. Η διαδικασία αυτή φαίνεται στην εικόνα 3.5. Να σημειωθεί ότι το $H_c(0)$ είναι το απόλυτα μέγιστο μαγνητικό πεδίο, πέρα από το οποίο παύει να είναι υπεραγωγίμο ένα υλικό. Με άλλα λόγια, εάν το

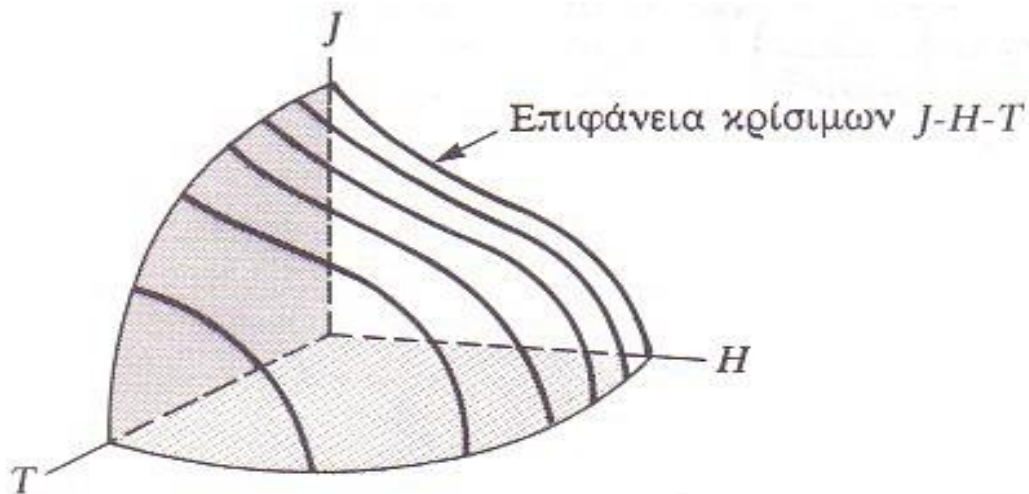
3. Υπεραγωγιμότητα

συνυπολογίζοντας το βάθος διείσδυσης λ , θέματα τα οποία θα αναπτυχθούν παρακάτω, ότι η κρίσιμη πυκνότητα ρεύματος είναι $I_c/2\pi\lambda$, δηλαδή:

$$J_c = \frac{cH_c}{4\pi\lambda} \quad (3.3)$$

Στο σημείο αυτό πρέπει να τονιστεί ότι η εξίσωση του κρίσιμου ρεύματος I_c συναρτήσει του κρίσιμου μαγνητικού πεδίου H_c εξαρτάται πρώτιστος από τη γεωμετρία του υπεραγωγού.

Συγκεντρώνοντας τους τρεις περιορισμούς που αναπτύχθηκαν παραπάνω και τοποθετώντας τους σε ένα σύστημα αξόνων, έχουμε το διάγραμμα της εικόνας 3.6. Σημειώνεται ότι μέσα από την επιφάνεια και προς το κέντρο των αξόνων έχουμε την υπεραγωγίμη κατάσταση, ενώ σε οποιοδήποτε συνδυασμό J - H - T που βρίσκεται εκτός του χώρου αυτού, δεν υπάρχουν υπεραγωγίμες ιδιότητες.



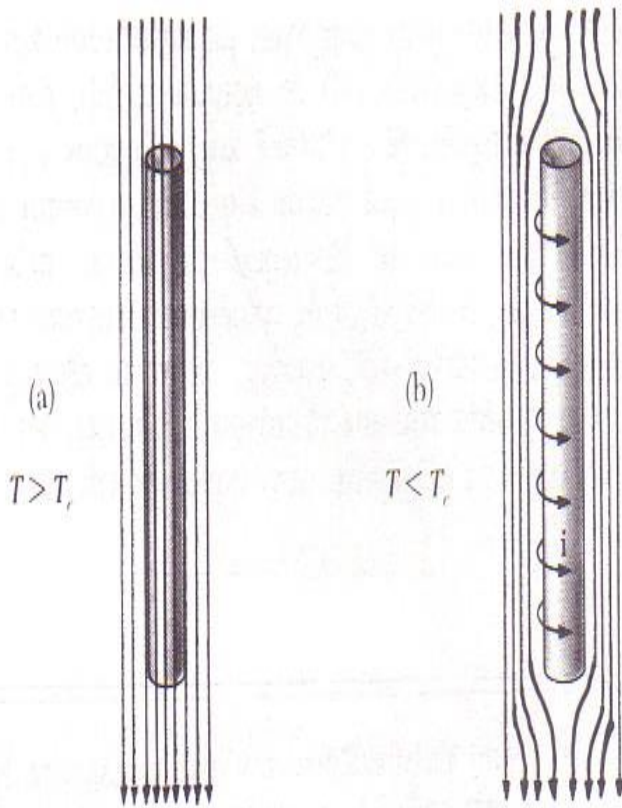
Εικόνα 3.6 - Οι τρεις κρίσιμες τιμές της υπεραγωγής σε συνδυασμό η μία με τις άλλες δύο [1]

3.3 Το Βάθος Διείσδυσης [1]

Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, τα μαγνητικά πεδία αποβάλλονται από το εσωτερικό των υπεραγωγών τύπου I και το υλικό είναι τέλεια διαμαγνητικό. Αυτό συμβαίνει με τη δημιουργία επιφανειακών ρευμάτων, τα οποία δημιουργούν τέτοιο μαγνητικό πεδίο το οποίο αντιτίθεται και εκμηδενίζει το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο και το εμποδίζει να εισέλθει στο εσωτερικό (εικόνα 3.7). Στην πραγματικότητα όμως, τα ρεύματα αυτά δεν δημιουργούνται μόνο στην επιφάνεια, αλλά διεισδύουν λίγο μέσα στο κύριο σώμα του υπεραγωγού, σε ένα πάχος στρώματος της τάξης μεγέθους των 10-100nm στο

3. Υπεραγωγιμότητα

οποίο το εξωτερικά επιβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο, ελαττώνεται εκθετικά σύμφωνα με τη σχέση:



$$B(x) = B_0 e^{-\frac{x}{\lambda}} \quad (3.4)$$

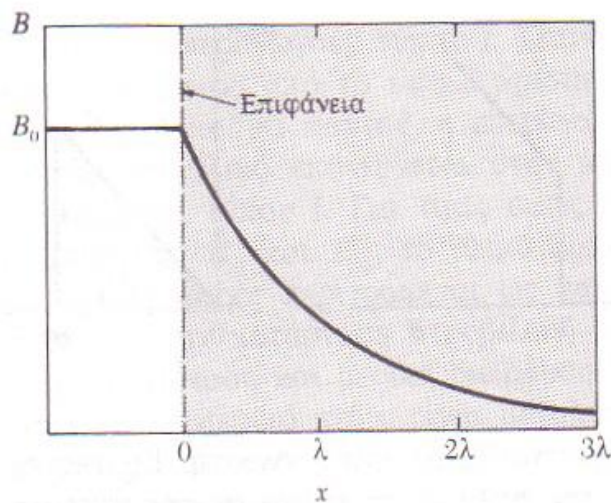
όπου B_0 είναι η τιμή του μαγνητικού πεδίου στην επιφάνεια του υπεραγωγού το οποίο είναι παράλληλο προς αυτήν, x είναι η απόσταση από την επιφάνεια κάποιου σημείου του εσωτερικού του αγωγού και λ είναι μία παράμετρος η οποία ονομάζεται βάθος διείσδυσης. Στην εικόνα 3.8 βλέπουμε τη μεταβολή του μαγνητικού πεδίου στο εσωτερικό ενός υπεραγωγού τύπου I, πολύ μεγάλου πάχους εν συγκρίσει με το πάχος του βάθους διείσδυσης, συναρτήσει της απόστασης από την

Εικόνα 3.7 - Δημιουργία επιφανειακών δινορευμάτων που αποτρέπουν την εισχώρηση των μαγνητικών γραμμών στο εσωτερικό του υπεραγωγού [1]

επιφάνεια. Στο σχήμα αυτό ο υπεραγωγός καλύπτει όλη την περιοχή του θετικού άξονα x και όπως φαίνεται, το μαγνητικό πεδίο ελαττώνεται πάρα πολύ σε απόσταση μερικών λ . η εξάρτηση του βάθους διείσδυσης από την θερμοκρασία περιγράφεται από την εμπειρική σχέση:

$$\lambda(T) = \sqrt{\lambda_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]} \quad (3.5)$$

όπου λ_0 είναι το βάθος διείσδυσης σε $T=0$ K. Συνεπάγεται από τη σχέση ότι, καθώς η θερμοκρασία πλησιάζει την κρίσιμη τιμή της, το λ τείνει



Εικόνα 3.8 - Η μαγνήτιση του υπεραγωγού στην επιφάνειά του [1]

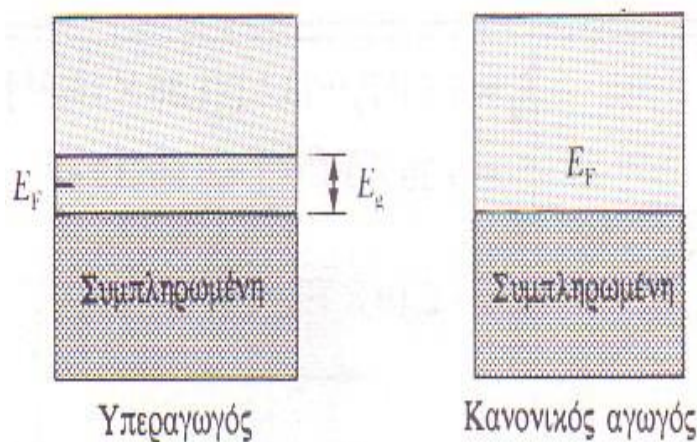
3. Υπεραγωγιμότητα

στο άπειρο. Με άλλα λόγια, καθώς η θερμοκρασία πλησιάζει την T_c και ενώ το δείγμα παραμένει υπεραγωγό, το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο διεισδύει όλο και βαθύτερα μέσα στον υπεραγωγό. Τελικά, το μαγνητικό πεδίο καταλαμβάνει όλο τον υπεραγωγό (το λ γίνεται άπειρο) και το υλικό επανέρχεται στην κανονική του κατάσταση.

3.4 Μήκος Συνάφειας και Ενεργειακό Χάσμα [1]

Μία άλλη σημαντική παράμετρος της υπεραγωγιμότητας είναι το λεγόμενο μήκος συνάφειας ξ (coherence length). Μπορούμε να θεωρήσουμε κατά την θεωρία BCS, που θα αναπτυχθεί εκτενέστερα παρακάτω, ότι το μήκος συνάφειας είναι η απόσταση κατά την οποία τα ζεύγη Cooper παραμένουν μαζί. Δηλαδή, κατά τη θεωρία αυτή το μήκος συνάφειας είναι συνδεδεμένο με την απόσταση στην οποία τα δύο ηλεκτρόνια ενός ζεύγους Cooper παραμένουν συσχετισμένα. Πρέπει να τονισθεί ότι η σταθερότητα της υπεραγωγίμης κατάστασης εξαρτάται από τον ισχυρό ή όχι συσχετισμό (την αμοιβαία εξάρτηση) των ζευγών Cooper.

Υπάρχει επίσης το ενεργειακό χάσμα E_g ανάμεσα στη θεμελιώδη και τη διεγερμένη κατάσταση του συστήματος το οποίο δεν υφίσταται στους κανονικούς αγωγούς όπως φαίνεται από στην εικόνα 3.9. Η ενέργεια



Fermi, E_f , των κανονικών αγωγών περιγράφει τη μέγιστη κινητική ενέργεια την οποία μπορούν να έχουν τα ελεύθερα ηλεκτρόνια σε $T=0$ K.

Εικόνα 3.9 - (α) απλουστευμένη παράσταση της δομής των ενεργειακών ζωνών των υπεραγωγών. Σημειώνεται η ύπαρξη ενεργειακού χάσματος στις συμπληρωμένες καταστάσεις χαμηλότερης ενέργειας και στις κενές υψηλότερης ενέργειας (β) Η δομή όμως των ενεργειακών ζωνών των κανονικών αγωγών δεν έχει ενεργειακό χάσμα. Σε $T=0$ K όλες οι καταστάσεις οι οποίες είναι χαμηλότερες από την ενέργεια Fermi, E_f , είναι συμπληρωμένες, ενώ όλες οι υψηλότερες καταστάσεις είναι κενές [1].

Το ενεργειακό χάσμα των

υπεραγωγών είναι πολύ μικρό, της τάξης κT_c ($\approx 10^{-3}$ eV) στα 0 K, συγκρινόμενο με αυτό των ημιαγωγών, που είναι περί το 1 eV, ή με την ενέργεια Fermi των

3. Υπεραγωγιμότητα

κανονικών μετάλλων, η οποία είναι της τάξης των 5 eV. Το ενεργειακό χάσμα, E_g , των υπεραγωγών αντιστοιχεί στην απαιτούμενη ενέργεια που πρέπει να επιβληθεί για την αποσύνθεση ενός ζεύγους Cooper. Το θέμα του ενεργειακού χάσματος θα αναπτυχθεί περαιτέρω στην θεωρία BCS.

Παρακάτω παρατίθεται ο πίνακας 3.2 με στοιχεία για τα βάθος διείσδυσης, μήκος συνάφειας και ενεργειακό χάσμα, για διάφορους υπεραγωγούς σε θερμοκρασία $T=0$ K.

Πίνακας 3.2 - Το βάθος διείσδυσης, το μήκος συνάφειας και το ενεργειακό χάσμα διαφόρων κλασσικών υπεραγωγών [1].

Υπεραγωγός	λ (nm)	ξ (nm)	E_g (meV)
<i>Al</i>	16	160	0,34
<i>Cd</i>	110	760	
<i>Pb</i>	37	83	2,73
<i>Nb</i>	39	38	3,05
<i>Sn</i>	34	23	1,15

3.5 Οι Εξισώσεις London [1]

Αφού λοιπόν εξηγήσαμε κάποιες παραμέτρους, οι οποίες είναι απαραίτητες για την κατανόηση της θεωρίας λειτουργίας των υπεραγωγών και αναφέρονται συχνά, περνάμε στο πρώτο βήμα που έγινε για την εξήγηση του φαινομένου της υπεραγωγιμότητας. Οι δύο βασικές ηλεκτροδυναμικές ιδιότητες που δίνουν στην υπεραγωγιμότητα το μοναδικό της ενδιαφέρον, τα παραμένοντα ρεύματα σε υπεραγωγίμο δακτύλιο και το φαινόμενο Meissner, περιγράφηκαν αρκετά ικανοποιητικά το 1935 από τα αδέρφια F. και H. London οι οποίοι πρότειναν δύο εξισώσεις που συνδυάζουν μικροσκοπικά τα ηλεκτρικά και μαγνητικά πεδία:

$$E = \frac{\partial}{\partial t} (\Lambda J_s) \quad (3.6)$$

και
$$H = -c \text{ curl}(\Lambda J_s) \quad (3.7)$$

όπου
$$\Lambda = \frac{4\pi\lambda^2}{c^2} = \frac{m}{n_s e^2} \quad (3.8)$$

Είναι αναμενόμενο ότι ο αριθμός της πυκνότητας των υπεραγωγίμων ηλεκτρονίων n_s θα έχει μία συνεχή μεταβολή από μηδέν σε θερμοκρασία T_c έως

3. Υπεραγωγιμότητα

μία οριακή τιμή της τάξεως n , της πυκνότητας δηλαδή των αγωγίμων ηλεκτρονίων, σε θερμοκρασία κατά πολύ μικρότερη της κρίσιμης.

Η πρώτη των εξισώσεων περιγράφει την τέλεια αγωγιμότητα εφόσον το οποιοδήποτε ηλεκτρικό πεδίο επιταχύνει τα υπεραγώγιμα ηλεκτρόνια απ' το να διατηρήσει απλά την ταχύτητά τους εξισορροπώντας την αντίσταση του υλικού όπως περιγράφεται από τον νόμο του Ohm για έναν κανονικό αγωγό.

Η δεύτερη εξίσωση, όταν συνδυαστεί με την εξίσωση του Maxwell $\text{curl}(\mathbf{h}) = \frac{4\pi\mathbf{j}}{c}$ οδηγεί στην:

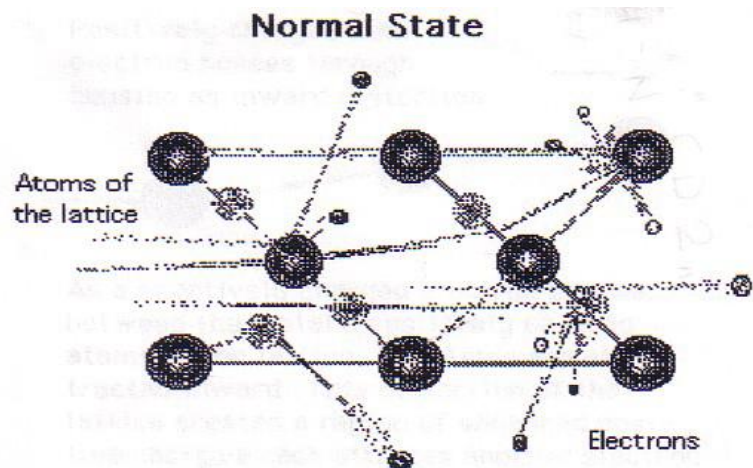
$$\nabla^2 \mathbf{h} = \frac{\mathbf{h}}{\lambda^2} \quad (3.9)$$

απ' όπου συνεπάγεται ότι ένα μαγνητικό πεδίο φράσσεται από το εσωτερικό ενός δείγματος με διαβάθμιση εκθετικής μορφής και σε βάθος λ , δηλαδή το φαινόμενο Meissner. Έτσι, η παράμετρος λ , προσδιορίζεται ως το βάθος διείσδυσης του υλικού και η εξάρτησή του από τη θερμοκρασία δίδεται από την εμπειρική σχέση:

$$\lambda(T) \approx \sqrt{\lambda_0 \left[1 - \left(\frac{T}{T_c} \right)^2 \right]} \quad (3.10)$$

3.6 Η Θεωρία B.C.S [1]

Παρόλη την πρακτικότητα και χρησιμότητα των εξισώσεων των αδερφών London, δεν κατάφεραν να απαντήσουν σε σημαντικά προβλήματα όπως η μέτρηση του λ , του κρίσιμου μαγνητικού πεδίου H_c , αλλά και ερωτήματα όπως την εξήγηση του φαινομένου της υπεραγωγιμότητας και



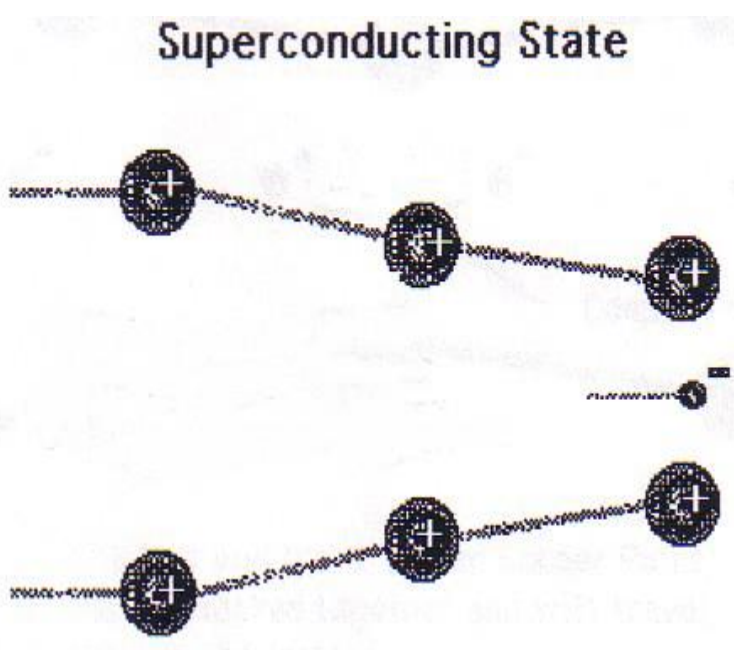
Εικόνα 3.10 - Μικροσκοπικά η αντίσταση που προβάλλει το πλέγμα στη κίνηση των ηλεκτρονίων και συνεπώς στην μετάδοση του ηλεκτρικού ρεύματος [1]

της απότομης μετάβασης του υλικού στην κατάσταση αυτή. Αυτές τις απαντήσεις ήρθαν να τις δώσουν το 1957 οι John Bardeen, Leon N. Cooper και J. Robert Schrieffer ανακοινώνοντας την θεωρία τους γνωστή ως BCS.

3. Υπεραγωγιμότητα

Γνωστό είναι ότι μέρος της ηλεκτρικής αντίστασης των υλικών στην κανονική τους κατάσταση, οφείλεται στις κρούσεις που λαμβάνουν μέρος ανάμεσα στα ελεύθερα ηλεκτρόνια και στα παλλόμενα ιόντα που έχουν μετακινηθεί από τις θέσεις του πλέγματος, λόγω της θερμότητας. Παράλληλα τα ηλεκτρόνια συγκρούονται με τις διάφορες προσμίξεις που έχει το υλικό, κάτι το οποίο επίσης αυξάνει την αντίσταση που προβάλλει το υλικό στην κίνηση των ηλεκτρονίων μέσα σε αυτό. Με την ανακάλυψη του φαινομένου της υπεραγωγιμότητας, η επιστημονική κοινότητα αντιλήφθηκε ότι το προαναφερθέν σχετικά απλοϊκό μοντέλο της ηλεκτρικής αγωγιμότητας δεν επαρκούσε ώστε να ερμηνεύσει το φαινόμενο. Δηλαδή, παρόλο που στις χαμηλές θερμοκρασίες που λαμβάνει χώρα η υπεραγωγιμότητα, το πλάτος της παλμικής κίνησης του πλέγματος έχει μειωθεί δραματικά, ωστόσο, δεν εξηγείται η απότομη μετάβαση στην κατάσταση υπεραγωγιμότητας, ενώ παράλληλα τα ηλεκτρόνια πάντοτε θα υφίστανται ορισμένες κρούσεις κατά την κίνησή τους, οπότε η πλήρης εξαφάνιση της ηλεκτρικής αντίστασης παρέμενε ανεξήγητη. Η δημοσίευση το 1957 της θεωρίας BCS ήταν λίαν επιτυχής στην ερμηνεία των διαφόρων ιδιοτήτων της υπεραγωγιμότητας και στα μοναδικά φαινόμενα που συμβαίνουν.

Η κεντρική ιδέα της θεωρίας αυτής είναι ο σχηματισμός δέσμιων καταστάσεων μεταξύ ζευγών ηλεκτρονίων, γνωστά ως ζεύγη Cooper, υπό την έμμεση επίδραση μιας έλξης. Η έμμεση επίδραση μίας έλξης λέγεται διότι όπως είναι γνωστό, τα ομώνυμα ηλεκτρικά



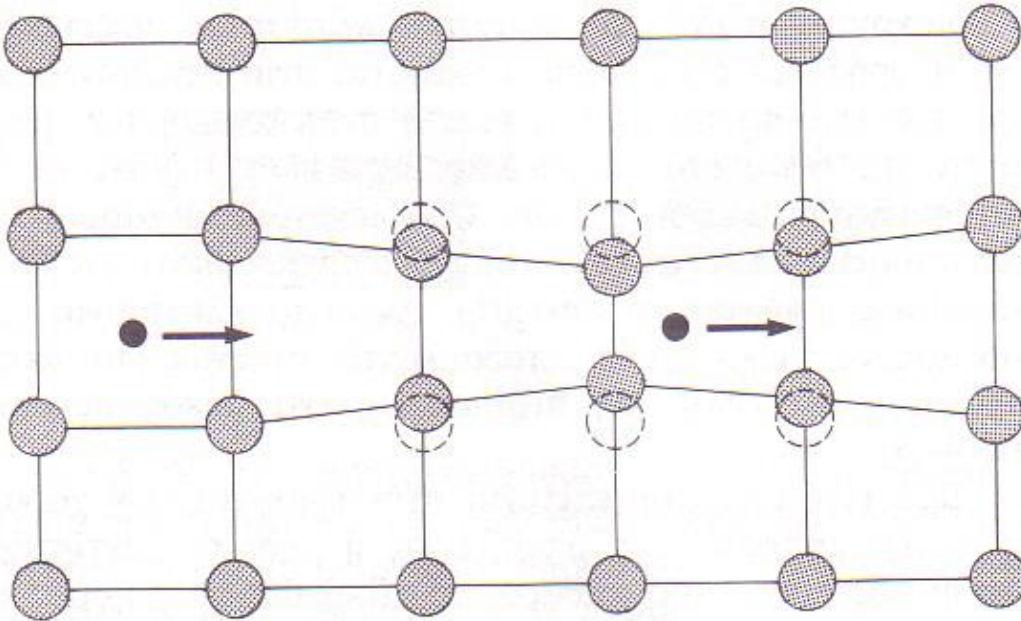
φορτία απωθούνται. Όμως, με έναν συγκεκριμένο

Εικόνα 3.11 - Η τοπική χωρική παραμόρφωση του πλέγματος κατά την διέλευση ηλεκτρονίου στην υπεραγωγίμη φάση [1]

μηχανισμό που συστήνει η θεωρία BCS και που θα αναπτυχθεί παρακάτω, θα δούμε πως το τελικό αποτέλεσμα είναι να αναπτύσσεται μία έλξη μεταξύ τους της οποίας ενδιάμεσος φορέας είναι το πλέγμα του υλικού.

3. Υπεραγωγιμότητα

Για να πάρουμε τα πράγματα από την αρχή, σε θερμοκρασία δωματίου, το κρυσταλλικό πλέγμα του υλικού δεν είναι ακίνητο αλλά, λόγω απορρόφησης της θερμικής ενέργειας, πάλλεται γύρω από τη θέση ισορροπίας του με ένα πλάτος x_0 και μία συχνότητα ω_0 . Όταν η θερμοκρασία μειώνεται, η συχνότητα ταλάντωσης



Εικόνα 3.12 - Έμμεση αξονική ελκτική δύναμη στο δεύτερο ηλεκτρόνιο λόγω της παραμόρφωσης του πλέγματος που προκύπτει λόγω της κίνησης του πρώτου [1]

παραμένει η ίδια, αλλά το πλάτος ή αλλιώς η απόσταση στην οποία φθάνει το ιόν από τη θέση ισορροπίας μειώνεται και σε θερμοκρασίες της τάξης των μερικών Kelvin όπου έχουμε το φαινόμενο της υπεραγωγιμότητας, η ταλάντωση του πλέγματος είναι σχεδόν μηδαμινή. Έτσι, κατεβαίνοντας τον άξονα της θερμοκρασίας, έχουμε σιγά σιγά τον σχηματισμό αγωγικών οδών μέσα στον μονοκρυστάλλο του υλικού όπου το πλέγμα δεν παρεμβάλλεται και οι σκεδάσεις των ηλεκτρονίων κατά την κίνησή τους στις διευθύνσεις αυτές είναι θεωρητικά μηδαμινές. Θα έλεγε κάποιος ότι αυτό είναι αρκετό για την εξήγηση της μηδενικής αντίστασης της υπεραγωγιμότητας, παρόλα αυτά όμως θα παρέμενε αναπάντητη η απότομη μετάβαση στην κατάσταση αυτή, καθώς δεν είναι γραμμική όπως προβλέπει ο νόμος του Ohm, ενώ παραμένουν ανεξήγητα τα παραμένοντα υπεραγώγιμα ρεύματα και το φαινόμενο Meissner.

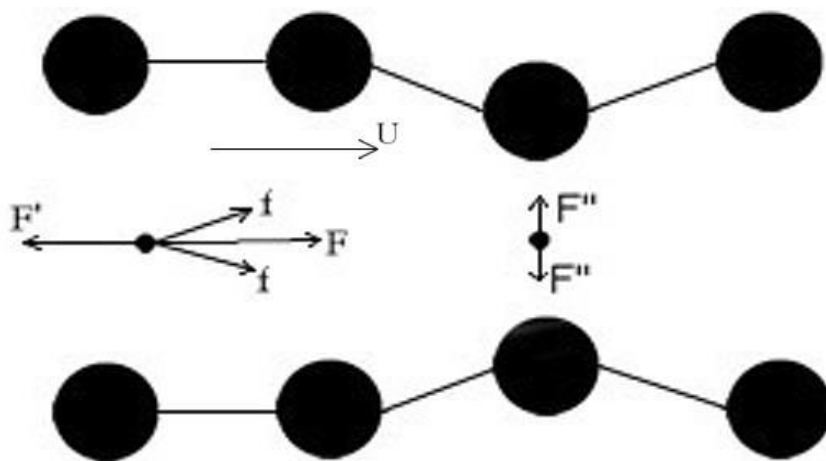
Όταν λοιπόν ένα ηλεκτρόνιο κινηθεί στην διεύθυνση των υπεραγώγιμων αυτών οδών που 'σχηματίζονται' ενδιάμεσα στο κρυσταλλικό πλέγμα του υλικού όπως φαίνεται στην εικόνα 3.12, τότε λόγω αμοιβαίας έλξης του ηλεκτρονίου με τα εκατέρωθέν του ιόντα του πλέγματος, τα αναγκάζει στην στιγμιαία εγκατάλειψη

3. Υπεραγωγιμότητα

των θέσεων ισορροπίας τους και στη σύγκλιση τους προς τη μεριά του ηλεκτρονίου. Το αποτέλεσμα είναι ότι στην παραμορφωμένη περιοχή του πλέγματος δημιουργείται εντελώς τοπικά μία περίσσεια θετικού φορτίου. Έτσι, όταν ένα άλλο ηλεκτρόνιο, το οποίο τυγχάνει να βρίσκεται στην ίδια υπεραγωγίμη οδό, πλησιάσει σε ικανοποιητική απόσταση προτού προλάβουν και επανέλθουν τα ιόντα του πλέγματος στις αρχικές θέσεις ισορροπίας τους, τότε έλκεται από την περίσσεια ηλεκτρικού φορτίου που υπάρχει εκεί. Δημιουργείται δηλαδή μία καθυστερημένη ελκτική δύναμη ανάμεσα στα δύο ηλεκτρόνια η οποία δρα μέσω των θετικών ιόντων του πλέγματος και ωθεί στιγμιαία το δεύτερο ηλεκτρόνιο προς τη διεύθυνση του πρώτου.

Ένας αξιοσημείωτος παραλληλισμός ο οποίος έχει γίνει για να εκλαϊκεύσει και κάνει έτσι πιο κατανοητό το φαινόμενο των ζευγών Cooper είναι με τα δύο αυτοκίνητα που τρέχουν στην εθνική. Δηλαδή όπως όταν ένα αυτοκίνητο, το

οποίο τρέχει στην εθνική και ακολουθεί σε κοντινή απόσταση ένα προπορευόμενο του, μπορεί και διατηρεί την ταχύτητά του με κατά πολύ μικρότερη παροχή καυσίμου εν



Εικόνα 3.13 - Ανάλυση των δυνάμεων που λαμβάνουν χώρα σε ένα ζεύγος Cooper: f , F'' ελκτικές δυνάμεις ηλεκτρονίου με πυρήνα, F' απωστική δύναμη ηλεκτρονίου με ηλεκτρόνιο [1].

σχέση με το πρώτο λόγω της μειωμένης αντίστασης του αέρα και της υποπίεσης που δημιουργείται πίσω από αυτό, έτσι και το δεύτερο μέλος του ζεύγους Cooper εκμεταλλεύεται την ενεργειακή κατάσταση που διαμορφώνει το πρώτο και κινείται στην πορεία αυτού χωρίς την ανάγκη πεδίου, άρα ενέργειας, που να το προσανατολίζει ή/και να το επιταχύνει.

Το πρώτο μέλος του ζεύγους Cooper ακολουθεί την πορεία που αναφέρθηκε, καθώς κατά την διεύθυνση αυτή δεν συναντά αντίσταση λόγω της μορφολογίας του πλέγματος. Όπως είναι κατανοητό, η κρυσταλλική μορφή του πλέγματος, η διάταξη των ιόντων στο χώρο δηλαδή, παίζει καταλυτικό και μείζονος σημασίας ρόλο στην ικανότητα ενός υλικού να μεταβεί σε υπεραγωγίμη κατάσταση. Ο σχηματισμός δηλαδή υπεραγωγίμων οδών κατά τις οποίες οι σκεδάσεις των

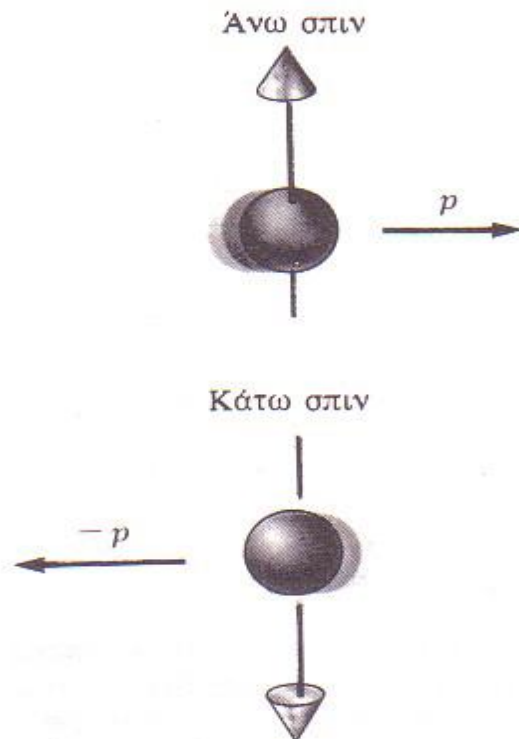
3. Υπεραγωγιμότητα

ηλεκτρονίων είναι μηδαμινές, δεν είναι δυνατός σε όλα τα υλικά. Όταν λοιπόν το ηλεκτρόνιο έλκει προς τα μέσα τα εκατέρωθέν του ιόντα, η συνισταμένη των δυνάμεων που δρουν σ' αυτό, είναι μηδέν (εικόνα 3.13).

Στη συνέχεια, στο δεύτερο ηλεκτρόνιο ασκούνται οι ελκτικές δυνάμεις από τα θετικά ιόντα που έχουν μετακινηθεί από τις θέσεις ισορροπίας τους προς τα μέσα, των οποίων η συνισταμένη είναι κατά τη διεύθυνση κίνησης του πρώτου ηλεκτρονίου. Επίσης, ασκείται η απωθητική δύναμη του προπορευόμενου ηλεκτρονίου λόγω ομώνυμου φορτίου κατά Coulomb, η οποία έχει φορά αντίθετη της κίνησης όπως φαίνεται στην εικόνα 3.13 αλλά είναι ασθενέστερη των ελκτικών. Έτσι, το δεύτερο ηλεκτρόνιο ακολουθεί ισορροπώντας σε μία πολύ συγκεκριμένη απόσταση το πρώτο, η οποία απόσταση λέγεται μήκος συνάφειας ξ .

Επειδή η ταλάντωση του πλέγματος λόγω του πρώτου ηλεκτρονίου είναι κβαντισμένη και άρα έχουμε φωτόνια, ο μηχανισμός που περιγράφηκε ονομάζεται και μηχανισμός οφειλόμενος σε φωτόνια. Είναι σημαντικό στο σημείο αυτό να κατανοηθεί ότι η ροή ενός υπεραγωγίου ρεύματος σε έναν υπεραγωγό δεν αποτελείται από ένα ζεύγος Cooper, αλλά από 'συρμούς' ηλεκτρονίων, όπου το κάθε ηλεκτρόνιο αποτελεί το δεύτερο μέλος του ζεύγους με το προηγούμενο του και παράλληλα του πρώτο μέλος με το επόμενο. Το κάθε ηλεκτρόνιο δηλαδή συμμετέχει ταυτόχρονα σε δύο ζεύγη Cooper. Έτσι δημιουργούνται σειρές ηλεκτρονίων που ταξιδεύουν μέσα στο πλέγμα του υλικού από υπεραγωγίμες οδούς.

Το ζεύγος Cooper αποτελείται από δύο ηλεκτρόνια με αντίθετες ορμές, ίσα μέτρα και αντίθετα σπιν (εικόνα 3.14). Επομένως, στην υπεραγώγιμη κατάσταση αλλά με απουσία υπερρευμαμάτων, το ζεύγος Cooper αποτελεί ένα σύστημα με μηδενική ολική ορμή και μηδενικό σπιν. Αφού λοιπόν τα ζεύγη Cooper έχουν μηδενικό σπιν, είναι μποζόνια και, επομένως, όλα τους μπορούν να βρίσκονται στην ίδια κατάσταση, ενώ, αντίθετα τα μεμονωμένα



Εικόνα 3.14 - Το ζεύγος Cooper αποτελείται από ηλεκτρόνια με αντίθετο σπιν μεταξύ τους [1].

3. Υπεραγωγιμότητα

ηλεκτρόνια είναι φερμιόνια, με σπιν $\frac{1}{2}$ και πρέπει να ικανοποιούν την απαγορευτική αρχή του Pauli, η οποία επιτρέπει ένα μόνο ηλεκτρόνιο σε μία συγκεκριμένη κατάσταση και συγκεκριμένο σπιν. Στη θεωρία BCS η θεμελιώδης κατάσταση αποτελείται από όλα τα δέσμια ζεύγη ηλεκτρονίων. Στη πράξη δηλαδή, όλα τα ζεύγη Cooper βρίσκονται στην ίδια κβαντική κατάσταση μηδενικής ορμής. Οι κυματοσυναρτήσεις των ζευγών Cooper έχουν σφαιρική συμμετρία, διότι έχουν μηδενικό σπιν και επομένως μηδενική στροφορμή. Αφού τα ηλεκτρόνια αποτελούν δέσμια κατάσταση, οι τροχιές τους μεταβάλλονται συνεχώς έτσι ώστε η απόσταση μεταξύ τους να είναι ίση περίπου με ένα μήκος συνάφειας.

Η θεωρία BCS είχε ιδιαίτερη επιτυχία στην ερμηνεία των χαρακτηριστικών ιδιοτήτων των υπεραγωγών, όπως είναι η μηδενική αντίσταση και η αποβολή της μαγνητικής ροής. Από καθαρά ποιοτική άποψη, μπορεί κανείς να πει ότι για ελαττωθεί η ορμή ενός οποιουδήποτε ζεύγους Cooper, λόγω χάρη με σκέδασή του, πρέπει ταυτόχρονα να ελαττωθεί η ορμή όλων των ζευγών Cooper. Δεν είναι δυνατόν, βάση της θεωρίας, να μεταβληθεί η ταχύτητα ενός ζεύγους Cooper μόνον, χωρίς ταυτόχρονα να μεταβληθεί ισόποσα και η ταχύτητα όλων των υπολοίπων ζευγών που ακολουθούν. Πολλοί συγγραφείς περιγράφουν αυτή τη συλλογική κατάσταση με τον όρο 'κολεκτιβιστική κατάσταση'. Ένας παραλληλισμός που έγινε παρομοίαζε τα ηλεκτρόνια των ζευγών με τους ορειβάτες που είναι δεμένοι μεταξύ τους. Εάν ένας από αυτούς ξεστρατίσει εξαιτίας των ανωμαλιών του μονοπατιού, που στην περίπτωσή μας οφείλονται στις θερμικές ταλαντώσεις των ατόμων του πλέγματος, οι υπόλοιποι ορειβάτες θα τον επαναφέρουν στην τάξη. Έτσι οι διάφορες ανωμαλίες του πλέγματος και οι ταλαντώσεις του δεν επηρεάζουν τα ζεύγη Cooper. Σε απουσία ηλεκτρικής αντιστάσεως, το ρεύμα διατηρείται στο διηνεκές.

Είναι αξιοσημείωτο το γεγονός ότι στις ταλαντώσεις του πλέγματος οφείλεται κατά ένα μέρος αφ' ενός η ηλεκτρική αντίσταση των κανονικών μετάλλων και, αφ' ετέρου, η υπεραγωγιμότητα. Έτσι, μέταλλα όπως τα Cu, Ag και Au που έχουν μικρές ταλαντώσεις πλέγματος σε θερμοκρασία δωματίου και είναι καλοί αγωγοί, δεν είναι υπεραγωγοί. Αντιθέτως, τα Pb, Sn και Hg, αλλά και άλλοι μέτριοι αγωγοί που έχουν μεγάλες ταλαντώσεις πλέγματος σε θερμοκρασία δωματίου, είναι υπεραγωγοί σε χαμηλές θερμοκρασίες. Αυτό οφείλεται στο ότι οι δεσμοί μεταξύ των ιόντων του υλικού πρέπει να έχουν την ανοχή και ελαστικότητα σε παραμορφώσεις, διότι αλλιώς δεν υπάρχουν οι προϋποθέσεις δημιουργίας της δυναμικής αυτής κατάστασης των ζευγών Cooper.

3. Υπεραγωγιμότητα

Όπως αναφέρθηκε παραπάνω, η υπεραγώγιμη κατάσταση οφείλεται στη συλλογική δράση όλων μαζί των ζευγών Cooper. Η συμπύκνωση όλων των ζευγών στην ίδια κβαντική κατάσταση κάνει το σύστημα να μοιάζει με ένα γιγαντιαίο κβαντομηχανικό σύστημα, όπως ως πούμε ένα μακρομόριο. Αυτός είναι ο λόγος για τον οποίο οι υπεραγωγοί έχουν κβαντική συμπεριφορά σε μακροσκοπική κλίμακα, ενώ τα επιμέρους άτομα και μόρια εκδηλώνουν τη κβαντική τους συμπεριφορά μόνον σε μικροσκοπική κλίμακα. Η συμπυκνωμένη συμπεριφορά των ζευγών Cooper περιγράφεται με μία και μόνον σύμφωνη κυματοσυνάρτηση ψ . Η κυματοσυνάρτηση αυτή εκτείνεται και καλύπτει ολόκληρο τον όγκο του υπεραγωγού και είναι της μορφής:

$$\psi_0(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2) = [\sum_{\mathbf{k} > k_f} \mathbf{g}_{\mathbf{k}} \cos \mathbf{k} \cdot (\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2)] (\alpha_1 \beta_2 - \beta_1 \alpha_2) \quad (3.11)$$

όπου $\mathbf{r}_1 - \mathbf{r}_2$ είναι οι σχετικές συντεταγμένες των ηλεκτρονίων ενός ζεύγους Cooper, τα $\alpha_1, \beta_1, \alpha_2$ και β_2 αναφέρονται αντιστοίχως στο άνω και κάτω σπιν (α, β) του πρώτου και δευτέρου (1,2) ηλεκτρονίου ενός ζεύγους Cooper, το $\mathbf{k} > k_f$ αντιστοιχίζεται με τα ηλεκτρόνια που έχουν κινητική ενέργεια μεγαλύτερη από το επίπεδο Fermi.

Όπως είναι κατανοητό, δεν έχουν όλα τα ελεύθερα ηλεκτρόνια την ικανότητα να γίνουν υπεραγωγιμα. Ο αριθμός των υπεραγωγιμων ηλεκτρονίων n_s είναι σαφώς μικρότερος από αυτόν των αγωγιμων στην κανονική κατάσταση του υλικού που συμβολίζεται ως n_n .

3.7 Η Θεωρία GL (Ginzburg - Landau)

Η μικροσκοπικής κλίμακας θεωρία των BCS δίνει πολύ καλά αποτελέσματα σε περιπτώσεις όπου οι καταστάσεις την ευνοούν, όπως όταν το ενεργειακό χάσμα είναι συνεχές στον χώρο. Υπάρχουν όμως πολλές περιπτώσεις όπου το όλο ενδιαφέρον προκύπτει από την ύπαρξη χωρικής ανομοιογένειας. Αυτού του είδους περίπτωση είναι οι υπεραγωγοί τύπου II που θα αναπτυχθούν παρακάτω. Σε τέτοιες περιπτώσεις, η αποκλειστικώς μικροσκοπικής αντιμετώπισης θεωρία έχει πολλές δυσκολίες και η χρησιμοποίηση της πιο μακροσκοπικής θεωρίας GL είναι επιτακτική. Η μεγαλύτερη αξία της θεωρίας βρίσκεται στη μεταχείριση της μακροσκοπικής συμπεριφοράς του υπεραγωγού, όπου η ολική ελεύθερη ενέργεια παίζει σημαντικό ρόλο και όχι το λεπτομερές φάσμα των διεγέρσεων [1].

3. Υπεραγωγιμότητα

Η βασική υπόθεση της θεωρίας GL είναι ότι η κυματοσυνάρτηση ψ είναι μικρή και μεταβάλλεται αργά στο χώρο. Έτσι η ελεύθερη ενέργεια f μπορεί να αναπτυχθεί σε μία σειρά της μορφής:

$$f = f_{n0} + \alpha|\psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\psi|^4 + \frac{1}{2m^*} \left| \left(\frac{\hbar}{i} \nabla - \frac{e^*}{c} \mathbf{A} \right) \psi \right|^2 + \frac{\hbar^2}{8\pi} \quad (3.12)$$

όπου $e^* = 2e$ και $m^* = 2m$ [6].

Προφανώς, αν η κυματοσυνάρτηση ψ ισούται με 0, δηλαδή δεν υπάρχουν υπεραγωγιμα ηλεκτρόνια, τότε η παραπάνω συνάρτηση ελαττώνεται κανονικά στην ελεύθερη ενέργεια της κανονικής κατάστασης $f_{n0} + \frac{\hbar^2}{8\pi}$, όπου $f_{n0}(T) = f_{n0}(0) - \frac{1}{2}\gamma T^2$ [1],[6].

Ας μελετήσουμε τώρα τους υπόλοιπους τρεις όρους της παραπάνω εξίσωσης που περιγράφουν τα φαινόμενα της υπεραγωγιμότητας. Σε απουσία μαγνητικού πεδίου και ανωμαλιών, έχουμε ότι:

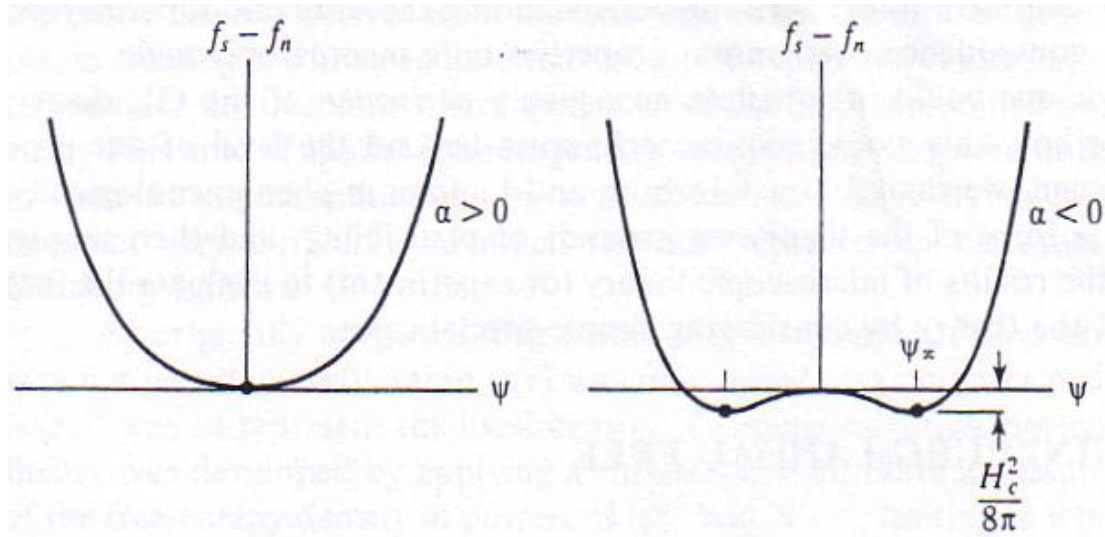
$$f_s - f_n = \alpha|\psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\psi|^4 \quad (3.13)$$

όπου η έρευνα έχει δείξει ότι το β πρέπει να είναι θετικό ώστε η θεωρία να είναι χρήσιμη. Ειδικά, η κατώτερη ελεύθερη ενέργεια θα επιτυγχάνεται για πολύ μεγάλες τιμές του $|\psi|^2$, όπου η διασπορά θα είναι ανεπαρκής [1],[6].

Όπως φαίνεται στο διάγραμμα της εικόνας 3.15, προκύπτουν δύο περιπτώσεις, ανάλογα το αν το α είναι θετικό ή αρνητικό. Αν είναι θετικό, τότε η ελάχιστη ελεύθερη ενέργεια παρατηρείται στο $|\psi|^2 = 0$ που ισοδυναμεί με την κανονική κατάσταση του υλικού. Από την άλλη πλευρά, όταν το α είναι αρνητικό, το ελάχιστο παρατηρείται όταν $|\psi|^2 = |\psi_\infty|^2 \equiv -\frac{\alpha}{\beta}$, όπου ο συμβολισμός ψ_∞ χρησιμοποιείται διότι η κυματοσυνάρτηση ψ πλησιάζει την τιμή αυτή απείρως βαθιά στο εσωτερικό του υπεραγωγού, όπου προστατεύεται από πιθανά επιφανειακά ρεύματα ή πεδία [1],[6].

Αν τώρα εφαρμόσουμε αυτή την τιμή της ψ στον προηγούμενο τύπο και χρησιμοποιήσουμε τον ορισμό του θερμοδυναμικού κρίσιμου μαγνητικού πεδίου H_c , έχουμε $f_s - f_n = -\frac{H_c^2}{8\pi} = -\frac{\alpha^2}{2\beta}$ [1],[6].

3. Υπεραγωγιμότητα



Εικόνα 3.15 - Η ελεύθερη ενέργεια συναρτήσει της κυματοσυνάρτησης των ηλεκτρονίων [1]

Συμπερασματικά, ο όρος $\alpha(T)$ πρέπει να αλλάζει πρόσημο, από θετικό σε αρνητικό, στην θερμοκρασία T_c , καθώς εξ' ορισμού η κρίσιμη θερμοκρασία είναι η υψηλότερη θερμοκρασία όπου ο όρος $|\psi|^2 \neq 0$ δίνει χαμηλότερη ελεύθερη ενέργεια απ' ότι ο όρος $|\psi|^2 = 0$. Έτσι, έχουμε ότι το $\alpha(t)$, είναι της μορφής

$$\alpha(t) = \alpha'(t - 1) \text{ όπου } t = \frac{T}{T_c} \quad [1], [6].$$

Ο τελευταίος όρος που απομένει για να περιγράψουμε πλήρως την υπεραγωγιμότητα κατά την θεωρία GL, είναι αυτός που ασχολείται με την επίδραση των πεδίων και των ατελειών του πλέγματος. Αν θέσουμε όπου $\psi = |\psi|e^{i\varphi}$ τότε έχουμε:

$$\frac{1}{2m^*} \left[\hbar^2 (\nabla|\psi|)^2 + \left(\hbar\nabla\varphi - \frac{e^*}{c} A \right)^2 |\psi|^2 \right] \quad (3.14)$$

όπου ο πρώτος όρος δίνει την επιπρόσθετη ενέργεια που σχετίζεται με τις ατέλειες της μαγνήτισης της βασικής παραμέτρου, σαν ένας σφαιρικός τοίχος. Ο δεύτερος όρος δίνει την κινητική ενέργεια που σχετίζεται με τα υπεραγωγικά ρεύματα που βρίσκονται στην αρχική τους μορφή. Με περαιτέρω επεξεργασία του τύπου αυτού, η κινητική ενέργεια μπορεί να γραφτεί ως $n_s^* (\frac{1}{2} m^* v_s^2)$ και η ταχύτητα κίνησης του υπεραγωγικού ρεύματος δίδεται από τον τύπο [1], [6]:

$$m^* v_s = p_s - \frac{e^* A}{c} = \hbar\nabla\varphi - \frac{e^* A}{c}.$$

3. Υπεραγωγιμότητα

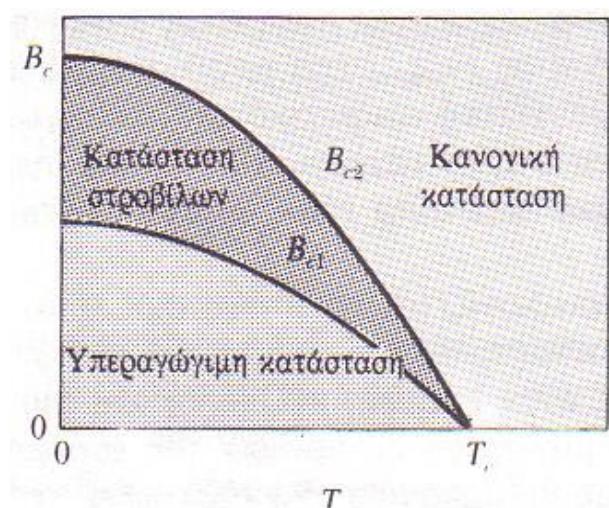
3.8 Κβάντωση της Μαγνητικής Ροής [1]

Εάν τοποθετήσουμε έναν υπεραγωγίμο δακτύλιο μέσα σε ένα μαγνητικό πεδίο και μετά απαλείψουμε το μαγνητικό πεδίο, τότε οι γραμμές του μαγνητικού πεδίου παγιδεύονται και συντηρούνται από το παραμένον ρεύμα επαγωγής. Ο Fritz London κατανόησε ότι η υπεραγωγιμότητα είναι κατ' εξοχήν κβαντομηχανικό φαινόμενο και διατύπωσε την άποψη ότι η παγιδευμένη ροή είναι κβαντισμένη σε ακέραια πολλαπλάσια του h/e . Το ηλεκτρικό φορτίο e υπεισέρχεται στο παρανομαστή διότι ο London υπέθεσε ότι το υπερρεύμα προκύπτει από μοναχικά (μονήρη) ηλεκτρόνια. Ωστόσο πειράματα μεγάλης ευαισθησίας που έγιναν με τη χρησιμοποίηση πολύ μικρών κυλινδρικών δακτυλίων απέδειξαν ότι το κβάντο της μαγνητικής ροής ήταν το ήμισυ της τιμής την οποία είχε δώσει εντελώς αξιωματικά ο London. Με άλλα λόγια, η μαγνητική ροή δεν είναι ακέραιο πολλαπλάσιο του h/e , αλλά του $h/2e$:

$$\Phi = \frac{nh}{2e} = n\Phi_0, \text{ όπου το } n \text{ είναι ακέραιος και } \Phi_0 = \frac{h}{2e} = 2.0679 \cdot 10^{-15} \text{ T} \cdot \text{m}^2 [1]$$

3.9 Υπεραγωγοί Τύπου II [1]

Οι τύπου II υπεραγωγοί ανακαλύφθηκαν την δεκαετία του 1950 και διέφεραν αρκετά από τους κλασικούς υπεραγωγούς που ήταν γνωστοί μέχρι τότε. Η βασικότερή τους διαφορά έγκειται στην ύπαρξη μίας μικτής κατάστασης που αποτελείται από τη ταυτόχρονη συνένωση υπεραγωγίμης και κανονικής φάσης μέσα στο σώμα του υλικού. Χαρακτηριστικό των υπεραγωγών αυτών είναι ότι έχουν δύο κρίσιμες τιμές του εξωτερικά επιβαλλόμενου μαγνητικού πεδίου.



Εικόνα 3.16 - Μικτή κατάσταση υπεραγωγιμότητας σε υπεραγωγούς τύπου II συναρτήσει του εξωτερικά επιβαλλόμενου μαγνητικού πεδίου και της θερμοκρασίας [1]

Ας υποθέσουμε ότι έχουμε έναν υπεραγωγό τύπου II και τον έχουμε ψύξει πέραν της κρίσιμης θερμοκρασίας του T_c . Ο υπεραγωγός αυτός έχει δύο κρίσιμες τιμές εξωτερικά επιβαλλόμενου μαγνητικού πεδίου H_{c1} και H_{c2} (εικόνα 3.16). Αν τώρα, το μαγνητικό πεδίο είναι μικρότερης έντασης από την τιμή H_{c1} , τότε τα φαινόμενα που παρατηρούνται είναι όμοια με αυτά των υπεραγωγών τύπου I.

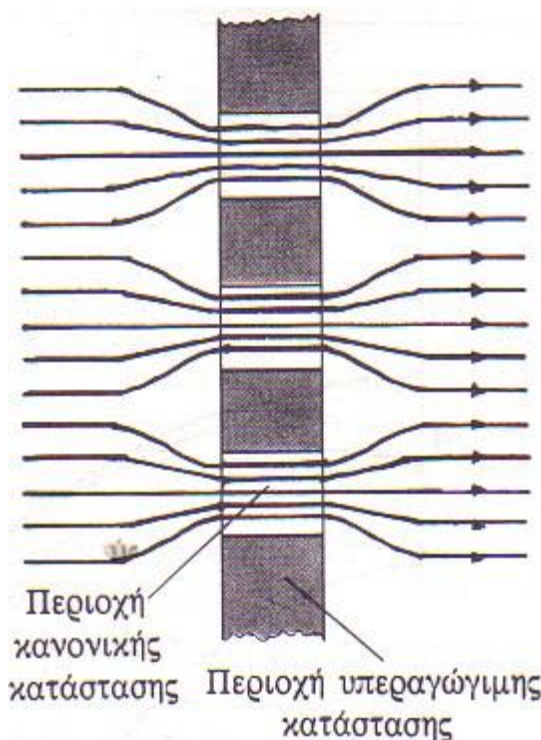
3. Υπεραγωγιμότητα

Δηλαδή, λαμβάνει χώρα το φαινόμενο Meissner όπου το υλικό συμπεριφέρεται ως τέλεια διαμαγνητικό και αποκλείονται όλες οι μαγνητικές γραμμές εκτός του εσωτερικού του υλικού, πέραν μίας επιφανειακής διείσδυσης σε βάθος λ που είναι το βάθος διείσδυσης και χαρακτηριστικό του υλικού όπως αναπτύχθηκε παραπάνω.

Στην περίπτωση που η ένταση του εξωτερικά επιβαλλόμενου μαγνητικού πεδίου υπερβαίνει την άνω κρίσιμη τιμή H_{c2} του υλικού, τότε η υπεραγωγιμότητα καταστρέφεται. Η περίπτωση είναι παρόμοια με την καταστροφή της υπεραγωγιμότητας στους υπεραγωγούς τύπου I όταν αυξηθεί η ένταση του μαγνητικού πεδίου πέραν της τιμής H_c . Όπως όμως θα δούμε παρακάτω, ο μηχανισμός που λαμβάνει χώρα στους τύπου II υπεραγωγούς και οδηγεί στην καταστροφή της υπεραγωγιμότητας είναι αρκετά διαφορετικός.

Όταν λοιπόν, η ένταση του εξωτερικά επιβαλλόμενου μαγνητικού πεδίου βρίσκεται μεταξύ της κάτω και της άνω κρίσιμης τιμής, τότε το υλικό βρίσκεται σε μια ενδιάμεση κατάσταση όπου συνυπάρχουν ταυτόχρονα η υπεραγωγή και η κανονική φάση μέσα στο σώμα του υλικού και η οποία πολλές φορές περιγράφεται ως κατάσταση στροβίλων ή φλαξονίων.

Για την καλύτερη κατανόηση του φαινομένου, ας θεωρήσουμε ότι βρισκόμαστε, σαφώς σε θερμοκρασία χαμηλότερη της κρίσιμης, και ότι η ένταση του μαγνητικού πεδίου είναι ελαφρώς χαμηλότερη της H_{c1} και αυξάνεται με αργό ρυθμό. Μέχρι την τιμή H_{c1} , το υλικό είναι τέλεια



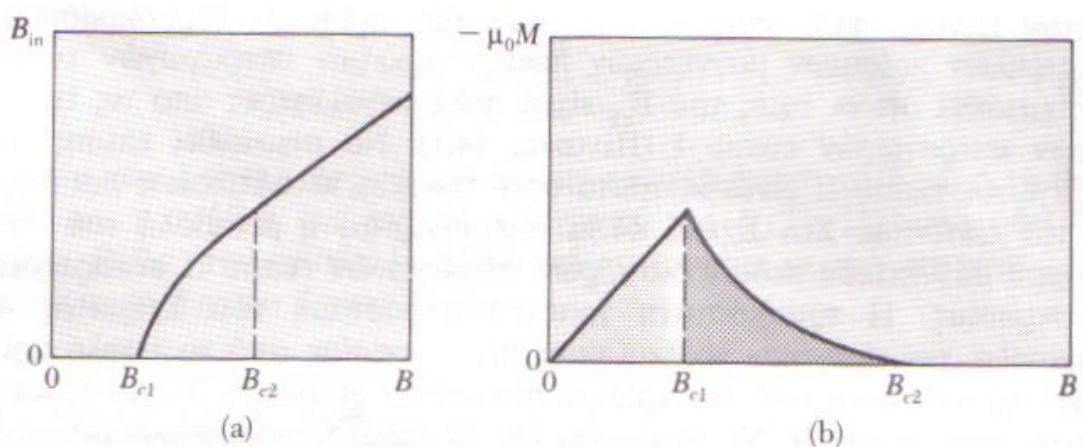
Εικόνα 3.17 - 'Διάτρηση' μέρους του υλικού από μαγνητικές γραμμές στη μικτή κατάσταση υπεραγωγιμότητας [1]

διαμαγνητικό και συμπεριφέρεται σαν κλασικός υπεραγωγός. Μόλις το μαγνητικό πεδίο υπερβεί την τιμή αυτή, παρατηρείται ότι μερικές μαγνητικές γραμμές του επιβαλλόμενου πεδίου διαπερνούν το υλικό σε γραμμές ευθείες και παράλληλες του εξωτερικού πεδίου (εικόνα 3.17). Έχουμε δηλαδή την δημιουργία διαμπερών κυλινδρικών οπών όπου το μαγνητικό πεδίο δεν εξοστρακίζεται, αλλά διαπερνάει το υλικό. Παρ' αυτά, το υλικό εξακολουθεί να

3. Υπεραγωγιμότητα

έχει μηδενική ηλεκτρική αντίσταση ενώ ταυτοχρόνως έχει και μερική διείσδυση του εξωτερικά επιβαλλόμενου μαγνητικού πεδίου.

Για εντάσεις κοντά στην H_{c1} , έχουμε την εμφάνιση ενός μικρού αριθμού αυτών των οπών, των ονομαζόμενων φλαξονίων, τα οποία μοιάζουν με νήματα ή λεπτές ράβδους υλικού σε κανονική κατάσταση. Μπορούμε να φανταστούμε την κατάσταση φλαξονίων σαν μια κυλινδρική δίνη ή έλικα υπερρευσμάτων η οποία περιβάλλει ένα κυλινδρικό κομμάτι του αγωγού που βρίσκεται σε κανονική κατάσταση και το οποίο επιτρέπει σε ένα μέρος του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου να διαρρέυσει διά μέσου του αγωγού. Στο κέντρο καθενός από αυτά τα



Εικόνα 3.18 - Οι μαγνητικές ιδιότητες ενός υπεραγωγού τύπου II. (a) Γραφική παράσταση του εσωτερικού πεδίου συναρτήσει του εφαρμοζόμενου εξωτερικού πεδίου. (b) Γραφική παράσταση της μαγνήτισης συναρτήσει του εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου [1]

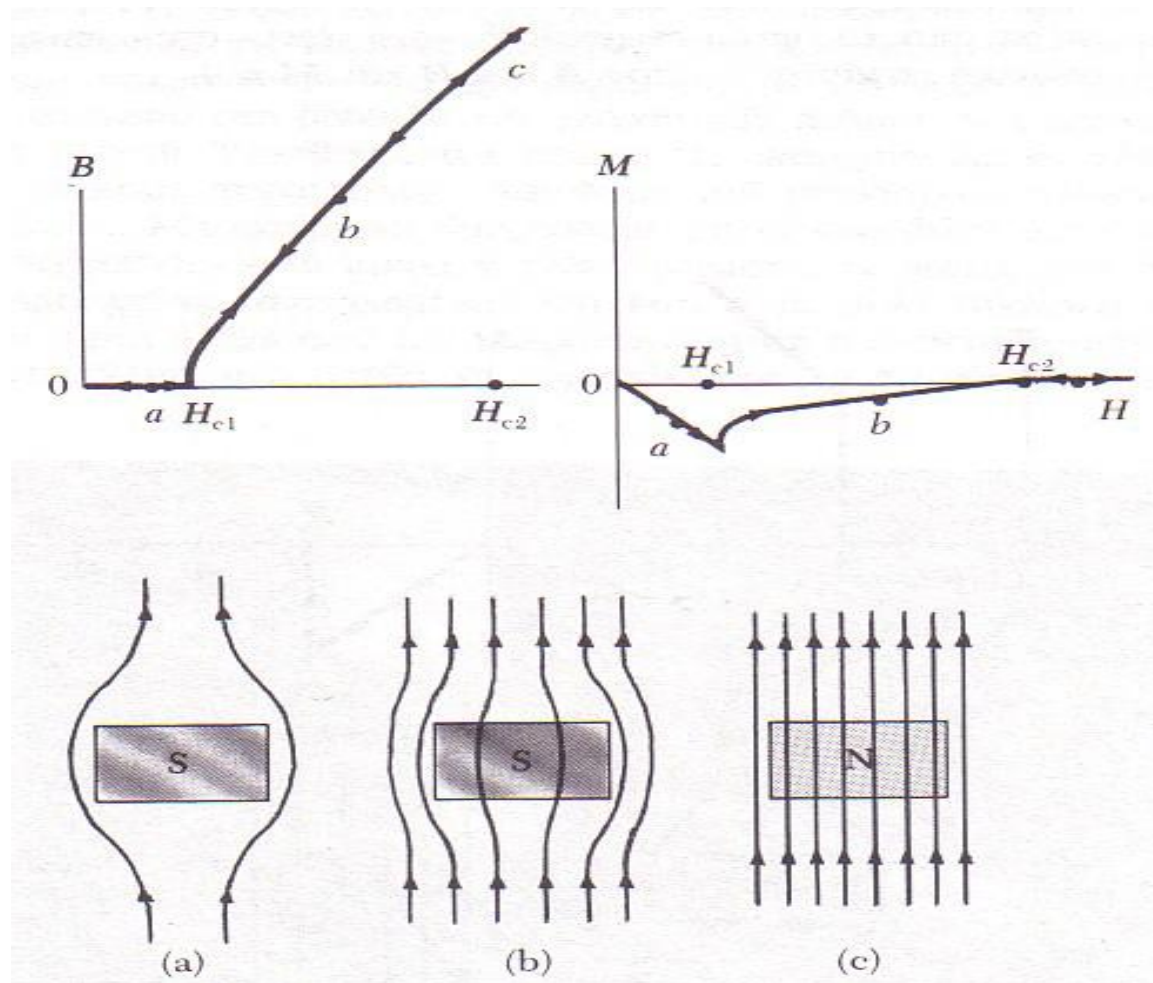
φλαξόνια, τα μαγνητικό πεδίο έχει την μέγιστή του τιμή και ελαττώνεται εκθετικά προς τα έξω, με χαρακτηριστικό βάθος διείσδυσης, δηλαδή ακτίνα του φλαξονίου, μικρότερο του λ . Πηγή που δημιουργεί το B σε κάθε φλαξόνιο είναι τα υπερρευσμάτα που το περιβάλλουν, τα οποία και θωρακίζουν την υπόλοιπη υπεραγώγιμη φάση του υλικού.

Με την αύξηση της έντασης του εξωτερικά επιβαλλόμενου μαγνητικού πεδίου προς την τιμή H_{c2} αυξάνεται και το πλήθος των φλαξονίων που διαπερνούν το υλικό μέχρις την τιμή H_{c2} που πλέον καταλαμβάνουν όλο το σώμα του υλικού και εκμηδενίζουν την υπεραγώγιμη φάση. Στο παραπάνω σχήμα (a) απεικονίζεται η μεταβολή του εσωτερικού μαγνητικού πεδίου συναρτήσει του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, ενώ στο σχήμα (b) απεικονίζεται η εξάρτηση της αντίστοιχης μαγνήτισης από το εφαρμοζόμενο εξωτερικό μαγνητικό πεδίο.

Επίσης, όταν ένας υπεραγωγός τύπου II βρίσκεται στη μικτή κατάσταση και εάν τα ρεύματα είναι επαρκώς μεγάλα, έχει παρατηρηθεί ότι τα φλαξόνια μπορεί να

3. Υπεραγωγιμότητα

κινηθούν κάθετα προς την διεύθυνση του ρεύματος. Η κίνηση αυτή των φλαξονίων αντιστοιχεί σε μεταβολή της ροής συναρτήσει του χρόνου και



Εικόνα 3.19 - Το εσωτερικό μαγνητικό πεδίο και η μαγνήτιση συναρτήσει του εξωτερικού μαγνητιζοντος πεδίου για ιδανικό υπεραγωγό τύπου II. Τα εικονιζόμενα σκίτσα του εσωτερικού μαγνητικού πεδίου αντιστοιχούν στα μέρη (a), (b) και (c) των καμπυλών. Τα S και N στο σχήμα συμβολίζουν την υπεραγωγίμη και την κανονική κατάσταση αντίστοιχα [1].

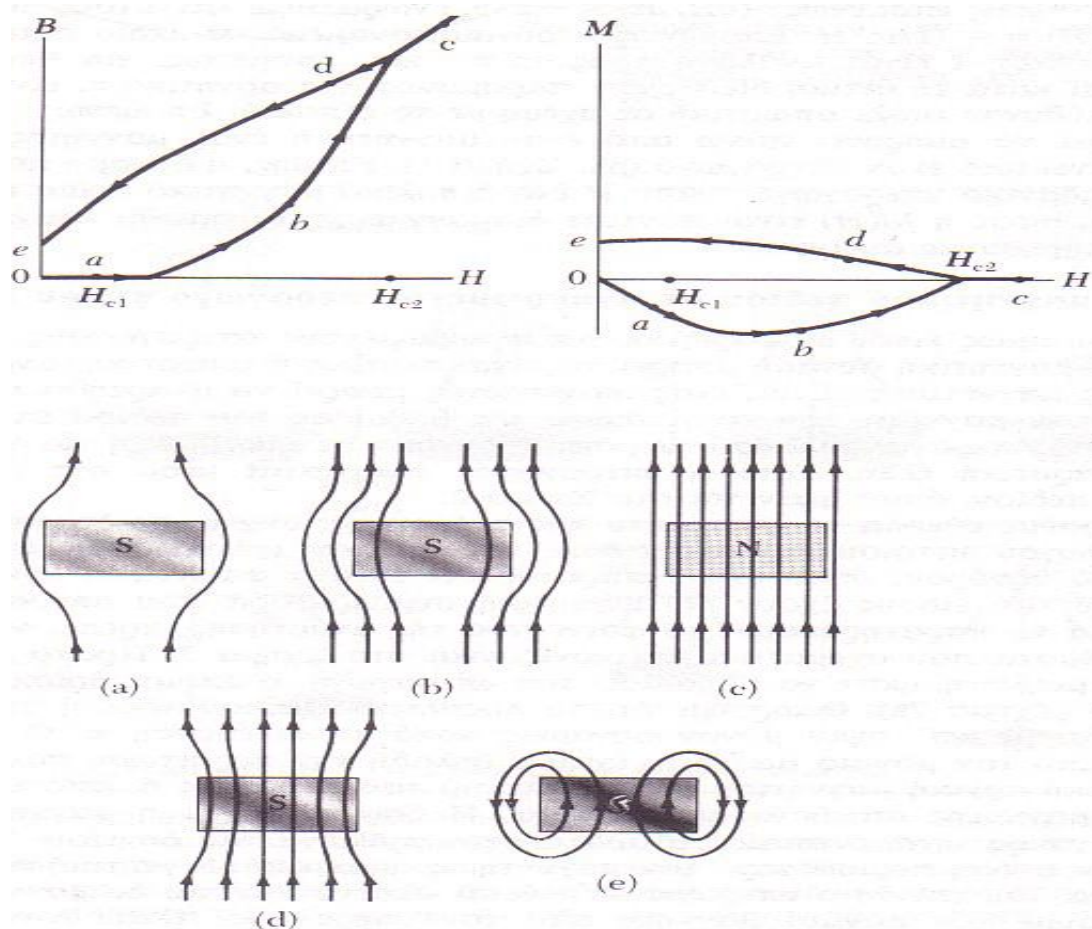
μεταφράζεται σε ηλεκτρική αντίσταση. Εάν τώρα εμπλουτίσουμε το υλικό με προσμίξεις, μπορούμε να ακινητοποιήσουμε (να αγκυρώσουμε – pin effect) τα κινούμενα φλαξόνια και να διατηρήσουμε έτσι την ηλεκτρική αντίσταση μηδενική. Η κρίσιμη τιμή του ρεύματος, στους υπεραγωγούς τύπου II, προσδιορίζεται από την τιμή του ρεύματος η οποία όταν πολλαπλασιαστεί επί την μαγνητική ροή στα φλαξόνια δίνει δύναμη Lorentz, η οποία είναι μεγαλύτερη από τη δύναμη ακινητοποίησης.

Στους ιδανικούς υπεραγωγούς τύπου II τα φλαξόνια ροής μπορούν να μπαινοβγαίνουν στον υπεραγωγό χωρίς κανένα εμπόδιο. Ο υπεραγωγός

3. Υπεραγωγιμότητα

πάντοτε μπορεί να βρει τη θερμοδυναμικά σταθερότερη κατάσταση στο δεδομένο μαγνητικό πεδίο. Οι καμπύλες μαγνήτισης είναι αντιστρεπτές και κάθε μία τιμή του εξωτερικά επιβαλλόμενου μαγνητικού πεδίου δίδει μία μόνον τιμή του εσωτερικού πεδίου B . Εάν όμως τα φλαξόνια της μαγνητικής ροής στους οποίους οφείλεται το εσωτερικό πεδίο ακινητοποιηθούν, τότε η κατάσταση αλλάζει και είναι δυνατόν να διαφέρει το πεδίο μέσα στον υπεραγωγό από το πεδίο ενός ιδεώδους υπεραγωγού τύπου II.

Στο παρακάτω σχήμα φαίνεται το εσωτερικό μαγνητικό πεδίο και η μαγνήτιση



Εικόνα 3.20 - Το εσωτερικό μαγνητικό πεδίο και η μαγνήτιση συναρτήσει της αύξησης και μείωσης του εφαρμοζόμενου εξωτερικού μαγνητικού πεδίου για αγκυρωμένο, μη αντιστρεπτό, υπεραγωγό τύπου II. Τα εικονιζόμενα σκίτσα του εσωτερικού μαγνητικού πεδίου αντιστοιχούν στα μέρη (a), (b), (c), (d) και (e) των καμπυλών. Τα S και N συμβολίζουν όπως και παραπάνω την υπεραγωγίμη και κανονική κατάσταση αντίστοιχα [1].

συναρτήσει του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου για ιδανικό τύπου II υπεραγωγό. Τα εικονιζόμενα σκίτσα του εσωτερικού μαγνητικού πεδίου αντιστοιχούν στα μέρη (a), (b) και (c) των καμπυλών. Τα S και N στο σχήμα συμβολίζουν την υπεραγωγίμη και την κανονική κατάσταση αντίστοιχα.

3. Υπεραγωγιμότητα

Στο επόμενο σχήμα φαίνεται το εσωτερικό μαγνητικό πεδίο και η μαγνήτιση συναρτήσει της αύξησης και μείωσης του εφαρμοζόμενου εξωτερικού μαγνητίζοντος πεδίου για 'αγκυρωμένο', μη αντιστρεπτό, υπεραγωγό τύπου II.

Συγκρίνοντας τώρα τα δύο σχήματα, βλέπουμε ότι, όταν το αυξανόμενο εξωτερικό πεδίο υπερβεί την τιμή H_{c1} στην περίπτωση του αγκυρωμένου υπεραγωγού, το πεδίο δεν εισέρχεται ανεμπόδιστα στο υπεραγωγό. Έτσι δημιουργείται ένα υπεραγώγιμο ρεύμα και το εσωτερικό πεδίο είναι μικρότερο από αυτό της θερμοδυναμικά ιδανικής κατάστασης. Η μεταβολή του εσωτερικού πεδίου και της μαγνήτισης στο χαμηλό κρίσιμο πεδίο H_{c1} δεν είναι έντονη. Το πεδίο εμποδίζεται να εισχωρήσει μέσα στον υπεραγωγό, ωστόσο η δύναμη 'αγκύρωσης' ξεπεραστεί από τη δύναμη Lorentz την οποία ασκεί το ρεύμα στα κβαντισμένα φλαξόνια μαγνητικής ροής. Αυτό το μοντέλο κίνησης της ροής προκαλεί την αρνητική καμπύλη μαγνήτισης, καθώς αυξάνεται το εξωτερικό πεδίο όπως φαίνεται στο κάτω σχήμα. Όσο πιο δυνατή είναι η δύναμη αγκύρωσης τόσο πιο δύσκολα εισέρχεται η μαγνητική ροή στο υλικό. Το υψηλό κρίσιμο πεδίο H_{c2} παραμένει σταθερό, αφού είναι η τιμή εκείνη του μαγνητικού πεδίου στην οποία ο υπεραγωγός επανέρχεται στην κανονική του κατάσταση. Εάν όμως τώρα ελαττώσουμε το εξωτερικό πεδίο κάτω από την τιμή H_{c2} , παρατηρούμε το αντίθετο. Η ροή που βρίσκεται μέσα στον υπεραγωγό δεν μπορεί να εξέλθει ελεύθερα. Το αποτέλεσμα είναι ότι το εσωτερικό πεδίο παραμένει μεγαλύτερο από το εξωτερικό, δίνοντας έτσι θετική μαγνήτιση. Η θετική αυτή μαγνήτιση παραμένει ακόμη και όταν το εξωτερικό πεδίο ελαττωθεί στο μηδέν. Τα σκίτσα (b) του πάνω και του κάτω σχήματος περιγράφουν τη συμπεριφορά του εσωτερικού και του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου ενός ιδανικού και ενός αγκυρωμένου υπεραγωγού τύπου II αντίστοιχα για αυξανόμενα και ελαττούμενα μαγνητικά πεδία.

Ας μελετήσουμε τώρα την περίπτωση της κατακόρυφης δύναμης την οποία ασκεί το μαγνητικό πεδίο H σε ένα μικρό αντικείμενο, μοναδιαίου όγκου, το οποίο είναι μαγνητισμένο κατά τη διεύθυνση z , παράλληλα προς το B . το μέτρο της δύναμης είναι:

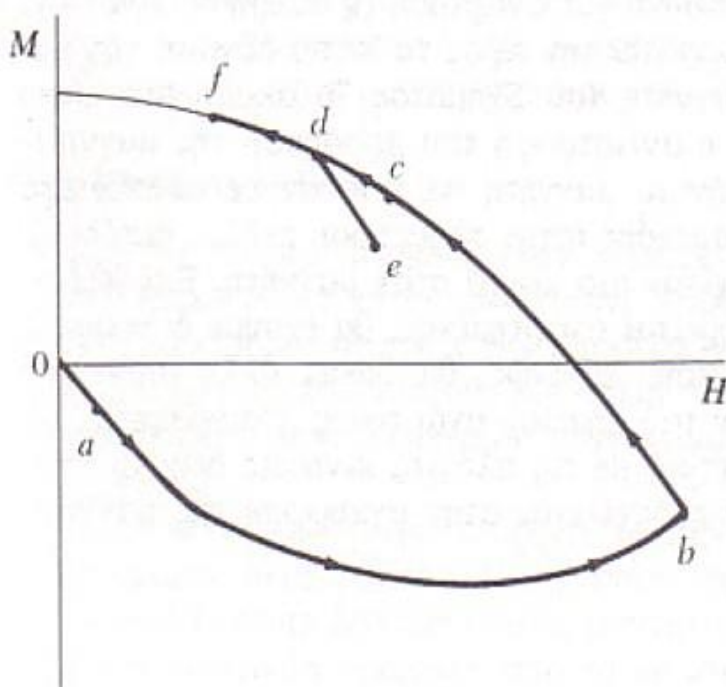
$$F = \mu_0 M(H) \frac{dH}{dz} \quad (3.15)$$

όπου $\frac{dH}{dz}$ είναι η βαθμίδα του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου και $M(H)$ είναι η μαγνήτιση του υλικού με παρουσία εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Η ίδια εξίσωση περιγράφει την έλξη ενός μαγνητιζόμενου υλικού από έναν μόνιμο μαγνήτη και την έλξη ή άπωση δύο μόνιμων μαγνητών.

3. Υπεραγωγιμότητα

Η δύναμη ανάμεσα σε έναν κοινό μαγνήτη και έναν υπεραγωγό είναι πάντοτε απωστική. Και όταν είναι αρκετά μεγάλη ώστε να εξισορροπήσει τη δύναμη της βαρύτητας, τότε έχουμε το φαινόμενο της αιώρησης. Παραδείγματος χάριν, ας θεωρήσουμε ότι ένα διπολικό πεδίο υπάρχει κατά μήκος του άξονα z . Τότε το πεδίο είναι $H \propto z^{-3}$ και επομένως $\frac{dH}{dz} \propto -z^{-4}$. Γνωρίζουμε ότι στους υπεραγωγούς τύπου I, ισχύει ότι $M(H) = -\left(\frac{1}{\mu_0}\right)H$.

Επομένως η δύναμη σε πεδίο διπόλου και σε υπεραγωγό τύπου I είναι ανάλογη προς το z^{-7} και, επομένως, για θετικό z είναι απωστική και κατά τη θετική διεύθυνση. Παρομοίως, για αρνητικό z , είναι κατά την αρνητική διεύθυνση πάλι απωστική σε σχέση με το δίπολο. Επομένως, ένας υπεραγωγός μπορεί να αιωρηθεί πάνω από έναν μαγνήτη ή ένας μαγνήτης πάνω από έναν υπεραγωγό.



Εικόνα 3.21 - Σχηματική απεικόνιση της καμπύλης μαγνήτισης. Η αντιστοιχία των διαφόρων μερών της καμπύλης με την εικόνα 3.20 βρίσκεται αν παρακολουθήσει κανείς τα μέρη (a), (b), (c), (d), (e) και (f). Η ανάρτηση αντιστοιχεί στο σημείο d. Τα μέρη de και df της καμπύλης περιγράφουν την περίπτωση κατά την οποία ο υπεραγωγός διαταράσσεται έτσι ώστε πλησιάζει ή απομακρύνεται αντίστοιχα από τον μόνιμο μαγνήτη [1]

Επίσης, η δύναμη που ασκεί πάνω σε έναν ιδανικό υπεραγωγό τύπου II ένα διπολικό μαγνητικό πεδίο είναι πάντοτε απωστική, αφού η $M(H)$ είναι πάντοτε διαμαγνητική (αρνητική) και έτσι μπορούμε να παρατηρήσουμε αιώρηση.

Η κατάσταση όμως είναι διαφορετική για αγκυρωμένους υπεραγωγούς τύπου II. Η κατακόρυφη μαγνητική έλξη μπορεί να είναι ελκτική ή απωστική, ανάλογα με το πρόσημο

της μαγνήτισης. Έτσι, ένας υπεραγωγός μπορεί να αναρτηθεί αιωρούμενος κάτω από έναν μαγνήτη, εάν το γινόμενο της βαθμίδας του πεδίου επί την θετική μαγνήτιση του υπεραγωγού δώσει μαγνητική δύναμη με ικανή έλξη για να

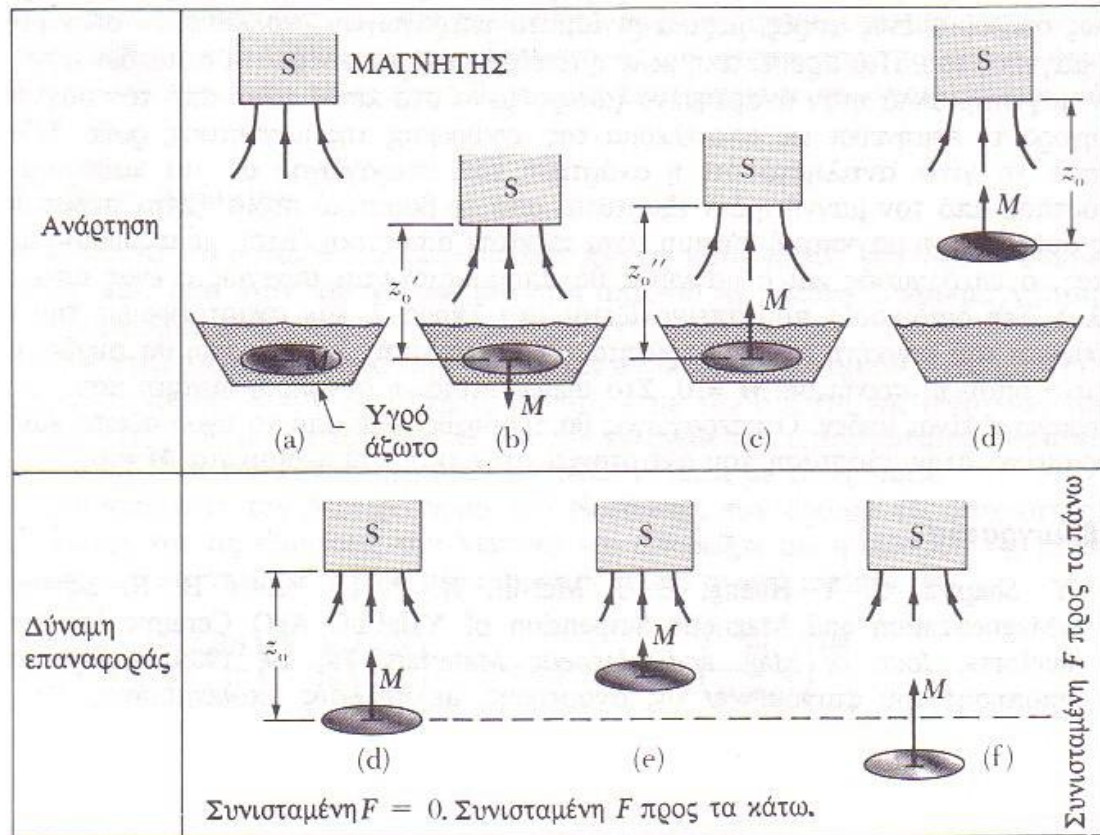
3. Υπεραγωγιμότητα

εξισορροπήσει την βαρυτική έλξη. Τότε ο υπεραγωγός αναρτάται μέσα στη βαθμίδα του μαγνητικού πεδίου.

Για να γίνει πιο κατανοητό το φαινόμενο της ανάρτησης των υπεραγωγών τύπου II με προσμίξεις, ας μελετήσουμε το παρακάτω παράδειγμα. Σε δείγματα του θερμού υπεραγωγού υτρίου – βαρίου – οξειδίου του χαλκού με προσμίξεις οξειδίου του αργύρου και όχι μόνο, έχουν παρατηρηθεί έντονα τα φαινόμενα της αγκύρωσης των φλαξονίων. Τα υλικά αυτού του είδους έχουν τη μαγνητική συμπεριφορά που φαίνεται στο διάγραμμα παρακάτω. Στο διάγραμμα αυτό, η ανάρτηση αντιστοιχεί στο σημείο d. Τα μέρη de και df της καμπύλης περιγράφουν την περίπτωση κατά την οποία ο υπεραγωγός διαταράσσεται έτσι ώστε να πλησιάζει ή να απομακρύνεται, αντίστοιχα από τον μόνιμο μαγνήτη. Για να κατανοηθεί πλήρως το φαινόμενο της ανάρτησης θα ακολουθηθεί το πείραμα που σχηματικά απεικονίζεται παρακάτω. Αρχικά, πλησιάζουμε τον μόνιμο μαγνήτη στον υπεραγωγό που βρίσκεται βυθισμένος σε λουτρό υγρού αζώτου. Θεωρείται ότι το πρόβλημα έχει κυλινδρική συμμετρία και έτσι λαμβάνουμε υπ' όψιν μόνο δυνάμεις κατά τη διεύθυνση z. Ο υπεραγωγός απωθείται από τον μόνιμο μαγνήτη, έχουμε δηλαδή την περίπτωση που αντιστοιχεί στην αρνητική αρχική μαγνήτιση (διαμαγνήτιση) του υλικού. Η βαρύτητα και η μαγνητική δύναμη ωθούν τον υπεραγωγό προς τα κάτω, ο οποίος σταματά στον πυθμένα του δοχείου. Καθώς όμως κατεβάζουμε περαιτέρω τον μαγνήτη, η απωστική δύναμη αυξάνεται επειδή ο υπεραγωγός γίνεται ολοένα και πιο διαμαγνητικός. Τότε, απομακρύνοντας τον μόνιμο μαγνήτη από τον υπεραγωγό, ελαττώνεται το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο που επιβάλλεται στον υπεραγωγό με αποτέλεσμα την παγίδευση μέρους της μαγνητικής ροής μέσα στον υπεραγωγό, κάτι που προκαλεί θετική μαγνήτιση (επάνω μέρος του βρόγχου του προηγούμενου διαγράμματος). Η θετική αυτή μαγνήτιση προκαλεί την έλξη του υπεραγωγού από τον μόνιμο μαγνήτη και σε απόσταση z_0 όταν η έλξη αυτή είναι ικανή αρκετά ώστε να υπερνικήσει τη δύναμη της βαρύτητας, τότε ο υπεραγωγός υψώνεται έξω από το υγρό άζωτο και αιωρείται αναρτημένος κάτω από τον μόνιμο μαγνήτη για όσο χρόνο παραμένει σε υπεραγώγιμη κατάσταση, ωστόσο δηλαδή θερμανθεί σε θερμοκρασία υψηλότερη της κρίσιμης. Στα δύο τελευταία σκίτσα e και f έχουμε την διατάραξη του υπεραγωγού από την θέση ισορροπίας του. Αυτό οδηγεί στην μείωση ή την αύξηση της θετικής μαγνήτισης αντίστοιχα και άρα την επαναφορά του υπεραγωγού στην απόσταση ισορροπίας του από τον μόνιμο μαγνήτη. Αν δηλαδή μετακινήσουμε τον μαγνήτη προς τον υπεραγωγό,

3. Υπεραγωγιμότητα

αυξάνουμε το μαγνητικό πεδίο που δρα σε αυτόν και εφόσον η μαγνητική ροή παραμένει σταθερή, τα υπεραγωγίμα ρεύματα μειώνονται, οπότε η θετική



Εικόνα 3.22 - Σχηματική παράσταση των απαραίτητων βημάτων για να παρατηρήσουμε το φαινόμενο της ανάρτησης. (a) Κατεβάζουμε τον μόνιμο μαγνήτη και έχουμε αρνητική μαγνήτιση, (b) κατεβάζουμε ακόμη περισσότερο τον μόνιμο μαγνήτη και έχουμε μεγαλύτερη άπωση πάνω στον υπεραγωγό, (c) ανεβάζουμε τον μόνιμο μαγνήτη προς τα επάνω, οπότε έχουμε αντιστροφή της μαγνήτισης και έλξη του μαγνήτη (d) ανάρτηση του υπεραγωγού σε απόσταση z_0 κάτω από τον μαγνήτη. Στο σημείο αυτό η βαρύτητα εξισορροπείται από την προς τα πάνω μαγνητική έλξη (e) ο υπεραγωγός διαταράσσεται έτσι ώστε να πλησιάσει τον μόνιμο μαγνήτη με αποτέλεσμα την μείωση της θετικής μαγνήτισης (f) ο υπεραγωγός διαταράσσεται έτσι ώστε να απομακρυνθεί από τον μόνιμο μαγνήτη με αποτέλεσμα να αυξηθεί η θετική μαγνήτιση. Στο σχήμα αυτό το S συμβολίζει τον νότιο πόλο του μαγνήτη [1].

μαγνήτιση μειώνεται και η έλξη ελαττώνεται. Τότε η βαρύτητα έλκει τον υπεραγωγό και τον επαναφέρει στην αρχική απόσταση ισορροπίας z_0 οπού είναι και το σημείο ανάρτησης. Τα αντίθετα συμβαίνουν στην περίπτωση απομάκρυνσης του μαγνήτη από τον υπεραγωγό. Βλέπουμε λοιπόν ότι, κατά κάποιον τρόπο, ο υπεραγωγός λειτουργεί σαν σερβομηχανισμός ο οποίος ελέγχει τη μαγνήτιση, αυξάνοντάς την ή μειώνοντάς την έτσι ώστε να επιστρέφει στο αρχικό σημείο ανάρτησης.

3. Υπεραγωγιμότητα

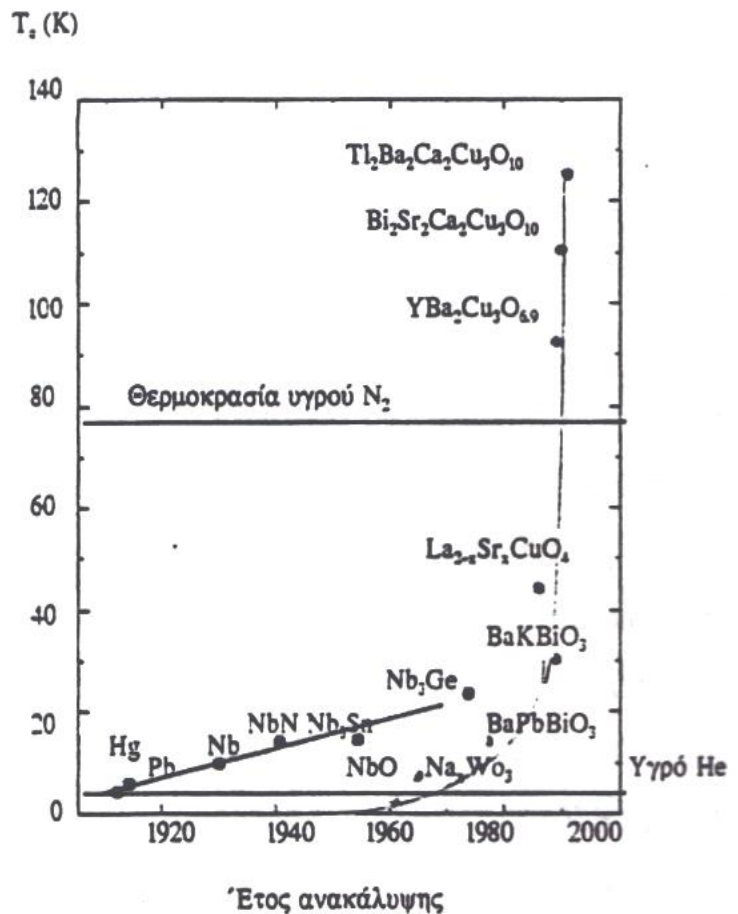
Η ύπαρξη πολλών σημείων ανάρτησης οφείλεται στη μη αναστρεψιμότητα και στην υστέρηση της μαγνήτισης. Η μόνη συνθήκη για ανάρτηση (ή αιώρηση) είναι ότι η προς τα πάνω δύναμη πρέπει να εξισορροπεί την προς τα κάτω δύναμη της βαρύτητας. Στο σημείο αυτό πρέπει να γίνει αντιληπτό ότι η ανάρτηση του υπεραγωγού σε μια καθορισμένη απόσταση από τον μαγνήτη δεν εξαρτάται από το βαρυτικό πεδίο. Στη διαδικασία που περιγράφηκε παραπάνω, εάν αναστρέψουμε την κατεύθυνση του μαγνήτη και εάν η βαρύτητα είναι μηδενική, η ανάρτηση θα συμβεί στο σημείο όπου η μαγνήτιση $M=0$. Στο σημείο αυτό η συνολική δύναμη πάνω στον αγωγό είναι μηδέν.

3.10 Υπεραγωγοί Υψηλών Κρίσιμων Θερμοκρασιών (high T_c) [1]

Η εξέλιξη του θέματος της υπεραγωγιμότητας, από την άποψη των εφαρμογών της σε βιομηχανικό επίπεδο, έμεινε στάσιμη μέχρι τα μέσα της δεκαετίας του '80. Μέχρι τότε, είχε παρατηρηθεί ότι πάνω από είκοσι στοιχεία παρουσίαζαν την ιδιότητα της υπεραγωγιμότητας σε ένα εύρος θερμοκρασιών μεταξύ των 0,35K (Hf) και των 9,25K (Nb).

Υψηλότερες κρίσιμες θερμοκρασίες παρουσίαζαν υπεραγωγιμα κράματα όπως το Nb_3Sn και το $NbTi$, με υψηλότερη παρατηρούμενη αυτή του Nb_3Ge , η οποία έφτανε τους 23,2K. Παρά όμως τις αμέτρητες εφαρμογές που θα μπορούσαν να βρουν υλικά με υπεραγωγιμες ιδιότητες, η βιομηχανική παραγκώνιση επήλθε λόγω της πολύ χαμηλής θερμοκρασίας μετάβασης του υλικού σε υπεραγωγιμη κατάσταση, συνθήκες οι οποίες είναι αδύνατον να σταθούν σε βιομηχανικό επίπεδο.

Το ενδιαφέρον όμως της επιστημονικής και βιομηχανικής κοινότητας ξαναστράφηκε στους



Εικόνα 3.23 - Διάγραμμα ανακάλυψης της υψηλότερης κρίσιμης θερμοκρασίας συναρτήσει της χρονολογίας [1]

3. Υπεραγωγιμότητα

υπεραγωγούς στα μέσα της δεκαετίας του '80, όπου οι Bednorz και Muller ανακάλυψαν στα εργαστήρια της IBM στην Ελβετία, έναν νέο υπεραγωγό κεραμικής φύσεως, τον $\text{La}_{2-x}\text{Ba}_x\text{CuO}_4$ (LBCO) με κρίσιμη θερμοκρασία τους 35K. Η νέα αυτή ανακάλυψη για την φύση των υπεραγωγών είχε σαν αποτέλεσμα την απονομή του βραβείου Nobel του 1987 στους εμπνευστές της και έφερε την επανάσταση στην έρευνα των υπεραγωγών, κάτι που είχε άμεσο αντίκτυπο την ανακάλυψη μέσα σε λίγους μήνες ενώσεων με κρίσιμη θερμοκρασία άνω των 77K (θερμοκρασία υγρού N_2). Οι ενώσεις αυτές ονομάστηκαν υπεραγωγοί υψηλών θερμοκρασιών και ο χημικός τους τύπος, καθώς και η κρίσιμη θερμοκρασία και η χρονολογία ανακάλυψής τους φαίνονται στην εικόνα 3.23.

3.11 Δομή και Ταξινόμηση Υπεραγώγιμων Κεραμικών - Δομή YBCO [7]

Με βάση την κρυσταλλογραφική τους δομή τα κεραμικά υπεραγωγία υλικά κατατάσσονται σε 2 κατηγορίες:

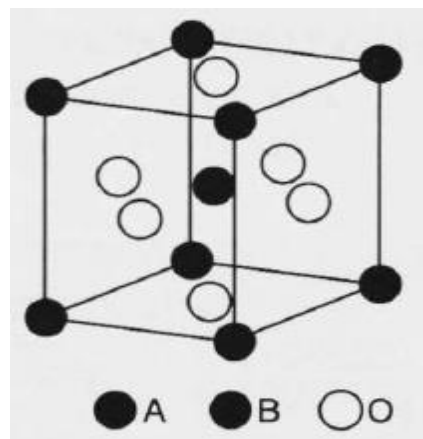
(α) Τύπου $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$

(β) Cu-O υπεραγωγία υλικά

(α) Υπεραγωγία κεραμικά τύπου $\text{Ba}_{1-x}\text{K}_x\text{BiO}_3$

Ανήκουν στην οικογένεια του απλού κυβικού περοβσκίτη τύπου ABO_3 (cubic perovskite). Η προσθήκη κάποιου ποσοστού K ($x=0,25$) έχει αποτέλεσμα τη σταθεροποίηση της δομής του περοβσκίτη και την αύξηση της μέσης οξειδωτικής βαθμίδας του Bi, λόγω της μερικής υποκατάστασης του Ba.

(β) Cu-O υπεραγωγία υλικά



1η υπο-ομάδα: $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ή "1-2-3" κεραμικά.

Έχει δομή τριπλού περοβσκίτη (3 κύτταρα "στοιβαγμένα" με κεντρικά άτομα Ba, Y, Ba), του

Εικόνα 3.24 - Κρυσταλλική δομή απλού κυβικού περοβσκίτη, τύπου ABO_3 [7].

οποίου, συγκριτικά με την ιδανική μορφή, λείπουν 2 άτομα O. Όταν περιέχει 6-6,5 άτομα O ανά στοιχειώδες κύτταρο είναι ημιαγωγίμο και η οξειδωτική βαθμίδα του Cu είναι +2. Από 6,5-7 άτομα O ανά στοιχειώδες κύτταρο αυξάνεται η μέση οξειδωτική βαθμίδα του Cu από +2 σε +3 με αποτέλεσμα ορισμένα άτομα Cu της θέσης (2) να αντικαθίστανται από άτομα Cu με οξειδωτική βαθμίδα +3. Η αλλαγή της οξειδωτικής βαθμίδας του Cu(2) είναι κρίσιμη για τις υπεραγωγίμες ιδιότητες του οξειδίου.

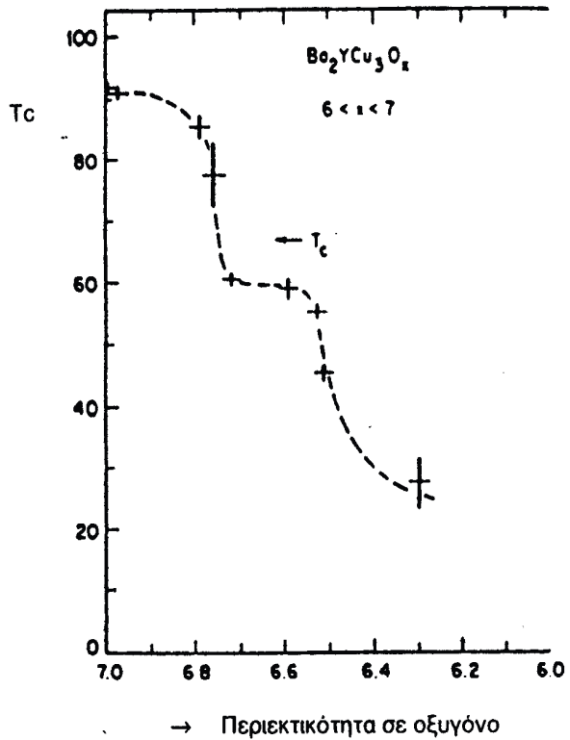
3. Υπεραγωγιμότητα

Υπάρχει μια άμεση σχέση του T_c με τη στοιχειομετρία του οξυγόνου στην ένωση $YBa_2Cu_3O_x$ (εικόνα 2.25). Οι υπεραγώγιμες ιδιότητές του εξαρτώνται από την περιεκτικότητά του σε οξυγόνο. Όταν $x \rightarrow 6$ τότε έχουμε τετραγωνική δομή και άρα ημιαγωγό, όταν $x \rightarrow 7$ τότε έχουμε ορθορομβική δομή και άρα υπεραγωγό.

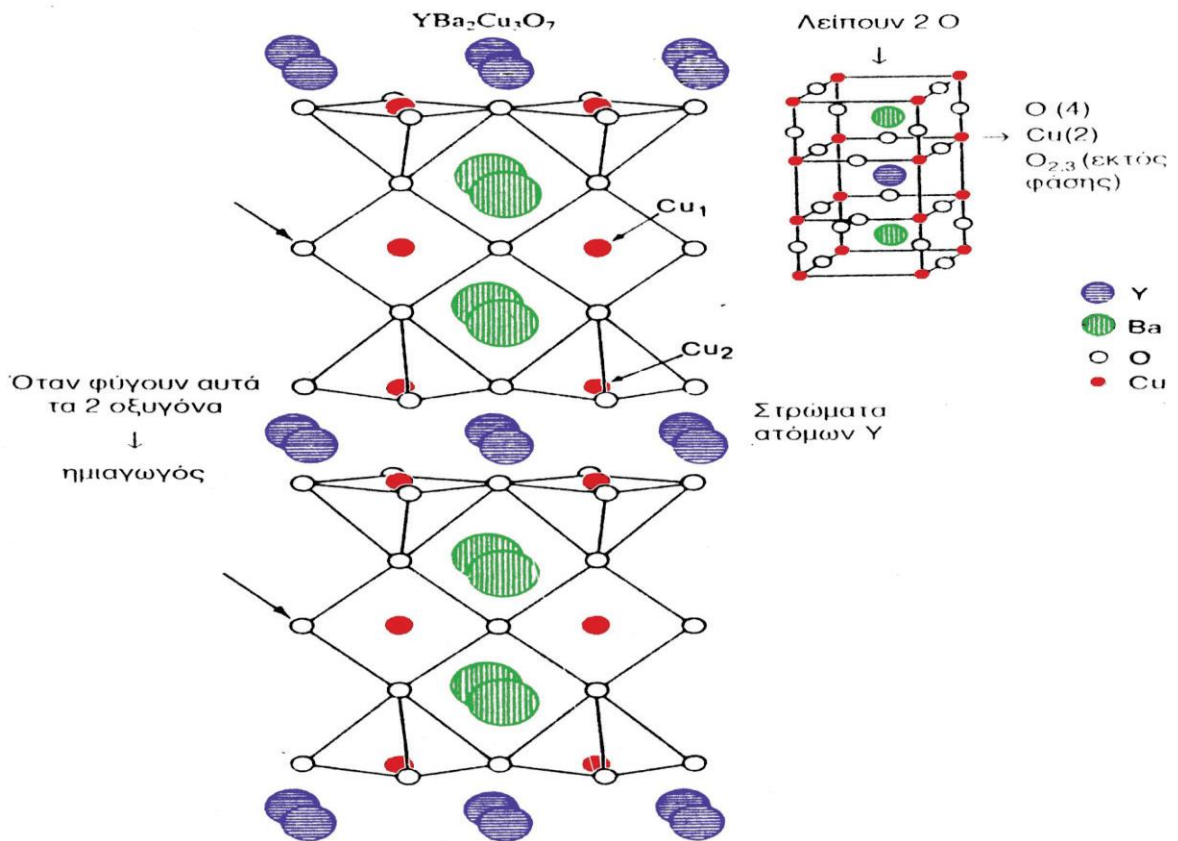
x	T_c [K]
6.8 – 7.0	91
6.5 – 6.7	60
6.4 – 6.5	20 (ημιαγωγός)

Υπεραγωγός $YBa_2Cu_3O_7$
Ορθορομβική δομή τύπου περοβσκίτη

Ημιαγωγός $YBa_2Cu_3O_{6.5}$
Τετραγωνική δομή



Εικόνα 3.25 - Κρίσιμη θερμοκρασία T_c ως συνάρτηση της στοιχειομετρίας του οξυγόνου στον υπεραγωγό υψηλών θερμοκρασιών [7]



Εικόνα 3.26 - Δομή του υπεραγωγού $YBa_2Cu_3O_7$ [7]

3. Υπεραγωγιμότητα

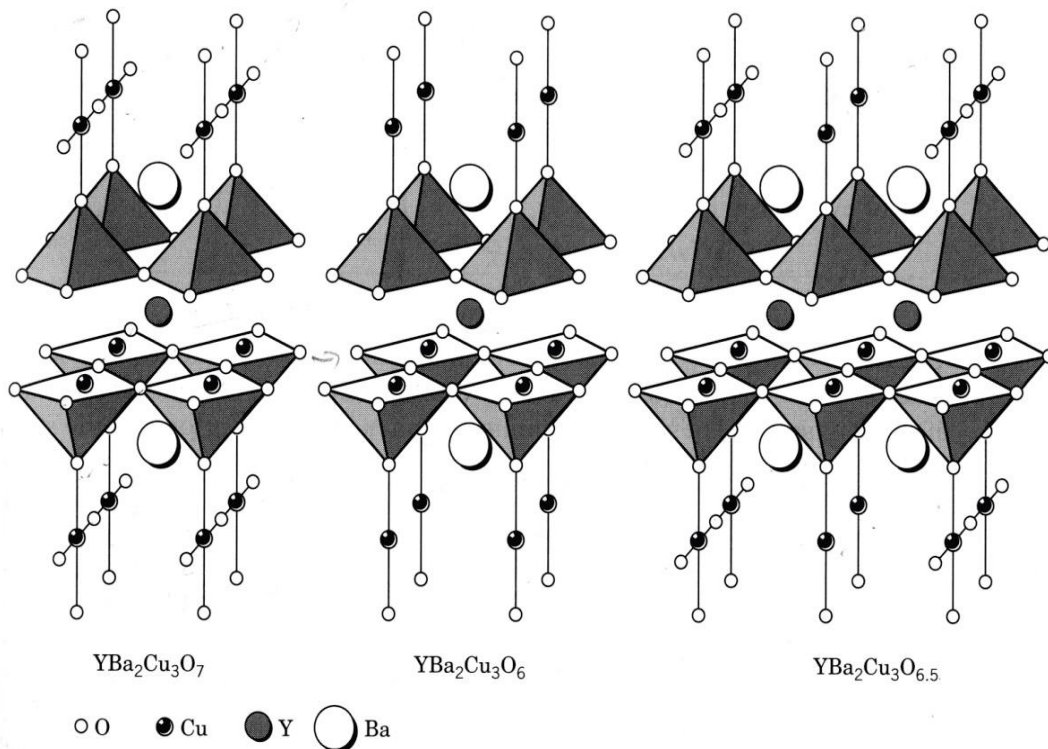
Στο $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (Εικόνα 3.26) υπάρχουν CuO_5 (πυραμιδικές) και CuO_4 (τετραγωνικές) διατάξεις, όπου ο χαλκός βρίσκεται στις οξειδωτικές βαθμίδες Cu^{3+} και Cu^{2+} αντίστοιχα, με μέση τιμή σθένους $+2^{1/3}$. Μ' αυτόν τον τρόπο δημιουργούνται θετικές σπές στα CuO_2 στρώματα και το φορτίο άγεται από τις θετικές σπές \rightarrow p-τύπου υπεραγωγός (Εικόνα 2.27). Στο $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.5}$ έχει φύγει το οξυγόνο από μερικές από τις αλυσίδες, μερικά ιόντα χαλκού έχουν αριθμό ένταξης 2 και ο χαλκός έχει μερικώς την οξειδωτική βαθμίδα Cu^{1+} . Στο $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ όλες οι αλυσίδες περιέχουν Cu^{1+} και οι βάσεις της πυραμίδας Cu^{2+} . Τα ασύζευκτα ηλεκτρόνια του Cu^{2+} του είναι υπεύθυνα για την διατάραξη του διαμαγνητικού χαρακτήρα του υλι-κού, επομένως $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_6$ είναι ημιαγωγός και όχι υπεραγωγός.

Cu_1 : τετραγωνική επίπεδη διάταξη (αριθμός ένταξης 4)

Cu_2 : πυραμιδική διάταξη (αριθμός ένταξης 5)

3d

Cu^{1+}	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	διαμαγνητικό
Cu^{2+}	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	$\uparrow\downarrow$	\uparrow	παραμαγνητικό

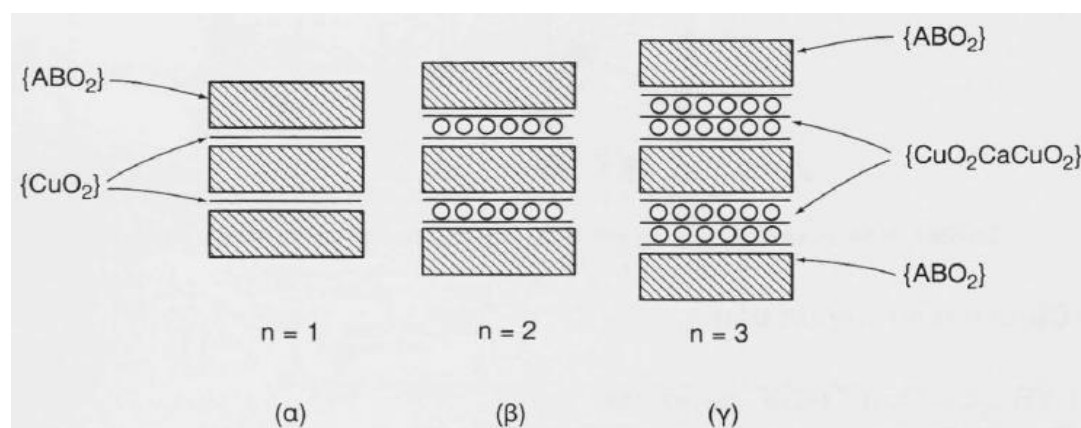


Εικόνα 3.27 - Στρωματικές διατάξεις των ενώσεων $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$ ($x = 7, 6$ και 6.5) [7]

3. Υπεραγωγιμότητα

2η υπο-ομάδα: Bi-Sr-Ca-Cu-O, Tl-Ba-Ca-Cu-O οξειδία.

Χαρακτηρίζονται από μια δομή sandwich που αποτελείται από επίπεδα τύπου ABO_2 , όπου (A= Tl, Bi και B=Ba, Sr), σε συνδυασμό με επίπεδα CuO_2 ή με επίπεδα τύπου $(CuO_2)Ca(CuO_2)$. Η εναλλαγή των επιπέδων CuO_2 γίνεται με παρεμβολή επιπέδων ABO_2 , τα οποία εμφανίζουν κρυσταλλική δομή ισοδύναμη αυτής του ορυκτού άλατος NaCl. Η οξειδωτική βαθμίδα του Cu παραμένει +2 και η μεταφορά ηλεκτρονίων μπορεί να γίνει από τα επίπεδα CuO_2 στα επίπεδα ABO_2 .



Εικόνα 3.28 - Σχηματική παρουσίαση sandwich δομών του οξειδίου CuO_2 με ενδιάμεσα στρώματα με δομή ορυκτού άλατος: (α) απλό στρώμα CuO_2 , (β) διπλό στρώμα CuO_2CaCuO_2 και (γ) τριπλό στρώμα ABO_2 [7].

ΧΗΜΙΚΟΣ ΤΥΠΟΣ	T_c (K)	ΔΟΜΗ-ΣΧΟΛΙΑ
$Ba_{0,6}K_{0,4}BiO_3$ [$Ba_{1-x}K_xBiO_3$]	27	Δομή περοβσκίτη
$La_{2-x}CuO_4$ [$La_{2-x}(Ba,Ca,Sr)_xCuO_4$]	40	Δομή K_2NiF_4 (Για να έχει την ιδιότητα της υπεραγωγιμότητας πρέπει να είναι $n_{La} < 2$)
$YBa_2Cu_3O_7$	90	Δομή τριπλού περοβσκίτη "1-2-3" υπεραγωγός
$Tl_2Ba_2CuO_6$	80	$n = 1$ ($n =$ στρώματα [CuO_2] που
$Tl_2Ba_2CaCu_2O_8$	110	$n = 2$ διαχωρίζονται από [ABO_2],
$Tl_2Ba_2Ca_2Cu_3O_{10}$	125	$n = 3$ όπου A = Tl, Bi
[$A_2Ba_2Ca_{n-1}Cu_nO_{4+2n}$]		και B = Sr, Ba)

Εικόνα 3.29- Υπεραγωγή μεταλλικά οξειδία: χημικοί τύποι, δομές και κρίσιμες θερμοκρασίες [7].

3. Υπεραγωγιμότητα

3.12 Εφαρμογές των Υπεραγωγών

Οι περιοχές στις οποίες βρίσκουν εφαρμογή οι υπεραγωγοί είναι πάρα πολλές, και για αυτό αποτελούν ένα ανεξάντλητο πεδίο έρευνας στους κόλπους της παγκόσμιας επιστημονικής κοινότητας. Στην παρούσα εργασία γίνεται μια προσπάθεια να αναφερθούν κάποιες βασικές εφαρμογές.

Η μαγνητική αιώρηση είναι μια εφαρμογή όπου η τεχνολογία των υπεραγωγών εφαρμόζεται με μεγάλη επιτυχία. Οχήματα μεταφοράς όπως τρέινα μπορούν να κατασκευαστούν έτσι ώστε να “ρέουν” πάνω σε ισχυρούς υπεραγωγίμους μαγνήτες, λόγω της άπωσης μεταξύ των αναπτυσσόμενων δινορευμάτων, εξουδετερώνοντας εικονικά την τριβή ανάμεσα στο τρέινο και τις ράγες (Εικόνα 3.30). Υπερτερούν έναντι των συμβατικών ηλεκτρομαγνητών γιατί αυτοί είναι πολύ μεγαλύτεροι σε μέγεθος και επιπλέον πολύ μεγαλύτερο μέρος της ηλεκτρικής ενέργειας μετατρέπεται σε θερμότητα.

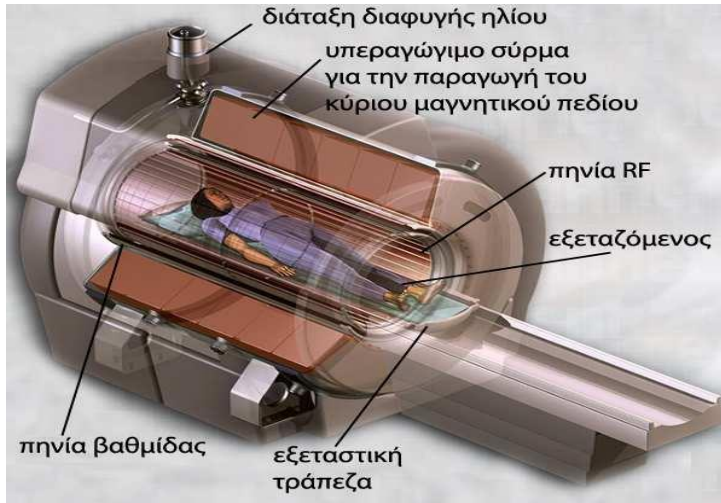


Εικόνα 3.30 - Τρέινο μαγνητικής αιώρησης

Ένας άλλος τομέας όπου οι υπεραγωγοί χρησιμοποιούνται για την ανθρώπινη ζωή είναι στο πεδίο του βιομαγνητισμού (Εικόνα 3.31). Οι γιατροί χρειάζονται μη καταστροφικά μέσα ώστε να δουν τι συμβαίνει μέσα στο ανθρώπινο σώμα. Επιδρώντας με ένα ισχυρό υπεραγωγίμο μαγνητικό πεδίο μέσα στο σώμα, τα άτομα υδρογόνου που υπάρχουν στο νερό του σώματος και στα μεγάλα μόρια, αναγκάζονται να δεχτούν ενέργεια από το μαγνητικό πεδίο. Όταν πάψει το μαγνητικό πεδίο, η αποθηκευμένη ενέργεια ελευθερώνεται σε μια συχνότητα η οποία μπορεί να ανιχνευθεί και να παρασταθεί γραφικά μέσω μετασχηματισμών Fourier από Η/Υ. Τα σημερινά συστήματα MRI χρησιμοποιούν υπεραγωγίμους μαγνήτες (υγρού ηλίου) των οποίων το κόστος είναι πολύ υψηλό, ενώ με τη χρήση υπεραγωγών υψηλών θερμοκρασιών το κόστος μειώνεται πάρα πολύ.

3. Υπεραγωγιμότητα

Πρόσφατα μονάδες παραγωγής ισχύος ξεκίνησαν να χρησιμοποιούν υπεραγωγίμους μετασχηματιστές και ελεγκτές της απώλειας ρεύματος που προκαλείται από τους κεραυνούς. Λειτουργούν στα 77K και επιτυγχάνεται η μείωση της απώλειας ρεύματος σε ένα κλάσμα της μέγιστης τιμής της σε χρονικό διάστημα μικρότερο του ενός κύκλου. Λειτουργούν στα 2.4kV και μεταφέρουν ρεύμα 2200A. Η Σουηδο-Ελβετική εταιρεία ABB ήταν η πρώτη που συνέδεσε δίκτυο παραγωγής ισχύος με υπεραγωγίμο μετασχηματιστή το Μάρτιο του 1997.

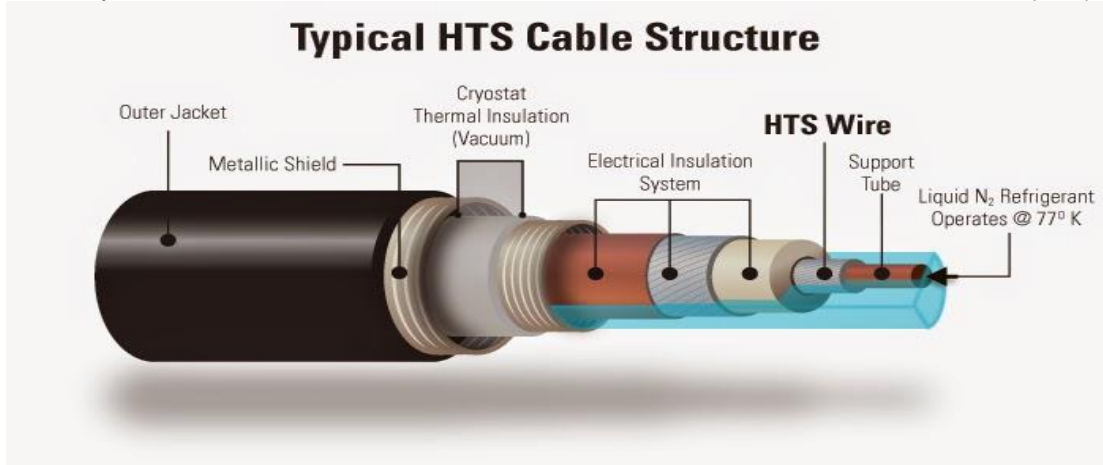


Εικόνα 3.31 - Μαγνητικός τομογράφος

Ελβετική εταιρεία ABB ήταν η πρώτη που συνέδεσε δίκτυο παραγωγής ισχύος με υπεραγωγίμο μετασχηματιστή το Μάρτιο του 1997.

Επίσης οι υπεραγωγίμοι μαγνήτες χρησιμοποιούνται στους επιταχυντές σωματιδίων. Οι επιταχυντές της τελευταίας δεκαετίας χρησιμοποιούν υπεραγωγίμους μαγνήτες σε θερμοκρασία υγρού ηλίου. Η χρήση όμως υπεραγωγών υψηλών θερμοκρασιών θα ήταν φθηνότερη και ευκολότερη.

Μια ιδανική χρήση των υπεραγωγών είναι η μεταφορά ηλεκτρικής ισχύος στις πόλεις. Παρόλα αυτά λόγω του μεγάλου κόστους και του γεγονότος ότι δεν είναι πρακτικό να διατηρούμε υπεραγωγίμα καλώδια σε πολύ χαμηλές θερμοκρασίες για πολλά χιλιόμετρα, έχει εφαρμοστεί σε δοκιμαστικές διαδρομές. Το Μάιο του 2001 περίπου 150000 πολίτες στην Κοπεγχάγη



Εικόνα 3.32- Τυπική δομή υπεραγωγίμου καλωδίου

3. Υπεραγωγιμότητα

Ξεκίνησαν να δέχονται ηλεκτρική ενέργεια διαμέσου υψηλής θερμοκρασίας υπεραγωγίμου υλικού. Το υπεραγωγίμο καλώδιο (Εικόνα 3.32) ήταν μόνο 30m μήκος αλλά αρκετά ανθεκτικό για δοκιμαστικούς σκοπούς. Το καλοκαίρι του 2001 η Pirelli ολοκλήρωσε την εγκατάσταση τριών υπεραγωγίμων καλωδίων μήκους 400m για τα ο Detroit Edison στον υποσταθμό Frisbie ικανών να μεταφέρουν ισχύ 1006 watt.

Στην ηλεκτρονική βιομηχανία έχουν κατασκευαστεί υπερυψηλής απόδοσης φίλτρα. Εφόσον ένα υπεραγωγίμο σύρμα έχει μηδενική αντίσταση, ακόμη και σε υψηλές συχνότητες, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε περισσότερα στάδια φιλτραρίσματος ώστε να επιτύχουμε την επιθυμητή συχνοτική απόκριση. Αυτό μεταφράζεται στην ικανότητα να περνάν οι επιθυμητές συχνότητες και να κόβονται οι ανεπιθύμητες, σε εφαρμογές με μεγάλη συμφόρηση συχνοτήτων όπως στην κινητή τηλεφωνία. Ακόμα γίνονται μεγάλες προσπάθειες για την κατασκευή υπεραγωγίμων κινητήρων και γεννητριών. Οι μηχανές αυτές είναι δυνατό να ζυγίζουν το 1/10 του βάρους των συμβατικών μηχανών.[8]

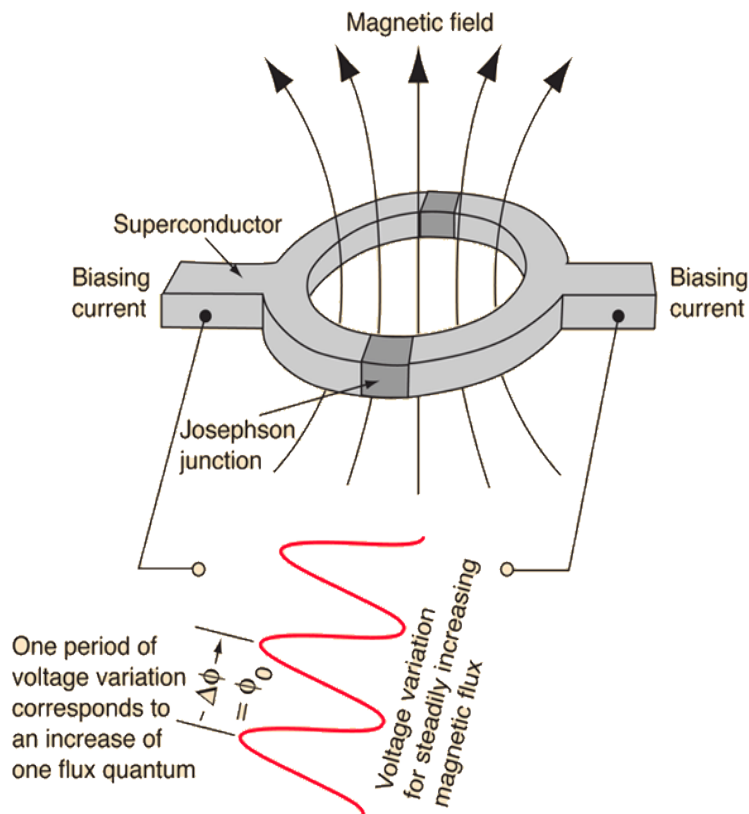
Επαφές Josephson

Τέλος, μία από τις σημαντικότερες εφαρμογές των υπεραγωγών είναι η κβάντωση της μαγνητικής μέσω του φαινομένου σήραγγας ή αλλιώς φαινόμενο Josephson. Γνωρίζουμε πως αν δύο μέταλλα χωρίζονται από ένα κομμάτι μονωτή, ο μονωτής αυτός παίζει τον ρόλο φράγματος δυναμικού και εμποδίζει τη διακίνηση των ηλεκτρονίων από το ένα μέταλλο στο άλλο. Εάν όμως το πάχος του μονωτή είναι πολύ μικρό, της τάξης των 2nm, τότε αυτό το πάχος του στρώματος επιτρέπει στα ηλεκτρόνια να το διαπεράσουν εάν αναπτύξουμε μια διαφορά δυναμικού. Αν τώρα αντικαταστήσουμε τα μέταλλα με υπεραγωγούς που βρίσκονται κάτω από την κρίσιμη θερμοκρασία τους, τότε όχι μόνο μονήρη ηλεκτρόνια διαπερνούν τον μονωτή χάρη στο φαινόμενο σήραγγας, αλλά και ζεύγη Cooper χωρίς να υπάρχει ηλεκτρική αντίσταση και θα δημιουργούν ηλεκτρικό ρεύμα χωρίς να υπάρχει εξωτερική ηλεκτρική τάση. Επίσης, όταν εφαρμόσουμε στα άκρα της επαφής συνεχή τάση, τότε θα διαπεράσει την επαφή εναλλασσόμενο ρεύμα. Δηλαδή, η συνεχής τάση δημιουργεί εναλλασσόμενο ρεύμα σύμφωνα με τη σχέση $I = I_m \sin(\delta - 2\pi ft)$, όπου δ είναι μια σταθερά η οποία ισούται με τη φάση σε $t=0$ και f είναι η συχνότητα του ρεύματος που ισούται με $f = \frac{2eV}{h}$. Συνεχής τάση 1μV δημιουργεί ρεύμα συχνότητας 483,6MHz [8].

Αν την παραπάνω διάταξη την τοποθετήσουμε σε μαγνητικό πεδίο, θα δούμε ότι το μέγιστο κρίσιμο ρεύμα της επαφής εξαρτάται από τη μαγνητική ροή η οποία διαρρέει την επαφή. Σύμφωνα με τον Josephson, το ρεύμα σήραγγας πρέπει να είναι περιοδική συνάρτηση των κβάντων της μαγνητικής ροής η οποία διαρρέει την επαφή. Εάν τώρα κατασκευάσουμε ένα υπεραγωγίμο κύκλωμα συνδέοντας δύο επαφές εν παραλλήλω (εικόνα 3.33), μπορούμε να παρατηρήσουμε

3. Υπεραγωγιμότητα

φαινόμενα συμβολής. Το ολικό ρεύμα εξαρτάται περιοδικά από τη μαγνητική ροή η οποία διαρρέει τον δακτύλιο. Με τη χρησιμοποίηση του δακτυλίου αυξάνουμε την ευαισθησία μας στο όργανο, καθώς ο δακτύλιος έχει μεγαλύτερη επιφάνεια σε σύγκριση με μία μόνον επαφή. Οι συσκευές αυτές λέγονται SQUID (Superconductig Quantum Interference Devise \approx Υπεραγωγίμες Συσκευές Κβαντικής Συμβολής) και είναι πολύ χρήσιμες για την ανίχνευση πολύ μικρών μαγνητικών πεδίων (της τάξης του 10-14T).[1]



Εικόνα 3.33 - Σχηματικό διάγραμμα SQUID κατασκευασμένου με δύο επαφές Josephson συνδεδεμένες εν παραλλήλω

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4 - Μαγνητική Επιδεκτικότητα

4.1 Εισαγωγή

Η σημασία των μετρήσεων μαγνητικών ιδιοτήτων για τον χαρακτηρισμό υπεραγωγών υψηλής θερμοκρασίας έχει προκαλέσει αυξημένο ενδιαφέρον για την επιστήμη τα τελευταία χρόνια. Οι μαγνητικές ιδιότητες μπορούν να μετρηθούν είτε με AC είτε με DC μαγνητικό πεδίο [11]. Οι AC μαγνητικές μετρήσεις στις οποίες ένα AC πεδίο εφαρμόζεται σε ένα δείγμα και η εναλλασσόμενη ροπή που προκύπτει μετριέται, είναι ένα σημαντικό εργαλείο για τον χαρακτηρισμό πολλών υλικών και είναι αυτές που θα μας απασχολήσουν [9].

Για τις τεχνικές μέτρησης που θα περιγραφούν παρακάτω, το σημείο εκκίνησης είναι η μαγνητική ροπή "m". Η μαγνητική ροπή συνδέεται συνήθως με την τροχιακή κίνηση ή και την περιστροφική κίνηση των φορτισμένων σωματιδίων στο υλικό, και είναι ένα μέτρο του μαγνητικού πεδίου που δημιουργείται από το ίδιο το δείγμα. Ενώ η μαγνήτιση προέρχεται από μόνιμα μαγνητισμένα υλικά ή από μαγνητισμένα δείγματα μέσω της εφαρμογής ενός μαγνητικού πεδίου, κατά τη σύγκριση διαφορετικών υλικών, ή δειγμάτων διαφορετικών μεγεθών, η μακροσκοπική ποσότητα που είναι ενδιαφέρουσα είναι η μαγνήτιση ή η καθαρή μαγνητική ροπή ανά μονάδα όγκου ή ανά μονάδα μάζας. Ο όγκος μαγνήτισης M ορίζεται ως [11]:

$$M = m / V \quad (4.1)$$

Ωστόσο, η μαγνητική επιδεκτικότητα, χ , μιας ιστροπικής ουσίας ορίζεται ως: «Η ένταση του μαγνητισμού που αποκτάται από μια απείρως λεπτή γραμμή τοποθετημένη κατά μήκος ενός ομοιόμορφου πεδίου μιας μονάδας μαγνητικής δύναμης». Η προδιαγραφή μιας απείρως λεπτής γραμμής εξάλειψε την ανάγκη να θεωρήσουμε απομαγνητισμένα πεδία. Η κατάσταση ενός πεδίου μιας μονάδας μαγνητικής δύναμης ορίζει την επιδεκτικότητα ως την αναλογία της μαγνήτισης M προς την ένταση του μαγνητικού πεδίου H [11]:

$$\chi = M / H \quad (4.2)$$

Δηλαδή, η μαγνητική επιδεκτικότητα χ είναι ένα μέτρο του πόσο "μαγνητισμένο" είναι ένα υλικό και αντιπροσωπεύει την απόκριση του υλικού σε ένα εφαρμοζόμενο πεδίο H. Αν και η επιδεκτικότητα στην μονάδα του όγκου είναι μια αδιάστατη παράμετρος, η πραγματική αριθμητική τιμή εξαρτάται από το σύστημα μονάδων που χρησιμοποιείται [11].

4. Μαγνητική Επιδεκτικότητα

4.2 DC Επιδεκτικότητα [11]

Σε μια μέτρηση dc μαγνήτισης παίρνουμε μια τιμή για τη μαγνητική ροπή m , η οποία αντιστοιχεί σε κάποιο εφαρμοσμένο dc πεδίο, H_{dc} . Εάν το δείγμα προς μέτρηση δεν διαθέτει μόνιμη μαγνητική ροπή, ένα εφαρμοζόμενο πεδίο απαιτείται για να μαγνητίζει το δείγμα. Η μαγνήτιση και η dc επιδεκτικότητα είναι και οι δύο συμπληρωματικές ποσότητες. Συνήθως μετράται η ροπή, ως συνάρτηση του πεδίου, και προσδιορίζεται ανάλογα η καμπύλη μαγνήτισης των υλικών (δηλαδή, m ή M έναντι H_{dc}). Ένα πηνίο ανίχνευσης χρησιμοποιείται για την ανίχνευση της μεταβολής της μαγνητικής ροής λόγω της παρουσίας της μαγνητικής ροής. Δεδομένου ότι το εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο είναι σταθερό, δεν θα υπάρχει κανένα σήμα που σχετίζεται με το H_{dc} (νόμος του Faraday). Η μαγνητική ροή του δείγματος που συνδέεται με το πηνίο ανίχνευσης μεταβάλλεται ανάλογα με την κίνηση του δείγματος. Η dc ή στατική επιδεκτικότητα καθορίζεται διαιρώντας την μαγνήτιση από το εφαρμοζόμενο πεδίο :

$$\chi_{dc} = M / H_{dc} \quad (4.3)$$

4.3 AC Επιδεκτικότητα

Στις εναλλασσόμενες μαγνητικές μετρήσεις ένα μικρό AC εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο υπερτίθεται στο DC μαγνητικό πεδίο δημιουργώντας μια χρονικά εξαρτώμενη ροπή στο δείγμα. Το πεδίο από την χρονικά εξαρτώμενη ροπή επάγει ένα ρεύμα στα περιστρεφόμενα πηνία, επιτρέποντας έτσι μετρήσεις χωρίς την κίνηση του δείγματος μας [9]. Το δείγμα μας κεντράρεται μέσα σε αυτά τα πηνία, και ταυτόχρονα οδηγείται με ένα εξωτερικό πεδίο ac, H_{ac} . Αυτό παράγει ένα χρονικά μεταβαλλόμενο μαγνητισμό που ανιχνεύεται από ένα δεύτερο σύνολο πηνίων ανίχνευσης. Η μαγνητική ροπή του δείγματος ακολουθεί την κυματομορφή του εφαρμοζόμενου πεδίου. Το κύκλωμα ανίχνευσης γενικά εξισορροπείται από ένα δεύτερο ταυτόσημο, αλλά αντίθετα συζευγμένο πηνίο προκειμένου να εκμηδενίσει οποιοσδήποτε μεταβολές της μαγνητικής ροής που σχετίζονται με το H_{ac} . Ως αποτέλεσμα, οποιαδήποτε μεταβολή ανιχνευθεί πειραματικά οφείλεται μόνο στην μεταβολή της ροπής του δείγματος, καθώς αντιστοιχεί στο πεδίο ac (δεν απαιτείται καμία κίνηση του δείγματος για την παραγωγή ενός σήματος εξόδου) και όχι στην ίδια την ροπή όπως στην dc τεχνική. Η ac επιδεκτικότητα επομένως δίνεται ως [11]:

$$\chi_{ac} = dm / V H_{ac} \rightarrow dM/dH \quad (4.4)$$

Έτσι, η ac επιδεκτικότητα ac είναι στην πραγματικότητα η κλίση (dM / dH) της καμπύλης μαγνήτισης ($M - H$ καμπύλη). Η τεχνική ac ανιχνεύει μεταβολές της μαγνήτισης (κλίση dM / dH) στο όριο πολύ μικρών πεδίων ac και αυτός είναι και ο λόγος που πολλές φορές αναφέρεται και ως διαφορική επιδεκτικότητα [11].

4. Μαγνητική Επιδεκτικότητα

Συνήθως ένας ενισχυτής χρησιμοποιείται για να αναλύσει αυτό το σήμα που σχετίζεται με τις μαγνητικές ac ιδιότητες του υλικού. Ένα όργανο μέτρησης ac μαγνητικής επιδεκτικότητας είναι ένα μοναδικό εργαλείο μεταξύ των μέσων αυτών γιατί είναι ικανό να μετρά την επιδεκτικότητα κάτω από πολύ μικρά ac μαγνητικά πεδία, με ή χωρίς ένα dc πεδίο πόλωσης. Μπορεί επίσης να μετρηθεί η μαγνητική επιδεκτικότητα ως συνάρτηση της συχνότητας και της θερμοκρασίας [11]. Το κύκλωμα ανίχνευσης είναι διαμορφωμένο ώστε να ανιχνεύει μόνο σε μια στενή ζώνη συχνοτήτων, κανονικά κοντά στην θεμελιώδη συχνότητα (αυτή του εφαρμοζόμενου AC πεδίου) [9].

Προκειμένου να γίνει καλύτερα κατανοητό τι μετρείται σε ένα AC μαγνητόμετρο, αρχικά θεωρούμε πολύ χαμηλές συχνότητες όπου η μέτρηση είναι περισσότερο παρόμοια με μια DC μέτρηση. Σε αυτή την περίπτωση, η μαγνητική ροπή του δείγματος ακολουθεί την καμπύλη $M(H)$ η οποία θα μπορούσε να μετρηθεί σε ένα DC πείραμα. Όσο διάστημα το εναλλασσόμενο πεδίο είναι μικρό, η επαγόμενη εναλλασσόμενη ροπή είναι $M_{ac} = (dM/dH) \cdot H_{ac} \cdot \sin(\omega t)$, όπου H_{ac} είναι το πλάτος του οδηγούμενου πεδίου, ω η συχνότητα του και $\chi = dM/dH$ είναι η κλίση της καμπύλης $M(H)$, η οποία ονομάζεται επιδεκτικότητα. Η επιδεκτικότητα τώρα, είναι το μέγεθος που μας ενδιαφέρει σε ένα AC μαγνητόμετρο [9].

Καθώς το DC εφαρμοζόμενο πεδίο αλλάζει, μπορούν να προσδιορισθούν διαφορετικά τμήματα της καμπύλης $M(H)$, δίνοντας επομένως διαφορετική τιμή της επιδεκτικότητας. Συνεπώς ένα πλεονέκτημα των AC μετρήσεων είναι ήδη προφανές, το ότι η μέτρηση μας είναι πολύ ευαίσθητη σε μικρές μεταβολές της καμπύλης $M(H)$. Καθώς οι AC μετρήσεις είναι ευαίσθητες στην κλίση της $M(H)$ και όχι στην απόλυτη τιμή της, μικρές μαγνητικές μεταβολές μπορούν να ανιχνευθούν ακόμα και όταν η απόλυτη μαγνητική ροπή είναι μεγάλη [9].

Σε υψηλότερες συχνότητες από αυτές που θεωρήθηκαν παραπάνω, η εναλλασσόμενη ροπή του δείγματος δεν ακολουθεί την DC καμπύλη μαγνήτισης εξαιτίας των δυναμικών επιδράσεων στο δείγμα. Για αυτό το λόγο η εναλλασσόμενη επιδεκτικότητα συχνά ονομάζεται και δυναμική επιδεκτικότητα. Σε αυτή την περίπτωση υψηλότερης συχνότητας, η μαγνήτιση του δείγματος θα καθυστερήσει πίσω από το οδηγούμενο πεδίο, ένα φαινόμενο που μπορεί να ανιχνευθεί από το μαγνητικό κύκλωμα. Έτσι η εναλλασσόμενη επιδεκτικότητα αποδίδει δύο ποσότητες: το μέγεθος της επιδεκτικότητας, χ , και την μετατόπιση της φάσης, ϕ (σχετικά με το οδηγούμενο σήμα). Εναλλακτικά, μπορούμε να θεωρήσουμε την επιδεκτικότητα σαν να έχει μια συμφασική, ή πραγματική συνιστώσα χ' και μια εκτός φάσης, ή φανταστική συνιστώσα χ'' . Δεδομένου δηλαδή ότι η πραγματική απόκριση του δείγματος σε ένα εφαρμοζόμενο πεδίο ac μετράται, η μαγνητοδυναμική του συστήματος μπορεί να μελετηθεί μέσω της σύνθετης επιδεκτικότητας ($\chi' + i\chi''$).

Οι δύο αυτές ποσότητες δίνονται ως [9]:

4. Μαγνητική Επιδεκτικότητα

$$\chi' = \chi \cdot \cos\varphi \quad (4.5)$$

$$\chi'' = \chi \cdot \sin\varphi \quad (4.6)$$

όπου

$$\chi = \sqrt{\chi'^2 + \chi''^2} \quad (4.7)$$

$$\varphi = \tan^{-1} \frac{\chi''}{\chi'} \quad (4.8)$$

Στο όριο της χαμής συχνότητας όπου οι εναλλασσόμενες μετρήσεις είναι πιο κοινές με τις DC μετρήσεις η πραγματική συνιστώσα είναι η κλίση της καμπύλης $M(H)$ που αναφέρθηκε παραπάνω. Η φανταστική συνιστώσα χ'' , υποδηλώνει τις μη αντιστρεπτές διαδικασίες που λαμβάνουν μέρος στο ανομοιογενή δείγμα μας, στην ουσία σχετίζεται με τις ενεργειακές απώλειες, ή με άλλα λόγια, με την ενέργεια που απορροφάται από το δείγμα από το πεδίο AC. Στα αγωγάματα αυτές οφείλονται στα δινορρεύματα που εμφανίζονται [9].

Η πραγματική σημασία της μέτρησης ac επιδεκτικότητας δεν έγκειται στο πού επικαλύπτει τις δυνατότητες ενός dc μαγνητόμετρο, αλλά μάλλον στα πρόσθετα χαρακτηριστικά που μπορεί κανείς να μάθει από τις φυσικές ιδιότητες του υλικού υπό έρευνα. Για να το καταλάβουμε αυτό, η διάκριση μεταξύ της DC και AC μέτρησης τονίζεται παρακάτω [11].

4.4 DC Μαγνητομέτρο - AC Μαγνητομέτρο

Το dc μαγνητόμετρο και το ac μαγνητικής επιδεκτικότητας όργανο μέτρησης είναι δύο εντελώς διαφορετικά εργαλεία που παρέχουν διαφορετικούς τρόπους εξέτασης των μαγνητικών ιδιοτήτων. Αμφότερες αυτές οι τεχνικές βασίζονται σε ευαίσθητα πηνία ανίχνευσης που χρησιμοποιούνται για τη μέτρηση της μεταβολής της μαγνητικής ροής που οφείλεται σε μαγνητισμένο δείγμα. Η διαφορά μεταξύ αυτών των δύο τεχνικών έγκειται στο πώς επιτυγχάνεται η μεταβολή της μαγνητικής ροής. Σε μια μέτρηση dc μαγνήτισης ένα δείγμα υποβάλλεται σε ένα στατικό πεδίο dc και συνεπώς μαγνητίζεται από ένα πυρήνα σιδήρου, ή ένα υπεραγώγιμο μαγνήτη (αυτές οι μετρήσεις καθορίζουν την τιμή ισορροπίας της μαγνήτισης σε ένα δείγμα). Το δείγμα στη συνέχεια κινείται σε σχέση με ένα πηνίο ανίχνευσης που χρησιμοποιείται για τη μέτρηση των μεταβολών της ροής λόγω του μαγνητισμένου δείγματος. Το σήμα εξόδου από το πηνίο ανίχνευσης μπορεί να μετρηθεί και να αποδώσει τις αντίστοιχες μαγνητικές ιδιότητες του υλικού. Εναλλακτικά, μια υπεραγώγιμη κβαντισμένη συσκευή διεπαφής, δηλαδή μαγνητόμετρα υψηλής ευαισθησίας (SQUID), είτε μαγνητόμετρα δόνησης του δείγματος (VSM), μπορούν να χρησιμοποιηθούν για παρόμοιο σκοπό. Οι δύο αυτές τεχνικές μετρούν την μαγνητική ροπή του δείγματος, και χρησιμοποιούνται σε πολλά εργαστήρια [11].

4. Μαγνητική Επιδεκτικότητα

Η κύρια διαφορά έγκειται στο πώς επιτυγχάνεται η μεταβολή της ροής όπως έχει προαναφερθεί. Στη μέτρηση dc, η μαγνητική ροπή του δείγματος δεν αλλάζει με το χρόνο. Έτσι, εκτελείται μια στατική μαγνητική μέτρηση. Ένα σήμα εξόδου εναλλασσόμενου ρεύματος ανιχνεύεται και επεξεργάζεται, αλλά αυτό το σήμα προκύπτει από την περιοδική κίνηση του δείγματος, και δεν είναι αντιπροσωπευτικό της AC απόκρισης του ίδιου του δείγματος. Στη μέτρηση AC, η ροπή του δείγματος πράγματι αλλάζει σε απόκριση προς ένα εφαρμοζόμενο πεδίο AC, επιτρέποντας τη δυναμική του μαγνητικού συστήματος να μελετηθεί. Εν κατακλείδι στις ac μετρήσεις επειδή η επαγόμενη ροπή του δείγματος είναι εξαρτημένη από τον χρόνο παίρνουμε πληροφορίες για την μαγνητική δυναμική του δείγματος μας τις οποίες δεν μπορούν να μας αποδώσουν οι dc μετρήσεις όπου η ροπή του δείγματος είναι σταθερή κατά την διάρκεια της μέτρησης [10].

4.5.1 Μέτρηση AC Επιδεκτικότητας - Θεωρητική Ανάλυση 1 [10]

Ας θεωρήσουμε λοιπόν ένα εναλλασσόμενο πεδίο $H_a = H_{a0} \cdot \cos \omega t$ το οποίο εφαρμόζεται σε ένα δείγμα. Η τοπική πυκνότητα μαγνητικής ροής B θα εμφανίσει μια καθυστέρηση στην φάση σε σχέση με την απόκριση του εναλλασσόμενου πεδίου H_a . Για μικρού μεγέθους εφαρμοζόμενα εναλλασσόμενα πεδία, η απόκριση θα είναι μη-γραμμική. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα, οι κυματομορφές που προκύπτουν να μην είναι «καθαρές» αλλά να περιέχουν και ανώτερες αρμονικές εκτός της θεμελιώδους και επομένως ούτε η πυκνότητα μαγνητικής ροής B αλλά ούτε και η μαγνήτιση M μπορούν να εκφραστούν ως μια ημιτονοειδής κυματομορφή μιας μόνο συχνότητας. Επομένως, η μέση τιμή της τοπικής μαγνητικής ροής $\langle B \rangle$ που διαπερνά το δείγμα, μπορεί να εκφραστεί ως μια σειρά Fourier:

$$\langle B \rangle = \mu_0 \cdot H_{a0} \cdot \sum_{n=1}^{\infty} [\mu'_n \cdot \cos(n\omega t) + \mu''_n \cdot \sin(n\omega t)] \quad (4.9)$$

Όπου μ'_n και μ''_n είναι το πραγματικό και το φανταστικό μέρος της σύνθετης σχετικής διαπερατότητας μ_n . Αν πολλαπλασιάσουμε τώρα και τις δύο πλευρές με τον όρο $\cos(\omega t)$ και ολοκληρώσουμε για χρόνο t από 0 έως $2\pi/\omega$ (για μία περίοδο δηλαδή) καταλήγουμε:

$$\int_0^{2\pi/\omega} \langle B \rangle \cdot \cos \omega t \cdot dt = \mu_0 \cdot H_{a0} \cdot \frac{\pi}{\omega} \cdot \mu'_1 \quad (4.10)$$

Παρόμοια, αν πολλαπλασιάσουμε και τις δύο πλευρές με τον όρο $\sin(\omega t)$ καταλήγουμε:

4. Μαγνητική Επιδεκτικότητα

$$\int_0^{2\pi/\omega} \langle B \rangle \cdot \sin \omega t \cdot dt = \mu_0 \cdot H_{\alpha 0} \cdot \frac{\pi}{\omega} \cdot \mu_1'' \quad (4.11)$$

Ωστόσο, η σύνθετη σχετική διαπερατότητα, μ , μπορεί να οριστεί σε όρους της σύνθετης μαγνητικής επιδεκτικότητας, χ , ως:

$$\mu = 1 + \chi \quad (4.12)$$

Και έτσι μπορούμε να πούμε ότι:

$$\chi_1' = \mu_1' - 1 \quad (4.13)$$

$$\chi_1'' = \mu_1'' \quad (4.14)$$

Με την βοήθεια των σχέσεων (4.9)-(4.14) μπορούμε να ορίσουμε την την πραγματική χ_1' και την φανταστική χ_1'' συνιστώσα της επιδεκτικότητας σε όρους της μέσης τιμής της τοπικής μαγνητικής ροής $\langle B \rangle$ ως:

$$\chi_1' = \left(\frac{\omega}{\pi \cdot \mu_0 \cdot H_{\alpha 0}} \cdot \int_0^{2\pi/\omega} \langle B \rangle \cdot \cos(\omega t) \cdot dt \right) - 1 \quad (4.15)$$

και

$$\chi_1'' = \left(\frac{\omega}{\pi \cdot \mu_0 \cdot H_{\alpha 0}} \cdot \int_0^{2\pi/\omega} \langle B \rangle \cdot \sin(\omega t) \cdot dt \right) \quad (4.16)$$

Μπορούμε δηλαδή να συμπεράνουμε ότι η χ_1' μας δίνει μια ποσοτική έκφραση της ποσότητας της μαγνητικής ροής που διεισδύει μέσα στο δείγμα. Στην περίπτωση που το εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο αποκλείεται εξ' ολοκλήρου εκτός του σώματος του υλικού (φαινόμενο Meissner), το ολοκλήρωμα της σχέσης (4.15) εξαφανίζεται και επομένως $\chi_1' = -1$. Στην περίπτωση τώρα που έχουμε πλήρη διείσδυση της μαγνητικής ροής, το παραπάνω ολοκλήρωμα γίνεται 1 και επομένως $\chi_1' = 0$. Παρόμοια για την χ_1'' , σε μια πλήρη υπεραγώγιμη κατάσταση $\chi_1'' = 0$, ενώ σε μια ενδιάμεση υπεραγώγιμη κατάσταση η χ_1'' είναι ένας μικρός θετικός αριθμός, μικρότερος της μονάδας (<1).

Η αρχή της μέτρησης της εναλλασσόμενης επιδεκτικότητας, όπως έχουμε ήδη αναφέρει περιλαμβάνει την υποβολή του δείγματος σε ένα μικρό εναλλασσόμενο μαγνητικό πεδίο. Η διακύμανση της ροής που οφείλεται στο δείγμα διαβάζεται από ένα αισθητήριο πηνίο γύρω από το δείγμα και η προκύπτουσα τάση που επάγεται στο πηνίο ανιχνεύεται. Θα αποδείξουμε τώρα ότι αυτή η τάση η ανάλογη της χρονικής παραγώγου της μαγνήτισης του δείγματος.

4. Μαγνητική Επιδεκτικότητα

Χρησιμοποιώντας την έννοια της αμοιβαίας επαγωγής, μπορούμε να αντλήσουμε μια έκφραση για την επιδεκτικότητα χ , σε ποσότητες που είναι άμεσα μετρήσιμες. Θεωρούμε ότι το σύνολο του δείγματος μας είναι κυλινδρικό και κάνουμε την θεώρηση ότι ο συνολικός όγκος αυτού είναι ομοιόμορφα μαγνητισμένος. Συνεπώς έχουμε έναν ομοιόμορφα μαγνητισμένο κυλίνδρο, όπου η κατανομή της πυκνότητας της μαγνητικής ροής του μπορεί να θεωρηθεί ότι είναι η ίδια με ένα σωληνοειδές του ίδιου μεγέθους, προκειμένου το κυλινδρικό δείγμα να μπορεί να μοντελοποιηθεί ως ένα εσωτερικό πηνίο.

Η συνολική μαγνητική ροή Φ που ανιχνεύεται από τα περιστρεφόμενα πηνία, θα μπορούσε να υπολογιστεί είτε από την πυκνότητα μαγνητικής ροής B , είτε από το διανυσματικό μαγνητικό δυναμικό A :

$$\Phi = \iint B \cdot da = \int A \cdot ds \quad (4.17)$$

όπου το ds είναι το οριακό περίγραμμα του περιστρεφόμενου πηνίου και επομένως η ολοκλήρωση γίνεται κατά μήκος ολόκληρου του πηνίου. Για λόγους απλότητας θεωρούμε ότι υπάρχει μόνο ένα πηνίο. Η αμοιβαία επαγωγή ανα σπείρα του πηνίου είναι:

$$L' = \frac{L_{sp}}{N} = \frac{\Phi}{N \cdot I} = \frac{1}{N \cdot I} \cdot \int A \cdot ds \quad (4.18)$$

όπου L_{sp} είναι η αμοιβαία επαγωγή μεταξύ του εξωτερικού πρωτεύοντος πηνίου και του περιστρεφόμενου πηνίου ανίχνευσης (δευτερεύοντος πηνίου) και I είναι το ρεύμα στο πρωτεύον πηνίο. Το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο που επάγεται στο δευτερεύον πηνίο εξαιτίας του πρωτεύοντος πηνίου είναι:

$$v = -\frac{d\Phi}{dt} = -L_{sp} \cdot \frac{dI}{dt} \quad (4.19)$$

αλλά η μαγνήτιση είναι $M = \frac{N \cdot I}{l}$, όπου l είναι το συνολικό μήκος του πρωτεύοντος πηνίου, άρα:

$$v = -L' \cdot l \cdot \frac{dM}{dt} \quad (4.20)$$

Επειδή μας ενδιαφέρει κυρίως η θεμελιώδης επιδεκτικότητα, $\chi = \chi_1$, ορίζουμε $M = \chi \cdot H$ από κοινού με το εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο $H \approx H_0 \cdot \cos 2\pi ft$ και έχουμε:

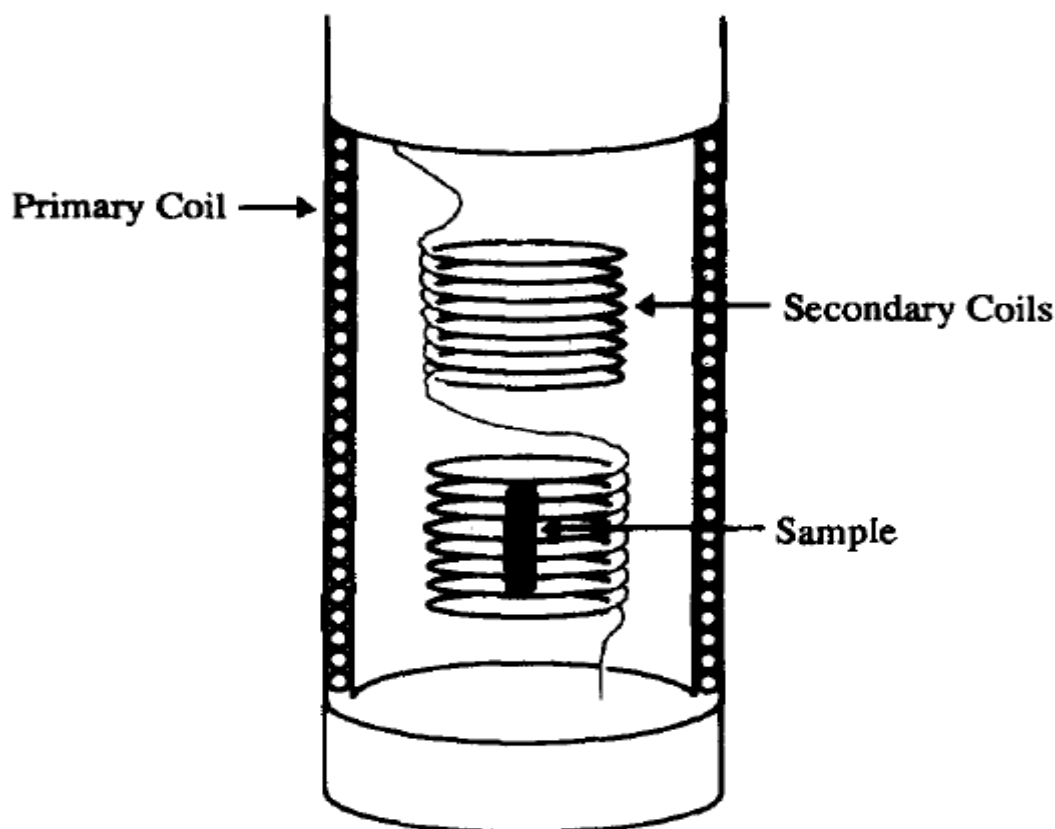
$$\chi = \frac{v_{rms}}{2 \cdot \pi \cdot L' \cdot l \cdot f \cdot H_{rms}} \quad (4.21)$$

4. Μαγνητική Επιδεκτικότητα

Γενικά δεν υπολογίζεται η L_{sp} , αλλά καθορίζεται μια σταθερά βαθμονόμησης α η οποία αντιπροσωπεύει την γεωμετρία του πηνίου.

Σε ένα πραγματικό ac μαγνητόμετρο, δύο εντελώς ίδια πηνία ανίχνευσης τοποθετούνται συμμετρικά μέσα στο πρωτεύον πηνίο και χρησιμεύουν όπως τα δευτερεύοντα πηνία στο κύκλωμα μέτρησης. Τα δύο αυτά πηνία συνδέονται αντίθετα προκειμένου να αποτρέψουν την εμφάνιση τάσεων που επάγονται από το ίδιο το εναλλασσόμενο πεδίο ή τάσεις που επάγονται από ανεπιθύμητες εξωτερικές πηγές. Η μετρούμενη rms τιμή της τάσης v κατά μήκος των δύο δευτερεύοντων πηνίων είναι:

$$v(t) = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (4.22)$$



Εικόνα 4.1 - Σχηματική αναπαράσταση της διάταξης του πρωτεύοντος και δευτερεύοντος πηνίου [10].

Για $M(t)$ τώρα, η οποία υποδηλώνει την μαγνητική επαγωγή μέσα στο δείγμα κατά μέσο όρο όγκου V του δείγματος, η μαγνητική ροή δια μέσου των N σπειρών των αντίθετα τυλιγμένων, ακτίνας a , πρωτεύοντων πηνίων είναι:

4. Μαγνητική Επιδεκτικότητα

$$\Phi = \mu_0 \cdot \pi \cdot \alpha^2 \cdot N \cdot M(t) \quad (4.23)$$

όπου $\Phi = \mu_0 \cdot \pi \cdot \alpha^2 \cdot N \cdot [(M + H\alpha) - H\alpha]$. Επομένως η μετρούμενη τάση είναι:

$$v(t) = -\mu_0 \cdot \pi \cdot \alpha^2 \cdot N \cdot \frac{dM(t)}{dt} \quad (4.24)$$

Για την σύνθετη μαγνητική επιδεκτικότητα, χ'_n και χ''_n , μπορούμε να αναπτύξουμε το $M(t)$ σε σειρά Fourier ως εξής:

$$M(t) = \sum_{n=1}^{\infty} H a_0 (\chi'_n \cdot \cos(n\omega t) + \chi''_n \cdot \sin(n\omega t)) \quad (4.25)$$

Χρησιμοποιώντας τις δύο τελευταίες εξισώσεις έχουμε:

$$v(t) = \mu_0 \cdot \pi \cdot \alpha^2 \cdot \omega \cdot N \cdot H a_0 \cdot \sum_{n=1}^{\infty} n (\chi'_n \cdot \sin(n\omega t) - \chi''_n \cdot \cos(n\omega t)) \quad (4.26)$$

και ορίζοντας $v_0 = \mu_0 \cdot \pi \cdot \alpha^2 \cdot \omega \cdot N \cdot H a_0$, έχουμε:

$$v(t) = v_0 \cdot \sum_{n=1}^{\infty} n (\chi'_n \cdot \sin(n\omega t) - \chi''_n \cdot \cos(n\omega t)) \quad (4.27)$$

Ένας ενισχυτής τώρα, μπορεί να ρυθμιστεί για να μετρήσει την θεμελιώδη τάση v_1 : $v_1 = v_0 \cdot (\chi'_1 \cdot \sin(\omega t) - \chi''_1 \cdot \cos(\omega t)) \quad (4.28)$

Αυτή τώρα τη μη-γραμμική μαγνητική απόκριση που προκύπτει, μπορούμε να την αναλύσουμε άμεσα, με παρατήρηση των κυματομορφών που "επάγονται" στα δευτερεύοντα πηνία του ac μαγνητόμετρου με την βοήθεια ενός ψηφιακού παλμοσκόπιου.

Ένας άλλος τρόπος για να παρατηρήσουμε την πραγματική και την φανταστική συνιστώσα της επιδεκτικότητας, είναι να παρατηρήσουμε ότι εάν υπάρχουν στοιχεία με απώλειες στο δείγμα, η επαγόμενη τάση κατά μήκος των δευτερεύοντων πηνίων θα παρουσιάσει μια μετατόπιση φάσης σε σχέση με την τάση που μετρείται χωρίς την ύπαρξη του δείγματος. Αυτή η μετατόπιση φάσης μπορεί να διαχωριστεί σε δύο ποσότητες, μία συμφασική με την μετρούμενη τάση χωρίς δείγμα και μια κάθετη με αυτήν.

Το μαγνητικό πεδίο H μετρείται σε Oersteds (Oe), και σε σχέση με την πυκνότητα μαγνητικής ροής B που έχει μονάδες Gauss (G), υπάρχει η αντιστοιχία $1 \text{ Oe} = 1 \text{ G}$ (στο κενό). Οι μονάδες της μαγνητικής ροπής m είναι $\text{G} \cdot \text{cm}^3$ (γνωστό ως emu). Η επιδεκτικότητα $\chi = dM/dH$, έχει μονάδες G/Oe και είναι αδιάστατη. Με αυτές τις μονάδες $\chi = -1/4 \cdot \pi$ για ένα ιδανικό, απόλυτα διαμαγνητικό σώμα όπου $B=0$

4. Μαγνητική Επιδεκτικότητα

παντού, και παρόμοια $\chi = -1$ αν εκφράσουμε την μαγνήτιση M και το μαγνητικό πεδίο H σε μονάδες A/m .

Μετρώντας την επαγόμενη τάση με έναν ενισχυτή, η πραγματική χ' και η φανταστική συνιστώσα χ'' της επιδεκτικότητας χ , μπορούν να διαχωριστούν. Ένα εναλλασσόμενο μαγνητικό πεδίο δημιουργείται από έναν ηλεκτρομαγνήτη, ο οποίος χρησιμοποιείται όπως το πρωτεύον πηνίο σε ένα κύκλωμα μετασχηματιστή. Ο ηλεκτρομαγνήτης οδηγείται από μια εναλλασσόμενη πηγή ρεύματος με μεταβλητό πλάτος και συχνότητα. Μια σταθερή πηγή εναλλασσόμενου ρεύματος χρησιμοποιείται εάν η θερμοκρασία του πηνίου αλλάξει κατά την διάρκεια της μέτρησης. Ένα dc πεδίο μπορεί επίσης να εφαρμοστεί, το οποίο παρέχεται από μια dc πηγή ρεύματος στο πρωτεύον πηνίο. Όταν το δείγμα τοποθετηθεί εντός κάποιου από τα πηνία ανίχνευσης εμφανίζεται μια διακύμανση της τάσης, η οποία μετρείται και είναι ανάλογη του πλάτους της θεμελιώδους εναλλασσόμενης επιδεκτικότητας και κάποιων άλλων παραμέτρων. Έτσι:

$$v = \frac{1}{a} \cdot H_a \cdot f \cdot \chi \cdot V \quad (4.29)$$

όπου a είναι η σταθερά βαθμονόμησης, V είναι ο όγκος του δείγματος, H_a και f το μέγεθος και η συχνότητα του εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου.

Κατά τον σχεδιασμό της διάταξης των πηνίων, μπορεί κάποιος να υπολογίσει με αρκετή ακρίβεια το σήμα της τάσης που λαμβάνεται, δίνοντας την γεωμετρία του πηνίου, το μέγεθος και η συχνότητα του εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου, καθώς και τον όγκο του δείγματος. Έτσι γίνεται ιδιαίτερα αντιληπτό, πόσο προσεκτικά τοποθετούνται τα πηνία και με τι ακρίβεια, προκειμένου να ανιχνεύσουν την επαγόμενη τάση εξαιτίας του δείγματος και να έχουμε μια μεγάλη ακρίβεια του μετρούμενου συστήματος μας.

Η μέτρηση, τώρα θα πρέπει να διορθωθεί λόγω της ύπαρξης πεδίων απομαγνήτισης. Αυτό το φαινόμενο οφείλεται στην γεωμετρία της διάταξης και προκύπτει από το γεγονός ότι το εσωτερικό πεδίο στο δείγμα μπορεί να διαφέρει από το πραγματικό πεδίο που επιβάλλουμε. Η πραγματική εσωτερική επιδεκτικότητα είναι:

$$\chi_{int} = \frac{\chi}{1 - D \cdot \chi} \quad (4.30)$$

όπου D είναι ο συντελεστής απομαγνήτισης και χ είναι η μετρούμενη ή εξωτερική ή σχετική επιδεκτικότητα. Η χ_{int} πολλές φορές ονομάζεται και απόλυτη επιδεκτικότητα.

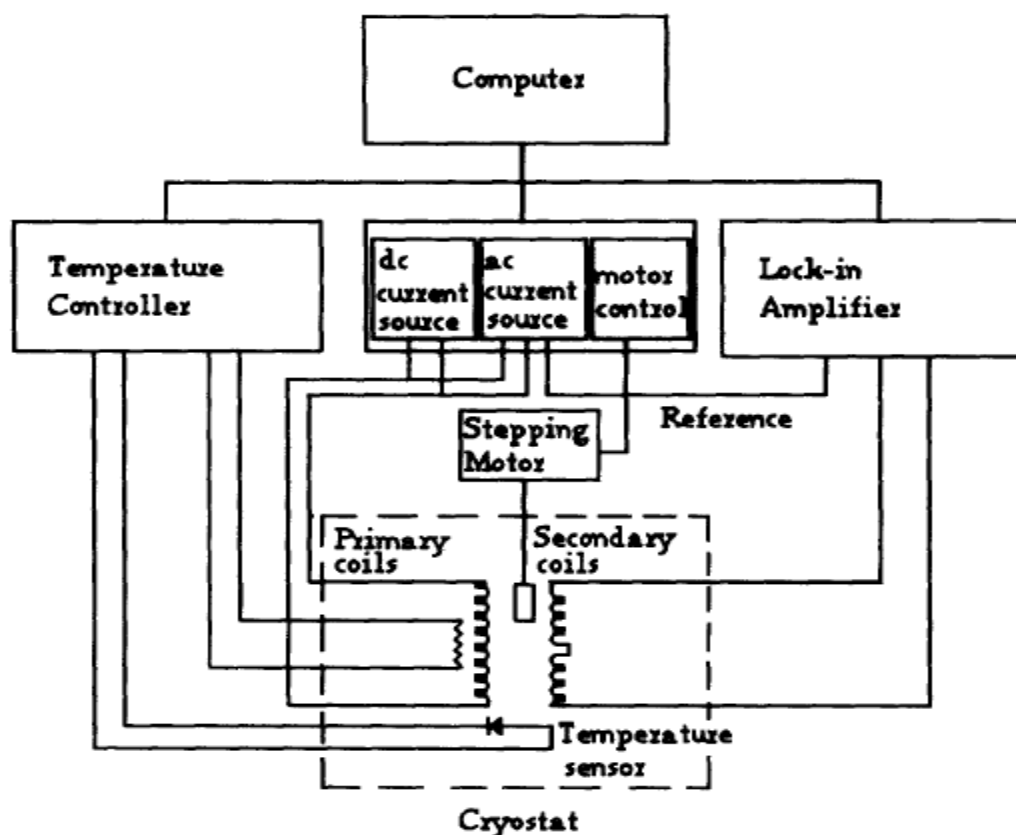
Στην πράξη είναι αδύνατον να κατασκευαστούν δύο εντελώς ίδια πηνία ανίχνευσης και έτσι υπάρχει μία ελάχιστη διαφορά πάντα ανάμεσα στην τάση

4. Μαγνητική Επιδεκτικότητα

που διαβάζεται από τον ενισχυτή για καθένα από τα πηνία, ακόμα και όταν δεν υπάρχει δείγμα. Αρχικά λοιπόν κάποιος πρέπει να σκεφτεί τρόπους για να αντισταθμίσει αυτή την διαφορά. Μια αρχική σκέψη θα ήταν να συνδέσουμε έναν μετασχηματιστή μεταβλητής αναλογίας κατά μήκος των πηνίων ανίχνευσης. Επειδή όμως κατά την διάρκεια των πειραμάτων αλλάζει η θερμοκρασία, το πλάτος και η συχνότητα του πεδίου που επιβάλλουμε, είναι αρκετά δύσκολο να βρεθεί μια τιμή ισορροπίας. Προκειμένου να αποφευχθούν αυτά τα προβλήματα το δείγμα τοποθετείται ανάμεσα και στα δύο πηνία ανίχνευσης και αφαιρώντας τις δύο τάσεις που προκύπτουν παίρνουμε την ακριβή τιμή. Για το πρώτο πηνίο η μετρούμενη τάση που θα έχουμε είναι $v_1 = v + v_0$, και για το δεύτερο $v_2 = -v + v_0$, όπου v_0 θα είναι η απόκλιση της τιμής της τάσης. Έτσι η πραγματική τιμή θα είναι:

$$v = \frac{v_1 - v_2}{2} \quad (4.31)$$

Η κίνηση του δείγματος πρέπει να ελέγχεται με μεγάλη ακρίβεια, κάτι το οποίο επιτυγχάνεται με την βοήθεια του κινητήρα που υπάρχει και του προγράμματος ελέγχου αυτού (σερβοκινητήριο σύστημα).



Εικόνα 4.2 - Σχηματική αναπαράσταση μιας τυπικής διάταξης AC επιδεκτικότητας [10].

4. Μαγνητική Επιδεκτικότητα

Ο ενισχυτής συμπεριφέρεται σαν ένα διαφορικό βολτόμετρο. Μετρά την φάση και το πλάτος ενός εναλλασσόμενου σήματος, Εδώ, το σήμα αναφοράς έχει την ίδια θεμελιώδη συχνότητα με το επιθυμητό μετρούμενο σήμα και έχει μια σχέση σταθερής φάσης με αυτό. Ο ενισχυτής συμπεριφέρεται σαν ένα ζωνοπερατό φίλτρο με ένα τεράστιο παράγοντα ποιότητας Q και με κεντρική συχνότητα την επιθυμητή συχνότητα του σήματος. Η έξοδος του ενισχυτή είναι μια μεγενθυμένη dc τάση ανάλογη του σύγχρονου εναλλασσόμενου σήματος εισόδου. Προκειμένου να μπορούν να μετρηθούν και οι δύο συνιστώσες της επιδεκτικότητας, ο ανιχνευτής σήματος του ενισχυτή απαιτεί ένα σήμα αναφοράς στην ίδια συχνότητα και φάση με το ρεύμα της εναλλασσόμενης πηγής τάσης.

Η έξοδος του ενισχυτή E_{out} παρουσιάζει μια διαφορά φάσης Φ μεταξύ του σήματος εισόδου και του σήματος αναφοράς E_{in} , $E_{out} = E_{in} \cdot \cos\Phi$. Προκειμένου να ξεπεραστεί αυτή η άγνωστη διαφορά φάσης, το σήμα μας περνά από μια διάταξη γνωστής καθυστέρησης φάσης Θ και έτσι έχουμε, $E_{out} = E_{in} \cdot \cos(\Phi - \Theta)$. Όταν η έξοδος του ενισχυτή τώρα είναι μέγιστη έχουμε $\Phi = \Theta$. Η πραγματική και την φανταστική συνιστώσα της επιδεκτικότητας χ , θα είναι ανάλογες με το σήμα μέτρησης για γωνία Θ και $\Theta + 90^\circ$ αντίστοιχα. Για να διατηρηθεί η συνοχή στην απόκτηση δεδομένων, όλα τα διπλά σε φάση δεδομένα μετριοούνται με την φάση του ενισχυτή ρυθμισμένη σε 0° και 90° . Η γωνία της φάσης Θ χρησιμοποιείται για να μετατρέψει την μετρούμενη τάση στα ισοδύναμα συμφασικά και εκτός φάσης μετρούμενα σήματα τάσης:

$$V' = v_0 \cdot \cos\Theta + v_{90} \cdot \sin\Theta \quad (4.32)$$

$$V'' = v_{90} \cdot \cos\Theta - v_0 \cdot \sin\Theta \quad (4.33)$$

όπου v_0 και v_{90} είναι οι τάσεις για την φάση του ενισχυτή ρυθμισμένη σε 0° και 90° αντίστοιχα. V' και V'' είναι η συμφασική τάση (Θ) και η εκτός φάση τάση ($\Theta + 90^\circ$) αντίστοιχα.

4.5.2 Θεωρητική Ανάλυση 2 [11]

Θεωρήστε ένα δείγμα με την μορφή μιας πλάκας (αρκετά μακρύ ώστε να θεωρείται άπειρο σε σχέση με το πλάτος του) τοποθετημένο εντός ενός μαγνητικού πεδίου $B_{ext} = B_{dc} + B_{ac}$, όπου B_{dc} η στατική συνιστώσα και B_{ac} η εναλλασσόμενη συνιστώσα η οποία χαρακτηρίζεται από τη συχνότητα $f = \omega / 2\pi$ και το πλάτος B_a το οποίο δίνεται από:

$$B_{ac} = B_a \cdot \cos(\omega t) \quad (4.34)$$

4. Μαγνητική Επιδεκτικότητα

παράλληλο προς την επιφάνεια της πλάκας. Υποθέτουμε ότι τα πεδία DC και AC είναι παράλληλα στο χώρο, αν και μερικές φορές χρησιμοποιείται η κάθετη διάταξη των πεδίων. Η μαγνητική ροή που διασχίζει την περιοχή του δείγματος μπορεί να εκφραστεί σε όρους της μέσης τιμής \bar{B} της πυκνότητας μαγνητικής ροής μέσω μιας τομής του δείγματος A:

$$\Phi_m = A\bar{B} = \int_A B \cdot dA \quad (4.35)$$

Σε μία AC μέτρηση η \bar{B} είναι συνάρτηση του χρόνου και η τάση που επάγεται σε μία σπείρα του πηνίου είναι:

$$V_m(t) = - \frac{\partial \Phi_m(t)}{\partial t} = - A \frac{\partial \bar{B}(t)}{\partial t} \quad (4.36)$$

Είναι σημαντικό να γνωρίζουμε ότι τα συζευγμένα πηνία μετρούν ολόκληρη την τιμή της μαγνητικής ροής στο δείγμα. Χρησιμοποιώντας κανείς την εξίσωση (4.35) μπορεί να ορίσει την μαγνήτιση του δείγματος ως:

$$M(t) = \bar{B}(t) - B_{ext}(t) = \frac{\Phi_m(t)}{A} - B_{ext}(t) \quad (4.37)$$

Η πραγματική και η φανταστική συνιστώσα της επιδεκτικότητας ορίζονται ως:

$$\chi' = \frac{1}{\pi B_\alpha} \int_0^{2\pi} M(\omega t) \cos(\omega t) d(\omega t) \quad (4.38)$$

$$\chi'' = \frac{1}{\pi B_\alpha} \int_0^{2\pi} M(\omega t) \sin(\omega t) d(\omega t) \quad (4.39)$$

Η φυσική σημασία της πραγματικής χ' και της φανταστικής χ'' συνιστώσας είναι η ακόλουθη: η ενέργεια που μετατρέπεται σε θερμότητα κατά τη διάρκεια μιας περιόδου του πεδίου AC είναι:

$$W_q = - 2\pi \chi'' \frac{B_\alpha^2}{2\mu_0} \quad (4.40)$$

Καθώς η W_q είναι πάντα αρνητική, η χ'' σε ένα σωστά σχεδιασμένο πείραμα πρέπει να λάβει θετική ένδειξη. Η μέση τιμή της μαγνητικής ενέργειας που αποθηκεύεται στον όγκο που καταλαμβάνεται από το δείγμα είναι:

$$W_m = \chi' \frac{B_\alpha^2}{2\mu_0} \quad (4.41)$$

4. Μαγνητική Επιδεκτικότητα

όπου η τιμή της κανονικής κατάστασης η οποία λήφθηκε ως τιμή αναφοράς είναι $W_m (T > T_c) = 0$. Η διαμαγνητική συμπεριφορά οδηγεί σε μείωση του μαγνητικού πεδίου σε σύγκριση με την κανονική κατάσταση, η οποία αντικατοπτρίζεται σε αρνητική τιμή της W_m . Έτσι δηλαδή όπως περιμένουμε στην περίπτωση ενός υπεραγωγού $\chi' \leq 0$. Σε γενικές γραμμές, η χ' αντανακλά την ικανότητα προστασίας του υλικού ως προς την διεισδύση μαγνητικών γραμμών ενώ η χ'' είναι το μέτρο της μαγνητικής μη αναστρεψιμότητας.

4.6 AC Επιδεκτικότητα σε Υπεραγωγό Υψηλής Θερμοκρασίας (YBaCuO) [12]

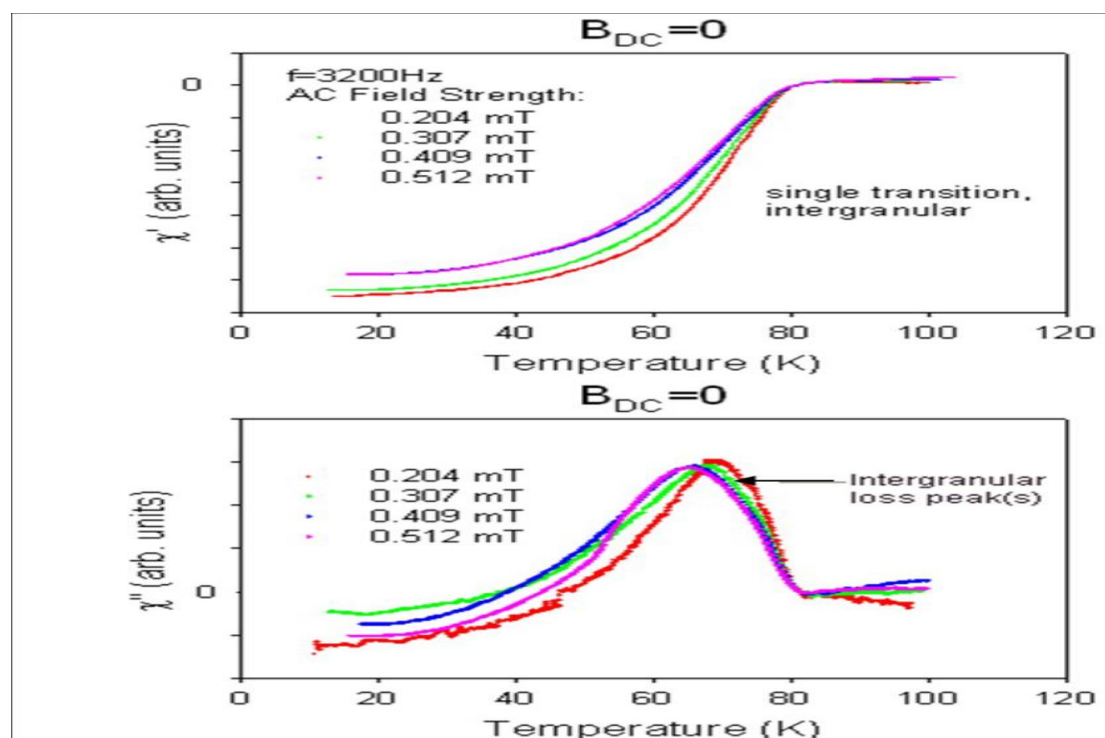
Η εναλλασσόμενη επιδεκτικότητα είναι το βασικό εργαλείο που καθορίζει την φύση των υπεραγωγών υψηλής θερμοκρασίας, ιδίως για την μέτρηση των κρίσιμων θερμοκρασιών. Στην κανονική κατάσταση (πάνω από την κρίσιμη θερμοκρασία T_c), οι υπεραγωγοί έχουν μικρή τιμή συμφασικής επιδεκτικότητας, χ' . Στην πλήρη υπεραγωγίμη κατάσταση, το δείγμα είναι πλήρως διαμαγνητικό και επομένως $\chi' = -1$. Τυπικά η έναρξη μιας σημαντικά μη-μηδενικής τιμής της χ' , προσδιορίζει την θερμοκρασία μετάβασης του υπεραγωγού. Η φανταστική συνιστώσα χ'' της επιδεκτικότητας είναι μη-μηδενική για θερμοκρασίες ελαφρώς κάτω από την θερμοκρασία μετάβασης, όπου η μαγνητική μη-αναστρεψιμότητα εμφανίζεται στο δείγμα. Οι μετρήσεις της χ'' επιτρέπουν τον προσδιορισμό του κρίσιμου ρεύματος, το μέγιστο ρεύμα δηλαδή που ένας υπεραγωγός μπορεί να φέρει προτού εμφανίσει ωμική ηλεκτρική αντίσταση. Μελετώντας την θερμοκρασία στην οποία η χ'' είναι μέγιστη για διάφορες τιμές του εφαρμοζόμενου εναλλασσόμενου πεδίου, μπορούμε να καθορίσουμε το κρίσιμο ρεύμα συναρτήσει της θερμοκρασίας [9].

Οι πλειοψηφία των υπεραγωγών υψηλής θερμοκρασίας είναι οξειδία του χαλκού, όπως και ο υπεραγωγός που μελετάμε, YBaCuO (ενότητα 2.11). Κατασκευάζονται με την διαδικασία της πυροσυσσωμάτωσης, και επομένως είναι πολυκρυσταλλικά υλικά. Αποτελούνται από ένα σύνολο πολλών μικρών κρυστάλλων που ονομάζονται κόκκοι. Οι υπεραγωγοί αυτοί εμφανίζουν συνήθως δύο κρίσιμες θερμοκρασίες. Η πρώτη σχετίζεται με την μετάβαση στην υπεραγωγίμη κατάσταση που λαμβάνει χώρα στο εσωτερικό των κόκκων (**intragranular**, T_{c1}), και η άλλη σχετίζεται με την εμφάνιση της υπεραγωγίμης σύζευξης μεταξύ των κόκκων (**intergranular**, T_{c2}). Η T_{c2} της τελευταίας είναι χαμηλότερη της T_{c1} της άλλης ($T_{c2} < T_{c1}$).

4. Μαγνητική Επιδεκτικότητα

Στα παρακάτω σχήματα έχουμε μια ενδεικτική αναπαράσταση της συμφασικής και εκτός φάσης επιδεκτικότητας χ' και χ'' αντίστοιχα συναρτήση της θερμοκρασίας. Αρχικά δίνονται οι μεταβολές των παραπάνω μεγεθών χωρίς την ύπαρξη DC πεδίου. Έπειτα διατηρείται σταθερό το DC πεδίο και μεταβάλλεται το AC, και τέλος μεταβάλλεται το AC πεδίο και διατηρείται σταθερό το DC, προκειμένου να δούμε τις αντίστοιχες μεταβολές. Μέσα από αυτά τα σχήματα δίνεται μια ερμηνεία των φαινομένων που λαμβάνουν χώρα.

Στην εικόνα 4.3 βλέπουμε την επιδεκτικότητα για το YBaCuO χωρίς την ύπαρξη DC πεδίου ($B_{DC}=0$). Η συμφασική επιδεκτικότητα χ' , χαρακτηρίζεται από μία μονή μετάβαση η οποία διευρύνεται όσο το B_{AC} αυξάνει. Η αντίστοιχη εκτός φάσης επιδεκτικότητα χ'' , εμφανίζει μια μονή κορυφή που αντανακλά τις περικρυσταλλικές απώλειες. Η απουσία της κορυφής αυτής φανερώνει μια ισχυρή σύζευξη στο δείγμα, έτσι η μετάβαση που εμφανίζεται στην συμφασική επιδεκτικότητα μπορεί άμεσα να συνδεθεί με την περικρυσταλλική θωράκιση του δείγματος. Οι τιμές κορεσμού της χ' (χαμηλή θερμοκρασία), μειώνονται σε μέγεθος όσο το πεδίο αυξάνεται, έτσι ώστε η ικανότητα θωράκισης του δείγματος μειώνεται όσο αυξάνεται η ισχύς του πεδίου. Η αντίστοιχη κορυφή που αντανακλά τις περικρυσταλλικές απώλειες, μειώνεται σε μέγεθος και μετατοπίζεται σε χαμηλότερες θερμοκρασίες καθώς το πεδίο αυξάνεται.



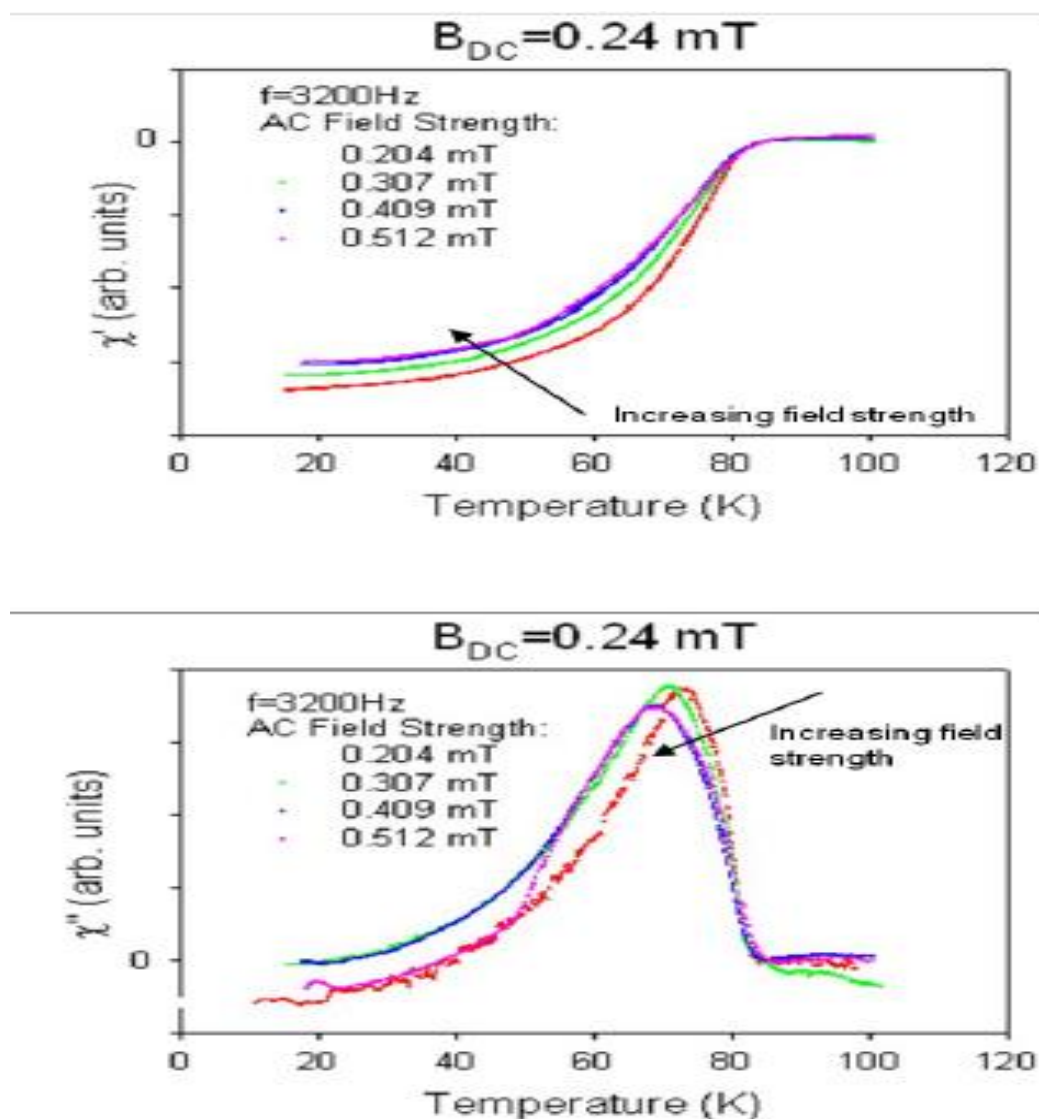
Εικόνα 4.3 - Συμφασική Επιδεκτικότητα χ' και εκτός φάσης επιδεκτικότητα χ'' μετρούμενες στα 3200 Hz. Το DC πεδίο είναι μηδενικό και το AC πεδίο μεταβάλλεται από 0.512 mT έως 0.204 mT [12].

4. Μαγνητική Επιδεκτικότητα

Σταθερό DC πεδίο, μεταβαλλόμενο AC

Για να απεικονιστούν τα αποτελέσματα που οφείλονται μόνο στο AC πεδίο, υπάρχει ένα σύνολο δεδομένων όπου το DC πεδίο παραμένει σταθερό, ενώ το AC πεδίο μεταβάλλεται για κάθε τιμή του DC πεδίου. Τα αποτελέσματα φαίνονται στις εικόνες 4.3 – 4.7.

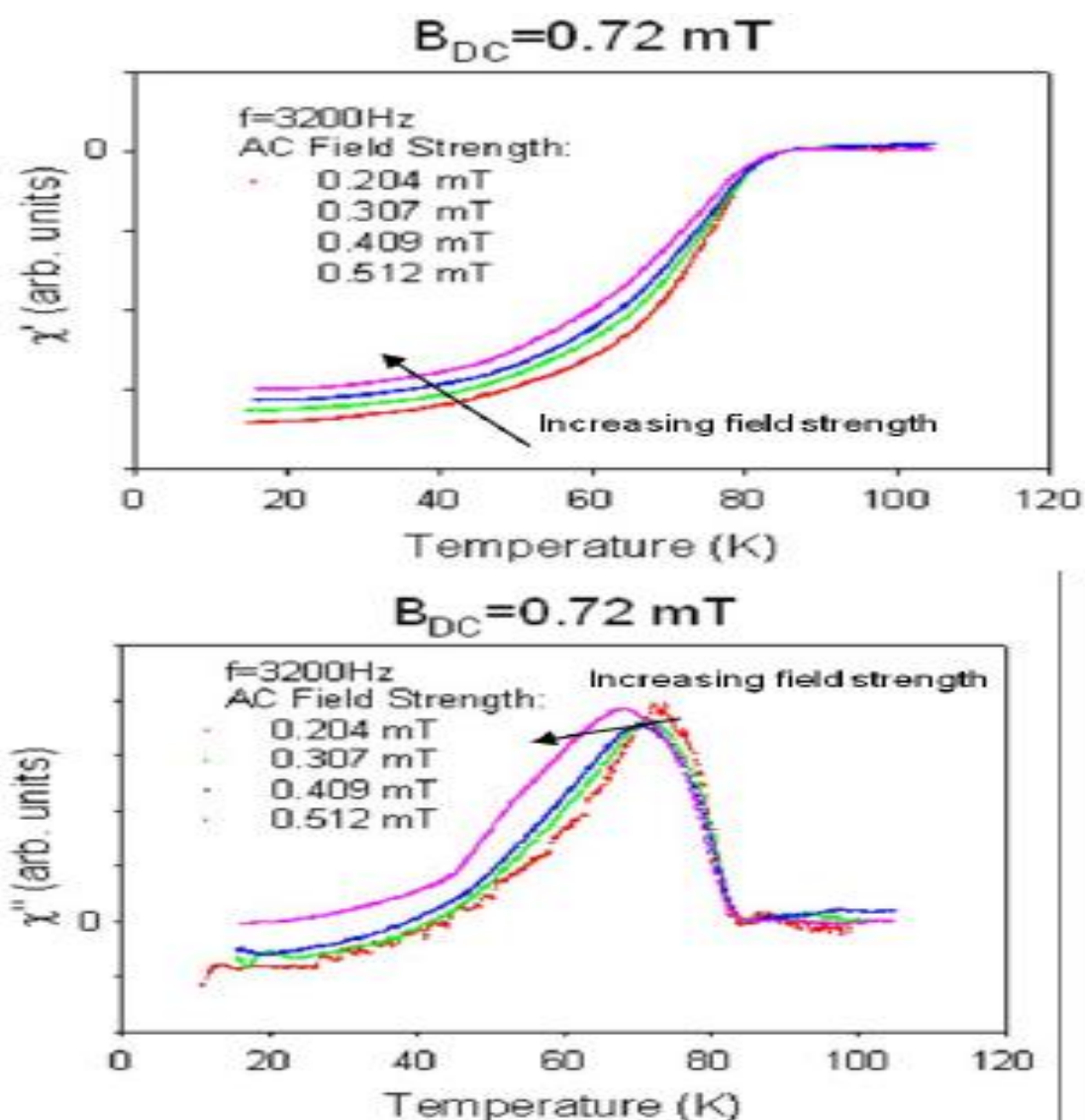
Η εικόνα 4.4 δείχνει τα αποτελέσματα της επιδεκτικότητας με την υπέρθεση ενός DC πεδίου ($B_{DC} = 0.24 \text{ mT}$). Η συμμασική επιδεκτικότητα συμπεριφέρεται παρόμοια με την περίπτωση όπου δεν υπάρχει DC πεδίο. Η θερμοκρασία μετάβασης είναι περίπου 81 K. Η φάση μετάβασης διευρύνεται όσο το B_{AC} αυξάνεται. Η αντίστοιχη κορυφή της χ'' διευρύνεται επίσης, μειώνεται σε μέγεθος και μετατοπίζεται σε χαμηλότερες θερμοκρασίες καθώς το AC πεδίο αυξάνεται.



Εικόνα 4.4 - AC επιδεκτικότητα μετρούμενη στα 3200 Hz. Το DC πεδίο είναι σταθερό στα 0.24 mT ενώ το B_{AC} μεταβάλλεται [12].

4. Μαγνητική Επιδεκτικότητα

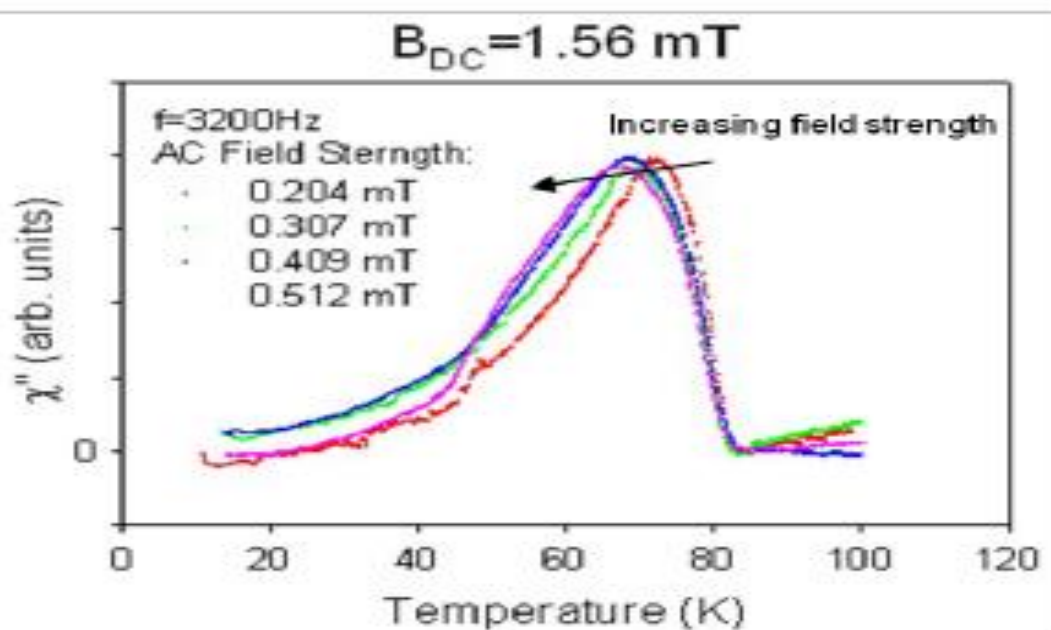
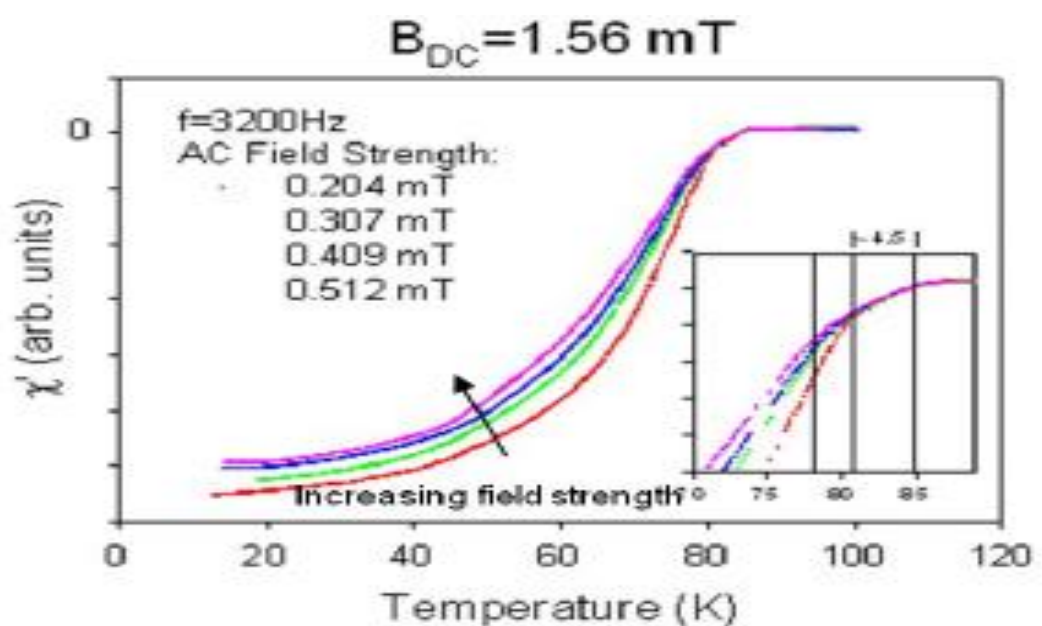
Η εικόνα 4.5 δείχνει την επιδεκτικότητα όταν $B_{DC}=0.72$ mT, όπου η συμφασική επιδεκτικότητα, χ' , εξακολουθεί να φαίνεται ότι διευρύνεται καθώς το AC πεδίο αυξάνεται. Ωστόσο, σε αυτό το DC πεδίο, η συμφασική απόκριση ξεκινά να εμφανίζει δύο μεταβάσεις. Ακριβώς μετά την T_c (~83 K), εμφανίζεται ένα μικρό εύρος θερμοκρασιών 5-8 K, πριν συμβεί μια δεύτερη μετάβαση. Η πρώτη μετάβαση είναι συνδεδεμένη με την θωράκιση των μεμονομένων κόκκων του δείγματος (intragranular) και παρατηρείται ότι διευρύνεται ελαφρώς με την αύξηση της έντασης του AC πεδίου. Η δεύτερη μετάβαση προκαλείται από την σύζευξη των κόκκων (intergranular), επιτρέποντας το δείγμα να δρά ως ένας μονός κόκκος. Η εκτός φάσης συνιστώσα, χ'' , εξακολουθεί να εμφανίζει μια μόνο κορυφή η οποία διευρύνεται, μειώνεται σε μέγεθος και μετατοπίζεται σε χαμηλότερες θερμοκρασίες με την αύξηση του πεδίου.



Εικόνα 4.5- AC επιδεκτικότητα μετρούμενη στα 3200 Hz. Το DC πεδίο είναι σταθερό στα 0.72 mT ενώ το B_{AC} μεταβάλλεται [12].

4. Μαγνητική Επιδεκτικότητα

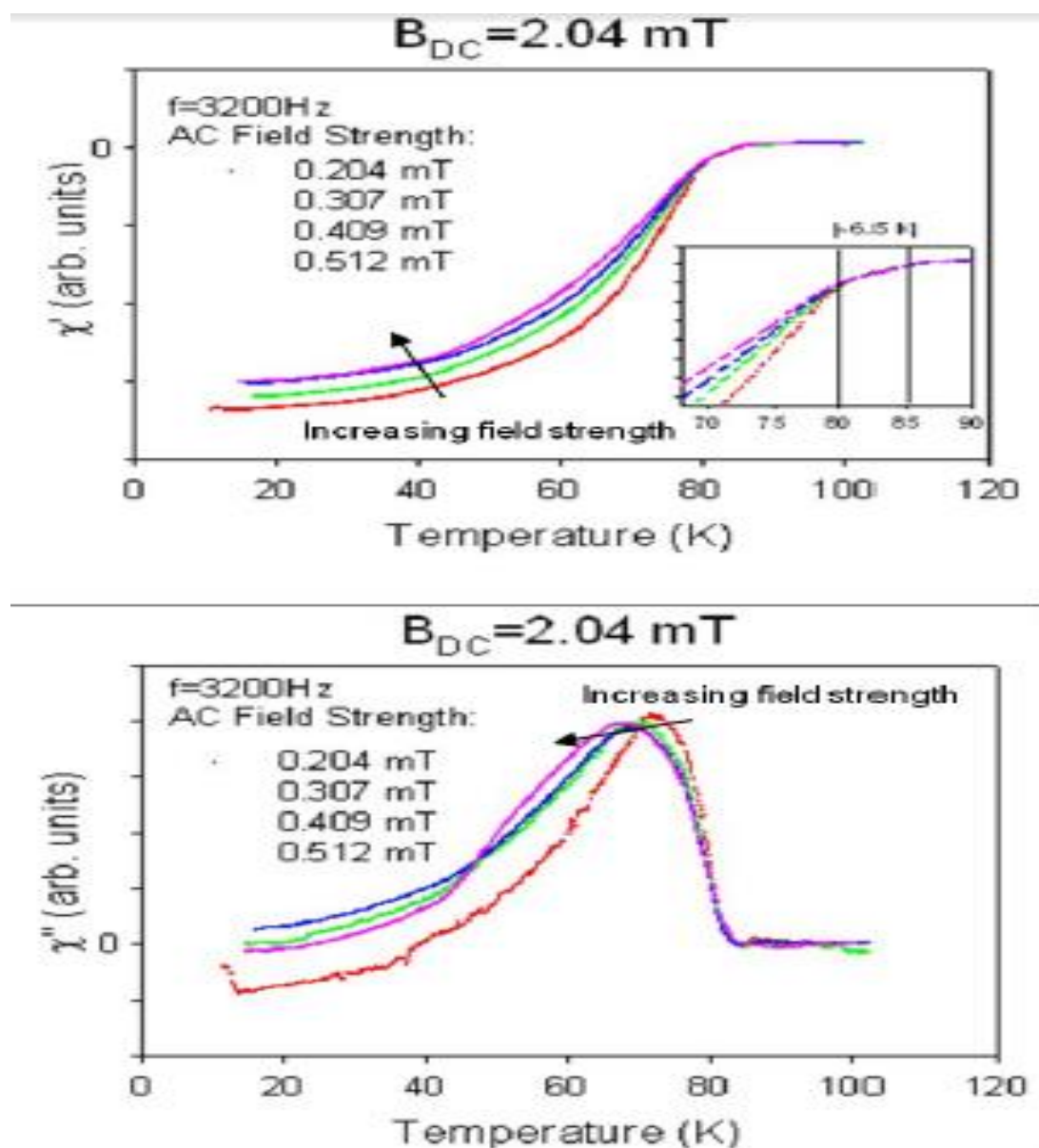
Η εικόνα 4.6 δείχνει την επιδεκτικότητα όταν $B_{DC}=1.56$ mT. Η συμφασική επιδεκτικότητα εμφανίζει δύο μεταβάσεις. Η πρώτη μετάβαση, που προκύπτει για $T_c \sim 84$ K, φαίνεται να διευρύνεται με την αύξηση του πεδίου, έτσι ώστε η δεύτερη μετάβαση εμφανίζεται σε χαμηλότερη θερμοκρασία όταν το AC πεδίο είναι μεγαλύτερο. Η δεύτερη μετάβαση, τώρα, φαίνεται να διευρύνεται με την αύξηση του πεδίου. Η εκτός φάσης συνιστώσα εμφανίζει παρόμοια συμπεριφορά με πριν.



Εικόνα 4.6 - AC επιδεκτικότητα μετρούμενη στα 3200 Hz. Το DC πεδίο είναι σταθερό στα 1.56 mT ενώ το B_{AC} μεταβάλλεται [12].

4. Μαγνητική Επιδεκτικότητα

Η εικόνα 4.7 δείχνει την επιδεκτικότητα όταν $B_{DC}=2.04$ mT. Καθώς το AC πεδίο αυξάνεται, και οι δύο μεταβάσεις διευρύνονται, κάτι που είναι πιο εμφανές για 0.512 mT, το υψηλότερο δηλαδή AC πεδίο. Η εκτός φάσης επιδεκτικότητα ακολουθεί ξανά την τάση όπως πριν να μειώνεται σε μέγεθος, διευρύνοντας την κορυφή και μετατοπίζοντας την σε χαμηλότερες θερμοκρασίες καθώς το πεδίο αυξάνεται. Η δεύτερη μετάβαση εμφανίζεται 6.5 K μετά την T_C , και ελαφρώς διευρύνεται με την αύξηση της ισχύος του πεδίου.



Εικόνα 4.7- AC επιδεκτικότητα μετρούμενη στα 3200 Hz. Το DC πεδίο είναι σταθερό στα 2.04 mT ενώ το B_{AC} μεταβάλλεται [12].

Για όλες τις σταθερές τιμές του DC πεδίου, έχει παρατηρηθεί ότι αυξάνοντας την ισχύ του AC πεδίου, η δεύτερη μετάβαση (intergranular) διευρύνεται και οι τιμές κορεσμού γίνονται λιγότερο αρνητικές, όπως φαίνεται από την συμφασική

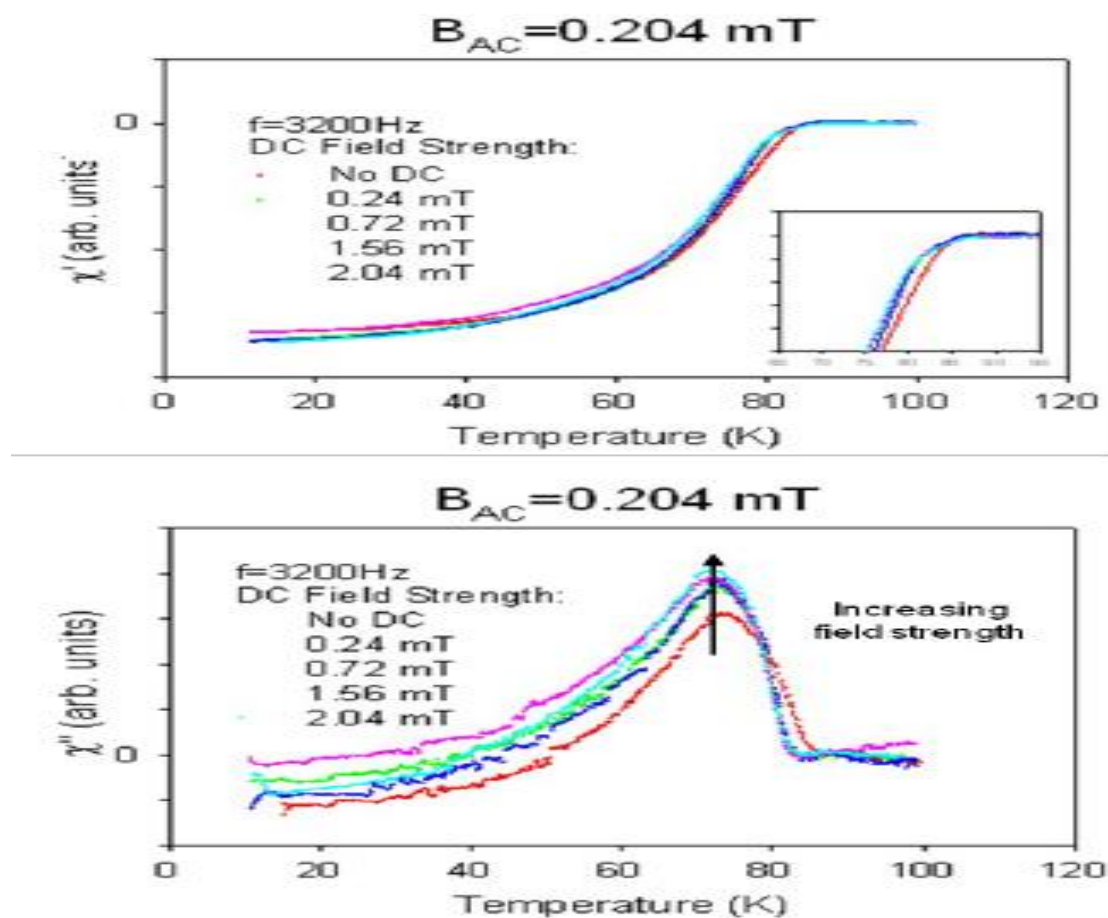
4. Μαγνητική Επιδεκτικότητα

επιδεκτικότητα. Η αντίστοιχη κορυφή που αντανακλά τις περικρυσταλλικές απώλειες, μειώνεται σε μέγεθος, διευρύνεται και μετατοπίζεται σε χαμηλότερες θερμοκρασίες καθώς το B_{AC} μειώνεται, όπως φαίνεται από τις καμπύλες της εκτός φάσης επιδεκτικότητας.

Σταθερό AC πεδίο, μεταβαλλόμενο DC πεδίο

Εδώ, γίνεται μελέτη της συμπεριφοράς εξαιτίας της επίδρασης του DC πεδίου. Το AC πεδίο διατηρείται σταθερό, ενώ το DC πεδίο μεταβάλλεται (0, 0.24 mT, 0.72 mT, 1.56 mT, 2.04 mT).

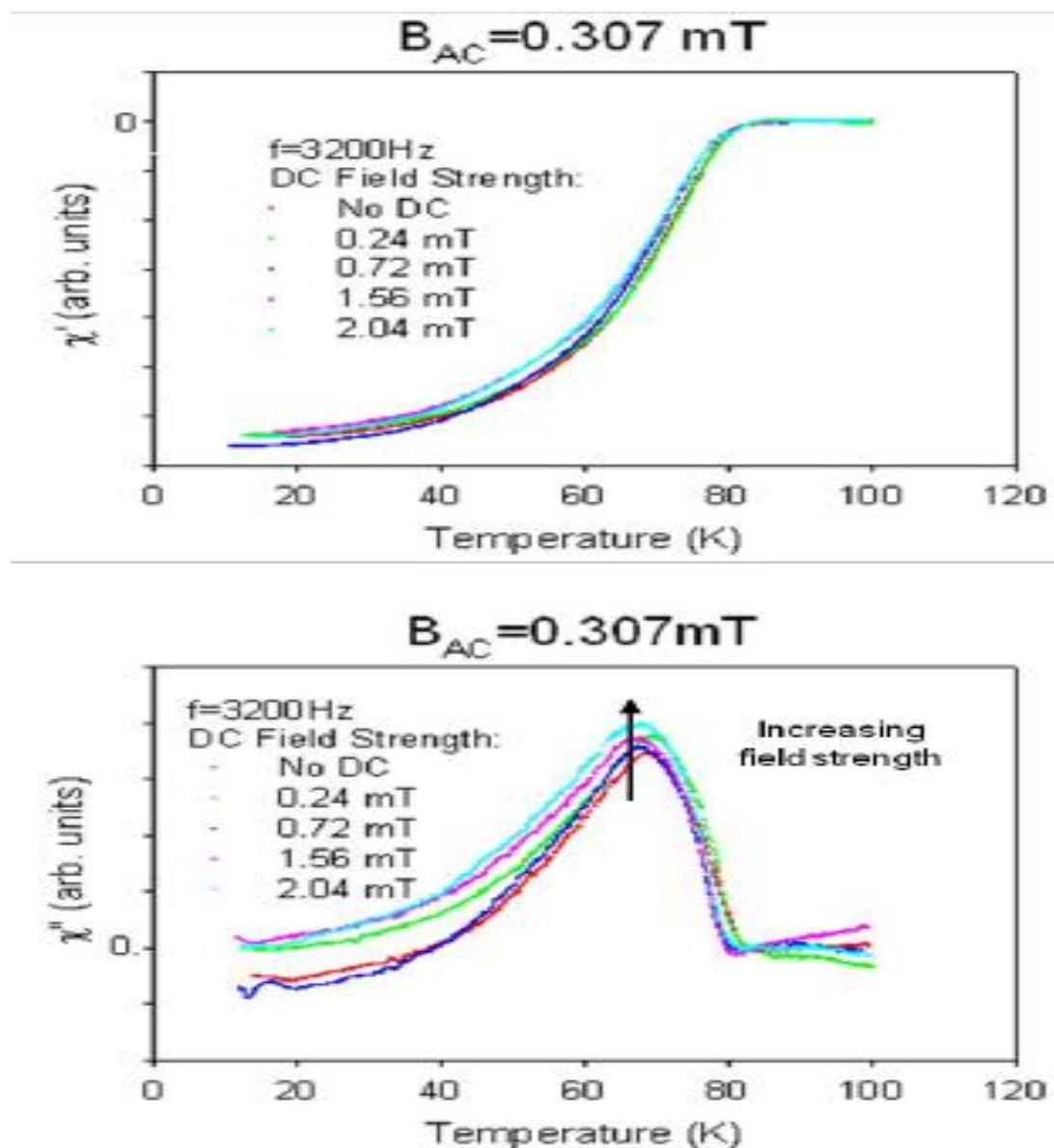
Στην εικόνα 4.8 φαίνεται η επιδεκτικότητα για $B_{AC}=0.204$ mT. Η συμφσική επιδεκτικότητα εμφανίζει δύο μεταβάσεις. Η πρώτη μετάβαση ($T_c \sim 85$ K), περιορίζεται σε ένα πολύ μικρό εύρος θερμοκρασιών και καθώς το DC πεδίο αυξάνεται, παρατηρείται μόνο μια μικρή διεύρυνση αυτής. Η αντίστοιχη εκτός φάσης επιδεκτικότητα εμφανίζει την αντίστοιχη κορυφή. Καθώς το DC πεδίο αυξάνεται, δεν παρατηρείται σχεδόν καμία μετατόπιση των κορυφών σε χαμηλότερες θερμοκρασίες ή οποιαδήποτε αλλαγή συμπεριφοράς.



Εικόνα 4.8 - AC επιδεκτικότητα μετρούμενη στα 3200 Hz. Το AC πεδίο είναι σταθερό στα 0.204 mT ενώ το B_{DC} μεταβάλλεται [12].

4. Μαγνητική Επιδεκτικότητα

Στην εικόνα 4.9 φαίνεται η επιδεκτικότητα για $B_{AC}=0.307$ mT. Η συμφασική επιδεκτικότητα εμφανίζει δύο μεταβάσεις. Και η πρώτη μετάβαση ($T_C \sim 84$ K), καθώς και η δεύτερη, διευρύνονται με την αύξηση του εφαρμοζόμενου πεδίου. Η αντίστοιχη κορυφή της εκτός φάσης επιδεκτικότητας εμφανίζει μια ελαφριά διεύρυνση, αλλά δεν μειώνεται σε μέγεθος και δεν μετατοπίζεται σε χαμηλότερες θερμοκρασίες καθώς το DC πεδίο αυξάνεται.

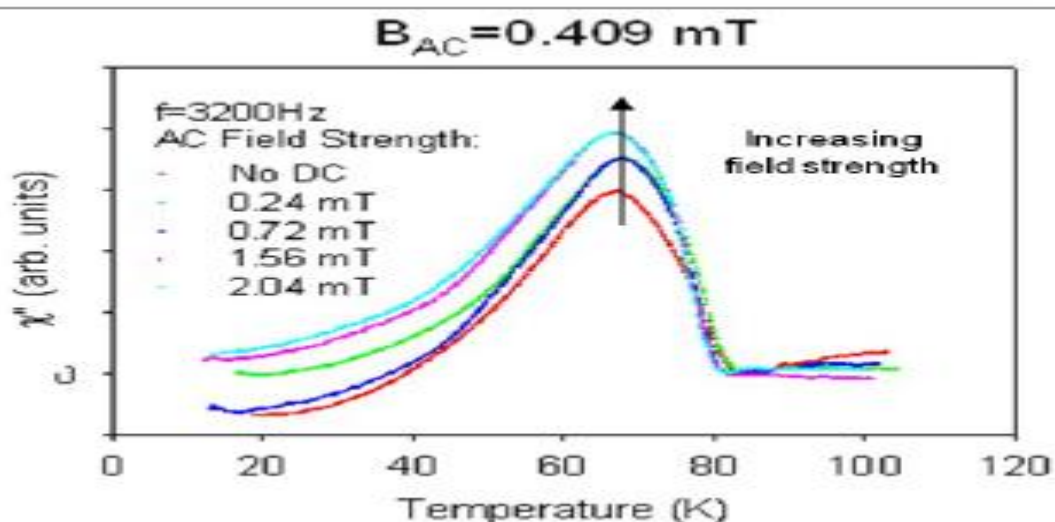
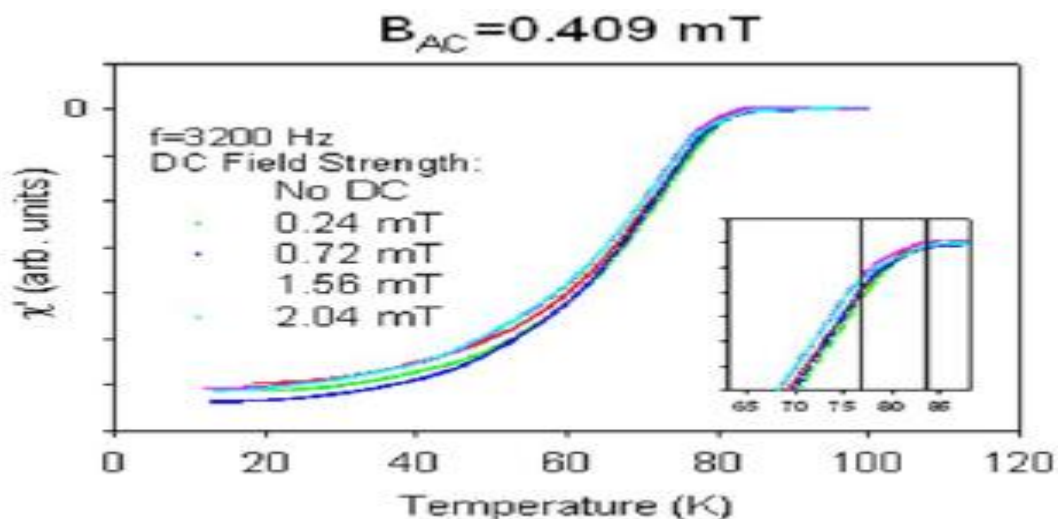


Εικόνα 4.9 - AC επιδεκτικότητα μετρούμενη στα 3200 Hz. Το AC πεδίο είναι σταθερό στα 0.307 mT ενώ το B_{DC} μεταβάλλεται [12].

Η εικόνα 4.10 δείχνει την επιδεκτικότητα για $B_{AC}=0.409$ mT. Η κλίση στο σημείο της πρώτης μετάβασης ($T_C \sim 84$ K), διευρύνεται καθώς το DC πεδίο αυξάνεται. Η δεύτερη μετάβαση προκύπτει σε χαμηλότερες θερμοκρασίες και διευρύνεται με

4. Μαγνητική Επιδεκτικότητα

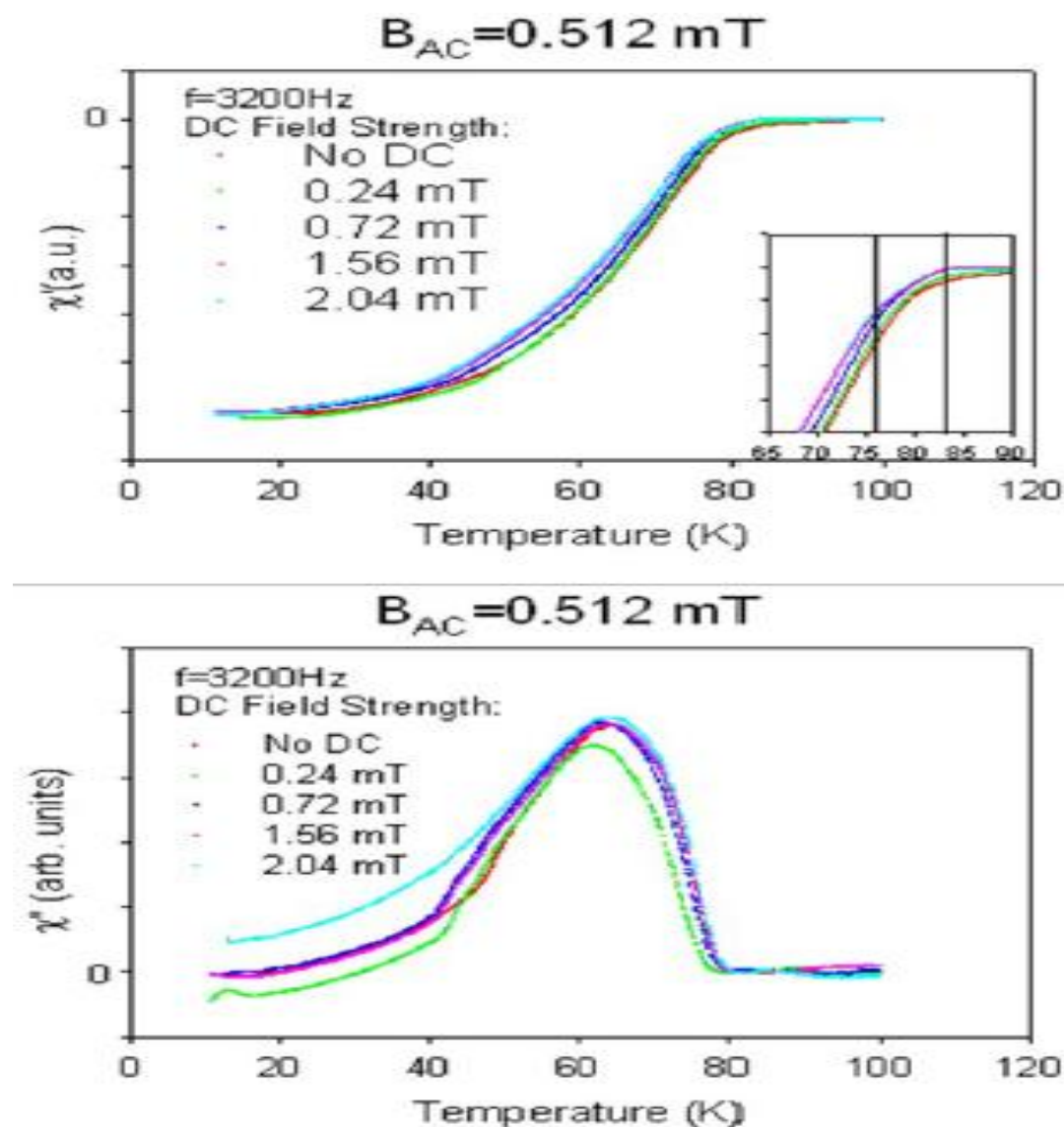
την αύξηση του DC πεδίου. Η αντίστοιχη κορυφή της εκτός φάσης επιδεκτικότητας, εμφανίζει μια ελαφρά διεύρυνση, μια μικρή μείωση σε μέγεθος και σχεδόν καθόλου μετατόπιση σε χαμηλότερες θερμοκρασίες καθώς το DC πεδίο αυξάνεται.



Εικόνα 4.10 - AC επιδεκτικότητα μετρούμενη στα 3200 Hz. Το AC πεδίο είναι σταθερό στα 0.409 mT ενώ το B_{DC} μεταβάλλεται [12].

Η εικόνα 4.11 δείχνει την επιδεκτικότητα για $B_{AC} = 0.512 \text{ mT}$. Η πρώτη μετάβαση ($T_C \sim 84 \text{ K}$) και η δεύτερη μετάβαση διευρύνονται σημαντικά με την αύξηση του DC πεδίου, για την συμφασική επιδεκτικότητα. Η εκτός φάσης επιδεκτικότητα τώρα, εμφανίζει μια αύξηση σε μέγεθος, αλλά δεν διευρύνεται και δεν μετατοπίζεται σε χαμηλότερες θερμοκρασίες καθώς το DC πεδίο αυξάνεται.

4. Μαγνητική Επιδεκτικότητα



Εικόνα 4.11 - AC επιδεκτικότητα μετρούμενη στα 3200 Hz. Το AC πεδίο είναι σταθερό στα 0.512 mT ενώ το B_{DC} μεταβάλλεται [12].

Διαφορές στην επίδραση του AC και DC πεδίου στην συμπεριφορά της μαγνητικής επιδεκτικότητας.

Από το πρώτο σύνολο δεδομένων (σταθερό DC, μεταβαλλόμενο AC), μπορούμε να καθορίσουμε την συμπεριφορά της επιδεκτικότητας εξαιτίας της αύξησης του AC πεδίου. Η συμπεριφορά της επιδεκτικότητας όταν το DC πεδίο αυξάνεται καθορίζεται από το δεύτερο σύνολο δεδομένων (σταθερό AC, μεταβαλλόμενο DC). Όταν αυξάνεται η ισχύς του AC πεδίου, η μετάβαση που σχετίζεται με την εμφάνιση της υπεραγωγίσιμης σύζευξης μεταξύ των κόκκων διευρύνεται και γίνεται λιγότερο αρνητική. Μόνο όταν το σταθερό DC πεδίο εμφανίζεται, έχουμε την εμφάνιση της μετάβασης στην υπεραγωγίσιμη κατάσταση που λαμβάνει χώρα

4. Μαγνητική Επιδεκτικότητα

στο εσωτερικό των κόκκων. Η μετάβαση αυτή φαίνεται να είναι ανεξάρτητη από την ισχύ του AC πεδίου. Από την άλλη πλευρά, η αύξηση του AC πεδίου μειώνει το ύψος και το εύρος της κορυφής που αντανακλά τις περικρυσταλλικές απώλειες (χ''), και την μετοτοπίζει σε χαμηλότερες θερμοκρασίες. Αυτή η συμπεριφορά συμβαδίζει και με άλλες αντίστοιχες έρευνες που έχουν πραγματοποιηθεί (Ishida-Golfard 1990, Sarmago-Sindigas 2004). Από αυτή την παρατήρηση, φαίνεται ότι η συνοχή της φάσης μεταξύ των μεμονομένων κόκκων, επηρεάζεται από το πλάτος του εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου.

Όταν το DC πεδίο μεταβάλλεται, τα αποτελέσματα της επιδεκτικότητας εμφανίζονται διαφορετικά. Καθώς η ισχύς του DC πεδίου αυξάνεται, η μετάβαση που σχετίζεται με την εμφάνιση της υπεραγωγίμης σύζευξης μεταξύ των κόκκων (χ') δεν διευρύνεται σημαντικά και οι τιμές κορεσμού δεν γίνονται λιγότερο αρνητικές. Αυξάνοντας την ισχύ του DC πεδίου, προκαλείται μια αύξηση στο ύψος και το εύρος της κορυφής που αντανακλά τις περικρυσταλλικές απώλειες (χ''), αλλά δεν την μετοτοπίζει σε χαμηλότερες θερμοκρασίες. Η συμπεριφορά αυτή συμβαδίζει με άλλες έρευνες στο παρελθόν (Couach-Khoder 1991).

Η μείωση των τιμών κορεσμού της συμφασικής επιδεκτικότητας αντανακλά την μειωμένη ικανότητα του υλικού στην αποβολή του εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου. Αυξάνοντας το AC πεδίο περιορίζεται η ικανότητα του υλικού να θωρακίσει το εσωτερικό του. Η αύξηση του DC πεδίου ωστόσο, δεν προκαλεί το ίδιο φαινόμενο. Ουσιαστικά, η υπέρθεση ενός DC πεδίου εισάγει μια μετατόπιση στο εφαρμοζόμενο πεδίο και το δείγμα είναι ικανό να θωρακίσει το εσωτερικό του κατά τον ίδιο τρόπο, παρά το εύρος του DC πεδίου που εφαρμόζεται. Η αντίστοιχη εκτός φάσης συνιστώσα αντανακλά τις απώλειες του υλικού που υπάρχουν κατά την διάρκεια της μετάβασης από την κανονική στην υπεραγωγίμη κατάσταση. Αυξάνοντας την ισχύ του AC πεδίου, οι περικρυσταλλικές απώλειες εμφανίζονται εντονότερα σε χαμηλότερες θερμοκρασίες. Το υλικό χάνει ενέργεια για να αποβάλλει το πεδίο ακόμα και στις χαμηλότερες θερμοκρασίες. Κάποιες άλλες μελέτες (Couach-Khoder 1991), έχουν πιθανολογήσει ότι καθώς το B_{AC} αυξάνεται, η θωράκιση χαλάει όταν τα επαγόμενα ρεύματα που χρειάζονται για να αποθήσουν το B_{AC} , υπερβαίνουν τα κρίσιμα ρεύματα των αδύναμων περικρυσταλλικών κρίκων. Το πεδίο διεισδύει έτσι, περισσότερο στο όγκο του δείγματος. Τα ρεύματα που επάγονται στους κόκκους συμβάλλουν στην απαγωγή. Τα δινορρεύματα που ρέουν γύρω από την επιφάνεια του υλικού, θωρακίζουν το εσωτερικό του. Όταν τα δινορρεύματα ρέουν μέσα από την κανονική επιφάνεια του υλικού, διασχίζουν τα όρια των

4. Μαγνητική Επιδεκτικότητα

κόκκων όταν επιτυγχάνεται αποτελεσματική συνοχή φάσης. Οι αδύναμοι κρίκοι (στα όρια των κόκκων), ενεργούν σαν αντίσταση που συναντούν τα δινορρέυματα. Η αυξημένη αντίσταση ισοδυναμεί με αυξημένη θέρμανση στο υλικό (Quirion 2004). Αυξάνοντας την ισχύ του DC πεδίου από την άλλη, αυξάνονται και οι περικρυσταλλικές απώλειες. Παρόλο που οι ενεργειακές απώλειες αυξάνονται, η κορυφή που αντιστοιχεί στις περικρυσταλλικές απώλειες δεν εμφανίζεται έντονα σε χαμηλότερες θερμοκρασίες. Η κορυφή αυτή και οι τιμές κορεσμού, οι οποίες δεν έχουν καμία εξάρτηση από την ισχύ του DC πεδίου, δείχνουν ότι το υλικό χρησιμοποιεί περισσότερη ενέργεια για να αποβάλλει το DC πεδίο, αλλά είναι σε θέση να θωρακίσει το εσωτερικό του κατά τον ίδιο τρόπο.

Στην παρούσα μελέτη, τα αποτελέσματα που προκύπτουν από την εφαρμογή των AC και DC πεδίων δεν έδειξαν κάποια συγκεκριμένη οριοθέτηση μεταξύ του φαινομένου Meissner και τις ενδιάμεσης-μικτής κατάστασης (υπεραγωγοί 2).

Συμπέρασμα

Τα αποτελέσματα της AC επιδεκτικότητας που προκύπτουν από το δείγμα αυτό (YBaCuO), δείχνουν ότι όταν το DC πεδίο είναι σταθερό και το AC πεδίο αυξάνεται οι τιμές κορεσμού της συμφασικής επιδεκτικότητας μειώνονται. Η συμφασική επιδεκτικότητα αντανακλά την ικανότητα του δείγματος να θωρακίζει το εσωτερικό του από το πεδίο διέγερσης. Όσο μεγαλώνει όμως το πεδίο αυτό, μεγαλώνει και το πεδίο που καταφέρνει να εισχωρήσει σε αυτό. Η εκτός φάσης επιδεκτικότητα δείχνει ότι η κορυφή που αντανακλά τις περικρυσταλλικές απώλειες διευρύνεται, μειώνεται σε πλάτος και μετατοπίζεται σε χαμηλότερες θερμοκρασίες. Η χ'' επιδεκτικότητα αντανακλά τις απώλειες του δείγματος που εμφανίζονται στην προσπάθεια θωράκισης του εσωτερικού του. Αυξάνοντας το AC πεδίο οι απώλειες αυτές εμφανίζονται εντονότερα σε χαμηλότερες θερμοκρασίες.

Όταν το DC πεδίο μεταβάλλεται και το AC πεδίο είναι σταθερό, τα αποτελέσματα της επιδεκτικότητας είναι διαφορετικά. Η συμφασική επιδεκτικότητα εμφανίζει σταθερές τιμές κορεσμού, φανερώνοντας ότι το δείγμα είναι ικανό να θωρακίσει την ίδια ποσότητα υλικού από το συνολικό πεδίο διέγερσης, παρά την αύξηση της ισχύς του DC πεδίου. Η εκτός φάσης επιδεκτικότητα δείχνει ότι η κορυφή που αντανακλά τις περικρυσταλλικές απώλειες αυξάνεται σε πλάτος, διατηρεί το εύρος της και δεν μετατοπίζεται σε χαμηλότερες θερμοκρασίες. Αυτό φανερώνει

4. Μαγνητική Επιδεκτικότητα

ότι αυξάνεται η ενέργεια που απαιτείται για να θωρακιστεί το δείγμα από την ίδια ποσότητα εφαρμογής πεδίου. Η αύξηση του πεδίου δεν προκαλεί τις απώλειες αυτές να εμφανίζονται εντονότερα σε χαμηλότερες θερμοκρασίες .

4.7 Διαφορές Μαγνητικών Μετρήσεων - Μετρήσεων Ειδικής Αντίστασης [11]

Οι μαγνητικές μετρήσεις διαφέρουν από τις μετρήσεις ειδικής αντίστασης στους ακόλουθους τρόπους: (1) τα δείγματα δεν απαιτούν ηλεκτρικές επαφές, άρα μπορεί να είναι μικρά ή ακόμη και σε μορφή σκόνης, (2) το μαγνητικό σήμα δίνεται σε θερμοκρασίες κάτω της κρίσιμης θερμοκρασίας T_c , όταν η αντίσταση $\rho \rightarrow 0$, έτσι ώστε το μαγνητικό σήμα να μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τον χαρακτηρισμό του υλικού σε χαμηλές θερμοκρασίες, (3) ο υπεραγώγιμος όγκος μπορεί να εκτιμηθεί, (4) το σήμα δίνεται ακόμα και αν η υπεραγώγιμη διαδρομή δεν είναι συνεχής, (5) η κρίσιμη πυκνότητα ρεύματος J_c μπορεί να μετρηθεί ανεξάρτητα από τις επαφές και τους αδύναμους περικρυσταλλικά δεσμούς.

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5 - Διατάξεις Μετρήσεων

5.1 Η Διάταξη Μετρήσεων P.P.M.S. Evercool II [13]

Το PPMS Evercool II (physical property measurement system) είναι μια εξελιγμένη συσκευή που μπορεί να χρησιμοποιηθεί για μετρήσεις, μεταξύ άλλων, όπως DC μαγνήτιση και AC-εναλλασσόμενη μαγνητική επιδεκτικότητα ενός δείγματος. Μπορεί να πάρει μετρήσεις για αυτές τις ιδιότητες για θερμοκρασίες εύρους από 1.7 K έως 350 K, σε ένα ευρύ φάσμα συχνοτήτων από 10 Hz έως 10 kHz και για μαγνητικά πεδία τόσο υψηλά έως και 7 T. Προκειμένου να επιτευχθούν τόσο υψηλές θερμοκρασίες και υψηλά πεδία, το PPMS χρησιμοποιεί υγρό ήλιο εσωτερικά του θαλάμου για να ψύχει το δείγμα και το υπεραγώγιμο πηνίο που δημιουργεί το μαγνητικό πεδίο. Το δείγμα, τα πηνία και όλα τα υπόλοιπα ευαίσθητα όργανα μέτρησης βρίσκονται εσωτερικά του θαλάμου ο οποίος πρέπει να ψυχθεί (να γεμίσει με υγρό ήλιο), προτού χρησιμοποιηθεί. Το PPMS αποτελείται από εξελιγμένα ηλεκτρονικά όργανα ελέγχου και σε συνδυασμό με μία εφαρμογή λογισμικού (PPMS MultiVu), επιτρέπει την πραγματοποίηση μιας αλληλουχίας μετρήσεων.

5.1.1 Αρχή Λειτουργίας του Συστήματος [13]

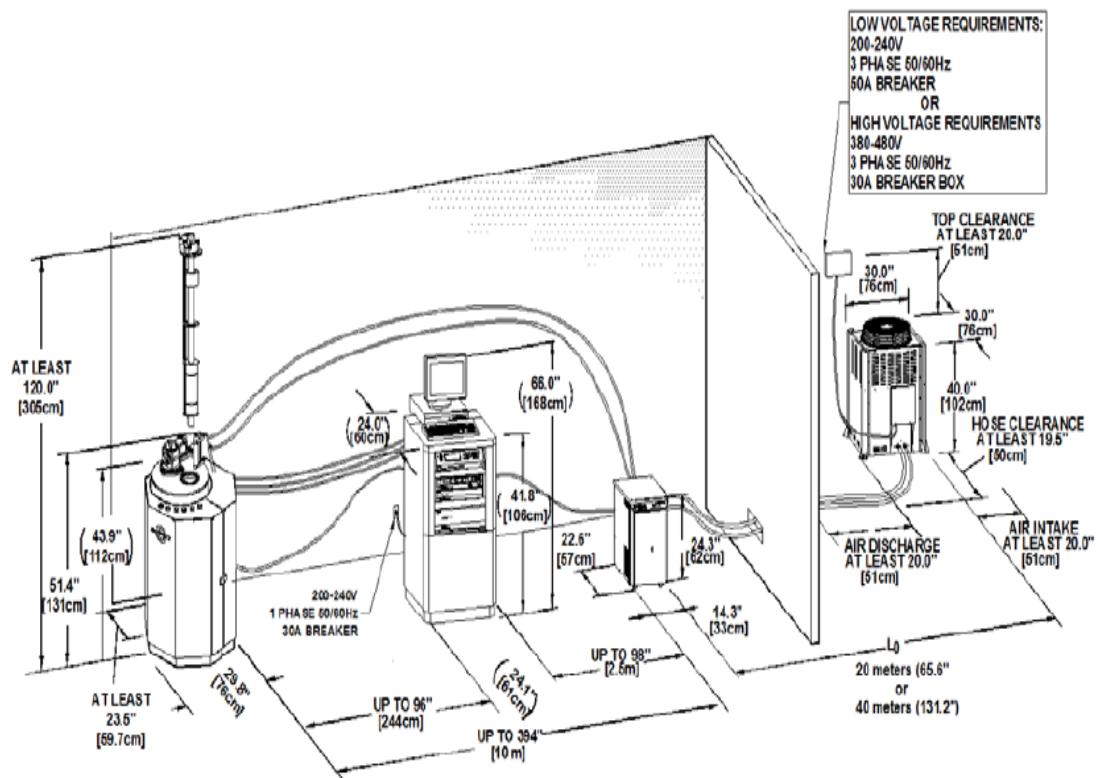
Ο σχεδιασμός του PPMS βασίζεται στην αρχή στην οποία ένα εναλλασσόμενο μαγνητικό πεδίο επάγει μια τάση σε έναν αγωγό που τοποθετείται εντός του πεδίου αυτού. Η επαγόμενη τάση προκαλεί τη ροή ενός ρεύματος στον αγωγό κατά τον σχηματισμό ενός κλειστού βρόχου. Η ακριβή μέτρηση αυτού του ρεύματος χρησιμοποιείται για να καθορίσει την κυματομορφή του μαγνητικού πεδίου, εφόσον κάποιες άλλες παράμετροι είναι γνωστές όπως η αντίσταση του πηνίου. Στην περίπτωση των μετρήσεων εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας, το εναλλασσόμενο μαγνητικό πεδίο είναι αποτέλεσμα της ροπής που επάγεται στο δείγμα από κάποιο άλλο μαγνητικό πεδίο. Γνωρίζοντας το εφαρμοζόμενο πεδίο και το μετρούμενο επαγόμενο πεδίο, η εναλλασσόμενη μαγνητική επιδεκτικότητα του δείγματος μπορεί να καθοριστεί.

5.1.2 Κατασκευή του Συστήματος Μέτρησης [13]

Το σύστημα μέτρησης φαίνεται στην εικόνα 5.1. Αποτελείται από τον θάλαμο προστασίας, έναν ελεγκτή Model 6000, τον καθετήρα μέτρησης (probe), ένα σύστημα συναρμολόγησης στην κορυφή, ένα σύστημα για την εισαγωγή και εξαγωγή του καθετήρα μέτρησης, ένα ερμάριο από ηλεκτρονικά εξαρτήματα, την περιστρεφόμενη αντλία κενού και πολλά εξαρτήματα ηλεκτρονικών και μηχανικών συνδέσεων όπως οι σωληνώσεις της αντλίας, τα καλώδια σύνδεσης και τα καλώδια τροφοδοσίας. Το σύστημα χρησιμοποιείται σε συνδυασμό με ένα

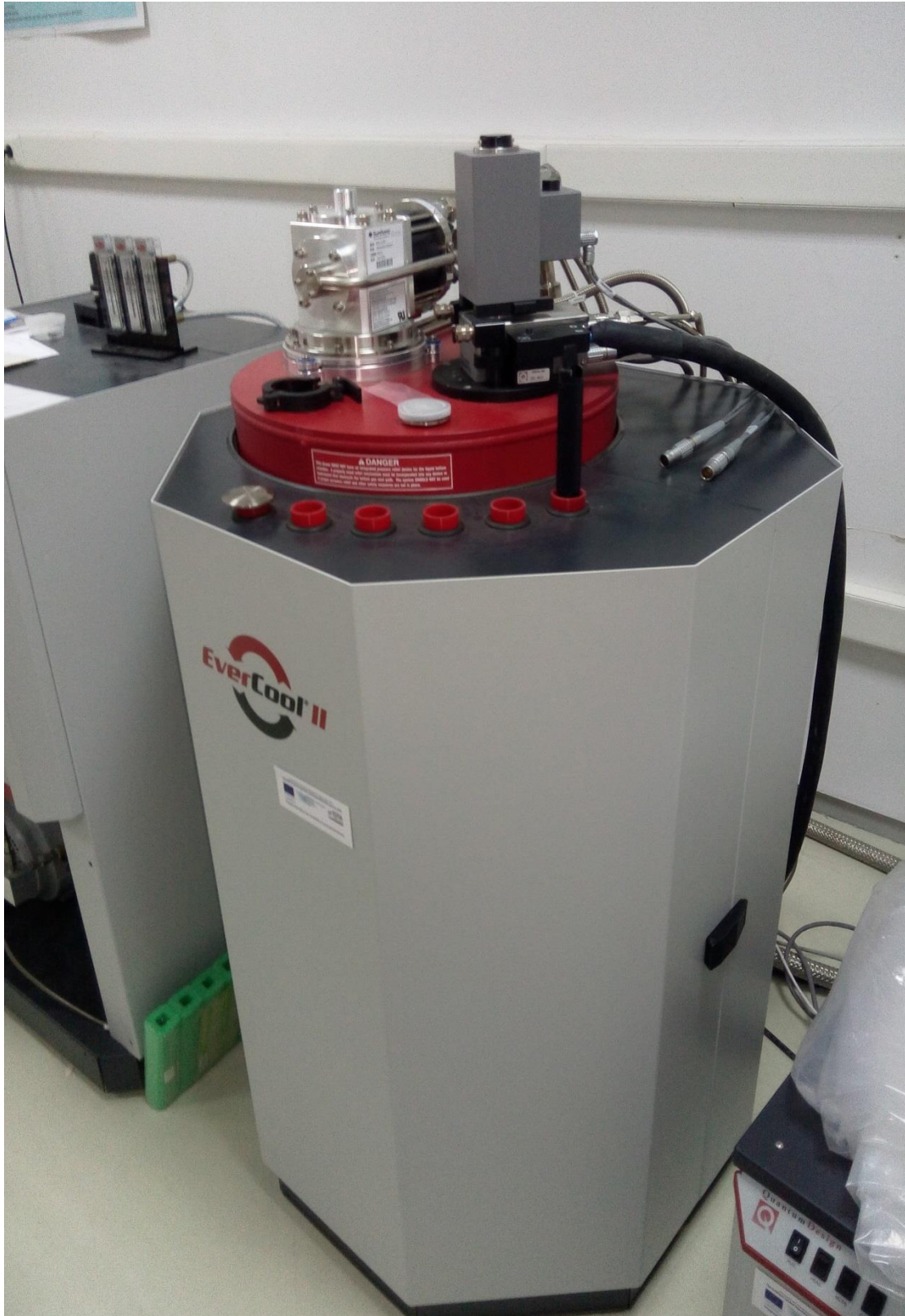
5. Διάταξεις Μετρήσεων

σύστημα ηλεκτρονικού υπολογιστή που καταγράφει τα δεδομένα χρησιμοποιώντας το κατάλληλο λογισμικό (PPMS MultiVu). Ο θάλαμος προστασίας αποτελείται από μια εξαιρετικά ισχυρή μόνωση προστασίας (ασπίδα προστασίας), εσωτερικά του οποίου τοποθετείται ο καθετήρας μέτρησης. Ο ελεγκτής Model 6000 είναι μια ολοκληρωμένη διεπαφή χρήστη που περιέχει όλα τα ηλεκτρονικά και τις βαλβίδες ελέγχου αερίου για το PPMS. Η περιστρεφόμενη αντλία κενού χρησιμοποιείται για να ελέγχει την πίεση εντός του θαλάμου και να ρυθμίζει το ποσοστό ροής του αερίου για την απόκτηση ελέγχου της θερμοκρασίας. Ο ελεγκτής και η αντλία κενού βρίσκονται στο ερμάριο των ηλεκτρονικών εξαρτημάτων.



Εικόνα 5.1- Το σύστημα μέτρησης [15].

5. Διάταξεις Μετρήσεων



Εικόνα 5.2 - Το μαγνητόμετρο της διάταξης PPMS Evercool II του εργαστηρίου Ηλεκτροτεχνικών Υλικών του Α.Π.Θ

5. Διάταξεις Μετρήσεων



Εικόνα 5.3 - Ο συμπιεστής της διάταξης PPMS Evercool II του εργαστηρίου Ηλεκτροτεχνικών Υλικών του Α.Π.Θ



Εικόνα 5.4 - Ο ελεγκτής Model 6000 του εργαστηρίου Ηλεκτροτεχνικών Υλικών του Α.Π.Θ

5. Διάταξεις Μετρήσεων

5.1.3 Καθετήρας Μέτρησης(probe) του PPMS [13]

Ο PPMS καθετήρας μέτρησης που χρησιμοποιείται σε μετρήσεις εναλλασσόμενης επιδεκτικότητας φαίνεται στις εικόνες 5.5-5.7.Ο καθετήρας ενσωματώνει το βασικό υλικό ελέγχου για την θερμοκρασία,έναν υπεραγώγιμο μαγνήτη,ένα μετρητή για το επίπεδο ηλίου,τις γραμμές όδευσης του αέρα,υποδοχείς του φορέα του δείγματος και διάφορες ηλεκτρικές συνδέσεις.Ο καθετήρας έχει δύο ομόκεντρους σωλήνες που διαχωρίζονται από μια σφραγισμένη περιοχή εκκένωσης η οποία εμποδίζει την ανταλλαγή θερμότητας μεταξύ του χώρου του δείγματος και του χώρου κυκλοφορίας του υγρού ηλίου.Άλλα βασικά συστατικά του καθετήρα μέτρησης είναι ο θάλαμος του δείγματος,οι συνδεσμολογίες αντιστάσεων που υπάρχουν,η κεφαλή του και οι ράβδοι που συνδέουν την κεφαλή με το κύριο μέρος του καθετήρα που φαίνεται καλύτερα στα σχήματα 5.6 και 5.7.Ένας μεταλικός φυσητήρας στο κάτω μέρος του καθετήρα τον προστατεύει από το να καταστραφεί από την θερμική διαστολή λόγω της διαφοράς που υπάρχει μεταξύ του εξωτερικού σωλήνα κενού και της θερμικής ασπίδας.Ένα πώμα στο κάτω μέρος του καθετήρα προστατεύει αυτό τον φυσητήρα.

Ο χώρος του δείγματος είναι εντός των δύο σωλήνων κενού.Το κατώτερο μέρος του θαλάμου του δείγματος κατασκευάζεται από χαλκό, ώστε να παρέχει μια περιοχή ομοιόμορφης θερμοκρασίας.Η ίδια η βάση του θαλάμου του δείγματος περιέχει ένα βύσμα δώδεκα συνδέσεων που συνδέει τον φορέα υποδοχής ενός δείγματος(ACMS στην περίπτωση μας) και φαίνεται στο σχήμα 5.8.Ακριβώς κάτω από το παραπάνω υπάρχουν δύο θερμομέτρα και δύο όργανο θέρμανσης.Η άμεση και στένη σύνδεση τους με το μεταλλικό μέρος του φορέα υποδοχής και και κατ'επέκταση και με το δείγμα βοηθά στην διατήρηση μιας πολύ καλής θερμικής επαφής κατά την διάρκεια των μετρήσεων.Η καλωδίωση που απαιτείται για τις συνδέσεις του φορέα υποδοχής,των θερμομέτρων και των οργάνων θέρμανσης,οδεύουν εξωτερικά του θαλάμου του δείγματος και καταλήγουν στην κεφαλή στην κεφαλή του καθετήρα μέτρησης.Η περιοχή ανάμεσα στον θάλαμο του δείγματος και του εσωτερικού σωλήνα κενού αναφέρεται ως δακτύλιος ψύξης.

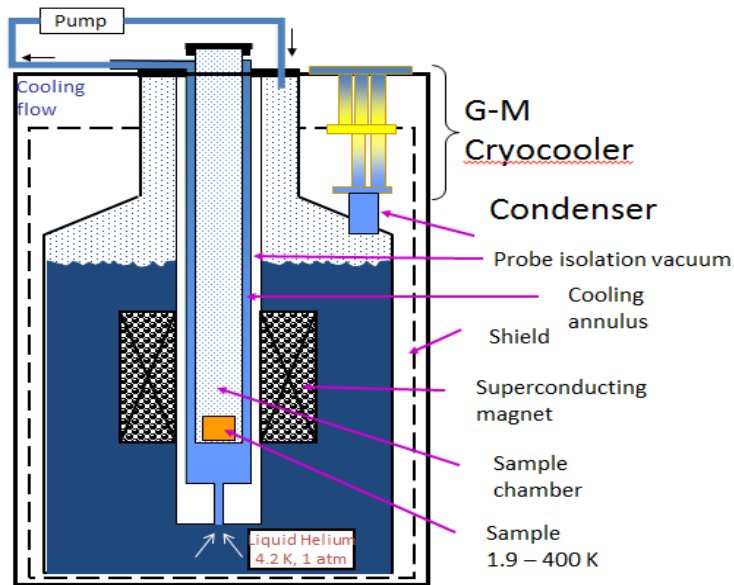
Το υγρό ήλιο οδηγείται μέσω ενός στενού σωλήνα ροής μέσα στον δακτύλιο ψύξης προκειμένου να θερμάνει ή να ψύξει το δείγμα μας ανάλογα με την περίπτωση της διαδικασίας μέτρησης.Εντός της συνδεσμολογίας του παραπάνω σωλήνα υπάρχουν αντιστάσεις που επιτρέπουν ή αποτρέπουν την ροή του ηλίου εντός του δακτυλίου ψύξης από τον θάλαμο.Ο σωλήνας θερμαίνεται από μια αντίσταση που τον περιβάλλει και ένα θερμομέτρο που βρίσκεται εκεί ελέγχει την

5. Διάταξεις Μετρήσεων

θερμοκρασία. Εάν η αντίσταση έχει θερμανθεί πολύ, σχηματίζεται μια φούσκα εντός του σωλήνα εμποδίζοντας την ροή του υγρού ήλιου. Όταν η αντίσταση είναι απενεργοποιημένη το υγρό ήλιο ψύχει τον σωλήνα και ρέει εντός του σωλήνα ψύξης, όπου είτε εξατμίζεται είτε συμπληρώνει τον δακτύλιο ψύξης, ανάλογα με την πίεση εντός του δακτυλίου. Το πώμα στο κάτω μέρος του

καθετήρα προστατεύει τον παραπάνω σωλήνα.

PPMS EverCool inside



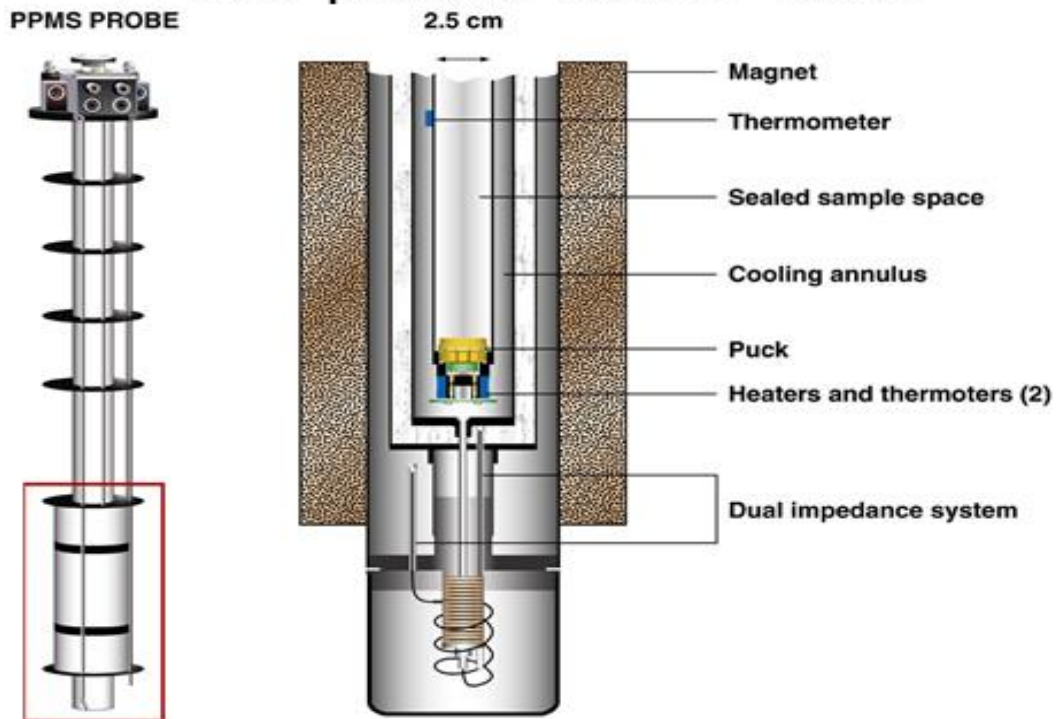
Εικόνα 5.5 - Η κρυοστατική διάταξη του PPMS

λεγόμενη κεφαλή του συστήματος όπως έχει προαναφερθεί. Οι περισσότερες από τις θύρες και τις συνδέσεις βρίσκονται στο πίσω μέρος της κεφαλής. Η κεφαλή περιέχει την θύρα πρόσβασης για τον θάλαμο του δείγματος. Μια κενή φλάντζα καλύβει την θύρα πρόσβασης στις περιπτώσεις που δεν έχει τοποθετηθεί κατι εντός του θαλάμου.

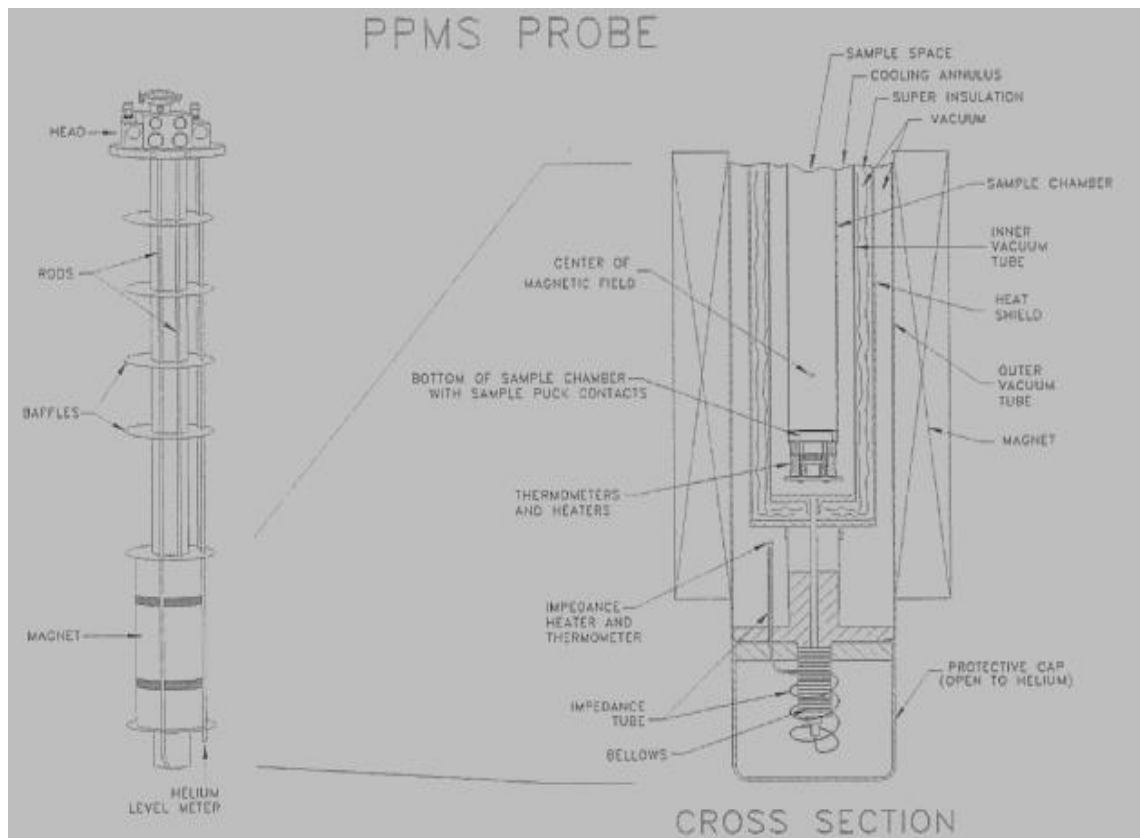
Οι ράβδοι που υπάρχουν κατά μήκος του καθετήρα μέτρησης περιέχουν ηλεκτρικές συνδέσεις για τον μαγνήτη και τις συνδεσμολογίες των αντιστάσεων που υπάρχουν. Μία από αυτές περιέχει τον μετρητή επιπέδου του ηλίου. Το πάνω μέρος του καθετήρα που προεξέχει έξω από τον συνολικό θάλαμο είναι η

5. Διάταξεις Μετρήσεων

PPMS probe: closer look



Εικόνα 5.6 - Ο καθετήρας(probe) του PPMS



Εικόνα 5.7 Ο καθετήρας (probe) του PPMS

5. Διάταξεις Μετρήσεων

PPMS Sample Puck™



Εικόνα 5.8 - Το βύσμα δώδεκα συνδέσεων που συνδέει τον φορέα υποδοχής ενός δείγματος

5.2 Το Σύστημα Ελέγχου Θερμοκρασίας και Πίεσης του PPMS [15]

Ο σχεδιασμός του συστήματος αυτού επιτρέπει τη συνεχή λειτουργία του συστήματος μέτρησης (PPMS) χωρίς να χρειάζεται να μεταφέρετε υγρό ήλιο ή άζωτο. Διαθέτει ένα ολοκληρωμένο σύστημα ψύξης που συμπυκνώνει και υγροποιεί το αέριο ήλιο, απευθείας εντός του θαλάμου μέτρησης. Το ψυχρό αέριο ήλιο, τώρα, επανασυμπυκνώνεται σε μια χαμηλή θερμοκρασία πριν φύγει από τον θάλαμο, καθιστώντας το έτσι πολύ πιο αποτελεσματικό σε ζητήματα κατανάλωσης ενέργειας και απαιτήσεων ψύξης από τα συμβατικά συστήματα υγροποίησης ηλίου όπου το αέριο ήλιο ανακτάται σε θερμοκρασία δωματίου. Το σύστημα ψύξης έχει σχεδιαστεί έτσι ώστε να οδηγεί το ήλιο που ψύχει το θάλαμο του δείγματος, ξανά πίσω στο θάλαμο όπου και επανασυμπυκνώνεται.

Ένας κύλινδρος τροφοδοσίας ηλίου σε μορφή αερίου είναι συνδεδεμένος εξωτερικά με το σύστημα μας, ώστε να πραγματοποιήσει την πρώτη ψύξη του συστήματος, χωρίς την ανάγκη για τυχόν κρυογονικά υγρά και να τροφοδοτήσει οποιαδήποτε ήλιο μπορεί να χαθεί κατά τη διάρκεια της κανονικής λειτουργίας του συστήματος ή κατά την διάρκεια εκκαθάρισης του θαλάμου του δείγματος (το αέριο που χρησιμοποιείται για τον εξαερισμό του θαλάμου του δείγματος δεν επανασυμπυκνώνεται στο σύστημα μας). Τυπικά, το σύστημα μας απαιτεί ένα πρότυπο υψηλής καθαρότητας ήλιο σε μορφή αερίου (περιεκτικότητας 99,995%). Το ποσοστό του ηλίου που καταναλώνεται από τον κύλινδρο τροφοδοσίας κατά τη διάρκεια της κανονικής λειτουργίας εξαρτάται από τη χρήση του συστήματος. Απαιτείται ένας πλήρης πρότυπος κύλινδρος αερίου για το αρχικό σύστημα μας προκειμένου να κρυώσει. Μόλις το σύστημα είναι κρύο,

5. Διάταξεις Μετρήσεων

έναν κύλινδρο πρέπει συνήθως να διαρκεί για περίπου 500 δείγματα εργασιών καθαρισμού του θαλάμου. Ακόμα, ένας δεύτερος κύλινδρος παροχής αερίου μπορεί να εγκατασταθεί ως επιλογή, διπλασιάζοντας το χρονικό διάστημα που το σύστημα μπορεί να λειτουργεί χωρίς να χρειάζεται να αλλάξουμε τον κύλινδρο και είναι κάτι που μπορεί να φανεί ιδιαίτερα χρήσιμο κατά την αρχική ψύξη του συστήματος.

Σε αντίθεση με άλλα συστήματα ψύξης, το σύστημα αυτό έχει σχεδιαστεί για να είναι εντελώς ανεξάρτητο από οποιαδήποτε απαίτηση για υγρό ψυκτικό. Καθώς ο θάλαμος δεν περιέχει και κάποιο περιβλημά-χώρο για υγρό άζωτο, όπως οι περισσότεροι συμβατικοί θάλαμοι, δεν χρειάζεται προφανώς να μεταφέρει κάποιος υγρό άζωτο. Το σύστημα δεν μπορεί να λειτουργήσει χωρίς την κεφαλή ψύξης, δεν μπορεί δηλαδή να κρατηθεί το σύστημα κρύο, χρησιμοποιώντας σύστημα μεταφοράς υγρού ήλιου όπως ένα κανονικό σύστημα. Εάν ο συμπιεστής χάνει ενέργεια, το σύστημα θα παραμείνει λειτουργικό για περίπου 2 ώρες, έτσι οποιαδήποτε διακοπή ρεύματος για σύντομες χρονικές περιόδους (<20 λεπτά) δεν είναι πρόβλημα.

Ο σχεδιασμός του θαλάμου μέτρησης, ουσιαστικά εκμηδενίζει την οποιαδήποτε απώλεια σε ήλιο και επιτρέπει στο σύστημα ψύξης την εκ νέου υγροποίηση του αερίου ηλίου. Το λογισμικό του όλου συστήματος μέτρησης, συντονίζεται με τις λειτουργίες του συστήματος, έτσι ώστε το επίπεδο του υγρού ηλίου μέσα στον θάλαμο να παραμένει σχεδόν σταθερό. Σε περίπτωση που το επίπεδο του ηλίου μέσα στον θάλαμο είναι αρκετά χαμηλό, δίνεται εντολή για προσθήκη από τον εξωτερικό κύλινδρο παροχής. Μπορούμε, τώρα, να διατηρήσουμε τα βέλτιστα επίπεδα ηλίου, αλλάζοντας απλά τον κύλινδρο εφοδιασμού αερίου ηλίου όταν είναι άδειος, το οποίο σύμφωνα με κάποια τυπική χρήση, θα συμβεί μια φορά ανά κάποιους μήνες. Το όλο σύστημα έχει σχεδιαστεί για να λειτουργεί συνεχώς μεταξύ των κύκλων συμπίεσης και συντήρησης, οι οποίοι θα πρέπει να προγραμματίζονται σε τακτική βάση για κάθε 20000 ώρες λειτουργίας.

Η καρδιά του συστήματος ψύξης αποτελείται από την κεφαλή ψύξης και τον συμπιεστή. Η κεφαλή ψύξης είναι στην ουσία ένας κλειστός κύκλος, (Gifford-McMahon) ένας ψυκτής πιο απλά που χρησιμοποιεί ήλιο υψηλής πίεσης ως αέριο εργασίας. Η κεφαλή ψύξης ψύχει το συμπυκνωτή και το εξωτερικό περίβλημα του θαλάμου, και έπειτα ο συμπιεστής οδηγεί την κεφαλή ψύξης. Αυτή, τώρα παρουσιάζει κάποιους κραδασμούς κατά την λειτουργία της, οι οποίοι με την σειρά τους μπορούν να προκαλέσουν ακουστικό θόρυβο στο μετρούμενο σύστημα. Προκειμένου να μειωθούν οι κραδασμοί, η κεφαλή ψύξης υποστηρίζεται από μια φλάντζα εξασθένησης. Η κεφαλή περιλαμβάνει δύο στάδια που παρέχει ισχύ ψύξης. Το πρώτο στάδιο παρέχει 35 W περίπου ψυκτική ισχύ σε 45 K, ενώ το δεύτερο 1,5 W σε 4,2 K. Κατά το στάδιο λειτουργίας η πίεση του αερίου ηλίου στον θάλαμο σταθεροποιείται με τον έλεγχο την ταχύτητας του ψυκτή και έτσι ελέγχεται δυναμικά η ισχύ ψύξης του πρώτου και του δεύτερου σταδίου. Η

5. Διάταξεις Μετρήσεων

κανονική πίεση λειτουργίας στο εσωτερικό του θαλάμου είναι 3 kPa πάνω από την πίεση περιβάλλοντος. Ο συμπιεστής, τώρα παρέχει ισχύ στον κινητήρα της κεφαλής ψύξης και υψηλής πίεσης (16 bar), αέριο ήλιο στην κεφαλή. Το αέριο ήλιο στον ψύκτη δεν αναμειγνύεται με το ήλιο στο εσωτερικό του θαλάμου.

Ο ελεγκτής του συστήματος είναι ένα δίκτυο περιοχής ελέγχου-μια κάρτα ελέγχου, που βρίσκεται στην κορυφή της μικρότερης περιστρεφόμενης αντλίας (Varian IDP2). Αυτή η κάρτα παρακολουθεί τους αισθητήρες πίεσης του θαλάμου, τα θερμομέτρα της κεφαλής ψύξης και ελέγχει τον συμπιεστή. Επίσης, συντονίζει τις διάφορες καταστάσεις των βαλβίδων που ελέγχουν τη ροή του ηλίου εντός, εκτός, και μέσω του συστήματος ψύξης και ενεργοποιεί την κύρια περιστρεφόμενη αντλία κατά την εκτέλεση εργασιών στον θάλαμο του δείγματος. Ο ελεγκτής του συστήματος αυτοματοποιεί τη λειτουργία της βαλβίδας επανακυκλοφορίας, των βαλβίδων προμήθειας ηλίου, και την πολλαπλή βαλβίδα εξάτμισης. Όλες αυτές οι βαλβίδες βρίσκονται στο συλλέκτη της συνδεσμολογίας της κύριας αντλίας.

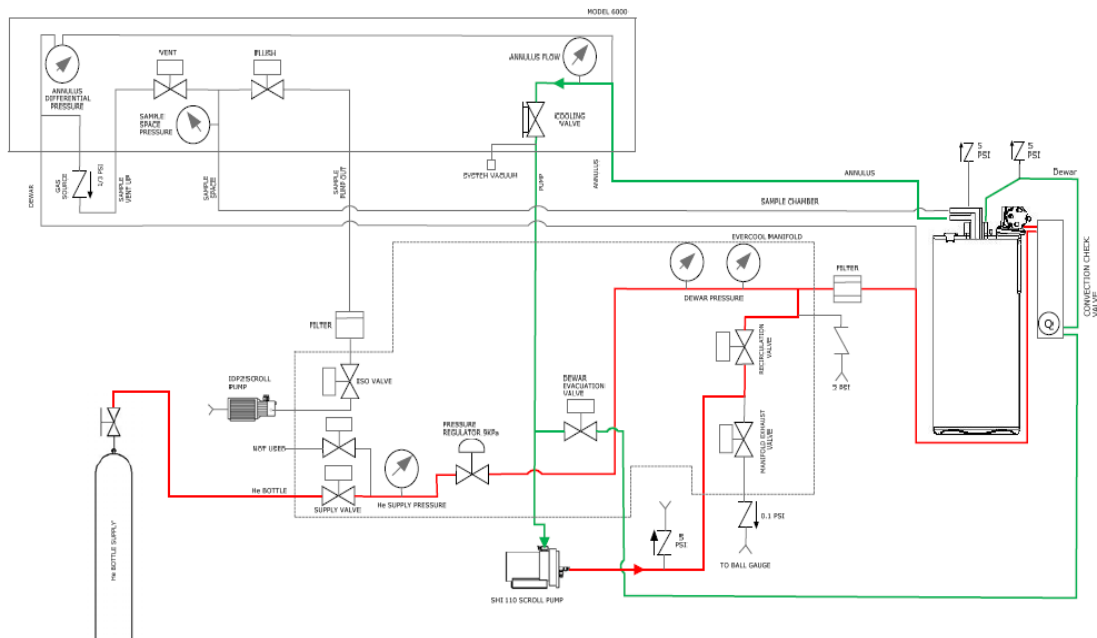
Η περιστρεφόμενη αντλία κενού, εξασφαλίζει την ύπαρξη του κενού για τους δακτύλιους ψύξης και για το σύστημα ελέγχου της θερμοκρασίας του συστήματος μέτρησης (PPMS). Η αντλία αυτή λειτουργεί χωρίς την παρουσία λαδιού, έτσι ώστε το αέριο ήλιο που ανακυκλοφορεί να παραμένει καθαρό. Αυτή η αντλία δεν λειτουργεί συνεχώς, το σύστημα μας χρησιμοποιεί μια ειδική αντλία για το χώρο του δείγματος, έτσι ώστε ο ελεγκτής του συστήματος να ενεργοποιεί την αντλία μόνο όταν αυτό απαιτείται, για την εκκένωση του θαλάμου δείγματος. Αυτή η συμπεριφορά, επεκτείνει τη διάρκεια ζωής της αντλίας.

Ο συλλέκτης, που βρίσκεται στο μπροστινό μέρος της συνδεσμολογίας της αντλίας, μέσα στο ερμάριο της αντλίας, περιέχει όλες τις βαλβίδες των υδραυλικών συστημάτων και συντονίζει υδραυλικά όλες τις δραστηριότητες και για τις δύο αντλίες. Υπάρχουν τρεις αισθητήρες πίεσης που βρίσκονται στον συλλέκτη για να διαβάζουν την πίεση στον θάλαμο, καθώς και την πίεση από τις φιάλες προμήθειας ηλίου. Οι αισθητήρες πίεσης του θαλάμου παρακολουθούνται από τον ελεγκτή του συστήματος. Σε περίπτωση που το κύκλωμα ελέγχου κανονικής πίεσης αποτύχει και η πίεση στο εσωτερικό του θαλάμου πέσει σε λιγότερο από περίπου 1 kPa, ο συμπιεστής θα απενεργοποιηθεί για την πρόληψη του σχηματισμού κενού στο χώρο κυκλοφορίας ηλίου μέσα στον θάλαμο. Σε περίπτωση που η φιάλη τροφοδοσίας ηλίου είναι άδεια, το σύστημα θα μπορούσε να πυροδοτήσει την κατάσταση χαμηλής πίεσης, ενώ ο θάλαμος του δείγματος εξαερώνεται για μια παρατεταμένη περίοδο, επειδή το αέριο από το θάλαμο χρησιμοποιείται για την λειτουργία εξαερισμού. Όταν η φιάλη τροφοδοσίας δεν είναι άδεια, το αέριο που χρησιμοποιείται για τον εξαερισμό θα αντικατασταθεί από τη φιάλη αερίου το οποίο θα αποτρέψει την απώλεια πίεσης εντός του θαλάμου.

5. Διάταξεις Μετρήσεων

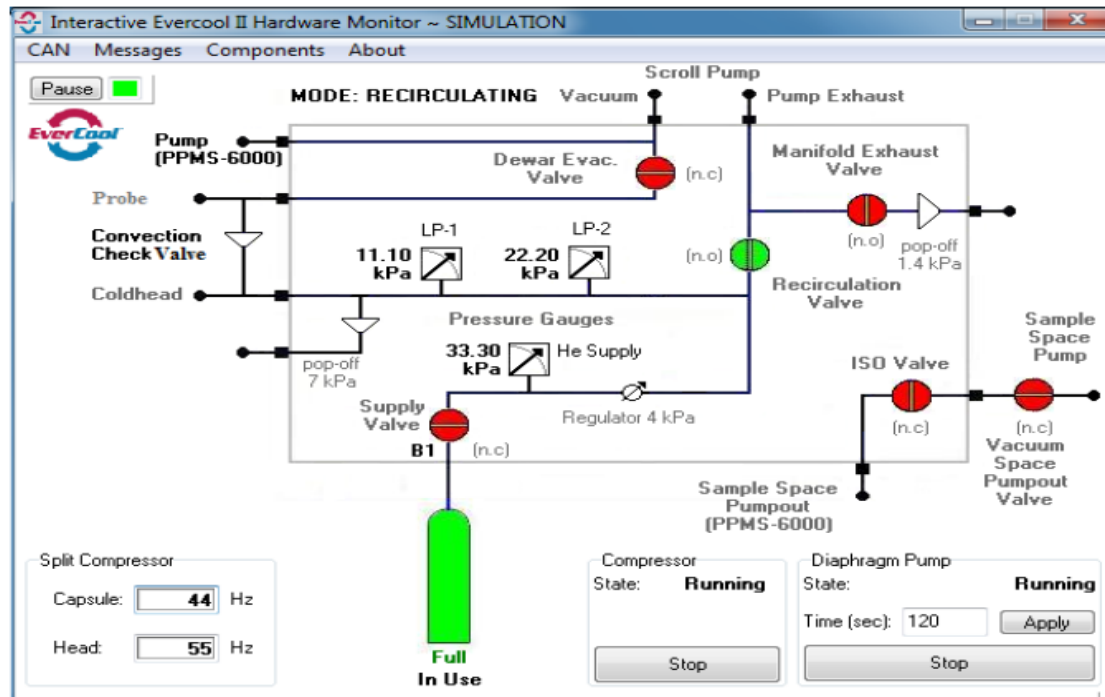
Η γενική λειτουργία του συστήματος που χειρίζεται το αέριο συνοψίζεται παρακάτω. Το σύστημα έχει δύο αντλίες, έτσι ώστε το κύκλωμα άντλησης που αφορά τον χώρο του δείγματος και το αντίστοιχο που αφορά το δακτύλιο ψύξης να είναι ανεξάρτητα και ο αέρας να διατηρείται από το σύστημα επανακυκλοφορίας του αερίου ηλίου. Σε αντίθεση με άλλα συστήματα που χρησιμοποιούν συμβατικούς θαλάμους, το συγκεκριμένο σύστημα έχει μια περιστρεφόμενη αντλία κενού που ελέγχει το κύκλωμα που αφορά τον χώρο του δείγματος και μια αντλία που ελέγχει μόνο το δακτύλιο ψύξης. Ο συλλέκτης στο σύστημα με τις αντλίες δημιουργεί μια στεγανότητα των συνδέσεων του αερίου για την επανακυκλοφορία του αερίου ηλίου από τον θάλαμο και την αντλία.

Ο ελεγκτής του συστήματος αυτοματοποιεί τις λειτουργίες των βαλβίδων στο συλλέκτη. Υπό συνθήκες κανονικής λειτουργίας, η βαλβίδα επανακυκλοφορίας είναι ανοικτή και η πολλαπλή βαλβίδα εξαγωγής κλείνει έτσι ώστε ο αέρας που εξάγεται από την αντλία να κατευθύνεται πίσω στο θάλαμο. Αυτό το ονομάζουμε κατάσταση ανακυκλοφορίας. Μερικές φορές η αντλία εξαγωγής επιτρέπεται τον αέρα να διαφύγει στην ατμόσφαιρα κλείνοντας την βαλβίδα ανακυκλοφορίας και ανοίγοντας την πολλαπλή βαλβίδα εξαγωγής (π.χ., κατά την αρχική ψύξη του συστήματος, προκειμένου να καθαρίσει τον αέρα αριστερά στην αντλία). Αυτό το ονομάζουμε κατάσταση εξαέρωσης ή εξαγωγής και μας επιτρέπει να παρακολουθούμε τη ροή του ηλίου μέσα από το δακτύλιο ψύξης χρησιμοποιώντας κάποιους μετρητές (σε σχήμα μικρής μπάλας) από την πλευρά των αντλιών.

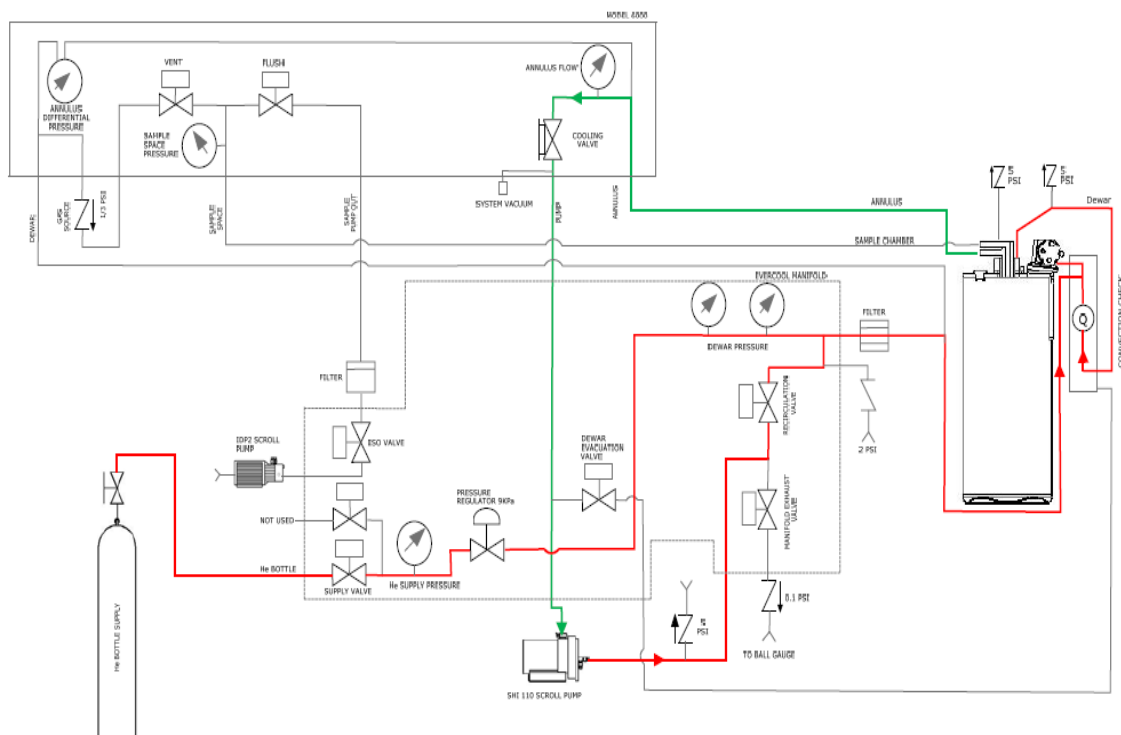


Εικόνα 5.9 - Κατάσταση ανακυκλοφορίας [15]

5. Διάταξεις Μετρήσεων



Εικόνα 5.10 - Βοηθητικό πρόγραμμα παρακολούθησης στην κατάσταση ανακυκλοφορίας [15]



Εικόνα 5.11 - Κατάσταση πλήρωσης του θαλάμου [15]

Όταν ο αυτόματος έλεγχος της στάθμης του ηλίου είναι ενεργοποιημένος και το επίπεδο ηλίου πέσει κάτω από μια οριακή τιμή, ο ελεγκτής του συστήματος

5. Διάταξεις Μετρήσεων

ανοίγει τη βαλβίδα τροφοδοσίας ήλιου για τη μεταφορά ήλιου και κλείνει όταν η στάθμη του ήλιου φθάσει το καθορισμένο ανώτατο όριο. Ο ελεγκτής παρακολουθεί συνεχώς τα μπουκάλια προμήθειας ήλιου για να βεβαιωθεί ότι δεν είναι άδεια .

Πίνακας 5.1 Οι διάφορες λειτουργίες του συστήματος και οι αντίστοιχες καταστάσεις των βαλβίδων

ΛΕΙΤΟΥΡΓΙΑ	ΚΑΤΑΣΤΑΣΗ ΒΑΛΒΙΔΑΣ (X = ΚΛΕΙΣΤΗ)				ΠΕΡΙΓΡΑΦΗ
	Φιάλη	Ανακυκλοφορία	Εξαγωγή(Εξάτμιση)	Εκκένωση	
Ανακυκλοφορία	X	O	X	X	Κανονική κατάσταση λειτουργίας. Το ήλιο ανακυκλοφορεί μέσω του συστήματος.
Ανακυκλοφορία και Πλήρωση	O	O	X	X	Το ήλιο επανακυκλοφορεί μέσω του συστήματος ενώ ταυτόχρονα μεταφέρεται ήλιο στο θάλαμο.
Εξαγωγή(Εξάτμιση)	X	X	O	X	Εξαγωγή αέρα από την αντλία (η ροή του αέρα μπορεί να μετρηθεί με τους αντίστοιχους μετρητές).
Εξαγωγή(Εξάτμιση) και Πλήρωση	O	X	O	X	Εξαγωγή αέρα από την αντλία ενώ ταυτόχρονα μεταφέρεται ήλιο στο θάλαμο.
Εξαέρωση Θαλάμου	X	O	O	X	Ο θάλαμος εξαερώνεται για να απελευθερωθεί περίσσεια αέρα.
Άντληση Αέρα Θαλάμου	X	X	O	O	Άντληση αέρα από τον θάλαμο στο πλαίσιο προετοιμασίας ψύξης του.
Ανακυκλοφορία Κεφαλής Ψύξης	O	O	X	O	Αέριο ήλιο επανακυκλοφορεί για να ψυχθεί το σύστημα μέτρησης (PPMS).

5. Διάταξεις Μετρήσεων

5.3 Το Σύστημα Μέτρησης ACMS [14]

5.3.1 Αρχή Λειτουργίας

Το εναλλασσόμενο σύστημα μετρήσεων (ACMS), αποτελείται από τα πηνία εφαρμογής και ανίχνευσης, ένα θερμόμετρο και ηλεκτρικές συνδέσεις για το ACMS σύστημα μας συνολικά. Το σύστημα τοποθετείται απευθείας εντός του θαλάμου δείγματος του PPMS και περιέχει ένα χώρο για το δείγμα προκειμένου να βρίσκεται εντός του ομοιόμορφου μαγνητικού πεδίου που δημιουργείται από από τον υπεραγώγιμο μαγνήτη του PPMS, έτσι ώστε ο έλεγχος ενός DC πεδίου καθώς και της θερμοκρασίας να μπορεί να ελέγχει μέσω του PPMS. Το δείγμα τοποθετείται εντός της περιοχής των πηνίων, στην άκρη μιας λεπτής και άκαμπτης ράβδου. Η ράβδος-φορέας του δείγματος μπορεί να μεταβάλλεται-κινείται κατά μήκος αυτών των πηνίων με την βοήθεια ενός DC σερβοκινητήρα που βρίσκεται στην κορυφή της συνδεσμολογίας του συστήματος και σαφώς έξω από τον θάλαμο (στην κορυφή του PPMS καθετήρα μέτρησης). Ο DC σερβοκινητήρας παρέχει μια ταχεία και πολύ ομαλή κίνηση του δείγματος.

5.3.2 Εσωτερικά του ACMS

Το ACMS περιέχει ένα AC-πηνίο εφαρμογής που παρέχει ένα εναλλασσόμενο πεδίο διέγερσης και ένα σετ από πηνία ανίχνευσης τα οποία ανταποκρίνονται επαγωγικά στο συνδυασμό της ροπής του δείγματος και του πεδίου διέγερσης. Το χάλκινο ac πηνίο και τα πηνία ανίχνευσης βρίσκονται εντός του ACMS, ομόκεντρα με τον υπεραγώγιμο μαγνήτη του PPMS.

Το πηνίο εφαρμογής τυλίγεται κατά μήκος και γύρω από τα πηνία ανίχνευσης όπως φαίνεται στην εικόνα 5.12. Το πλάτος του πεδίου που μπορεί να εφαρμοστεί εξαρτάται από την συχνότητα του εναλλασσόμενου πεδίου και την θερμοκρασία εντός του PPMS καθετήρα, αλλά, σε κάθε θερμοκρασία, το πηνίο εφαρμογής μπορεί να παράγει εναλλασσόμενα πεδία μέχρι ± 10 Oe σε ένα φάσμα συχνοτήτων από 10 Hz μέχρι 10 kHz. Καθώς μειώνεται η συχνότητα και η θερμοκρασία μπορούν να εφαρμοστούν μεγαλύτερες τιμές του πεδίου. Για θερμοκρασίες κάτω από 25 K, οι μεγάλες τιμές του πεδίου μπορούν να προκαλέσουν υπερθέρμανση στον θάλαμο δείγματος του PPMS και στο εσωτερικό του ACMS.

Τα πηνία ανίχνευσης βρίσκονται διατεταγμένα στην πρώτη σειρά του συστήματος βαθμονόμησης, πριν από το πηνίο εφαρμογής (εικόνα 5.12), προκειμένου να υπάρχει ένα καλύτερο σήμα και να απομονωθούν καλύτερα οποιεσδήποτε πηγές παρεμβολής. Αυτή η διάταξη χρησιμοποιεί δύο σετ από πηνία τυλιγμένα ομόκεντρα και σε σειρά με κάποια απόσταση μερικών εκατοστών να τα χωρίζει. Κατά την διάρκεια DC μετρήσεων, εφαρμόζεται ένα

5. Διάταξεις Μετρήσεων

σταθερό πεδίο στην περιοχή μέτρησης και το δείγμα κινείται γρήγορα δια μέσου και των δύο σετ των πηνίων επάγοντας μια τάση (ένα σήμα) σε αυτά σύμφωνα με το νόμο του Faraday. Αυτή είναι η λεγόμενη μέθοδος μιας εξαγωγής (extraction method). Κατά την διάρκεια AC μετρήσεων, ένα εναλλασσόμενο πεδίο εφαρμόζεται στην περιοχή μέτρησης και το δείγμα τοποθετείται στο κέντρο από το κάθε πηνίο ανίχνευσης. Τα πηνία ανίχνευσης υποδεικνύουν πώς το εφαρμοζόμενο πεδίο μεταβάλλεται λόγω της παρουσίας του δείγματος.

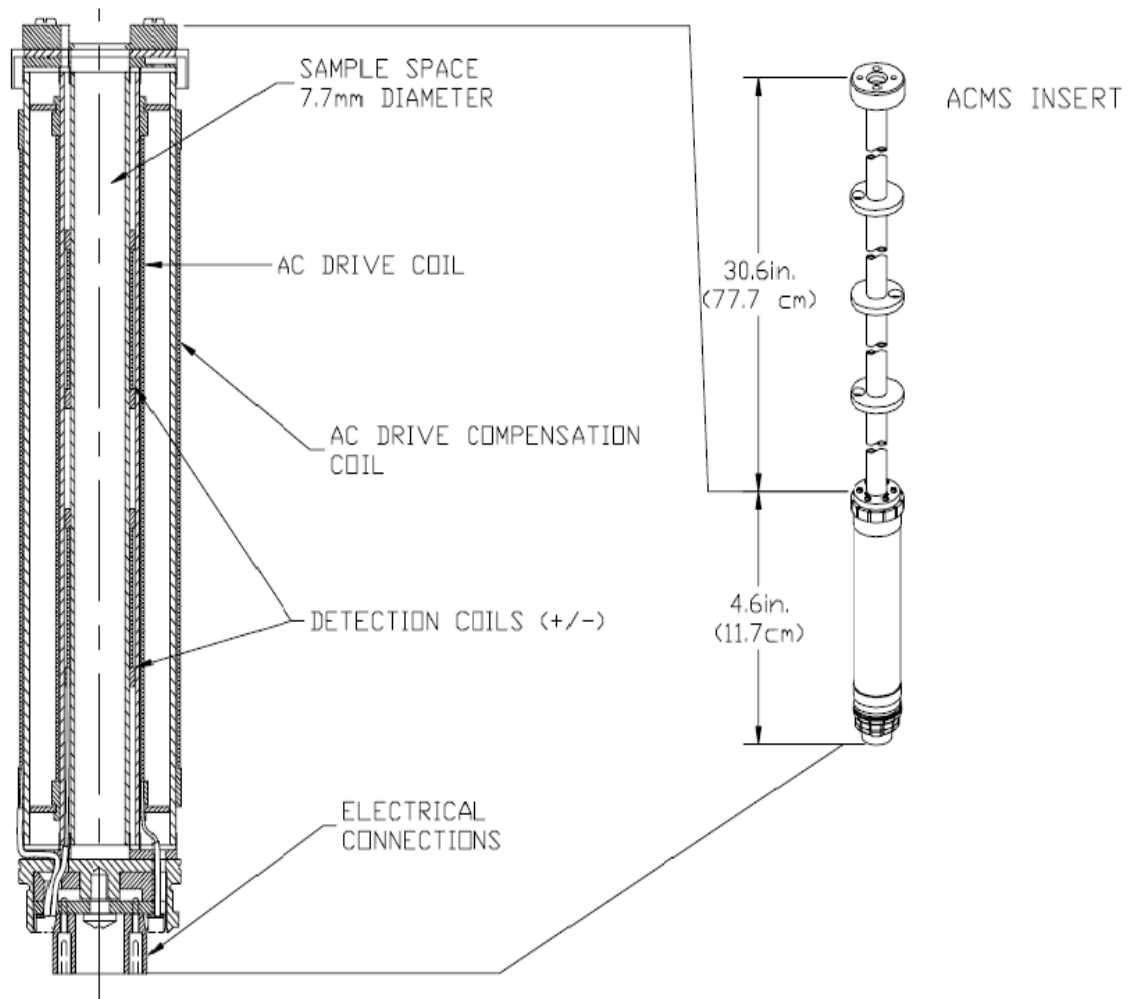
Ένα πηνίο αντιστάθμισης τοποθετείται εξωτερικά του πηνίου εφαρμογής. Το πηνίο εφαρμογής και το πηνίο αντιστάθμισης είναι τυλιγμένα ομόκεντρα και συνδεδεμένα σε σειρά ώστε να λαμβάνουν το ίδιο σήμα διέγερσης. Ένα καθαρό πεδίο παραμένει εντός της μετρούμενης περιοχής, αλλά εξωτερικά αυτής τα πεδία από τα δύο πηνία τείνουν να αναιρεθούν μεταξύ τους. Το πηνίο αντιστάθμισης στην ουσία μετατρέπει ένα μαγνήτικο πεδίο δύο πόλων σε ένα πεδίο τεσσάρων. Έτσι περιορίζονται σημαντικά τα πεδία διέγερσης σε σχέση με τον αντίστοιχο όγκο των πηνίων, μειώνοντας έτσι την αλληλεπίδραση των οργάνων μέτρησης με τα αγώγιμα υλικά εκτός της περιοχής μέτρησης, όπως τα τοιχώματα του θαλάμου του δείγματος και ο μαγνητικός πυρήνας, κατά τρεις τάξεις μεγέθους. Κάθε ACMS σύστημα είναι ξεχωριστά βαθμονομημένο έτσι ώστε το πηνίο εφαρμογής και το πηνίο αντιστάθμισης να παράγουν το κατάλληλο καθαρό σήμα διέγερσης στο δείγμα.

Κάθε πηνίο ανίχνευσης περιέχει ένα πηνίο βαθμονόμησης χαμηλής αυτεπαγωγής. Αυτά τα δύο μονής περιέλιξης πηνία συνδέονται σε σειρά και βρίσκονται στο κέντρο του κάθε πηνίο ανίχνευσης, όπου και πραγματοποιούνται οι μετρήσεις του δείγματος. Κατά τη διάρκεια AC μετρήσεων, η ακρίβεια της φάσης και του πλάτους βαθμονόμησης αυξάνεται τοποθετώντας το δείγμα ανάμεσα στα δύο πηνία ανίχνευσης και εναλλάσσοντας τα πηνία βαθμονόμησης μέσα στο κύκλωμα ανίχνευσης των πηνίων και με τις δύο πιθανές πολικότητες.

Ιδιαίτερα χαρακτηριστικά ACMS Quantum Design

Ένα από τα πιο αξιοσημείωτα χαρακτηριστικά του συγκεκριμένου ACMS είναι να ξεχωρίζει με ακρίβεια την πραγματική και φανταστική συνιστώσα της απόκρισης της εναλλασσόμενης μαγνητικής ροπής. Όλα τα AC όργανα καταγράφουν την διαφορά φάσης μεταξύ του σήματος που εφαρμόζεται και του σήματος που καταγράφεται και οφείλεται στους χρονικούς περιορισμούς που υπάρχουν στα ηλεκτρονικά συστήματα και στο σέτ των πηνίων. Αυτές οι διαφορές φάσεις οφείλονται σε διάφορες παραμέτρους όπως η θερμοκρασία, η συχνότητα του εναλλασσόμενου σήματος που εφαρμόζεται και το μαγνητικό πεδίο και επομένως αλλάζουν αντίστοιχα κάθε φορά ανάλογα με αυτές. Το ACMS διορθώνει τις τιμές που καταγράφουν τα όργανα μέτρησης που εξαρτώνται από τις διαφορές φάσεις, κάνοντας μετρήσεις απουσία του δείγματος και χρησιμοποιώντας τα πηνία βαθμονόμησης προκειμένου να προσομοιώσει το δείγμα με μια εντελώς πραγματική απόκριση.

5. Διάταξεις Μετρήσεων



Εικόνα 5.12 - Το ACMS ένθετο (ACMS insert) δεξιά. Αριστερά βρίσκεται το εσωτερικό της διάταξης των πηνίων [14].

5.3.3 Θερμόμετρο του ACMS

Το ACMS ένθετο είναι θερμικά συνδεδεμένο με την βάση του θαλάμου δείγματος του PPMS. Με αυτό τον τρόπο, ο αυτόματος έλεγχος της θερμοκρασίας που μας παρέχει το PPMS μπορεί να χρησιμοποιηθεί για τον έλεγχο της θερμοκρασίας του θαλάμου δείγματος του ACMS. Εκτός από τα θερμόμετρα που υπάρχουν στο PPMS, το ACMS έχει ένα θερμόμετρο που τοποθετείται απευθείας στο χώρο των πηνίων. Αυτό το θερμόμετρο βοηθάει στην μείωση σφαλμάτων κάποιων θερμικά εξαρτώμενων σταθερών που μπορεί να εμφανιστούν σε υψηλότερες θερμοκρασίες. Το δείγμα διατηρεί πολύ στενή θερμική επαφή με το θερμόμετρο αυτό χρησιμοποιώντας ατμό ηλίου χαμηλής πίεσης εντός του θαλάμου δείγματος του PPMS. Αυτός ο σχεδιασμός προσφέρει μια γρήγορη χρονική θερμική απόκριση. Η γρήγορη θερμική απόκριση και ο ακριβής έλεγχος της θερμοκρασίας σε συνδυασμό με το λογισμικό μέτρησης προσφέρουν μια ακριβή, χρονικά εξαρτώμενη θερμομέτρηση στον χρήστη.

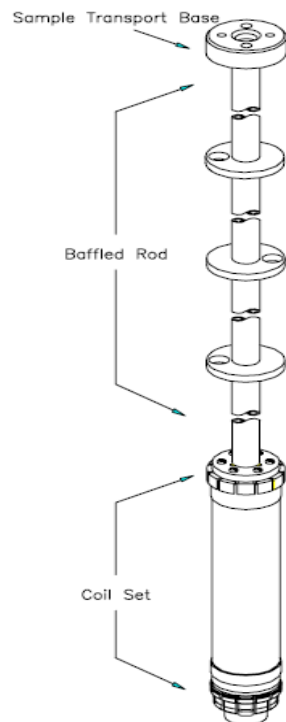
5. Διάταξεις Μετρήσεων

5.3.4 Δομικά Μέρη του ACMS

Τα επιμέρους συστατικά από τα οποία αποτελείται το σύστημα μας είναι:

1) Το ACMS ένθετο-κύριο σύστημα μέτρησης (ACMS insert).

Αυτό αποτελείται από τρία μέρη:



α) Βάση μεταφοράς του δείγματος.

Αυτή βρίσκεται στην κορυφή του συστήματος και αποτελεί την βάση στερέωσης του DC κινητήρα.

β) Την ράβδο με οπές.

Οι οπές κατά μήκος της ράβδου παρέχουν μια επιπλέον υποστήριξη μέσα στον θάλαμο του δείγματος του PPMS. Μπορούμε να περάσουμε επιπλέον καλωδιακή υποστήριξη εάν χρειαστεί, αλλά πρέπει να προσέξουμε ώστε η ροή του αέρα μέσα από τις οπές να μην είναι περιορισμένη

γ) Το σετ των πηνίων.

Έχει γίνει εκτενή αναφορά στην ενότητα 5.3.2

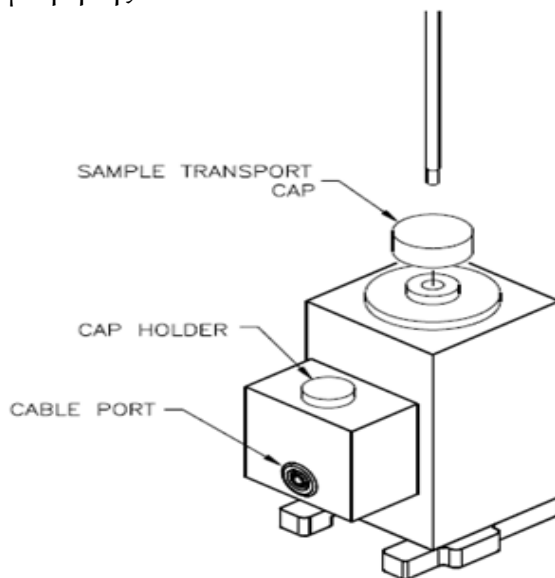
δ) Ο οδηγός μεταφοράς όλου του συστήματος (4-40 thumbscrew)

Είναι ενσωματωμένος με το ACMS ένθετο και βρίσκεται στην κορυφή. Βοηθά στον χειρισμό του συστήματος κατά την εισαγωγή και εξαγωγή του από τον θάλαμο.

Εικόνα 5.13 - Το ACMS ένθετο [14]

2) DC σερβοκινητήρα (ACMS sample transport).

Είναι η συσκευή που βοηθά στην μετακίνηση του δείγματος κατά μήκος του συστήματος μέτρησης (των πηνίων). Τοποθετείται στην κορυφή του θαλάμου μέτρησης.

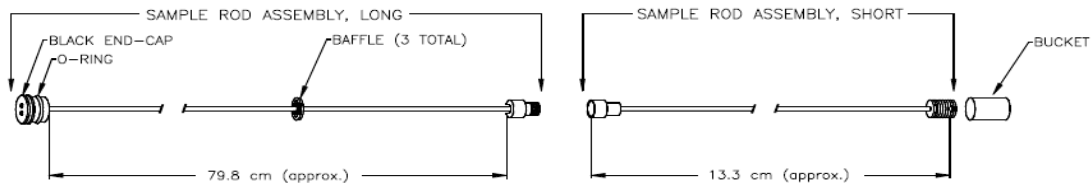


Εικόνα 5.14 - Μεταφοράς δείγματος (sample transport) του ACMS [14]

5. Διάταξεις Μετρήσεων

3) Η ράβδος-φορέας του δείγματος (ACMS sample holder assembly).

Αποτελείται από τρία μέρη, α) την μακριά ράβδο, β) την κοντή ράβδο που ενώνεται με την μακριά και γ) ένα πλαστικό φορέα (πολύ μικρός κουβάς) ο οποίος φέρει το δείγμα μας και που ενώνεται με την μικρή ράβδο. Σε κάποια πειράματα η μικρή ράβδος μπορεί να αντικατασταθεί από ένα μικρό πλαστικό καλαμάκι, μέσα στο οποίο τοποθετείται το δείγμα.



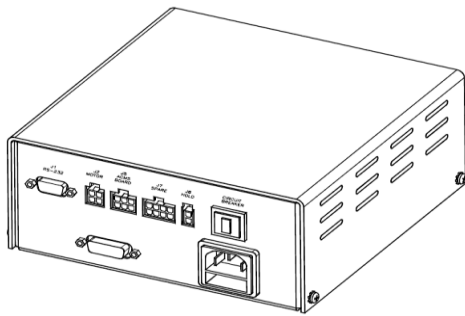
Εικόνα 5.15- Η ράβδος δείγματος του ACMS [14]

4) AC πλακέτα (AC board)

Περιέχει όλα τα ηλεκτρονικά συστήματα που διεγείρουν το AC πηνίο εφαρμογής του πεδίου και μετρούν τα σήματα απόκρισης στα πηνία ανίχνευσης. Είναι τοποθετημένη εκ κατασκευής εντός του ελεγκτή 6000 Model PPMS.

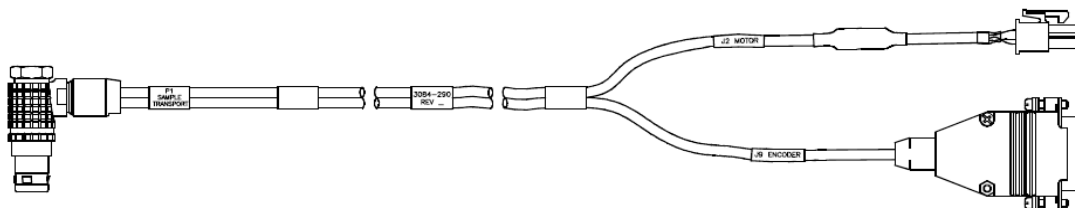
5) ACMS ελεγκτής

Ο ACMS ελεγκτής είναι το σύστημα που παρέχει ρεύμα και συγχρόνως ελέγχει τον DC σερβοκινητήρα.



Εικόνα 5.16 - ACMS ελεγκτής [14]

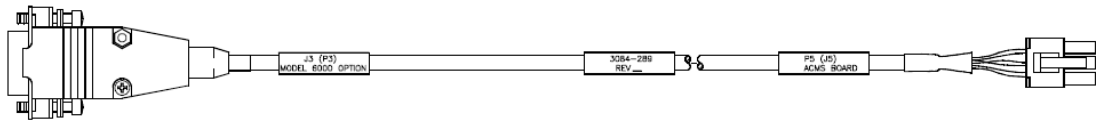
6) Καλώδιο σύνδεσης DC κινητήρα με ACMS ελεγκτή



Εικόνα 5.17 - Καλώδιο σύνδεσης DC κινητήρα με ACMS ελεγκτή [14]

5. Διάταξεις Μετρήσεων

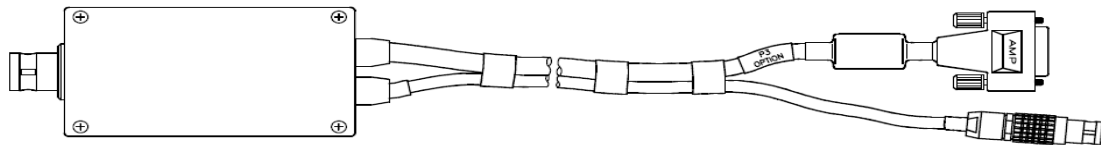
7) Καλώδιο σύνδεσης AC πλακέτας με ACMS ελεγκτή



Εικόνα 5.18 - Καλώδιο σύνδεσης AC πλακέτας με ACMS ελεγκτή [14]

8) Καλώδιο ενίσχυσης σημάτων

Ενισχύει τα σήματα που λαμβάνονται από τα πηνία ανίχνευσης. Συνδέει την κεφαλή του συστήματος PPMS με τον ελεγκτή 6000 Model PPMS.



Εικόνα 5.19 - Καλώδιο ενίσχυσης σημάτων [14]

5.3.5 Διαδικασία Εισαγωγής του ACMS

1) Αρχικά θέτουμε το PPMS σύστημα μας σε θερμοκρασία 298 K. Μέσω του PPMS MultiVu (a) Select **Instrument** → **Temperature**, (b) specify a set point of 298 K, (c) specify the rate of ramping to the set point, (d) select the temperature approach mode, and (e) select **Set**.

2) Εξαερώνουμε το θάλαμο του δείγματος του PPMS. Μέσω του PPMS MultiVu (a) Select **Instrument** → **Chamber** and (b) select the **Vent Cont.** button.)

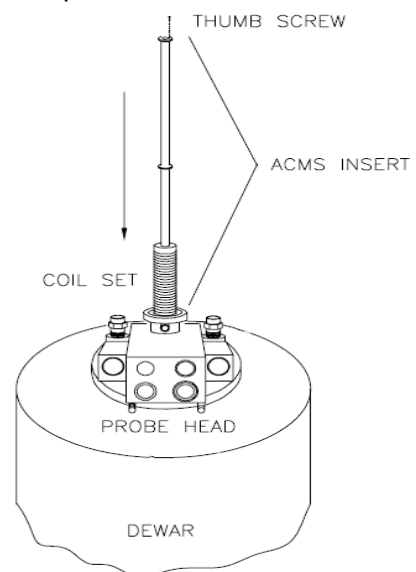
3) Αφαιρούμε την κενή φλάντζα από την κορυφή του καθετήρα του PPMS. (Εάν ο θάλαμος δεν έχει εξαερωθεί είναι αδύνατον να το κάνουμε)

4) Αφαιρούμε οτιδήποτε μορφής δείγμα μπορεί να υπάρχει εντός του θαλάμου.

5) Προσεκτικά τοποθετούμε κάθετα το ACMS σύστημα με την βοήθεια του οδηγού του (4-40 thumbscrew), εντός του θαλάμου, με το σετ των πηνίων να εισέρχεται πρώτα. (Εικόνα 5.20)

6) Ευθυγραμμίζουμε το σύστημα μας και εξασφαλίζουμε ότι έχει συνδεθεί σωστά.

7) Αφαιρούμε τον οδηγό (4-40 thumbscrew), από το σύστημα.



Εικόνα 5.20 - Τοποθέτηση ACMS συστήματος [14]

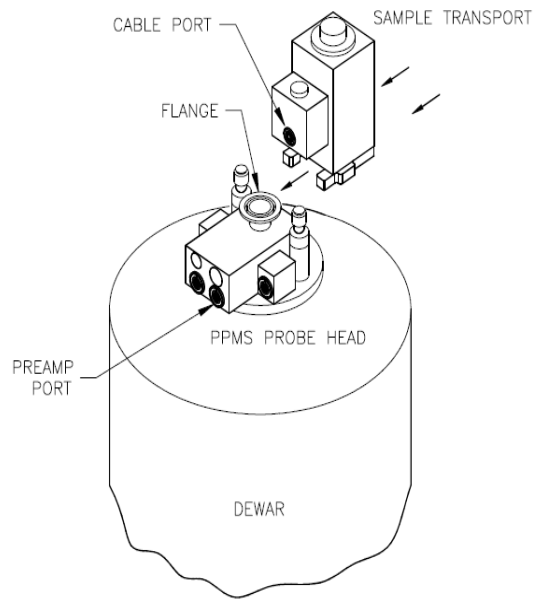
5. Διάταξεις Μετρήσεων

8) Τοποθετούμε τον DC σερβοκινητήρα.(ACMS sample transport).(Εικόνα 5.21)

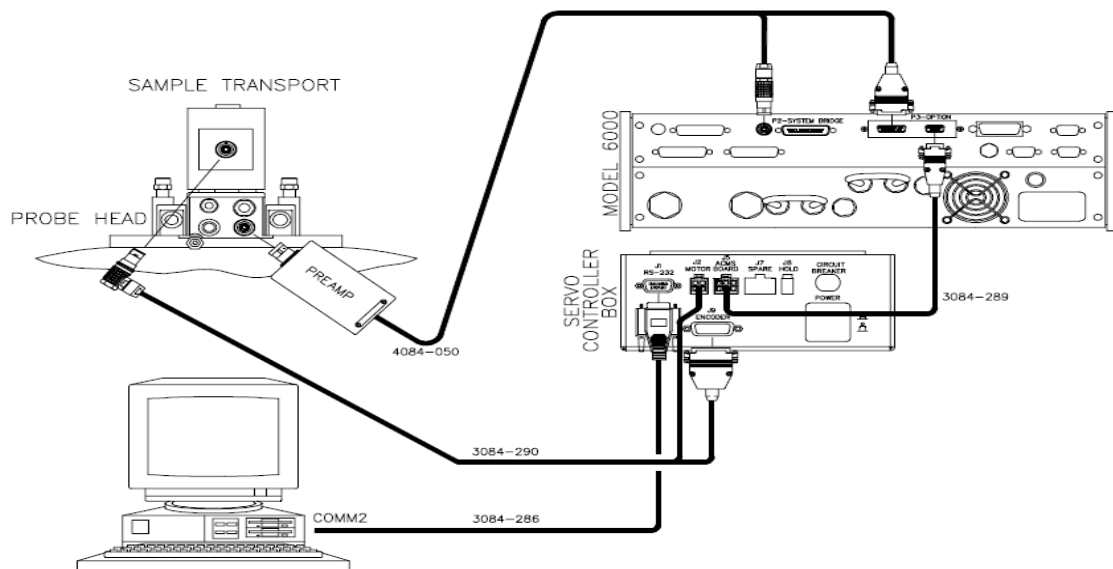
9) Πραγματοποιούμε τις απαραίτητες ηλεκτρικές συνδέσεις για τον κινητήρα και για την κεφαλή του PPMS. (Εικόνα 5.22)

10) Καθαρίζουμε και σφραγίζουμε τον θάλαμο του δείγματος του PPMS. Μέσω του PPMS MultiVu ((a) Select **Instrument**→**Chamber** and (b) select the **Purge/Seal** button.)

12) Είμαστε έτοιμοι να πραγματοποιήσουμε όποια μέτρηση θέλουμε μέσω κατάλληλων εντολών στο PPMS MultiVu .



Εικόνα 5.21 - Τοποθέτηση του DC σερβοκινητήρα στο πάνω μέρος του PPMS καθετήρα [14]



Εικόνα 5.22 - Ηλεκτρικές συνδέσεις για τον κινητήρα και για την κεφαλή του PPMS [14]

5.3.6 Διαδικασία Εισαγωγής του δείγματος

Αρχικά αναφέρουμε ότι υπάρχουν δύο τρόποι εισαγωγής του δείγματος. Ο πρώτος είναι να τοποθετήσουμε το δείγμα σε ένα πλαστικό φορέα (πολύ μικρός κουβάς) που ενώνεται με μια μακριά ράβδο. (Εικόνα 5.15), όπου το δείγμα μας

5. Διάταξεις Μετρήσεων

μπορεί να είναι είτε σε μία ενιαία στερεή μορφή είτε σε μορφή σκόνης. Ο δεύτερος τρόπος είναι να τοποθετήσουμε το δείγμα μας στο εσωτερικά από ένα πλαστικό καλαμάκι το οποίο τροποποιούμε κατάλληλα όπως θα περιγραφεί παρακάτω. Ο δεύτερος τρόπος, μπορεί να δεχτεί δείγματα μόνο σε ενιαία στερεή μορφή και όχι σε μορφή σκόνης, και είναι αυτός τον οποίο εφαρμόσαμε στα πειράματά μας.

Προετοιμασία του δείγματος

- 1) Κόβουμε ένα κομμάτι από ένα καθαρό πλαστικό καλαμάκι.
- 2) Τοποθετούμε το δείγμα προσεκτικά στο εσωτερικό από το καλαμάκι.
- 3) Τοποθετούμε λίγο ειδικό βερνίκι στην άκρη από το καλαμάκι και σε επαφή με το δείγμα προκειμένου το δείγμα μας να κολλήσει εντός και να αποτρέψουμε οποιαδήποτε μετακίνηση αυτού κατά την διαδικασία των μετρήσεων (Το συγκεκριμένο βερνίκι προτείνεται από την εταιρεία Quantum Design και έχει ελάχιστη μαγνητική επίδραση στις μετρήσεις μας).
- 4) Περιμένουμε 15-20 λεπτά μέχρι να στεγνώσει εντελώς το βερνίκι.
- 5) Τοποθετούμε μια ειδική ταινία στην άκρη από το καλαμάκι προκειμένου να σιγουρευτούμε ότι το δείγμα μας δεν θα πέσει εντός του θαλάμου μέτρησης (Η συγκεκριμένη ταινία προτείνεται από την εταιρεία Quantum Design και έχει ελάχιστη μαγνητική επίδραση στις μετρήσεις μας).
- 6) Δημιουργούμε 3-4 μικρές τρύπες στο πάνω μέρος από το καλαμάκι (σε απόσταση περίπου 2,5 cm από το πάνω μέρος), προκειμένου να είναι δυνατή η διαφυγή του αέρα κατά την διαδικασία εκκένωσης του θαλάμου του δείγματος.
- 7) Μετακινούμε την μικρή ράβδο από την την μεγάλη
- 8) Ενώνουμε το καλαμάκι με την μικρή ράβδο. Εξασφαλίζουμε ότι υπάρχει μια στενή σύνδεση μεταξύ τους.
- 9) Εξασφαλίζουμε ότι το δείγμα μας απέχει περίπου 10,5 cm από το τέλος της μικρής ράβδου. Αυτό είναι ένα πολύ σημαντικό βήμα διότι εξασφαλίζει ότι το δείγμα μας θα τοποθετηθεί δίπλα στο κέντρο των πηνίων ανίχνευσης. (Σε διαφορετική περίπτωση θα έχουμε μη-έγκυρες μετρήσεις).
- 10) Ενώνουμε την μικρή ράβδο με την μεγάλη.

Εισαγωγή του δείγματος στον θάλαμο

- 1) Θέτουμε μέσω του PPMS MultiVu την θερμοκρασία του συστήματος στους 298 K (Περιμένουμε μέχρι η θερμοκρασία να φτάσει σε αυτό το επίπεδο, διαφορετικά εάν προσπαθήσουμε να συνεχίσουμε μπορεί να

5. Διάταξεις Μετρήσεων

συσσωρευτεί πάγος εντός του θαλάμου του δείγματος και να εμποδίσει την κίνηση του).

2) Επιλέγουμε το πλήκτρο Sample στο PPMS MultiVu.

3) Επιλέγουμε το πλήκτρο Change από το παράθυρο που ανοίγει από πριν. Ο χώρος του δείγματος εξαερώνεται με ήλιο. Αυτό προστατεύει το σύστημα μας από τις ακκαθαρσίες και τη συσσώρευση πάγου και μας επιτρέπει να εισάγουμε το δείγμα.

4) Μετακινούμε ένα μικρό καπάκι που κλείνει την θύρα εισόδου του δείγματος, η οποία βρίσκεται στην κορυφή του DC σερβοκινητήρα.

5) Τοποθετούμε κάθετα ολόκληρη την ράβδο-φορέα του δείγματος από την θύρα εισόδου.

6) Εφόσον έχει τοποθετηθεί ολόκληρη, πιέζουμε ελαφρά την πάνω άκρη της προκειμένου να κουμπώσει εντός του θαλάμου

7) Κλείνουμε την θύρα εισόδου με το καπάκι της.

8) Επιλέγουμε το κουμπί Finished από το παράθυρο Sample στο PPMS MultiVu. (Αμέσως μετά από αυτή την επιλογή το PPMS εκτελεί μια σειρά εκκαθάρισης προκειμένου να απομακρύνει τον αέρα από τον θάλαμο του δείγματος. Επιπλέον, ο κινητήρας μετακινεί το δείγμα κατά μήκος όλης της δυνατής διαδρομής κίνησης του δείγματος προκειμένου να εξασφαλιστεί η μη-ύπαρξη πιθανόν εμποδίων.)

Παρατηρήσεις κατά την διαδικασία εισαγωγής

Εάν η εισαγωγή του δείγματος δεν πραγματοποιηθεί εντός 90 sec, ο κινητήρας κλείνει προκειμένου να αποφύγει την υπερθέρμανση. Εάν το δείγμα εμφανίζει μεγάλη αντίσταση στην ροή του αέρα κατά την διαδικασία εκκαθάρισης, οι ισχυρές δυνάμεις αναρρόφησης που εμφανίζονται θεωρούνται ως ένα φυσικό εμπόδιο από το PPMS MultiVu και λανθασμένα εμφανίζεται ένα μήνυμα ύπαρξης εμποδίου. Σε αυτή την περίπτωση είναι καλό να ξαναγίνει η διαδικασία εισαγωγής πάλι από την αρχή. Εάν επιλέξετε να εισαγάγετε πάλι το δείγμα, ο χώρος του δείγματος εξαερώνεται για να μας επιτρέψει να αφαιρέσουμε το καπάκι της θύρας πρόσβασης και να επαναλάβουμε τη διαδικασία εισαγωγής του δείγματος.

Παρατηρήσεις κατά την διάρκεια των μετρήσεων

Το σύνολο των πηνίων του ACMS δεν πρέπει να εκτεθεί σε θερμοκρασίες μεγαλύτερες από 350 K. Τα θερμομέτρα είναι βαθμονομημένα μόνο για μετρήσεις κάτω από 350 K. Εάν τώρα το σετ των πηνίων εκτεθεί κατά λάθος σε

5. Διάταξεις Μετρήσεων

Θερμοκρασία μεγαλύτερη από 350 K, πρέπει να αφαιρεθεί το σύνολο του συστήματος ACMS από το PPMS, εφόσον το πρώτο έχει πρώτα κρυώσει. Διαφορετικά, εάν είναι ακόμα ζεστό υπάρχει κίνδυνος κάποια από τα στοιχεία του να υποστούν βλάβη.

5.3.7 Διαδικασία Μέτρησης AC Επιδεκτικότητας

Οι διαδικασίες μέτρησης εναλλασσόμενης επιδεκτικότητας δεν καταγράφουν άμεσα την μαγνητική ροπή του δείγματος. Κάποια δείγματα με πολύ διαφορετικές μαγνητικές ροπές μπορεί να έχουν την ίδια απόκριση σε ένα μεταβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο εάν οι επιδεκτικότητες τους είναι οι ίδιες στην περιοχή μέτρησης που μας ενδιαφέρει. Μέσω του ACMS προστίθεται ένα μικρό εναλλασσόμενο πεδίο σε ένα αρκετά μεγάλο εφαρμόζομενο πεδίο το οποίο προέχεται από τον υπεραγώγιμο μαγνήτη του PPMS και η μαγνητική ροπή του δείγματος καταγράφεται αντιστοίχως. Αυτό το οποίο καταγράφεται αναλυτικότερα, είναι το πλάτος και η φάση του σήματος αποκρίσης, ή διαφορετικά η ορθή και εγκάρσια συνιστώσα του. Το πλάτος το οποίο καταγράφεται αντιστοιχεί στην μεταβολή της μαγνητικής ροπής dM και όχι στην απολύτη τιμή της μαγνητικής ροπής ή της επιδεκτικότητας. Για να καταγράψουμε την εναλλασσόμενη επιδεκτικότητα πρέπει να διαιρέσουμε το πλάτος της μεταβαλλόμενης ροπής dM με το πλάτος του εναλλασσόμενου πεδίου dH . Έτσι έχουμε $\chi_{AC} = dM/dH$. Αυτή είναι η κλίση της καμπύλης $M(H)$ σε κάθε σημείο ξεχωριστά και όχι η «πραγματική» επιδεκτικότητα $\chi = M/H$.

Κατά την διάρκεια των μετρήσεων, ένα εναλλασσόμενο μαγνητικό πεδίο εφαρμόζεται είτε ξεχωριστά από μόνο του στην περιοχή μέτρησης είτε επιπρόσθετα με ένα σταθερό πεδίο που εφαρμόζεται από τον υπεραγώγιμο μαγνήτη του PPMS. Αυτό το εναλλασσόμενο πεδίο συντίθεται από την AC πλακέτα και έπειτα οδηγείται σε έναν μετατροπέα σήματος από ψηφιακό σε αναλογικό. Το αναλογικό σήμα ενισχύεται προκειμένου να διεγείρει τα πηνία εφαρμογής και αντιστάθμισης.

Από προεπιλογή, το δείγμα υφίσταται μια διαδικασία μέτρησης 5 σημείων, η οποία χρησιμοποιεί τα πηνία βαθμονόμησης για να αυξήσει την ακρίβεια μέτρησης. Η πρώτη μέτρηση πραγματοποιείται με το δείγμα τοποθετημένο στο κέντρο του κάτω πηνίου ανίχνευσης. Έπειτα τοποθετείται στο κέντρο του πάνω πηνίου ανίχνευσης και αμέσως μετά στο κέντρο του κάτω πηνίου ανίχνευσης ξανά. Κατά την διάρκεια και των τριών μετρήσεων, τα σήματα από τα πηνία ανίχνευσης ενισχύονται, περνούν από ένα χαμηλοπερατό φίλτρο και ψηφιοποιούνται από έναν μετατροπέα σήματος αναλογικού σε ψηφιακού. Όλα αυτά τα σήματα αποθηκεύονται σαν έναν μπλόκ κυματομορφών μέσα σε ένα κανάλι δεδομένων. Χρησιμοποιούνται συνολικά 128 σημεία για να καταγράψουν κάθε κυματομορφή. Τα σημεία αυτά τοποθετούνται και συγκρίνονται με το σήμα

5. Διάταξεις Μετρήσεων

που εφαρμόζουμε προκειμένου να καθοριστεί η ορθή και εγκάρσια συνιστώσα του σήματος απόκρισης όταν το δείγμα τοποθετείται στο κέντρο του κάθε πηνίου ανίχνευσης. (Οι φανταστικές ή εγκάρσιες συνιστώσες είναι σε φάση με το σήμα εφαρμογής, ενώ οι πραγματικές ή ορθές συνιστώσες είναι 90° εκτός φάσης από αυτό).

Εφόσον οι παραπάνω τρεις μετρήσεις τελειώσουν, το δείγμα τοποθετείται στο κέντρο της περιοχής των πηνίων ανίχνευσης, έτσι ώστε να βρίσκεται μεταξύ των δύο αυτών πηνίων. Έπειτα, πραγματοποιούνται δύο επιπλέον μετρήσεις, με τα πηνία βαθμονόμησης να είναι ενεργοποιημένα με αντίθετες πολικότητες στο κύκλωμα ανίχνευσης. Οι πραγματικές και οι φανταστικές συνιστώσες προκύπτουν με τον ίδιο τρόπο όπως στις πρώτες τρεις μετρήσεις. Οι δύο μετρήσεις που λαμβάνονται από τα δύο πηνία βαθμονόμησης αφαιρούνται προκειμένου να δώσουν το διάνυσμα βαθμονόμησης στο φανταστικό άξονα. Αφαιρώντας αυτά τα δύο σήματα, αφαιρείται το σήμα που αντιστοιχεί μόνο στην συμπεριφορά του δείγματος και παραμένει αυτό που αντανακλά την επίδραση του περιβάλλοντος και των οργάνων μέτρησης στην συνολική διαδικασία. Το διάνυσμα βαθμονόμησης χρησιμοποιείται για να τοποθετήσει με ακρίβεια το διάνυσμα μέτρησης του δείγματος στην αρχή, με τον κατάλληλο προσανατολισμό και την κατάλληλη κλίμακα. Οι πραγματικές τιμές που μας ενδιαφέρουν καταγράφονται, είτε σαν πλάτος και φάση της ροπής (μέγεθος και φάση του διανύσματος του δείγματος), είτε σαν πραγματικές και φανταστικές συνιστώσες της ροπής. Οι πραγματικές ή συμφασικές συνιστώσες είναι σε φάση με την ιδανική απόκριση του σήματος, το οποίο είναι 90° εκτός φάσης με το σήμα εφαρμογής (αυτό οφείλεται στο νόμο του Faraday). Κατά την διάρκεια κάθε μέτρησης, προκύπτουν αρκετά μπλόκ κυματομορφών από τα οποία βγάζοντας έναν μέσο όρο μειώνουμε αρκετά την επίδραση του τυχαίου θορύβου που μπορεί να υπάρχει στο τελικό σήμα.

5.3.8 Διαδικασία Κεντραρίσματος του Δείγματος

Προτού να ξεκινήσει η διαδικασία μέτρησης ενός δείγματος, είναι επιθυμητό (σχεδόν αναγκαίο) να κεντραριστεί το δείγμα μας εντός του συνόλου των πηνίων μέτρησης. Το δείγμα μας κεντράρεται προκειμένου να καθοριστεί η θέση του DC σερβοκινητήρα έτσι ώστε να ταυτιστεί το μαγνητικό κέντρο του δείγματος με το κέντρο του σετ των πηνίων ανίχνευσης. Η γνώση της τοποθεσίας του κέντρου του δείγματος είναι κάτι σημαντικό γιατί καθορίζει το εύρος κίνησης για μετρήσεις DC μαγνήτισης και την σωστή θέση του δείγματος σε σχέση με τα πηνία ανίχνευσης για μετρήσεις εναλλασσόμενης επιδεκτικότητας. Όσο πιο κοντά βρίσκεται το δείγμα στο κέντρο των πηνίων ανίχνευσης (περίπου $10,5 \pm 0,8$ cm από το τέλος της ράβδου φορέα του δείγματος), τόσο πιο εύκολα μπορεί ο DC σερβοκινητήρας να πραγματοποιήσει αυτόματο κεντράρισμα. Υπάρχει ένα περιθώριο 8 mm μέσα στο οποίο πρέπει να βρίσκεται το μαγνητικό κέντρο του

5. Διάταξεις Μετρήσεων

δείγματος μας προκειμένου να επιτευχθεί αυτόματο κεντράρισμα. Εάν το δείγμα μας δεν είναι σωστά κεντραρισμένο είναι δύσκολο για το ACMS να καθορίσει την πραγματική ροπή του δείγματος.

Το ACMS έχει δύο μεθόδους αυτόματου κεντραρίσματος, το AC και το DC κεντράρισμα. Συνιστάται, η χρήση του AC κεντραρίσματος διότι είναι τρεις τάξεις μεγέθους πιο ευαίσθητο και ακριβές. Βέβαια, ανάλογα με την μορφή του δείγματος και την απόκριση που αναμένει κάποιος, μπορεί να αλλάξει την επιλογή του.

Ως γενικός κανόνας, τώρα, κάθε δείγμα χρειάζεται να κεντραριστεί μόνο μία φορά. Παρ' όλα αυτά για πιο ακριβείς μετρήσεις θα πρέπει να ξανακεντράρουμε το δείγμα μας μεγάλες μεταβολές της θερμοκρασίας. Επίσης, ίσως χρειαστεί να ξανακεντράρουμε το δείγμα μας, εάν αλλάξουμε τον τύπο μέτρησης (δεν είναι αναγκαίο γενικώς).

Η διαδικασία κεντραρίσματος, αναλύεται ως εξής: για να εντοπιστεί η θέση του κέντρου του δείγματος ένα εναλλασσόμενο μαγνητικό πεδίο εφαρμόζεται στο χώρο του δείγματος και η απόκριση των πηνίων ανίχνευσης καταγράφεται για 64 διακριτά σημεία καθώς το δείγμα κινείται εντός των πηνίων ανίχνευσης ξεκινώντας από το κάτω πηνίο. Το ACMS λογισμικό υπολογίζει το πλάτος της απόκρισης του κάθε σημείου, συνθέτει μια καμπύλη του πλάτους της ροπής έναντι της θέσης του κάθε σημείου, και υπολογίζει το σημείο συμμετρίας. Αυτό είναι το σημείο στο οποίο $f(x_0) = \frac{1}{2} \cdot [f(x) + f(2x_0 - x)]$ για κάθε x , όπου το x_0 είναι το σημείο συμμετρίας. Με την χρήση του PPMS MultiVu, ανοίγοντας το παράθυρο διαλόγου Locate Sample, αυτό το σημείο αναφέρεται ως Center Location. Και οι δύο μέθοδοι καθορίζουν τις τιμές για Center Location και Location. Στο AC κεντράρισμα καθορίζεται πρώτα το Center Location και έπειτα προσθέτει την τιμή απόκλισης προκειμένου να καθορίσει το Location. Στο DC κεντράρισμα καθορίζεται πρώτα το Location και έπειτα ρυθμίζεται το Center Location χρησιμοποιώντας την DC-AC απόκλιση. Το Center Location είναι η πραγματική τιμή του κέντρου, ενώ το Location είναι απλά μια φαινομενική θέση εξαιτίας της χρονικής καθυστέρησης των ηλεκτρονικών εξαρτημάτων.

Κάθε φορά που εκτελείται μια DC μέτρηση, το λογισμικό του ACMS χρησιμοποιεί την τιμή του Location για να καθορίσει το εύρος κίνησης του δείγματος. Με αυτό τον τρόπο προσμετράται η χρονική καθυστέρηση κατά την διάρκεια τέτοιων μετρήσεων. Κατά την διάρκεια AC μετρήσεων το δείγμα βρίσκεται σε ακινησία, έτσι η προσαρμογή της χρονικής καθυστέρησης είναι περιττή. Αυτός είναι και ο λόγος που το λογισμικό χρησιμοποιεί την τιμή του Center Location για την σωστή τοποθέτηση του δείγματος στις AC μετρήσεις.

5. Διάταξεις Μετρήσεων

Η DC μέθοδος κεντραρίσματος είναι παρόμοια με την μέτρηση DC ροπής. Όταν η επιλογή DC Extraction είναι επιλεγμένη στο PPMS MultiVu ένα DC πεδίο εφαρμόζεται στην μετρούμενη περιοχή και το δείγμα κινείται γρήγορα διαμέσου των πηνίων ανίχνευσης. Η μεταβαλλόμενη ροή μέσω των πηνίων ανίχνευσης επάγει ένα σήμα στα πηνία, το οποίο εμφανίζεται σε μοφή μιας ολοκληρωμένης κυματομορφής. Κατά την διάρκεια του DC κεντραρίσματος το λογισμικό του ACMS χρησιμοποιεί αυτή την κυματομορφή για να υπολογίσει την θέση του κέντρου του δείγματος (χρησιμοποιώντας τον ίδιο αλγόριθμο που χρησιμοποιείται στο AC κεντράρισμα), αντί να υπολογίζει την ροπή του δείγματος. Αυτή η θέση τώρα δεν είναι η πραγματική θέση του κέντρου του δείγματος γιατί τα διάφορα ηλεκτρονικά προκαλούν μια μικρή χρονική καθυστέρηση μεταξύ της απόκρισης των πηνίων και της αναφερόμενης θέσης του δείγματος. Αυτό μεταφράζεται σε μια προφανή απόκλιση της καμπυλής από την ιδανική. Η ταχύτητα του δείγματος όμως είναι γνωστή, έτσι μια προφανής τιμή απόκρισης μπορεί να προσδιοριστεί. Η τιμή αυτή που είναι διαφορετική για κάθε ACMS σύστημα, καθορίζεται και ρυθμίζεται κατά την κατασκευή του συστήματος. Η λεγόμενη DC-AC απόκλιση θέσης προστίθεται στην τιμή Location ώστε να καθοριστεί η τιμή Center Location.

Κατά την διάρκεια του AC κεντραρίσματος, 64 σημεία καταγράφουν την φανταστική συνιστώσα και 64 σημεία καταγράφουν την πραγματική συνιστώσα του σήματος για καθεμία από τις 64 θέσεις του δείγματος. Το πλάτος του κάθε σήματος χρησιμοποιείται για να σχηματίσει την κυματομορφή της ροής για τα πηνία ανίχνευσης ως συνάρτηση της θέσης του δείγματος. Η θέση του κέντρου του δείγματος υπολογίζεται από αυτή την κυματομορφή.

5.4 Περιγραφή Διάταξης Μέτρησης PPMS + VersaLab

Στην παρούσα διπλωματική εργασία, οι αρχικές μετρήσεις που πήραμε πραγματοποιήθηκαν με την χρήση του μαγνητόμετρου VersaLab της εταιρείας Quantum Design. Το συγκεκριμένο μαγνητόμετρο μοιάζει πάρα πολύ με το μαγνητόμετρο PPMS Evercool II το οποίο έχει περιγραφεί πλήρως στις ενότητες 5.1 και 5.2 του παρόντος κεφαλαίου. Υπάρχουν όμως κάποιες βασικές διαφορές μεταξύ αυτών των δύο διατάξεων. Η διάταξη VersaLab μπορεί να πάρει μετρήσεις για θερμοκρασίες εύρους (θερμοκρασία δείγματος) από 50 K έως 400 K και για μαγνητικά πεδία έως και 3 T, σε αντίθεση με την διάταξη PPMS Evercool II που μπορεί να πάρει μετρήσεις για θερμοκρασίες εύρους από 1.7 K έως 350 K και για μαγνητικά πεδία έως και 7 T. Και στις δύο διατάξεις ο υπεραγώγιμος μαγνήτης ψύχεται μέχρι τους 5 K. Η διάταξη VersaLab τώρα χρησιμοποιεί αέριο ήλιο (He) ως ψυκτικό μέσο εντός του θαλάμου σε αντίθεση με την διάταξη PPMS Evercool II που χρησιμοποιεί υγρό ήλιο, με αποτέλεσμα το πρώτο να έχει μικρότερη ψυκτική ικανότητα (μέχρι 50 K). Επίσης η διάταξη VersaLab μπορεί να

5. Διάταξεις Μετρήσεων

πραγματοποιήσει μετρήσεις DC επιδεκτικότητας και όχι AC επιδεκτικότητας. Παρόλα αυτά όμως προσφέρεται και η δυνατότητα μετρήσεων AC επιδεκτικότητας, έπειτα από κατάλληλη επεξεργασία της διατάξης, κάτι το οποίο παρουσιάζεται αμέσως μετά. Η αρχική σκέψη της δημιουργίας της διάταξης που κατασκευάστηκε, ήταν η εύρεση ενός τρόπου μέτρησης AC επιδεκτικότητας στο συγκεκριμένο μαγνητόμετρο (VersaLab), το οποίο προσφέρει από μόνο του κατασκευαστικά



Εικόνα 5.23 -Το μαγνητόμετρο VersaLab αριστερά. Η μονάδα του συμπιεστή του δεξιά

την δυνατότητα μέτρησης DC επιδεκτικότητας. Αρχικά μπορούμε να σκεφτούμε το συγκεκριμένο μαγνητόμετρο να λειτουργεί με τρόπο παρόμοιο με αυτό που περιγράφεται στις ενότητες 5.1 και 5.2. Πολύ απλά, έχουμε έναν υπεραγώγιμο μαγνήτη, δημιουργούμε ένα σταθερό (DC) μαγνητικό πεδίο και μετράμε την μαγνήτιση M (μαγνητική ροπή ανά μονάδα όγκου) που αποκτά το δείγμα λόγω του εξωτερικού αυτού πεδίου. Η μέτρηση της μαγνητικής ροπής γίνεται με την επαγωγική τεχνική: χρησιμοποιείται ένα ζεύγος αισθητήριων πηνίων και το δείγμα μετακινείται αναφορικά με αυτά (για παράδειγμα με την τεχνική one-shot extraction), επάγοντας τάση και ρεύμα στα τυλίγματά τους. Έτσι μετράμε την

5. Διάταξεις Μετρήσεων

τάση που επάγεται στα πηνία από το κινούμενο δείγμα. Η τάση αυτή είναι ανάλογη της μαγνητικής ροπής του δείγματος, και έτσι υπολογίζουμε τη μαγνήτιση. Παίρνοντας αρκετές τέτοιες μετρήσεις για διάφορες τιμές του εξωτερικού πεδίου προκύπτει η DC καμπύλη μαγνήτισης $M(H)$ του δείγματος, και αντίστοιχα η DC επιδεκτικότητα. Για τη μέτρηση της AC επιδεκτικότητας ενός δείγματος, χρειαζόμαστε ένα χρονικά μεταβαλλόμενο AC μαγνητικό πεδίο (πχ. ημιτονοειδές) που υπερτίθεται σε ένα σταθερό DC πεδίο, μετρώντας την απόκριση του δείγματος χρησιμοποιώντας και πάλι ένα ζεύγος αισθητήριων πηνίων. Για τον τρόπο μέτρησης των παραπάνω μεγεθών έχει γίνει αναλυτική αναφορά στο κεφάλαιο 4.

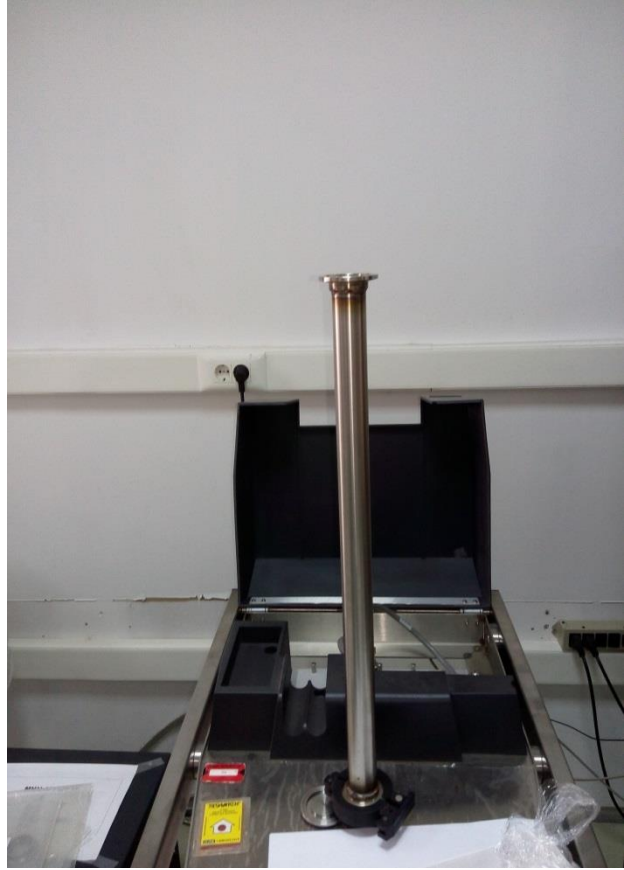
Το χρονικά μεταβαλλόμενο AC μαγνητικό πεδίο, μπορούμε να το αποκτήσουμε με την βοήθεια του A.C.M.S. (ενότητα 5.3) και το σταθερό DC πεδίο από το μαγνητομέτρο μας. Το αρχικό θέμα είναι εάν μπορεί το A.C.M.S το οποίο διαθέτουμε, να προσαρμοστεί στο μαγνητόμετρο VersaLab. Αυτό, τώρα παρατηρούμε ότι είναι εν μέρει επιλύσιμο καθώς ο καθετήρας μετρησης (probe) του VersaLab είναι ίδιος κατασκευαστικά με αυτόν του PPMS Evercool II. Κάτι το οποίο σημαίνει ότι το ACMS σύστημα μέτρησης που μπορεί να χρησιμοποιηθεί για μετρήσεις στο PPMS Evercool II μπορεί αντίστοιχα να χρησιμοποιηθεί και στο VersaLab. Υπάρχει όμως το πρόβλημα ότι ο καθετήρας μετρησης (probe) του VersaLab, και κατά συνέπεια όλο το μαγνητόμετρο μας, είναι κοντύτερο από τον καθετήρας μετρησης (probe) του PPMS Evercool II. Προσαρμόζοντας δηλαδή το ACMS σύστημα στο VersaLab παρατηρούμε ότι αυτό προεξέχει (εικόνα 5.24 (α)).

Ο στόχος είναι να δημιουργήσουμε ένα συνολικό σύστημα μέτρησης, ίδιο με αυτό που περιγράφεται στις ενότητες 5.1 και 5.2. Η δυνατότητα αυτή υπάρχει καθώς και τα δύο συστήματα οδηγούνται από το ίδιο λογισμικό (MultiVu). Αρκεί πλέον το μαγνητόμετρο VersaLab να γίνει λειτουργικό και να πραγματοποιηθούν όλες οι απαραίτητες ηλεκτρικές συνδέσεις. Το πρόβλημα λύνεται με την αγορά ενός σωλήνα inox κατάλληλων διαστάσεων ($\Phi 32$ [mm], πάχος 1,5 [mm], μήκος 55 [cm]) ώστε να καλύπτεται πλήρως το τμήμα του ACMS που προεξέχει, καθώς και με την αγορά δύο φετών ύψους 20 [mm] από κυλινδρική μασίφ (συμπαγής) ράβδο, $\Phi 55$ [mm]. Μετά από κατάλληλη επεξεργασία αυτών των υλικών, έχουμε την κατάλληλη προσάρτηση στο σύστημα μας όπως φαίνεται στην εικόνα 5.24 (β).

5. Διάταξεις Μετρήσεων



(α)



(β)

Εικόνα 5.24 - (α) Το μαγνητόμετρο VersaLab με το σύστημα ACMS να προεξέχει. (β) Το μαγνητόμετρο VersaLab μετά την προσάρτηση κατάλληλου σωλήνα ώστε να λυθεί το πρόβλημα που φαίνεται στην εικόνα (α).

Έπειτα, συνδέουμε τον μεταφορέα δείγματος (sample transport) του ACMS στην κορυφή του συστήματος (εικόνα 5.25). Τέλος πραγματοποιούμε όλες τις απαραίτητες συνδέσεις και ενέργειες όπως περιγράφονται στις υποενότητες 5.3.5 και 5.3.6. ώστε να δημιουργήσουμε την διάταξη PPMS + VersaLab και να πάρουμε τα όποια αποτελέσματα μετρήσεων επιθυμούμε (εικόνα 5.26). Για την διάταξη PPMS + VersaLab ο κεντρικός έλεγχος του συστήματος πραγματοποιείται μέσω του λογισμικού MultiVu του VersaLab (ο έλεγχος του DC πεδίου εφαρμογής, της θερμοκρασίας και της πίεσης). Επίσης μέσω του λογισμικού MultiVu του VersaLab επιτηρούμε την παροχή ηλίου. Μέσω του λογισμικού PPMS MultiVu τώρα, ελέγχουμε το AC πεδίο εφαρμογής, δηλαδή το πλάτος και την συχνότητα του πεδίου αυτού. Τα αποτελέσματα των μετρήσεων μας, τα παίρνουμε μέσω του PPMS MultiVu καθώς αυτό ελέγχει το ACMS σύστημα της σύνθετης διάταξης μας PPMS + VersaLab. Αυτό μπορεί να πραγματοποιηθεί, γιατί το ACMS διαθέτει δικό του θερμόμετρο επομένως μπορούν να μετρηθούν τα μεγέθη που μας ενδιαφέρουν συναρτήσει της

5. Διάταξεις Μετρήσεων

θερμοκρασίας, παρόλο που ο έλεγχος της θερμοκρασίας πραγματοποιείται μέσω του MultiVu του VersaLab.



(α)



(β)

Εικόνα 5.25 – (α),(β) Σύνδεση μεταφορέα δείγματος (sample transport) του ACMS στην κορυφή του συστήματος.

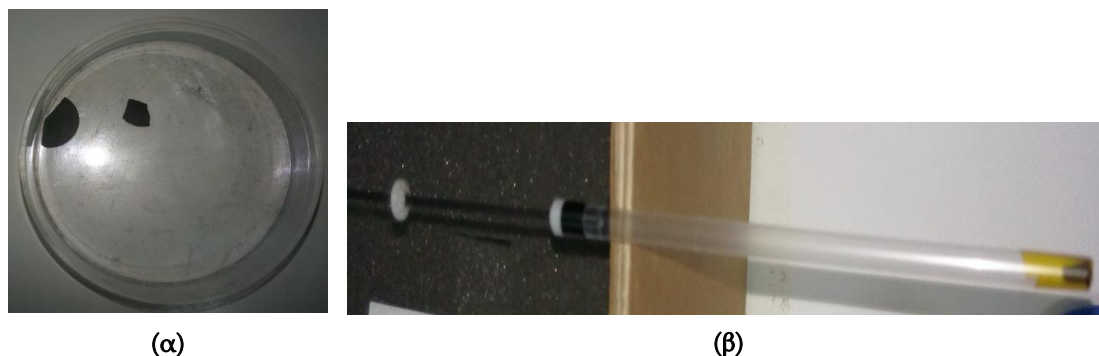


Εικόνα 5.26 – Το σύστημα PPMS VersaLab με τις τελικές του συνδέσεις

ΚΕΦΑΛΑΙΟ 6 - Παρουσίαση Αποτελεσμάτων Μετρήσεων

6.1 Εισαγωγή

Στο κεφάλαιο που ακολουθεί παρουσιάζονται οι μετρήσεις που πραγματοποιήθηκαν στα πλαίσια της εργασίας αυτής. Οι μετρήσεις πραγματοποιήθηκαν αρχικά με την χρήση της διάταξης VersaLab και έπειτα με την χρήση της διάταξης μέτρησης PPMS + VersaLab. Το δείγμα το οποίο χρησιμοποιούμε στις μετρήσεις μας είναι ένας κεραμικός υπεραγωγός τύπου $YBa_2Cu_3O_7$.



Εικόνα 6.1 - (α) Το δείγμα των μετρήσεων (β) Το δείγμα τοποθετημένο σε ειδικό πλαστικό καλαμάκι στο κάτω μέρος της ράβδου δείγματος.

Στην ενότητα 6.2 παρουσιάζονται οι μετρήσεις DC μαγνήτισης και επιδεκτικότητας που πραγματοποιήθηκαν με την χρήση του VersaLab. Παρουσιάζονται οι καμπύλες FC και ZFC για δύο τιμές του DC πεδίου εφαρμογής, και αναλύονται τα συμπεράσματα που προκύπτουν για την εύρεση της κρίσιμης θερμοκρασίας και του ποσοστού του δείγματος που γίνεται υπεραγωγίμο.

Στην ενότητα 6.3 παρουσιάζεται ο βρόχος υστέρησης M-H του δείγματος που μετρήθηκε με την χρήση του VersaLab για θερμοκρασία 60 K, για διάφορες ακραίες τιμές της έντασης H, και προκύπτουν συμπεράσματα για την μη αντιστρεπτή συμπεριφορά του δείγματος (υστέρηση), όπως και για το κρίσιμο πεδίο H_{c1} και την κρίσιμη πυκνότητα ρεύματος J_c .

Στην ενότητα 6.4 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα μέτρησης DC επιδεκτικότητας που πραγματοποιήθηκαν με την χρήση του PPMS + VersaLab. Παρουσιάζονται οι καμπύλες FC και ZFC για μια τιμή του DC πεδίου εφαρμογής.

6. Παρουσίαση Αποτελεσμάτων Μετρήσεων

Στην ενότητα 6.5 παρουσιάζονται τα αποτελέσματα μέτρησης AC επιδεκτικότητας που πραγματοποιήθηκαν με την χρήση του PPMS + VersaLab.

6.2 Μετρήσεις DC Επιδεκτικότητας (VersaLab)

Στην ενότητα αυτή παρουσιάζονται οι μετρήσεις DC επιδεκτικότητας που πραγματοποιήθηκαν με την χρήση της διάταξης VersaLab. Στις μετρήσεις αυτές δεν εφαρμόζεται AC πεδίο, άρα το μέγεθος το οποίο μετράμε είναι η DC απόκριση του δείγματος σε μεταβολή του DC εφαρμοζόμενου πεδίου ή της θερμοκρασίας.

Στο παρακάτω μέρος της παρούσας εργασίας παρατίθενται τα διαγράμματα που προέκυψαν στο λογισμικό PPMS MultiVu ύστερα από τις μετρήσεις, καθώς και διαγράμματα που προκύπτουν από το λογισμικό του Excel. Στα διαγράμματα του PPMS MultiVu απεικονίζεται η dc μαγνητική ροπή του δείγματος, $m_{dc}(emu)$, καθώς αυτό είναι το μέγεθος που μετράται από τη διάταξη PPMS. Στη συνέχεια, από τις μετρήσεις μαγνητικής ροπής υπολογίζουμε τη μαγνήτιση μάζας (mass magnetization) $M(emu/gr)$, και την επιδεκτικότητα μάζας (mass susceptibility) $\chi(emu/gr)$ του δείγματος, καθώς αυτές είναι οι ποσότητες που μετρώνται συνήθως στην παγκόσμια βιβλιογραφία και είναι πιο βολικές για να έχουμε κάποια ουσιαστικά συμπεράσματα. Οι ποσότητες αυτές παρουσιάζονται στα διαγράμματα του Excel. Οι σχέσεις μεταξύ αυτών των μεγεθών δίνονται παρακάτω:

$$M\left(\frac{emu}{gr}\right) = \frac{m_{dc}(emu)}{m(gr)} \quad (6.1)$$

όπου $m=0,0708$ gr, η μάζα του δείγματος

$$\chi\left(\frac{emu}{gr}\right) = \frac{M\left(\frac{emu}{gr}\right)}{H_{dc}(Oe)} \quad (6.2)$$

όπου H_{dc} είναι το πεδίο που εφαρμόζεται,

Για την μετατροπή της επιδεκτικότητας μάζας σε SI μονάδες, ισχύει η σχέση [17]:

$$\chi_{SI}\left(\frac{m^3}{kg}\right) = 4\pi \cdot 10^{-3} \cdot \chi_{CGS}\left(\frac{emu}{gr}\right) \quad (6.3)$$

Η μάζα m του δείγματος μας είναι: **$m=0,0708$ gr**

6. Παρουσίαση Αποτελεσμάτων Μετρήσεων

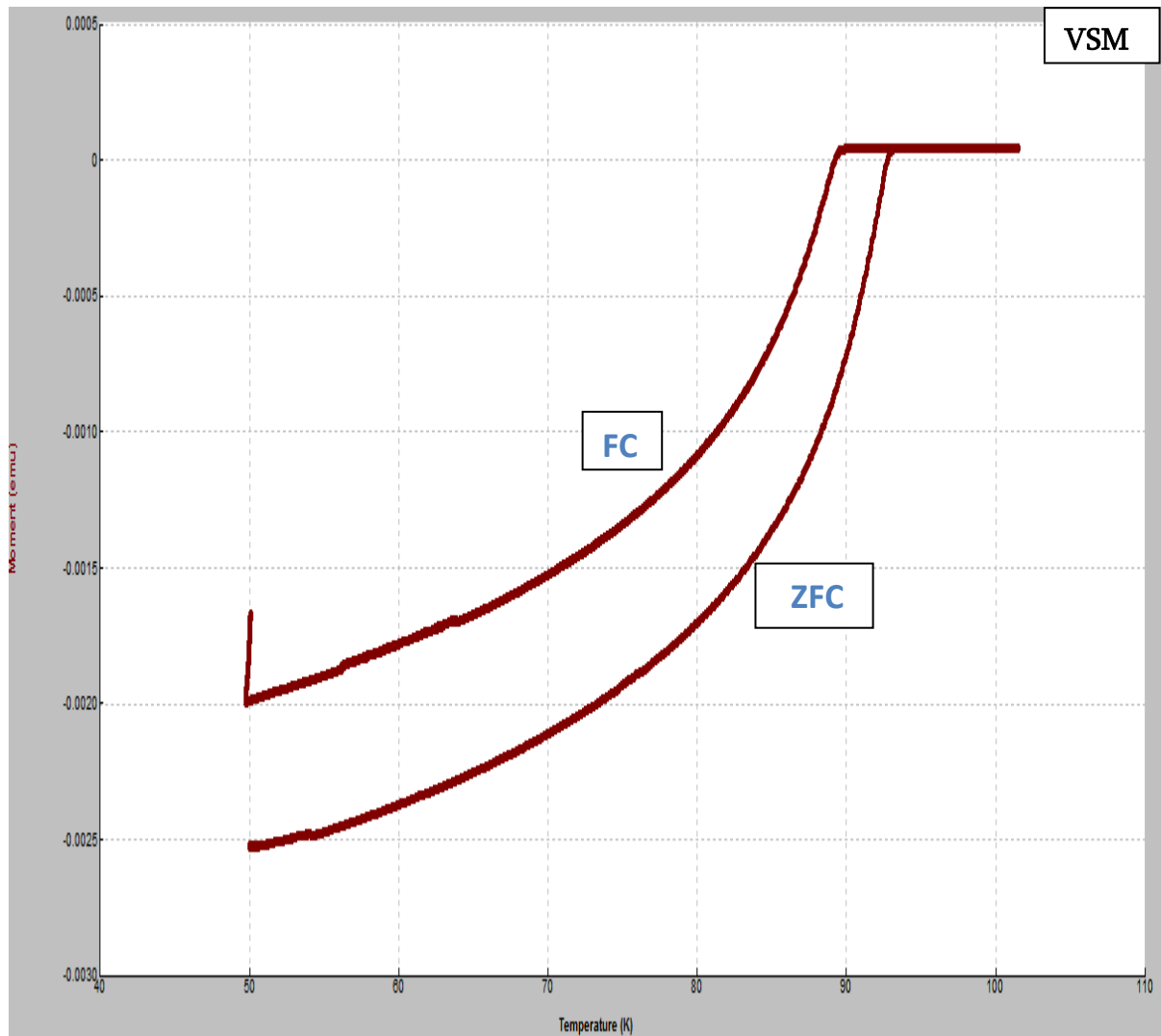
6.2.1 Καμπύλες FC και ZFC

Οι μετρήσεις των καμπυλών FC και ZFC είναι μία συνηθισμένος μέθοδος που χρησιμοποιείται για την εξαγωγή κάποιων χρήσιμων συμπερασμάτων για τους υπεραγωγούς.

Για να πάρουμε την καμπύλη FC η οποία ονομάζεται καμπύλη πεδίου ψύξης(FC,field-cooled),εφαρμόζουμε ένα πολύ μικρό μαγνητικό πεδίο σε υψηλή θερμοκρασία και έπειτα συλλέγουμε πληροφορίες ψύχοντας το δείγμα μας μέχρι την χαμηλότερη μετρούμενη θερμοκρασία.Σε αυτή την περίπτωση τα δεδομένα προκύπτουν με δύο τρόπους,FCC και FCW.Στις μετρήσεις FCC (Field Cooled Cooling), τα δεδομένα προκύπτουν κατά την ψύξη του δείγματος, ενώ στις μετρήσεις FCW (Field Cooled Warming) τα δεδομένα προκύπτουν κατά τη θέρμανση του δείγματος από την χαμηλότερη στην υψηλότερη θερμοκρασία. Προκειμένου να πάρουμε την καμπύλη ZFC η οποία ονομάζεται καμπύλη μηδενικού πεδίου ψύξης(ZFC,zero-field-cooled),ψύχουμε το δείγμα μας παρουσία μηδενικού πεδίου μέχρι την χαμηλότερη μετρούμενη θερμοκρασία.Αφού η θερμοκρασία σταθεροποιηθεί,εφαρμόζουμε ένα πολύ μικρό μαγνητικό πεδίο και συλλέγουμε τα δεδομένα καθώς το δείγμα θερμαίνεται μέχρι κάποια θερμοκρασία μεγαλύτερη της T_c [16],[18].

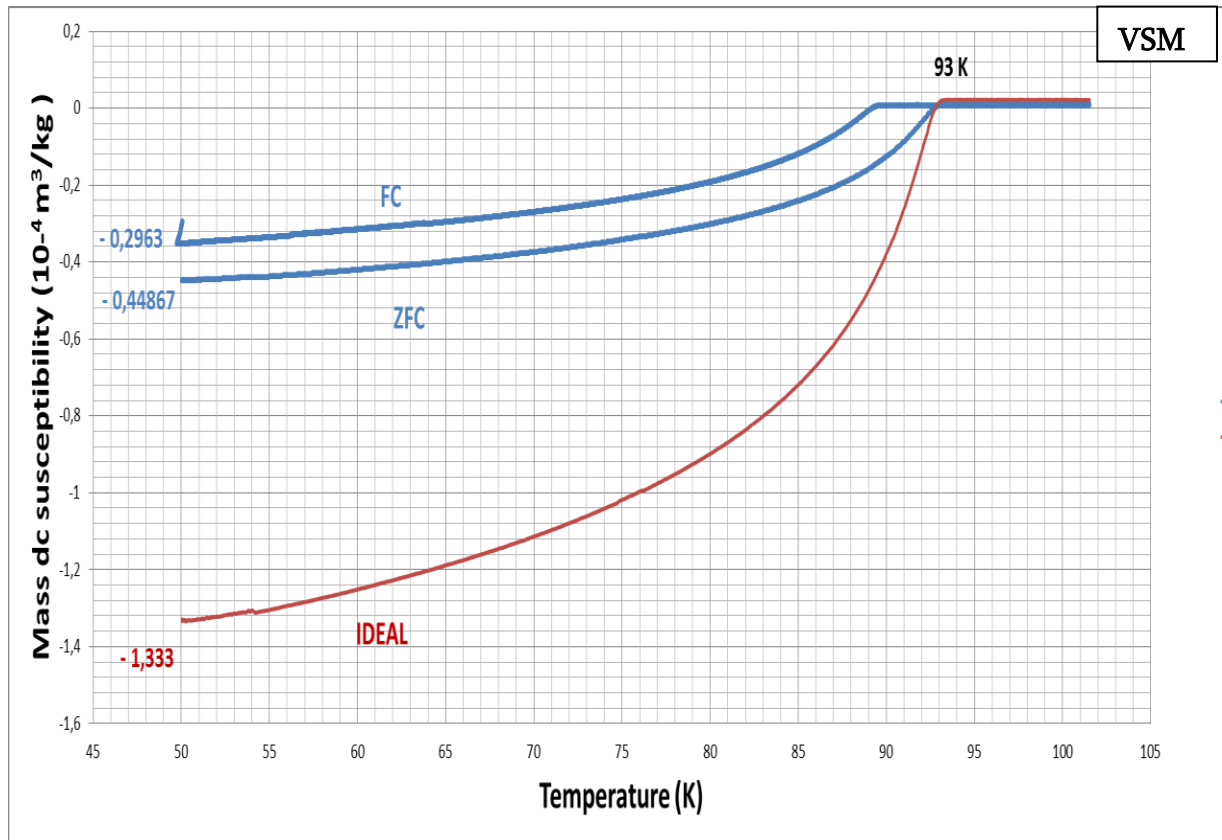
Στις εικόνες 6.3-6.4 φαίνονται οι καμπύλες που προέκυψαν από τις μετρήσεις μας.Προκειμένου να πάρουμε αυτές τις καμπύλες το δείγμα μας ψύχθηκε μέχρι τους 50 K χωρίς την ύπαρξη κάποιου πεδίου.Ο λόγος που ψύχθηκε μέχρι τους 50 K είναι γιατί το μαγνητόμετρο που χρησιμοποιήθηκε για τις μετρήσεις αυτές,παρέχει έλεγχο της θερμοκρασίας εύρους 50-400 K,άρα ήταν αδύνατον να μεταβούμε σε χαμηλότερη θερμοκρασία.Έπειτα εφαρμόστηκε ένα DC πεδίο 10 Oe και καταγράφηκαν οι μετρήσεις κατά την θέρμανση του δείγματος μέχρι τους 102 K.Έτσι προέκυψε η ZFC καμπύλη.Έπειτα κρατώντας σταθερό το πεδίο εφαρμογής στα 10 Oe,καταγράφηκαν οι μετρήσεις κατά την ψύξη του δείγματος από τους 102 K μέχρι τους 50 K,παίρνοντας με αυτό τον τρόπο την καμπύλη FC.Στην εικόνα 6.2 φαίνεται η μαγνητική ροπή του δείγματος συναρτήση της θερμοκρασίας,όπως προέκυψε από το PPMS MultiVu για τις καμπύλες FC και ZFC,ενώ στην εικόνα 6.3 φαίνεται η DC επιδεκτικότητα μάζας συναρτήση της θερμοκρασίας για τις αντίστοιχες καμπύλες,όπως προέκυψε ύστερα από αντίστοιχη μετατροπή(σχέση 6.3) στο Excel.

6. Παρουσίαση Αποτελεσμάτων Μετρήσεων



Εικόνα 6.2 Οι καμπύλες FC και ZFC. Μέτρηση της DC μαγνητικής ροπής του δείγματος συναρτήσει της θερμοκρασίας για $H_{dc}=10$ Oe. (MultiVu)

6. Παρουσίαση Αποτελεσμάτων Μετρήσεων



Εικόνα 6.3 Οι καμπύλες FC και ZFC. Μέτρηση της DC επιδεκτικότητας μάζας του δείγματος συναρτήσει της θερμοκρασίας για $H_{dc}=10 \text{ Oe}$. Με κόκκινο χρώμα αναπαριστάται η συμπεριφορά ενός ιδανικού δείγματος. Σημειώνονται οι τιμές της επιδεκτικότητας στην χαμηλότερη μετρούμενη θερμοκρασία 50 K, καθώς και η κρίσιμη θερμοκρασία μετάβασης (T_c).

Από τα διαγράμματα που προκύπτουν αξίζει να παρατηρήσουμε τα εξής: Η κρίσιμη θερμοκρασία T_c , βρίσκεται κοντά στους 93 K. Πάνω από αυτή την θερμοκρασία το δείγμα μας εμφανίζει σχεδόν μηδενική επιδεκτικότητα, ενώ κάτω από αυτήν έχουμε μείωση της επιδεκτικότητας, η οποία παίρνει αρνητική τιμή (διαμαγνητική συμπεριφορά). Επίσης, είναι εμφανές ότι η καμπύλη FC αντιστοιχεί σε τιμές επιδεκτικότητας οι οποίες είναι πάντα μικρότερες κατά απόλυτη τιμή από την αντίστοιχη καμπύλη ZFC. Ο λόγος που συμβαίνει αυτό είναι διότι κατά την εξαγωγή της καμπύλης ZFC εφαρμόζεται ένα DC πεδίο στη χαμηλότερη θερμοκρασία και επομένως δημιουργούνται στο εσωτερικό του δείγματος ρεύματα θωράκισης που εξουδετερώνουν το πεδίο εφαρμογής. Κατά την εξαγωγή όμως της καμπύλης FC επειδή εφαρμόζεται ένα DC πεδίο, πριν το δείγμα γίνει υπεραγώγιμο, οι ατέλειες που υπάρχουν στην δομή του δείγματος εγκλωβίζουν τις γραμμές μαγνητικής ροής να αποβληθούν πλήρως από το εσωτερικό του, όταν το υλικό τείνει να γίνει υπεραγώγιμο. Σε υλικά με πολύ λίγες δομικές ατέλειες οι δύο αυτές καμπύλες μας δίνουν σχεδόν τα ίδια αποτελέσματα επιδεκτικότητας.

6. Παρουσίαση Αποτελεσμάτων Μετρήσεων

Κάτι άλλο που μπορούμε να εκτιμήσουμε από τα διαγράμματα, είναι το ποσοστό του δείγματος που γίνεται υπεραγώγιμο. Σε μερικά συστήματα, τα υλικά είναι αναπόφευκτα ανομοιογενείς, κάτι το οποίο είναι ενδιαφέρον και χρήσιμο να εξετάσουμε. Κάθε φορά που ένα νέο υπεραγώγιμο υλικό ανακαλύπτεται, από τα πρώτα πράγματα που μελετώνται είναι το ποσοστό αυτό, έτσι ώστε οι αναγνώστες να μπορούν να πάρουν μια ιδέα για το αν είναι ένα επιφανειακό φαινόμενο ή ένα φαινόμενο όπου συμμετέχει ολόκληρος ο όγκος του υλικού στην διαδικασία που μας ενδιαφέρει. Η τιμή της επιδεκτικότητας στην χαμηλότερη θερμοκρασία της καμπύλης ZFC, συγκρινόμενη με την ιδανική περίπτωση, μας δίνει πληροφορίες για το ποσοστό αυτό. Η καμπύλη ZFC, μας φανερώνει ένα ανώτερο όριο για το ποσοστό αυτό. Αυτό οφείλεται στο γεγονός, ότι εάν οδηγηθούμε σε μία πολύ χαμηλή θερμοκρασία και ύστερα εφαρμόσουμε ένα μαγνητικό πεδίο, ένα καλό μέταλλο θα δημιουργήσει ρεύματα αυτεπαγωγής (eddy currents), αντίθετα σε αυτό το πεδίο ακόμα ακόμα και εάν δεν είναι υπεραγωγός (πιθανόν το μη-υπεραγώγιμο τμήμα του δείγματος μας είναι ένα καλό μέταλλο). Στην εικόνα 6.3 έχει σχεδιαστεί και η καμπύλη DC επιδεκτικότητας (IDEAL), που θα εμφάνιζε το δείγμα εάν ήταν ιδανικό. Η διαδικασία σχεδίασης είναι αρκετά προσεγγιστική και έχει ως στόχο περισσότερο να δείξει την παρούσα μεθοδολογία παρά να εξάγει κάποιο χρήσιμο συμπέρασμα, όπως θα εξηγήσουμε παρακάτω. Σε ένα ιδανικό δείγμα στις χαμηλότερες θερμοκρασίες, η επιδεκτικότητα όγκου θα ήταν $\chi_v = -1$ (SI). Άρα η αντίστοιχη επιδεκτικότητα μάζας δίνεται ως [16],[18],[19]:

$$\chi_{m,ideal} = \frac{\chi_v}{\rho} \quad (6.4)$$

όπου ρ , η πυκνότητα του δείγματος μας. Συγκρίνοντας την ιδανική επιδεκτικότητα μάζας με την επιδεκτικότητα μάζας της καμπύλης ZFC στην κατώτερη θερμοκρασία, μπορούμε να υπολογίσουμε το ποσοστό του δείγματος που γίνεται υπεραγώγιμο (κ), ως εξής:

$$\kappa = \frac{\chi_{ZFC}}{\chi_{m,ideal}} \quad (6.5)$$

Στην δική μας περίπτωση, επειδή δεν έχουμε μετρήσεις για θερμοκρασίες αρκετά χαμηλές (λόγω αδυναμίας του συστήματος μέτρησης), υποθέτουμε ότι στην κατώτερη θερμοκρασία 50 K, εάν το δείγμα μας ήταν ιδανικό $\chi_v = -0.8$ (SI) (προσεγγιστικά). Θεωρούμε επίσης προσεγγιστικά ότι $\rho \cong 6 \text{ gr/cm}^3$ και επομένως $\chi_{m,ideal} = -1.333 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{kg}$. Η επιδεκτικότητα μάζας από την καμπύλη ZFC στους 50 K είναι $\chi_{ZFC} = -0.44867 \cdot 10^{-4} \text{ m}^3/\text{kg}$. Επομένως από την σχέση 6.5 προκύπτει ότι $\kappa = 0.3365 = 33.65 \%$.

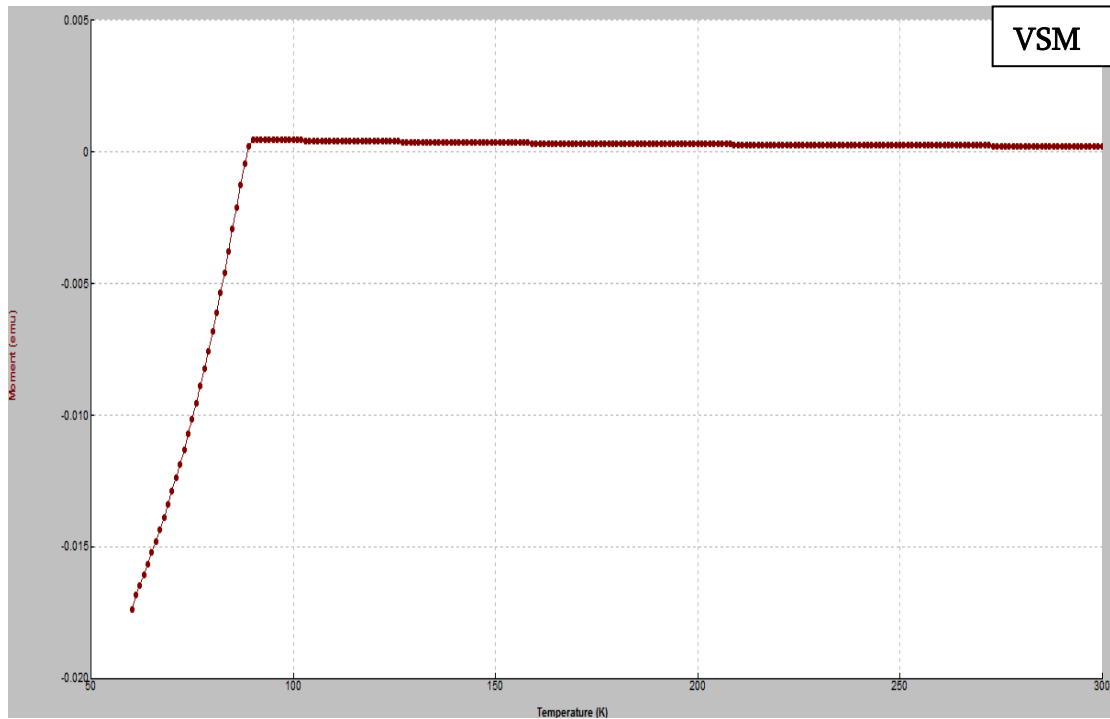
6. Παρουσίαση Αποτελεσμάτων Μετρήσεων

Κατά την διάρκεια τέτοιων πειραμάτων αξίζει να σημειώσουμε δύο πράγματα. Πρώτον, το ότι το μαγνητικό πεδίο H_{dc} που εφαρμόζουμε πρέπει να είναι πολύ μικρό, γιατί σε πολλούς υπεραγωγούς εάν το μαγνητικό πεδίο είναι αρκετά μεγάλο ($>H_{c1}$), μπορεί να αρχίσει να διεισδύει μερικώς η ροή στο εσωτερικό του δείγματος (να βρισκόμαστε δηλαδή σε μία μικτή υπεραγώγιμη κατάσταση), και επομένως το ποσοστό που θα υπολογίσουμε να είναι μικρότερο από το πραγματικό. Δεύτερον, πρέπει να προσέχουμε τις μονάδες που χρησιμοποιούνται σε κάθε περίπτωση, διότι ίσως η επιδεκτικότητα να μην είναι ίση με -1 στην ιδανική περίπτωση.

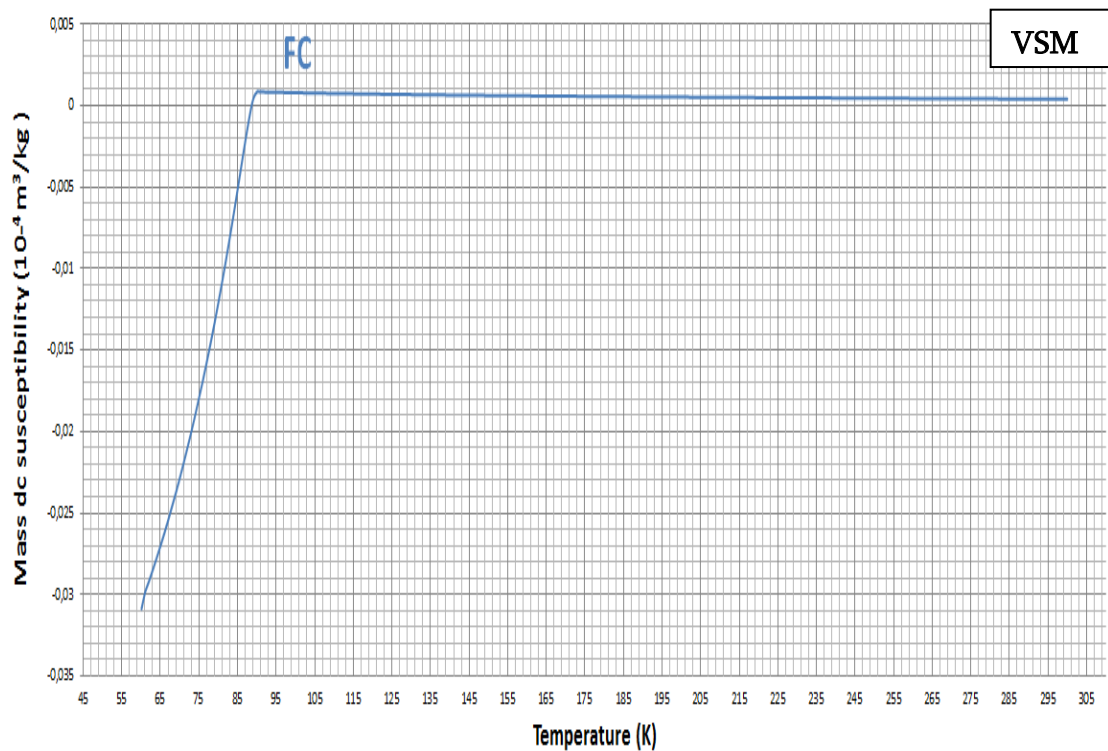
Στα παρακάτω διαγράμματα (Εικόνες 6.3 – 6.8) παρατηρούμε τις καμπύλες FC και ZFC αλλά σε αυτή την περίπτωση το πεδίο εφαρμογής H_{dc} είναι πολύ μεγάλο, $H_{dc}=1000$ Oe. Αυτά που αξίζει να παρατηρήσουμε στα συγκεκριμένα διαγράμματα, συγκριτικά με τα προηγούμενα όπου $H_{dc}=10$ Oe είναι τα εξής: Η θερμοκρασία μετάβασης παραμένει η ίδια και για τις δύο καμπύλες και στις δύο περιπτώσεις ($T_c=93$ K). Εδώ πέρα όμως βλέπουμε ότι σε θερμοκρασίες χαμηλότερες της T_c οι τιμές της DC επιδεκτικότητας είναι πολύ χαμηλές και σαφώς μικρότερες από την περίπτωση όπου $H_{dc}=10$ Oe. Αυτό συμβαίνει επειδή το πεδίο εφαρμογής είναι πάρα πολύ μεγάλο ($H_{dc}=1000$ Oe), έχουμε διείσδυση της μαγνητικής ροής στο εσωτερικό του δείγματος μας, και επομένως βρισκόμαστε σε μια μικτή υπεραγώγιμη κατάσταση. Από τα συγκεκριμένα διαγράμματα και συγκεκριμένα αυτό που παρουσιάζει την καμπύλη ZFC δεν υπάρχει λόγος να εκτιμήσουμε το ποσοστό του δείγματος που γίνεται υπεραγώγιμο, διότι για τον λόγο που προαναφέραμε το αποτέλεσμα θα είναι μικρότερο από το πραγματικό.

Για τις εικόνες 6.3-6.4 παρατηρούμε ότι υποβάλλουμε το δείγμα μας σε μια αρκετά υψηλή θερμοκρασία αρχικά, και έπειτα υποβάλλοντας ένα πεδίο το ψύχουμε για ένα μεγάλο θερμοκρασιακό εύρος (300 K \rightarrow 60 K). Πραγματοποιούμε αυτή την ενέργεια γιατί θέλουμε να παρατηρήσουμε την παραμαγνητική συμπεριφορά του δείγματος μας πριν την κρίσιμη θερμοκρασία μετάβασης. Όντως παρατηρούμε ότι οι τιμές της επιδεκτικότητας για τιμές της θερμοκρασίας μεγαλύτερες της T_c είναι μόνον θετικές, αλλά έχουν πάρα πολύ μικρές τιμές, σχεδόν μηδενικές. Επίσης διαπιστώνουμε ότι η καμπύλη της επιδεκτικότητας συναρτήση της θερμοκρασίας για $T > T_c$ είναι της μορφής $y=1/x$, δηλαδή μια υπερβολή, επαληθεύοντας την σχέση $\chi \propto \frac{1}{T}$.

6. Παρουσίαση Αποτελεσμάτων Μετρήσεων

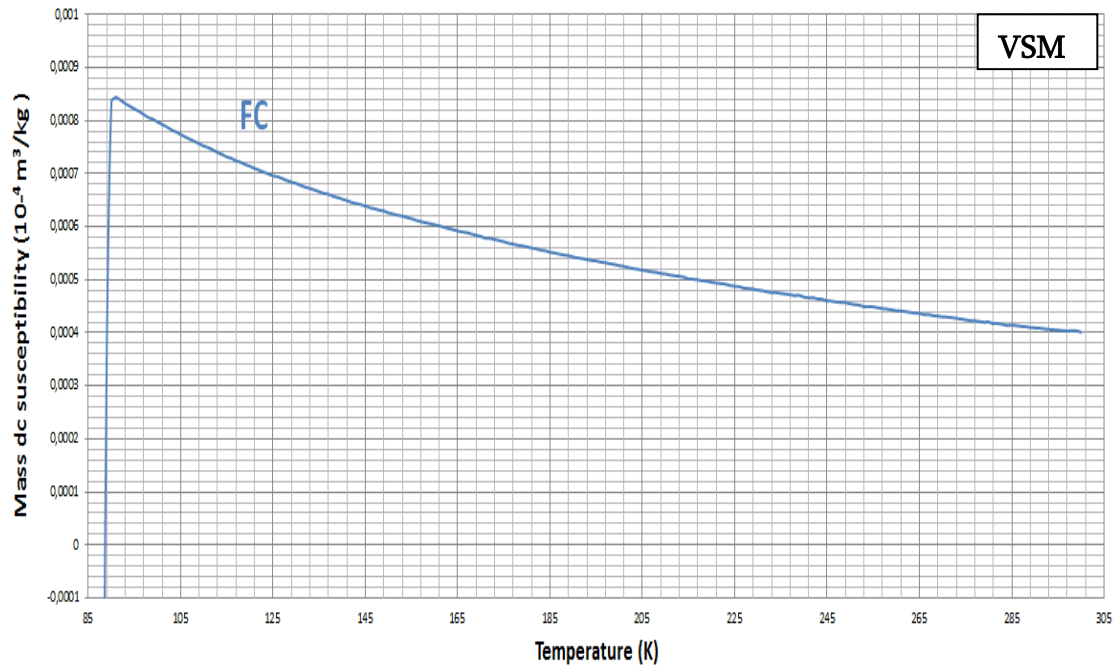


Εικόνα 6.3 - Η καμπύλη FC. Μέτρηση της DC μαγνητικής ροπής του δείγματος συναρτήση της θερμοκρασίας για $H_{dc}=1000$ Oe. (MultiVu).

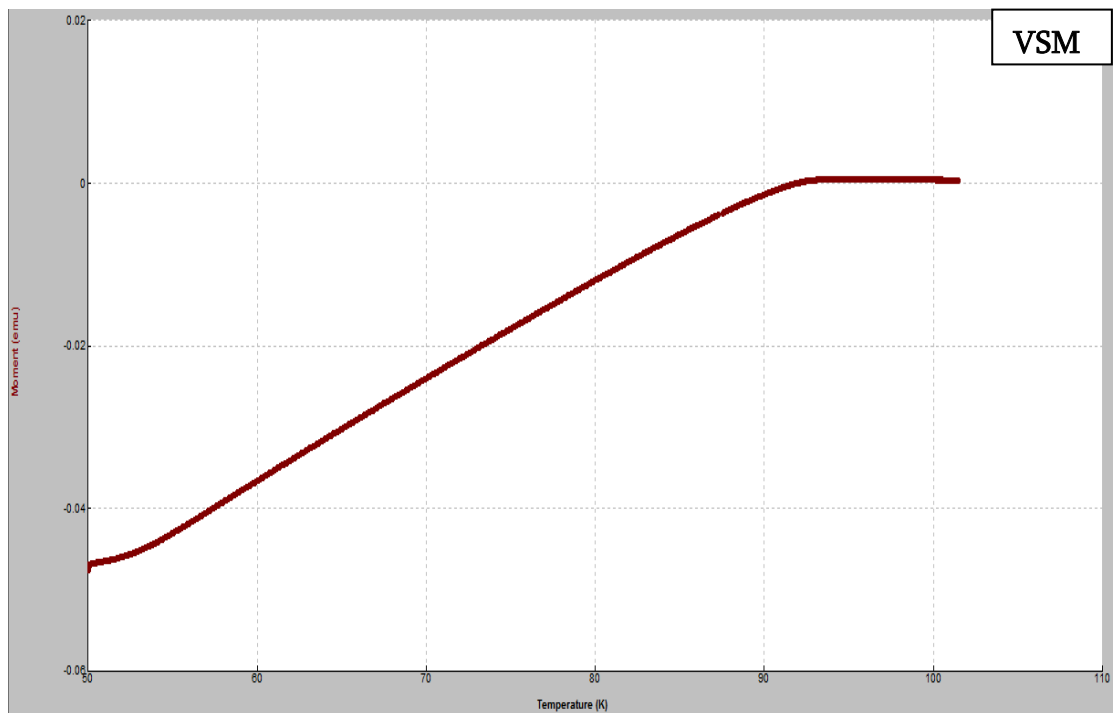


Εικόνα 6.4 - Η καμπύλη FC . Μέτρηση της DC επιδεκτικότητας μάζας του δείγματος συναρτήση της θερμοκρασίας για $H_{dc}=1000$ Oe.

6. Παρουσίαση Αποτελεσμάτων Μετρήσεων

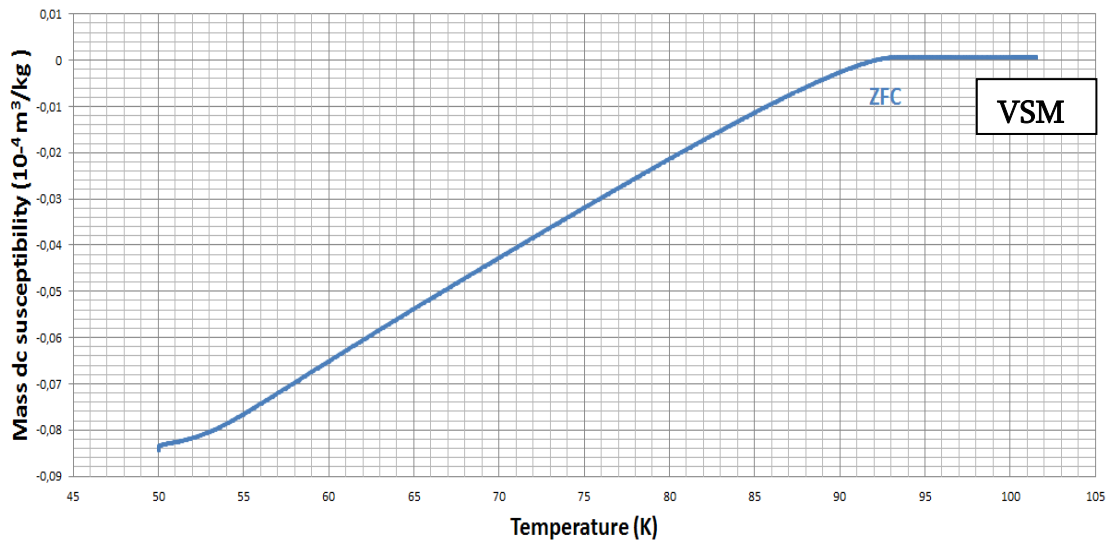


Εικόνα 6.5 - Η καμπύλη FC . Μέτρηση της DC μαγνητικής ροπής του δείγματος συναρτήση της θερμοκρασίας για $H_{dc}=1000 \text{ Oe}$, όπου διακρίνεται καλύτερα η θερμοκρασία μετάβασης και η παραμαγνητική συμπεριφορά του δείγματος μας.

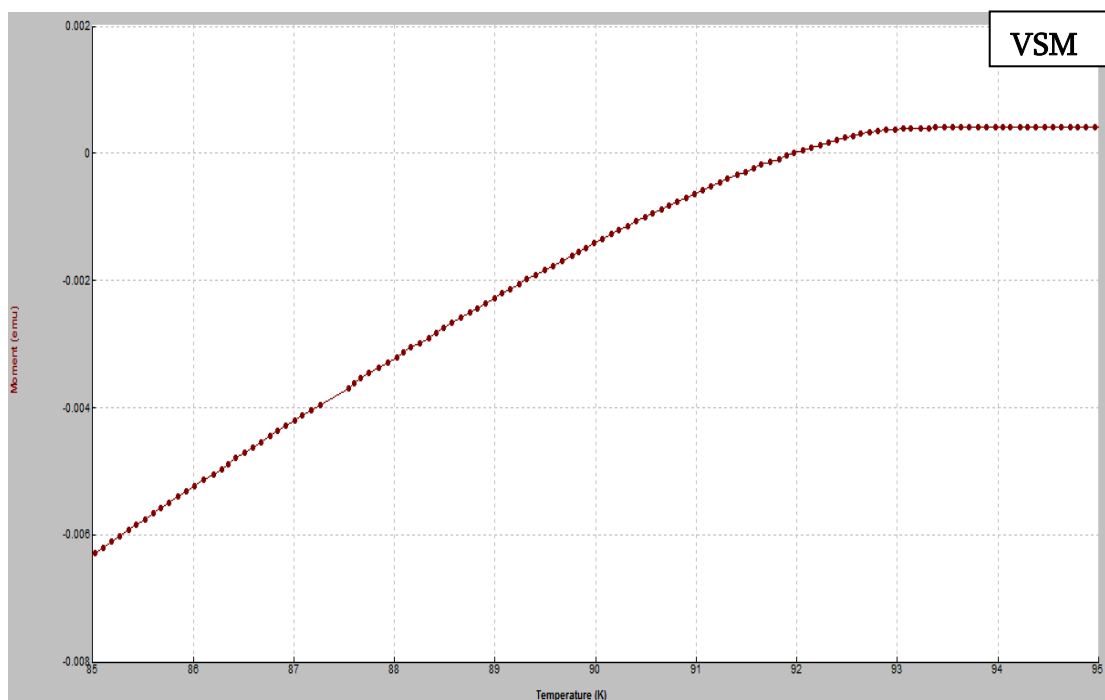


Εικόνα 6.6 - Η καμπύλη ZFC . Μέτρηση της DC μαγνητικής ροπής του δείγματος συναρτήση της θερμοκρασίας για $H_{dc}=1000 \text{ Oe}$ (MultiVu).

6. Παρουσίαση Αποτελεσμάτων Μετρήσεων



Εικόνα 6.7 - Η καμπύλη ZFC . Μέτρηση της DC επιδεκτικότητας μάζας του δείγματος συναρτήση της θερμοκρασίας για H_{dc}=1000 Oe.



Εικόνα 6.8 - Η καμπύλη ZFC . Μέτρηση της DC μαγνητικής ροπής του δείγματος συναρτήση της θερμοκρασίας για H_{dc}=1000 Oe, όπου διακρίνεται καλύτερα η κρίσιμη θερμοκρασία μετάβασης, T_c (MultiVu).

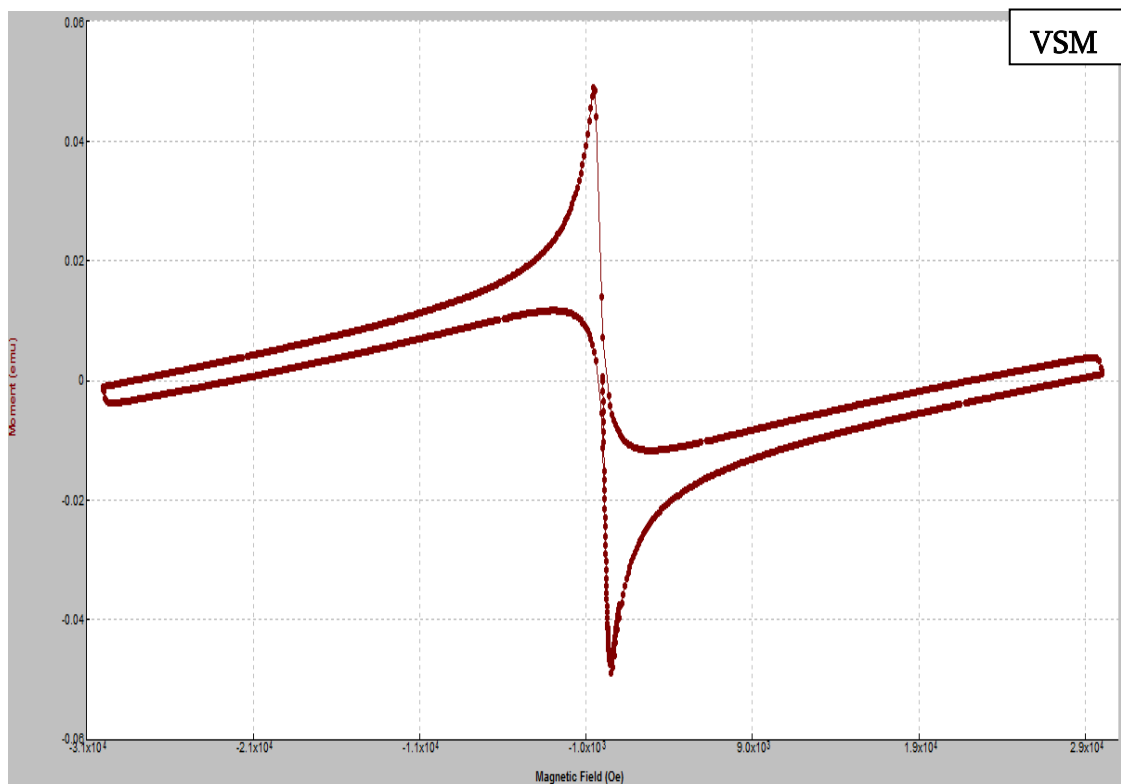
6.3 Βρόχος M-H στους 60 K (VersaLab)

Στις εικόνες 6.9-6.10 παρουσιάζεται ο βρόχος M-H του δείγματος που μετρήθηκε σε θερμοκρασία 60 K. Το δείγμα αρχικά ψύχθηκε στους 60 K χωρίς την παρουσία κάποιου πεδίου. Έπειτα, το DC πεδίο αυξήθηκε σταδιακά από τα 0 T

6. Παρουσίαση Αποτελεσμάτων Μετρήσεων

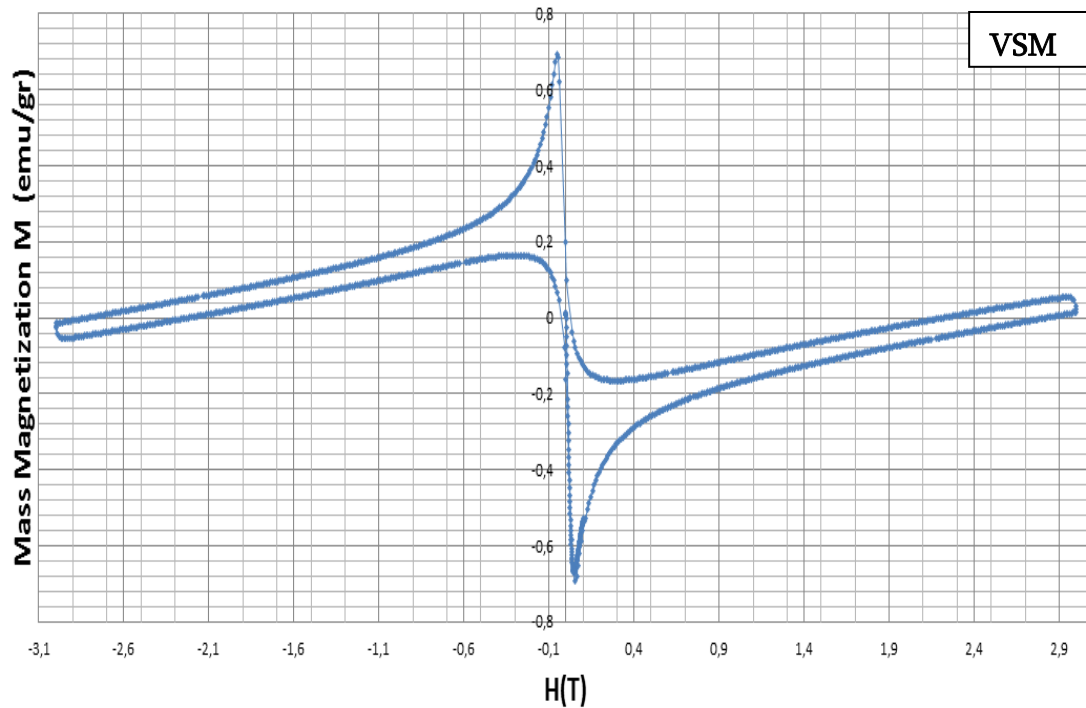
μέχρι 3 T, ύστερα μειώθηκε μέχρι -3 T και τέλος επανήλθε στα 0 T. Κατά την διαδικασία αυτή καταγράφηκε η μαγνητική απόκριση του δείγματος και προέκυψε ο παρακάτω βρόχος.

Η μαγνήτιση του δείγματος παρουσιάζει υστέρηση, ένα φαινόμενο που παρατηρείται σε όλους σχεδόν τους υπεραγωγούς τύπου II και οφείλεται στις ανομοιογένειες της δομής τους. Λόγω του φαινομένου ανάρτησης της ροής (ενότητα 3.9), η μαγνητική ροή στο εσωτερικό του υπεραγωγού δεν θα μεταβάλλεται με αντιστρεπτό τρόπο καθώς το εξωτερικά επιβαλλόμενο πεδίο αλλάζει, άρα παρουσιάζει υστέρηση. Το αρχικό τμήμα του βρόχου μαγνήτισης, για χαμηλές τιμές του πεδίου εφαρμογής, είναι σχεδόν γραμμικό και αντιστοιχεί σε τιμές του πεδίου μικρότερες από το κάτω κρίσιμο πεδίο H_{c1} του υπεραγωγού. Για αυτό το τμήμα, παρατηρούμε έναν τέλει διαμαγνητισμό καθώς η μαγνητική ροή δεν εισχωρεί στο εσωτερικό του υπεραγωγού. Όταν το πεδίο εφαρμογής ξεπεράσει το H_{c1} , ο υπεραγωγός βρίσκεται στην μικτή κατάσταση και η μαγνητική ροή αρχίζει να εισχωρεί όλο και περισσότερο στο εσωτερικό του δείγματος. Η μαγνήτιση μειώνεται κατά απόλυτη τιμή. Όταν τώρα το πεδίο εφαρμογής βρεθεί στα 3 T και έπειτα αρχίσει να μειώνεται, η μαγνήτιση του δείγματος δεν ακολουθεί την αρχική διαδρομή αλλά παρουσιάζει υστέρηση.



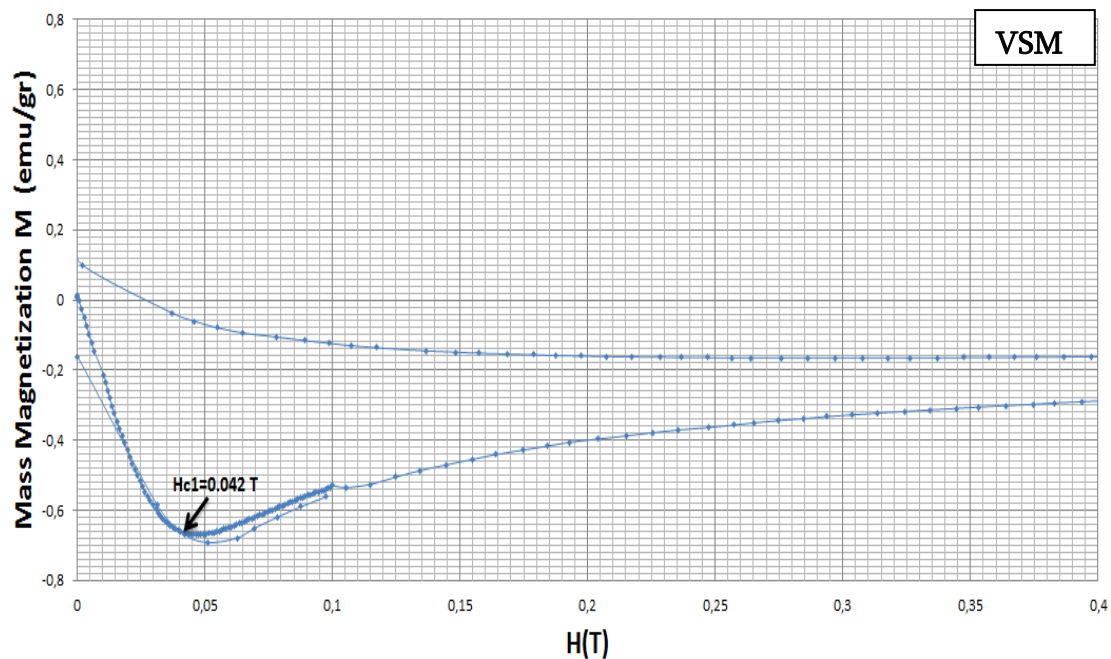
Εικόνα 6.9 - Ο βρόχος M-H του δείγματος στους 60 K. Η μαγνητική ροπή συναρτήση του DC πεδίου εφαρμογής (MultiVu).

6. Παρουσίαση Αποτελεσμάτων Μετρήσεων



Εικόνα 6.10 - Ο βρόχος M-H του δείγματος στους 60 K. Η μαγνήτιση μάζας συναρτήση του DC πεδίου εφαρμογής.

Στην εικόνα 6.11 μπορούμε να δούμε σε μεγέθυνση το αρχικό τμήμα του βρόχου M-H της εικόνας 6.10. Απο αυτό το τμήμα μπορούμε να βρούμε το κάτω κρίσιμο πεδίο H_{c1} στους 60 K, καθώς και να παρατηρήσουμε καλύτερα την σχεδόν απόλυτη γραμμική συμπεριφορά του τέλει διαμαγνητισμού για τιμές πεδίου εφαρμογής μικρότερες του H_{c1} . Για $T=60$ K έχουμε ότι $H_{c1}=0.042$ T.



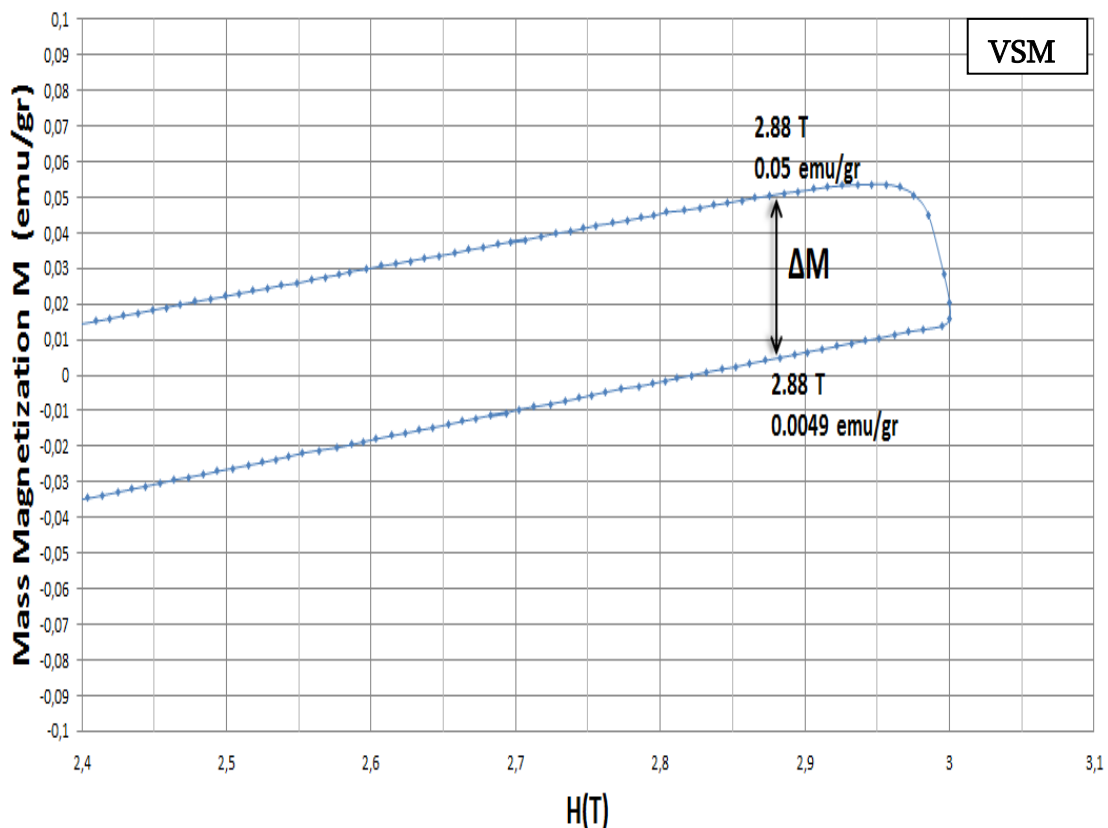
Εικόνα 6.11 - Ο βρόχος M-H του δείγματος στους 60 K, στα χαμηλά πεδία. Επισημαίνεται το κάτω κρίσιμο πεδίο H_{c1} .

6. Παρουσίαση Αποτελεσμάτων Μετρήσεων

Στην εικόνα 6.12 μπορούμε να δούμε σε μεγέθυνση τον βρόχο M-H της εικόνας 6.10 στα υψηλά πεδία. Από αυτό το τμήμα του βρόχου, εκεί που πραγματοποιείται η αντιστροφή του πεδίου, μπορεί να βρεθεί το κρίσιμο ρεύμα του δείγματος, κάνοντας την υπόθεση ότι έχουμε έναν ορθογώνιο υπεραγωγό με πλευρές a, b όπου $b > a$. Σύμφωνα με το μοντέλο κρίσιμης κατάστασης *sandpile* το κρίσιμο ρεύμα (σε μονάδες S.I.) δίνεται από τον τύπο [20]:

$$J_c = \frac{2\Delta M}{\alpha(1 - \frac{\alpha}{3b})} \quad (6.6)$$

Προκειμένου να βρούμε το ΔM θεωρούμε τα δύο σημεία του βρόχου που σημειώνονται στην εικόνα 6.12. Τα σημεία αυτά αντιστοιχούν στη ίδια τιμή του πεδίου εφαρμογής (2.88 T), με το ένα να αντιστοιχεί σε τιμή της μαγνήτισης καθώς το πεδίο αυξάνεται προς την ακραία τιμή (0.0049 emu/gr), ενώ το άλλο καθώς το πεδίο μειώνεται από την ακραία τιμή (0.05 emu/gr).



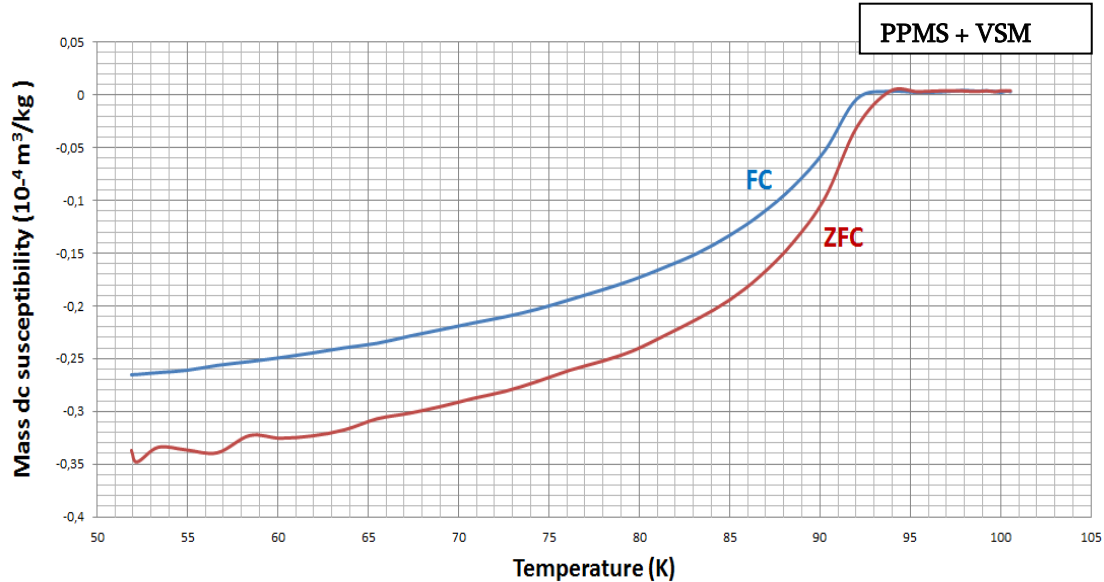
Εικόνα 6.12 - Ο βρόχος M-H του δείγματος στους 60 K, στα υψηλά πεδία.

6. Παρουσίαση Αποτελεσμάτων Μετρήσεων

6.4 Μέτρησεις DC Επιδεκτικότητας (PPMS + VersaLab)

Στην ενότητα αυτή παρουσιάζονται οι μετρήσεις DC επιδεκτικότητας που πραγματοποιήθηκαν με την χρήση της διάταξης PPMS + VersaLab. Στην εικόνα 6.13 έχουμε τις μετρήσεις των καμπυλών FC και ZFC για $H_{dc}=10$ Oe.

Στην παρούσα μέτρηση καθώς και σε όσες πραγματοποιήθηκαν με την χρήση του PPMS VersaLab, η μάζα m του δείγματος μας είναι: **$m=0,21113$ gr**

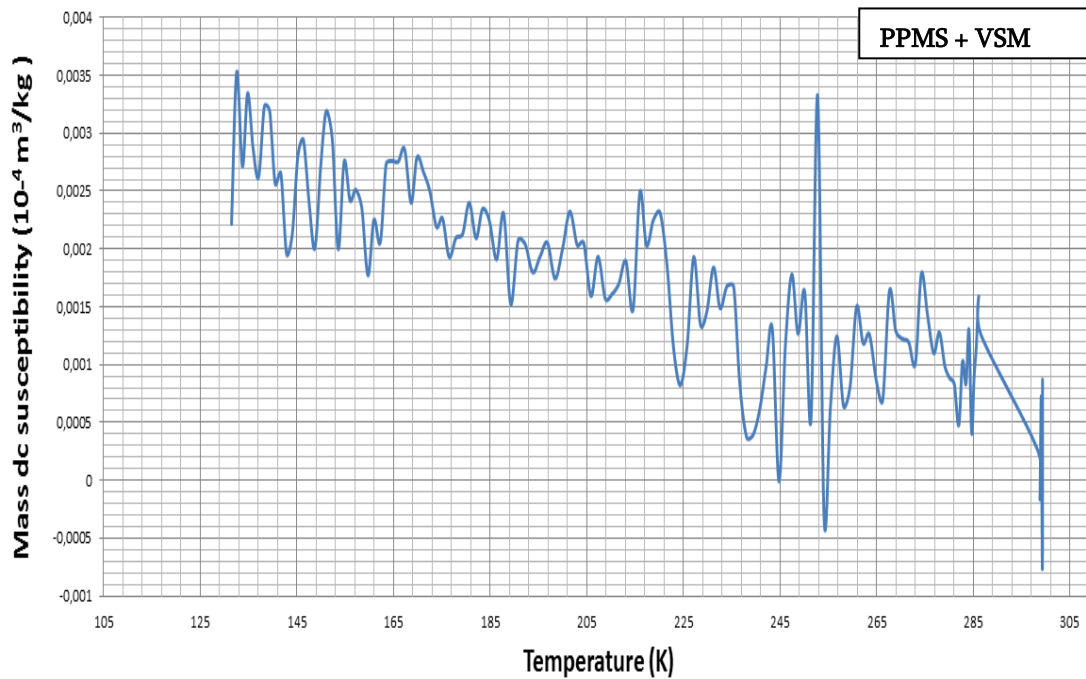


Εικόνα 6.13 - Οι καμπύλες FC και ZFC. Μέτρηση της DC επιδεκτικότητας μάζας του δείγματος συναρτήσει της θερμοκρασίας για $H_{dc}=10$ Oe.

Δεν θα προχωρήσουμε σε κάποιο σχολιασμό, καθώς ισχύουν ακριβώς τα ίδια με αυτά που αναφέρθηκαν στην υποενότητα 6.2.1.

Στην εικόνα 6.14 έχουμε μια μέτρηση της καμπύλης FC για ένα εύρος θερμοκρασιών 130 K–300 K και $H_{dc}=10$ Oe, βρισκόμαστε δηλαδή σε θερμοκρασία $T > T_c$. Αυτό το οποίο παρατηρούμε είναι την παραμαγνητική συμπεριφορά του δείγματος μας πριν την κρίσιμη θερμοκρασία μετάβασης. Όντως παρατηρούμε ότι οι τιμές της επιδεκτικότητας για τιμές της θερμοκρασίας μεγαλύτερες της T_c είναι μόν θετικές, αλλά έχουν πάρα πολύ μικρές τιμές, σχεδόν μηδενικές. Επίσης διαπιστώνουμε ότι η καμπύλη της επιδεκτικότητας συναρτήσει της θερμοκρασίας για $T > T_c$ θα μπορούσε να μοιάζει με αυτή της μορφής $\chi = 1/x$, δηλαδή μια υπερβολή, επαληθεύοντας την σχέση $\chi \propto \frac{1}{T}$. Η μεγάλη διακύμανση που παρατηρείται στην περίπτωση αυτή οφείλεται στο γεγονός ότι το πεδίο εφαρμογής είναι αρκετά μικρό ($H_{dc}=10$ Oe) και επομένως και

6. Παρουσίαση Αποτελεσμάτων Μετρήσεων



Εικόνα 6.14 - Η καμπύλη FC για $T > T_c$. Μέτρηση της DC επιδεκτικότητας μάζας του δείγματος συναρτήσει της θερμοκρασίας για $H_{dc} = 10$ Oe.

6.5 Μετρήσεις AC Επιδεκτικότητας (PPMS + VersaLab)

Στην ενότητα αυτή παρουσιάζονται οι μετρήσεις εναλλασσόμενης επιδεκτικότητας που πραγματοποιήθηκαν. Το μέγεθος που μετρήθηκε είναι η ac επιδεκτικότητα του δείγματος, η οποία είναι μιγαδικό μέγεθος:

$$\chi = \chi' + j \cdot \chi'' \quad (6.7)$$

όπου χ' , χ'' το πραγματικό και το φανταστικό μέρος αντίστοιχα της ac επιδεκτικότητας.

Στις ενότητες που ακολουθούν παρατίθενται τα διαγράμματα που κατασκευάστηκαν στο Excel. Στα διαγράμματα του Multivu που χρησιμοποιήθηκαν απεικονίζονταν το πραγματικό και το φανταστικό μέρος της ac μαγνητικής ροπής του δείγματος, $M'(emu)$ και $M''(emu)$ αντίστοιχα. Στη συνέχεια, από τις μετρήσεις μαγνητικής ροπής υπολογίστηκαν το πραγματικό και φανταστικό μέρος της ac επιδεκτικότητας μάζας (mass susceptibility) του δείγματος, $\chi'(emu/g)$ και $\chi''(emu/g)$ αντίστοιχα. Τα μεγέθη αυτά αποτυπώθηκαν σε διαγράμματα στο Excel. Σε όλα τα διαγράμματα AC ροπής και AC επιδεκτικότητας απεικονίζεται μόνο η θεμελιώδης αρμονική και όχι οι αρμονικές ανώτερης τάξης. Η διαδικασία υπολογισμού της ac επιδεκτικότητας μάζας από την AC μαγνητική ροπή του δείγματος είναι παρόμοια με αυτή που περιγράφηκε

6. Παρουσίαση Αποτελεσμάτων Μετρήσεων

για τις DC μετρήσεις, στην αρχή της Ενότητας 6.2, μόνο που τώρα η επιδεκτικότητα είναι μιγαδικό μέγεθος και οι συνιστώσες της χ' και χ'' δίνονται από τις σχέσεις:

$$\chi' \left(\frac{\text{emu}}{\text{gr}} \right) = \frac{M' \left(\frac{\text{emu}}{\text{gr}} \right)}{H_{\text{ac}}(\text{Oe})} \quad (6.8)$$

$$\chi'' \left(\frac{\text{emu}}{\text{gr}} \right) = \frac{M'' \left(\frac{\text{emu}}{\text{gr}} \right)}{H_{\text{ac}}(\text{Oe})} \quad (6.9)$$

όπου H_{ac} είναι το πλάτος του εφαρμοζόμενου AC πεδίου και $M'(\text{emu/g})$, $M''(\text{emu/g})$ το πραγματικό και φανταστικό μέρος της AC μαγνήτισης μάζας του δείγματος:

$$M' \left(\frac{\text{emu}}{\text{gr}} \right) = \frac{M'(\text{emu})}{m(\text{gr})} \quad (6.10)$$

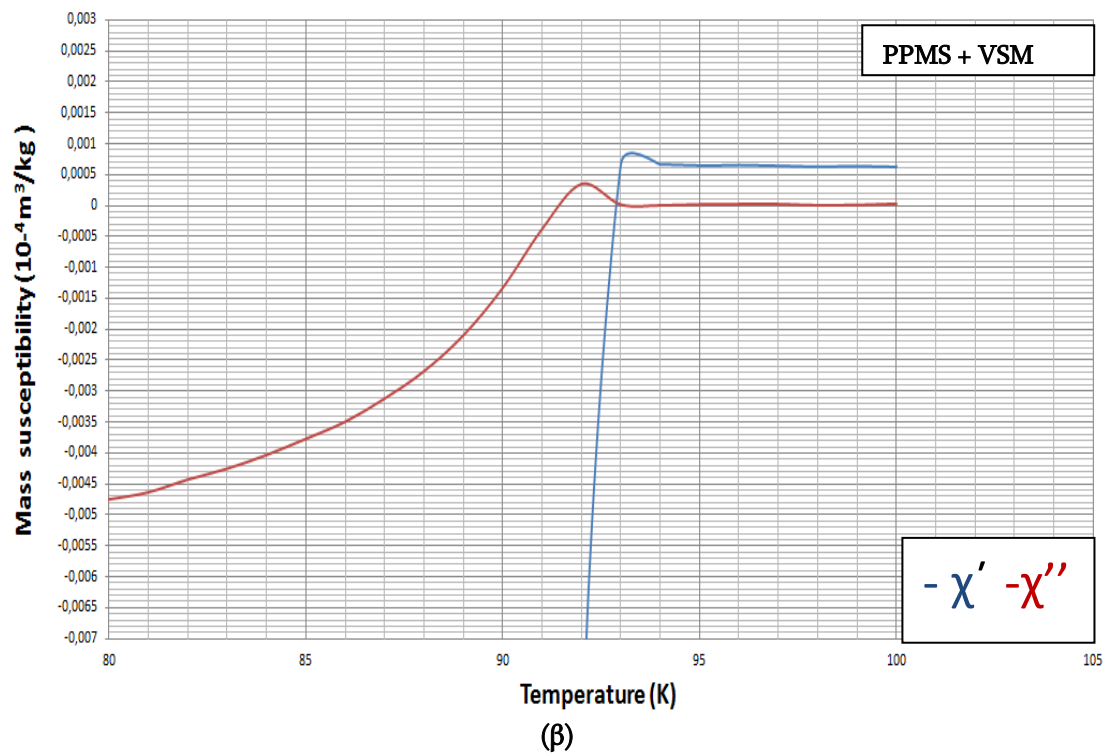
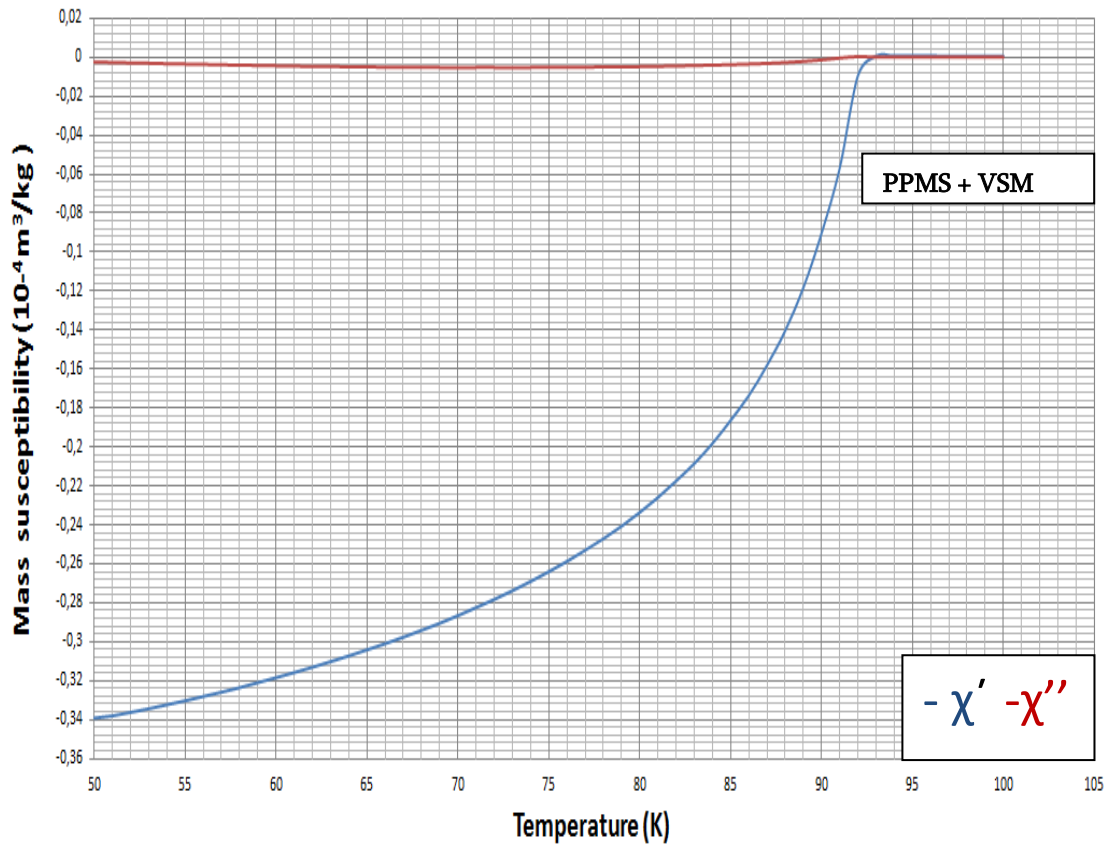
$$M'' \left(\frac{\text{emu}}{\text{gr}} \right) = \frac{M''(\text{emu})}{m(\text{gr})} \quad (6.11)$$

όπου $M'(\text{emu})$, $M''(\text{emu})$ οι μετρημένες στο Multivu τιμές της AC μαγνητικής ροπής του δείγματος.

6.5.1 Μέτρηση με Μηδενικό DC Πεδίο

Στην παρακάτω εικόνα 6.15 φαίνεται η μέτρηση AC επιδεκτικότητας σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας, που πραγματοποιήθηκε σε μηδενικό DC πεδίο, και AC πεδίο πλάτους 10 Oe και συχνότητας 100 Hz.

6. Παρουσίαση Αποτελεσμάτων Μετρήσεων



Εικόνα 6.15 - (α) Η ac επιδεικτικότητα του δείγματος σε μηδενικό dc πεδίο και ac πεδίο 100 Hz, 10 Oe : ac επιδεικτικότητα μάζας σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας. (β) Η πάνω εικόνα σε μεγέθυνση προκειμένου να φανεί καλύτερα η T_c καθώς και η εγγενής συνιστώσα της χ''

6. Παρουσίαση Αποτελεσμάτων Μετρήσεων

Παρατηρούμε ότι αρχικά, στις υψηλές θερμοκρασίες, η τιμή του πραγματικού μέρους της επιδεκτικότητας, χ' , έχει μια πολύ μικρή θετική, σχεδόν μηδενική τιμή. Όταν η θερμοκρασία μειωθεί κάτω από μια κρίσιμη τιμή, το χ' μειώνεται απότομα και γίνεται αρνητικό. Η θερμοκρασία όπου συμβαίνει αυτή η μετάβαση είναι η κρίσιμη θερμοκρασία έναυσης της υπεραγωγιμότητας, $T_c=92.9\text{ K}$, η οποία φαίνεται καλύτερα στην εικόνα 6.15 (β). Είναι γνωστό ότι στους κεραμικούς υπεραγωγούς υψηλής θερμοκρασίας, η μετάβαση του χ' αποτελείται συνήθως από δύο διακριτά τμήματα: το πρώτο τμήμα, που είναι και το πιο απότομο, αντιστοιχεί στην έναυση της υπεραγωγιμότητας στο εσωτερικό των κόκκων του υπεραγωγού (εγγενής συνιστώσα), ενώ το δεύτερο τμήμα της μετάβασης συμβαίνει σε χαμηλότερη θερμοκρασία, όταν γίνονται υπεραγωγίμες και οι περιοχές μεταξύ των κόκκων (συνιστώσα σύζευξης), όπως έχει εξηγηθεί στην Ενότητα 4.6. Παρατηρούμε όμως στην εικόνα 6.19 ότι για το δείγμα $YBa_2Cu_3O_7$ που χρησιμοποιούμε εμφανίζεται μόνο μία μετάβαση στο χ' που αντιστοιχεί στην εγγενή συνιστώσα, δηλαδή όταν αρχίζουν να μεταβαίνουν στην υπεραγωγιμότητα οι κόκκοι του δείγματος. Η μη εμφάνιση της συνιστώσας σύζευξης πιθανώς οφείλεται στο ότι η σύζευξη μεταξύ των κόκκων του δείγματος είναι πολύ ασθενής, με αποτέλεσμα η T_c των περιοχών μεταξύ των κόκκων να είναι πολύ χαμηλή, κάτω από τα 50 K μέχρι τα οποία πραγματοποιήθηκαν μετρήσεις.

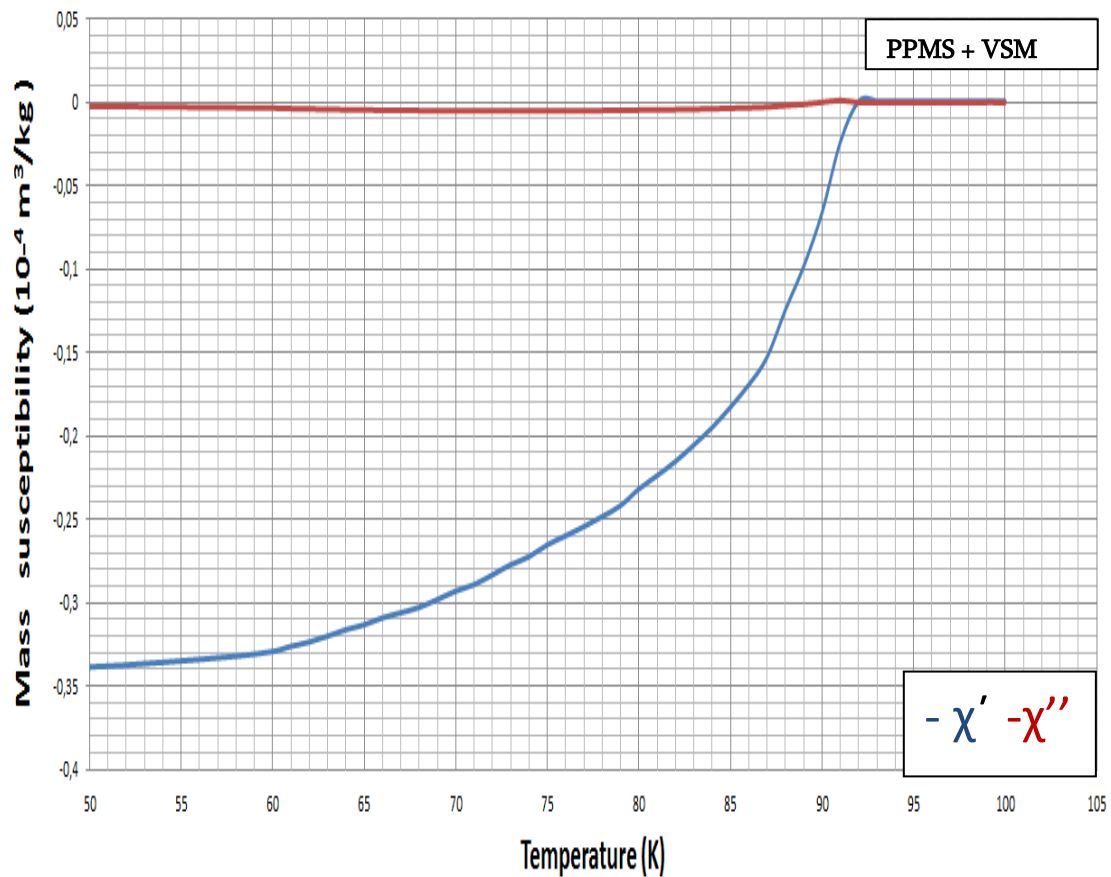
Η μετάβαση του χ' όταν η θερμοκρασία πέσει κάτω από την T_c συνοδεύεται από την εμφάνιση μιας θετικής κορυφής στο φανταστικό μέρος της επιδεκτικότητας, χ'' . Το ότι εμφανίζεται μία μόνο κορυφή στο χ'' είναι μια ακόμα ένδειξη ότι δεν εμφανίζεται συνιστώσα σύζευξης. Το χ'' είναι ανάλογο των απωλειών στο εσωτερικό του δείγματος. Οι απώλειες αυτές οφείλονται στην υστέρηση που παρουσιάζει η μαγνήτιση του υπεραγωγού, όταν αυτός βρίσκεται στη μικτή κατάσταση. Επομένως, η κορυφή του χ'' μπορεί να εξηγηθεί ως εξής: σε χαμηλές θερμοκρασίες, πολύ κάτω από την T_c , το πλάτος του εναλλασσόμενου πεδίου H_{ac} είναι πολύ χαμηλότερο από το κάτω κρίσιμο πεδίο H_{c1} του δείγματος. Επομένως σε αυτή την περιοχή η καμπύλη M-H είναι γραμμική και δεν εμφανίζεται υστέρηση, άρα ούτε απώλειες και το χ'' έχει πολύ μικρή ή μηδενική τιμή. Καθώς η θερμοκρασία αυξάνεται και πλησιάζει την T_c , το κρίσιμο πεδίο H_{c1} μειώνεται ώσπου γίνεται μικρότερο από το H_{ac} και η ροή αρχίζει να διεισδύει στο εσωτερικό του δείγματος (μικτή κατάσταση). Τώρα, η καμπύλη M-H παρουσιάζει υστέρηση και επομένως εμφανίζονται ac απώλειες ενέργειας, άρα το χ'' αυξάνεται. Οι απώλειες και το χ'' γίνονται μέγιστα όταν οι μαγνητικές γραμμές διεισδύσουν ως το κέντρο του υπεραγωγίμου δείγματος. Αυτό

6. Παρουσίαση Αποτελεσμάτων Μετρήσεων

συμβαίνει σε θερμοκρασία λίγο χαμηλότερη από την T_c , όπου εμφανίζεται η κορυφή του χ'' . Καθώς η θερμοκρασία συνεχίζει να αυξάνεται, πλησιάζοντας την T_c , ο βρόχος M-H καταρρέει και οι απώλειες λόγω υστέρησης πέφτουν στο μηδέν όταν $T=T_c$

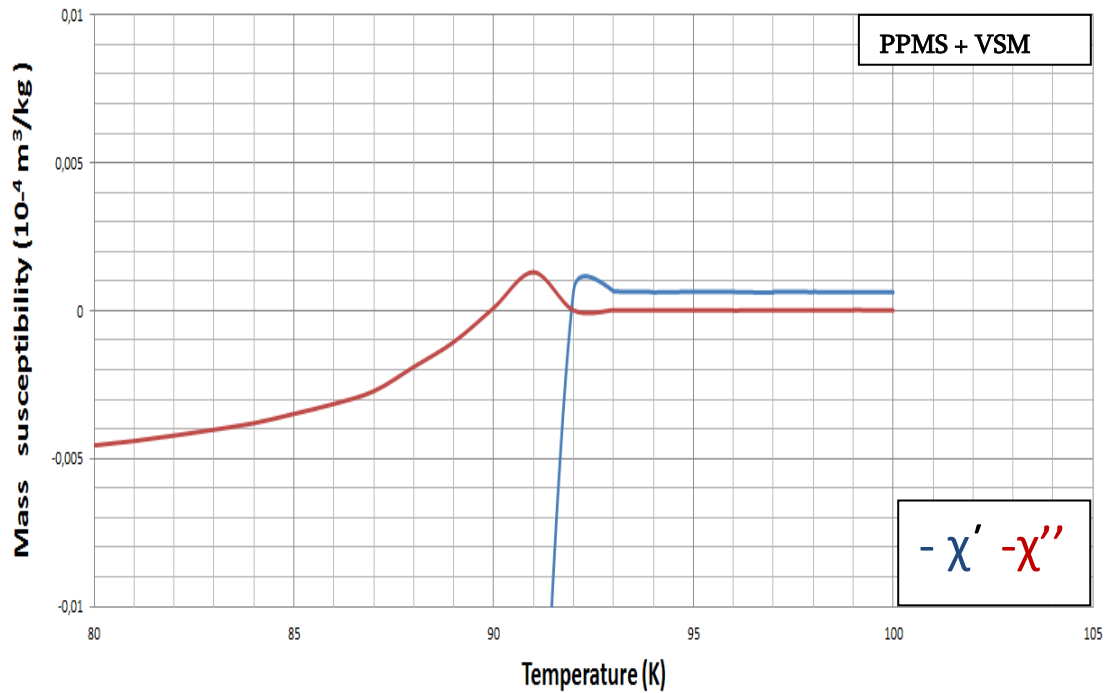
6.6.2 Μέτρηση με DC Πεδίο

Στην εικόνα 6.16 φαίνεται η μέτρηση AC επιδεκτικότητας σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας, που πραγματοποιήθηκε σε DC πεδίο 10 Oe και AC πεδίο πλάτους 10 Oe και συχνότητας 100 Hz.



(α)

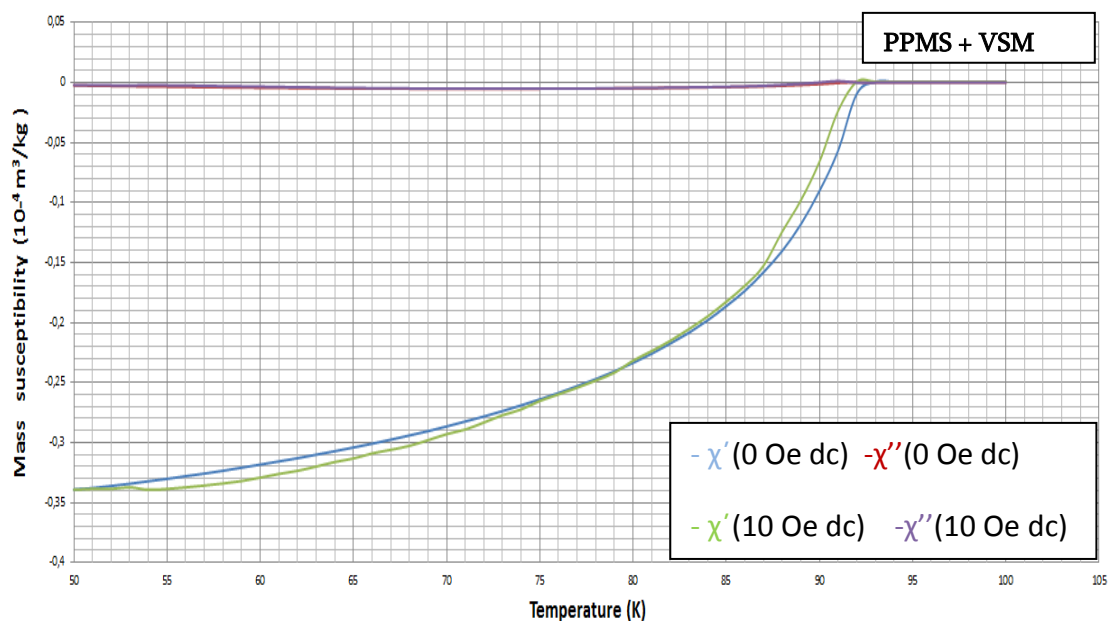
6. Παρουσίαση Αποτελεσμάτων Μετρήσεων



(β)

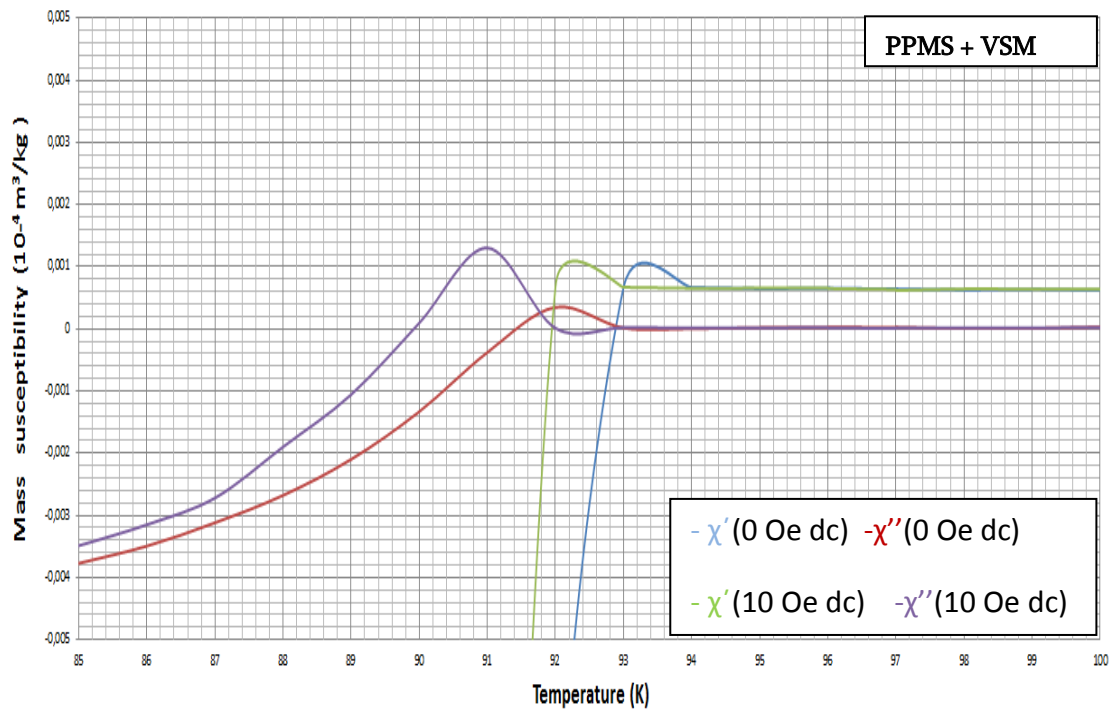
Εικόνα 6.16 - Η ac επιδεκτικότητα του δείγματος σε dc πεδίο 10 Oe και ac πεδίο 100 Hz, 10 Oe: ac επιδεκτικότητα μάζας σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας. (β) Η πάνω εικόνα σε μεγέθυνση προκειμένου να φανεί καλύτερα η T_c καθώς και η εγγενής συνιστώσα της χ'' .

Στην εικόνα 6.17 φαίνεται η μέτρηση AC επιδεκτικότητας σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας σε ένα κοινό διάγραμμα, για τις δύο παραπάνω μετρήσεις: με την παρουσία ενός DC πεδίου και χωρίς την παρουσία αυτού.



(α)

6. Παρουσίαση Αποτελεσμάτων Μετρήσεων



(β)

Εικόνα 6.17 - (α) Πραγματικό και φανταστικό μέρος (χ' και χ'' αντίστοιχα) της ac επιδεκτικότητας του δείγματος, για ac πεδίο 10 Oe , 100 Hz και για τιμές του εφαρμοζόμενου dc πεδίου : 0 Oe και 10 Oe . (β) Η πάνω εικόνα σε μεγέθυνση προκειμένου να φανεί καλύτερα η διαφορά στην T_c καθώς και στο πλάτος της εγγενής συνιστώσας της χ'' .

Από την εικόνα 6.17 (β) παρατηρούμε για το πραγματικό μέρος χ' της ac επιδεκτικότητας ότι η αύξηση του DC πεδίου προκαλεί μία μετατόπιση της καμπύλης του χ' προς χαμηλότερες θερμοκρασίες. Αυτό σημαίνει ότι για μεγαλύτερο DC πεδίο, η έναυση της υπεραγωγιμότητας συμβαίνει σε χαμηλότερη θερμοκρασία. Το αποτέλεσμα αυτό είναι αναμενόμενο, καθώς το άνω κρίσιμο πεδίο H_{c2} ενός υπεραγωγού τύπου II είναι αντιστρόφως ανάλογο της κρίσιμης θερμοκρασίας, όπως γνωρίζουμε. Επομένως για υψηλότερα πεδία, η κρίσιμη θερμοκρασία, κάτω από την οποία το δείγμα γίνεται υπεραγωγό, είναι χαμηλότερη.

Όσον αφορά τώρα το φανταστικό μέρος χ'' της ac επιδεκτικότητας, από την εικόνα 6.21 (β) παρατηρείται μια εξάρτηση από το εφαρμοζόμενο dc πεδίο. Όπως αναμένεται, η αύξηση του dc πεδίου προκαλεί μετατόπιση της καμπύλης του χ'' προς χαμηλότερες θερμοκρασίες. Το χ'' είναι ανάλογο των απωλειών υστέρησης στο εσωτερικό του δείγματος, οι οποίες εμφανίζονται κατά τη μετάβαση στην υπεραγωγιμότητα, επομένως παρατηρείται αύξηση στο πλάτος της εγγενούς συνιστώσας της χ'' με την αύξηση του πεδίου. Εφόσον η αύξηση του dc πεδίου προκαλεί μείωση της κρίσιμης θερμοκρασίας, είναι επακόλουθο ότι

6. Παρουσίαση Αποτελεσμάτων Μετρήσεων

και το χ'' θα παρουσιάσει την μετάβασή του (από την αρχική, σχεδόν μηδενική τιμή του) σε χαμηλότερη θερμοκρασία. Για την κορυφή του χ'' όταν το dc πεδίο είναι 0 είτε 10 Oe (αρκετά μικρό), ισχύει η παρακάτω ανάλυση σε γενικές γραμμές: ότι στις χαμηλές θερμοκρασίες, το κάτω κρίσιμο πεδίο H_{c1} του δείγματος είναι μεγαλύτερο από το πλάτος του ac πεδίου ($H_{ac}=10\text{ Oe}=0,001\text{ T}$), επομένως η σχέση M-H του δείγματος είναι γραμμική και δεν παρουσιάζονται απώλειες υστέρησης: $\chi'' \cong 0$.

BIBΛΙΟΓΡΑΦΙΑ

1. Διδακτικές Σημειώσεις στο Μάθημα «Ηλεκτρονικά Υλικά», Ευάγγελος Χριστοφόρου, Εκδόσεις Ε.Μ.Π., 2001
2. W. D. Callister, Επιστήμη και Τεχνολογία των Υλικών, 5η επιμ., Θεσσαλονίκη: Εκδόσεις Τζιόλα, 2004.
3. «ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΗ ΒΑΣΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ ΤΟΥ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ», Τόμος ΙΙ, Ηλεκτρικό Πεδίο Ροής-Μαγνητικό Πεδίο, ΘΕΣΣΑΛΟΝΙΚΗ: UNIVERSITY STUDIO PRESS-Εκδόσεις Επιστημονικών Βιβλίων και Περιοδικών, 1991, Θ.Δ. ΤΣΙΜΠΟΥΚΗΣ
4. «ΜΑΓΝΗΤΙΣΜΟΣ ΚΑΙ ΜΑΓΝΗΤΙΚΑ ΥΛΙΚΑ», J.M.D. Coey, Trinity College, Dublin, Εκδόσεις: C. CITY Publish, 2014.
5. «Ηλεκτρισμός & Μαγνητισμός. Οι μαγνητικές ιδιότητες της ύλης», Έκδοση 1.0., Ιωάννινα 2014, Ν. Νικολής, [Online]. Available: <http://ecourse.uoi.gr/course/view.php?id=1298>. [Accessed 25 June 2016].
6. «Transport properties of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7/\text{PrBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ -superlattices», PhD Thesis, Department of Physics-Johannes Gutenberg-Universität Mainz, 2010, *Ayman Mohamed Moussa El Tahan*,
7. Σημειώσεις μαθήματος «Εφαρμογές Προηγμένων Υλικών», Ε.ΜΠ Τμήμα Μηχανολόγων Μηχανικών, *Μαρκόπουλος Άγγελος*, [Online]. Available: <http://courseware.mech.ntua.gr/ml00001/mathimata/c-Superconductors-1.pdf>. [Accessed 27 June 2016].
8. J. Eck, "Superconductors.org," [Online]. Available: <http://www.superconductors.org>. [Accessed 20 June 2016].
9. Quantum Design, "Introduction to AC Susceptibility," 2011. [Online]. Available: <http://www.qdusa.com/sitedocs/appNotes/ppms/1078-201.pdf>. [Accessed 2 July 2016].
10. M. Nikolo, "Superconductivity: A guide to alternating current susceptibility measurements and alternating current susceptometer design," *Am. J. Phys.*, vol. 63, no. 1, pp. 57-65, January 1995.
11. M. I. Youssif, A. A. Bahgat and I. A. Ali, "AC Magnetic Susceptibility Technique for the Characterization of High Temperature Superconductors", *Egypt. J. Sol.*, Vol. (23), No. (2), (2000).

12. Jessica Pauline C. Afalla and Roland V. Sarmago, "Differentiating AC and DC Field Effects on the Magnetic Susceptibility of Bulk $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ ", National Institute of Physics, University of the Philippines, 28 July 2010, Science Diliman 21(2):25-34.
13. Quantum Design, "PPMS Hardware Manual, 1070-150, Rev. B3," January 2007. [Online]. Available: <https://www.qdusa.com/pharos/view.php?fDocumentId=366>. [Accessed 1 July 2016].
14. Quantum Design, "PPMS ACMS Option User's Manual, 1084-100, Rev. C1," June 2003. [Online]. Available: <https://www.qdusa.com/pharos/view.php?fDocumentId=299>. [Accessed 5 July 2016].
15. Quantum Design, "PPMS EverCool II Option User's Manual, 1099-400, Rev. D3" May 2014. [Online]. Available: <https://www.qdusa.com/pharos/view.php?fDocumentId=372>. [Accessed 10 July 2016].
16. Quantum Design, "QUANTUM STATES 2nd ISSUE "Fall 1992. [Online]. https://www.qdusa.com/sitedocs/newsletters/QuantumStates2_Fall_1992.pdf. [Accessed 10 September 2016].
17. R. B. Goldfarb and F. R. Fickett, "Units for Magnetic Properties," NBS Special Publication 696, March 1985. [Online]. Available: <https://www.qdusa.com/sitedocs/UnitsChart.pdf>. [Accessed 12 September 2016].
18. Quantum Design, Mike McElfresh-Shi Li-Ron Sager, "Effects of Magnetic Field Uniformity on the Measurement of Superconducting Samples", [Online]. Available: <https://www.qdusa.com/sitedocs/appNotes/mpms/effects.pdf>. [Accessed 8 September 2016].
19. «Crystal Structure and Superconductivity of $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ », Master Thesis, Minnesota State University, Mankato, Minnesota, July 2014, Brent A. Howe
20. R. N. Bhattacharya and M. P. Paranthaman, «High Temperature Superconductors», WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, December 2009.