



ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ

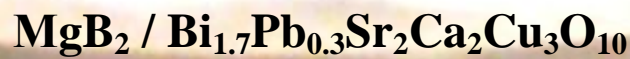
ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ

ΕΘΝΙΚΟ ΚΕΝΤΡΟ ΕΡΕΥΝΑΣ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ “ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ”

ΙΝΣΤΙΤΟΥΤΟ ΕΠΙΣΤΗΜΗΣ ΥΛΙΚΩΝ



ΑΝΑΠΤΥΞΗ ΚΑΙ ΧΑΡΑΚΤΗΡΙΣΜΟΣ ΥΒΡΙΔΙΚΩΝ ΥΠΕΡΑΓΩΓΩΝ



ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

ΤΟΥ

ΠΑΝΟΥ ΚΩΝΣΤΑΝΤΙΝΟΥ

Ερευνητικός Επιβλέπων: Μ. Πίσσας Ερευνητής Α' ΙΕΥ ΕΚΕΦΕ “Δ”

Ακαδημαϊκός Επιβλέπων: Κ. Ράπτης Καθηγητής ΣΕΜΦΕ ΕΜΠ

ΑΘΗΝΑ 2010

Κωνσταντίνος Πάνος
Φυσικός Εφαρμογών ΕΜΠ
E-mail: panoskphysics@gmail.com

Ανάπτυξη και Χαρακτηρισμός Υβριδικών Υπεραγωγών
 $MgB_2 / Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$
 $MgB_2 / YBa_2Cu_3O_7$

Σχεδίαση εξώφυλλου: Η εικόνα του εξώφυλλου απεικονίζει τον υπεραγωγό $Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ να αιωρείται πάνω από σιδηρομαγνήτη $Nd_2Fe_{14}B$. Η φωτογραφία έχει ληφθεί από τον συγγραφέα.

©2010 Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο.

All rights Reserved. Απαγορεύεται η αντιγραφή, αποθήκευση και διανομή της παρούσας εργασίας, εξ ολοκλήρου ή τμήματος αυτής, για εμπορικό σκοπό. Επιτρέπεται η ανατύπωση, αποθήκευση και διανομή για σκοπό μη κερδοσκοπικό, εκπαιδευτικής ή ερευνητικής φύσης, υπό την προϋπόθεση να αναφέρεται η πηγή προέλευσης και να διατηρείται το παρόν μήνυμα. Ερωτήματα που αφορούν τη χρήση της εργασίας για κερδοσκοπικό σκοπό πρέπει να απευθύνονται προς το συγγραφέα. Οι απόψεις και τα συμπεράσματα που περιέχονται σ' αυτό το έγγραφο εκφράζουν το συγγραφέα και δεν πρέπει να ερμηνευτεί ότι αντιπροσωπεύουν τις επίσημες θέσεις του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.

Αφιερώνεται
στην μητέρα μου Αναστασία,
στον αδερφό μου Νικόλαο,
στην θεία μου Θεοπίστη,
στην γιαγιά μου Μαρία
και στην μνήμη του παππού μου Κωνσταντίνο,
οι οποίοι με δίδαξαν πολλά...

Περίληψη

Στην παρούσα διπλωματική εργασία παρασκευάστηκαν οι υπεραγωγοί MgB_2 , $YBa_2Cu_3O_7$ και $Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ και στη συνέχεια κατασκευάστηκαν υβριδικά υπεραγωγιμα δείγματα αποτελούμενα από συμπιεσμένη σκόνη $MgB_2 - YBa_2Cu_3O_7$ και $MgB_2 - Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$. Η κατασκευή των υβριδικών δοκιμίων έγινε με συμπίεση κόνεων των δύο υπεραγωγών σε κυλινδρική μήτρα διαμέτρου 2cm και υδραυλική πρέσα. Πραγματοποιήθηκε χαρακτηρισμός με δεδομένα περίθλασης ακτίνων X και με μαγνητικές μετρήσεις. Για το μαγνητικό χαρακτηρισμό των συμπιεσμένων δοκιμίων, κόπηκαν ορθογώνια δείγματα τυπικών διαστάσεων $2 \times 2 \times 0.5\text{mm}^3$, τα οποία μετρήθηκαν στο μαγνητόμετρο SQUID και στο επιδεκτόμετρο εναλλασσόμενου ρεύματος. Οι μετρήσεις συνεχούς ρεύματος έγιναν σε σταθερή θερμοκρασία ως συνάρτηση του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Οι μετρήσεις εναλλασσόμενου ρεύματος έγιναν σε σταθερό μαγνητικό πεδίο ως συνάρτηση της θερμοκρασίας σε διάφορα πλάτη του ac -μαγνητικού πεδίου. Από τους μαγνητικούς βρόγχους υστέρησης εκτιμήθηκε το κρίσιμο ρεύμα χρησιμοποιώντας το πρότυπο του Bean για την κρίσιμη κατάσταση του υπεραγωγού.

Λέξεις και φράσεις κλειδιά: Υβριδικοί Υπεραγωγοί, Κρίσιμη Κατάσταση, Πρότυπο Bean, Μαγνήτιση, Κρίσιμο Ρεύμα, Περίθλαση Ακτίνων X , MgB_2 , $YBa_2Cu_3O_7$, $Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$.

Abstract

This thesis refers to the preparation of superconductors MgB_2 , $YBa_2Cu_3O_7$ and $Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ and the construction of hybrid superconducting samples consisting of compressed powder $MgB_2 - YBa_2Cu_3O_7$ and $MgB_2 - Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$. The construction of hybrid specimens was effected by compressing powders of the two superconductors in a cylindrical mold with a diameter of 2cm and hydraulic press. Characterization was prosecuted by X-ray diffraction data and magnetic measurements. For the magnetic characterization of the compressed samples, rectangular samples were cut in typical dimensions of $2 \times 2 \times 0.5\text{mm}^3$, which were measured with the SQUID magnetometer and AC susceptibility meter. The DC measurements were made at a constant temperature as a function of external magnetic field. The AC measurements were made at a stable magnetic field as a function of temperature in different widths of ac-magnetic field. The critical current was estimated by using the magnetic hysteresis loops based on the Bean model on the critical state of superconductors.

Keywords: Hybrid Superconductors, Critical State, Bean Model, magnetization, critical current, X-ray diffraction, MgB_2 , $YBa_2Cu_3O_7$, $Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$.

Σκοπός της διπλωματικής εργασίας

Σκοπός αυτής της διπλωματικής εργασίας ήταν η σύνθεση πολυκρυσταλλικών κόνεων των υπεραγωγών MgB_2 , $YBa_2Cu_3O_7$ και $Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$, η κατασκευή υβριδικών δοκιμίων αποτελούμενων από $MgB_2 - YBa_2Cu_3O_7$ και $MgB_2 - Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ και ο μαγνητικός τους χαρακτηρισμός μέσω μαγνητικών μετρήσεων. Η λειτουργία των αντιδραστήρων σύντηξης απαιτεί μεγάλα μαγνητικά πεδία για το περιορισμό του πλάσματος του οποίου η θερμοκρασία φτάνει έως και 10000 K . Στην υπάρχουσα τεχνολογία το μαγνητικό πεδίο δημιουργείται από πηνία στα οποία ο αγωγός είναι ένα υβριδικό καλώδιο αποτελούμενο από χαλκό και υπεραγωγό χαμηλής κρίσιμης θερμοκρασίας. Για το νέο αντιδραστήρα INTER στα πλαίσια του προγράμματος σύντηξης που συμμετέχει και η Ελλάδα έχει προταθεί η διερεύνηση της χρήσης υβριδικών υπεραγωγίων καλωδίων αποτελούμενων από υπεραγωγούς υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας και υπεραγωγούς ενδιάμεσης κρίσιμης θερμοκρασίας όπως το MgB_2 . Η χημική “ασυμβατότητα” των οξειδίων του χαλκού (υπεραγωγοί υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας 92 K και 110 K) με τη διαμεταλλική ένωση MgB_2 θέτει σοβαρούς περιορισμούς στη χρήση θερμικών κατεργασιών για την παραγωγή υβριδικών καλωδίων λόγω της οξειδωσης που θα προκαλέσει το οξείδιο στο MgB_2 . Σ’ αυτή την διπλωματική αποφασίστηκε η κατασκευή των υβριδικών δοκιμίων να γίνει με μηχανική συμπίεση πολυκρυσταλλικών κόνεων των δύο υπεραγωγών, οι οποίοι αναμιγνύονται πριν την συμπίεση.

Ευχαριστίες

Η παρούσα εργασία ξεκίνησε ως πρακτική εργασία στο ΕΚΕΦΕ Δημόκριτος. Στη διάρκεια εκείνης της εργασίας παρασκευάστηκαν και χαρακτηρίστηκαν κάποια πρώτα δείγματα τα οποία εκτιμήθηκε ότι ήταν αρκετά καλής ποιότητας, συνεπώς υπήρχε η δυνατότητα να προχωρήσουμε σε μελέτη των μαγνητικών και των κρυσταλλογραφικών ιδιοτήτων των δειγμάτων. Καθοριστική ήταν η συμβολή του Δρ. Μ. Πίσσα στην ολοκλήρωση και στην καθοδήγηση την οποία παρείχε σε όλο αυτό το διάστημα. Θεωρώ ότι ήμουν πολύ τυχερός στο να έχω ως ερευνητικό υπεύθυνο στη διπλωματική μου έναν άνθρωπο που προσπαθεί να κοιτάζει τα πειραματικά αποτελέσματα που έχει στη διάθεσή του, πάντοτε από ασφαλή απόσταση, ούτως ώστε να μπορεί να μπαίνει συνεχώς στη διαδικασία της αναζήτησης της φυσικής εξήγησης που κρύβεται πίσω από αυτά.

Επιπλέον, θα ήθελα να ευχαριστήσω τον κύριο Κ. Ράπτη, κυρίως για το ότι με τον τρόπο σκέψης και αντιμετώπισης διαφόρων δυσκολιών στην καθημερινότητα του Ελληνικού Πανεπιστημίου, καταφέρνει αφενός να διδάσκει Φυσική αλλά κυρίως να επιβεβαιώνει καθημερινά το πόσο απαραίτητο είναι το να μένει κανείς πιστός στις αξίες του.

Τέλος θα ήθελα να ευχαριστήσω την οικογένειά μου για την κατανόηση που έδειξαν όλα αυτά τα χρόνια του μακρού (ομολογουμένως) ακαδημαϊκού βίου μου. Η εργασία αυτή είναι ένα μικρό αντάλλαγμα στη στήριξη που προσέφεραν όλα αυτά τα χρόνια και που ποτέ δεν θα πρέπει να θεωρείται ως “δεδομένη”.

ΠΙΝΑΚΑΣ ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΩΝ

Περίληψη	7
Abstract	9
Σκοπός της διπλωματικής εργασίας	11
Ευχαριστίες	13
1. Γενικά για την Υπεραγωγιμότητα	17
1.1 Γενικές Ιδιότητες των Υπεραγωγών	17
1.1.1 Εξισώσεις London	17
1.1.2 Θεωρία BCS	19
1.1.3 Στοιχεία Θεωρίας Ginzburg-Landau (GL)	20
1.1.3.1 Χαρακτηριστικά μήκη στον υπεραγωγό	22
1.2 Μαγνητικές ιδιότητες των υπεραγωγών	25
1.2.1 Μαγνητικές ιδιότητες υπεραγωγών τύπου I	25
1.2.2 Μαγνητικές ιδιότητες υπεραγωγών τύπου II	28
1.2.2.1 Το πεδίο σε μία δίνη	30
1.2.2.2 Αλληλεπίδραση μεταξύ φλαξονίων	31
1.2.2.3 Υπεραγωγοί Υψηλών Θερμοκρασιών	32
1.2.2.4 Αλληλεπίδραση των φλαξονίων με ατέλειες (Pinning centers)	32
1.3 Περίληψη ιδιοτήτων των υπεραγωγών MgB_2 , $YBa_2Cu_3O_7$ και $Bi_2 - xPbxSr_2Ca_2Cu_3O_{10}$	34
1.3.1 MgB_2	34
1.3.2 $YBa_2Cu_3O_7$	36
1.3.3 $Bi_2 - xPbxSr_2Ca_2Cu_3O_{10}$	37
1.4 Εφαρμογές της υπεραγωγιμότητας	40
1.4.1 Πυρηνική Σύντηξη	41
1.4.2 Υπεραγωγίμα καλώδια και ταινίες	42
2. Πειραματικές Τεχνικές για τον Χαρακτηρισμό Δειγμάτων	47
2.1 Μαγνητικές Μετρήσεις με το Μαγνητόμετρο SQUID	47
2.2 Μαγνητικές Μετρήσεις με το PPMS	51
2.3 Ηλεκτρικές Μετρήσεις με το PPMS	55
2.4 Χαρακτηρισμός Δειγμάτων με τη Μέθοδο Περίθλασης Ακτίνων X (XRD)	56
2.5 Η Μέθοδος Rietveld	59

3. Αποτελέσματα και συζήτηση	63
3.1 Παρασκευή δειγμάτων	63
3.2 Κατασκευή υβριδικών υπεραγωγίων δοκιμίων	68
3.3 Δεδομένα περίθλασης ακτίνων X	69
3.4 Μαγνητικές μετρήσεις στο μαγνητόμετρο SQUID	80
3.4.1 Η Μαγνήτιση συναρτήσει της Θερμοκρασίας $M(T)$	80
3.4.1.1 $MgB2 - YBa2Cu3O7$	81
3.4.1.2 $MgB2 - Bi1.7Pb0.3Sr2Ca2Cu3O10$	83
3.4.1.3 Σύγκριση υβριδικών υπεραγωγών σε “ίδιες” συνθήκες.....	84
3.4.2 Η Μαγνήτιση συναρτήσει του Μαγνητικού Πεδίου $M(H)$	87
3.4.2.1 $MgB2 - YBa2Cu3O7$	88
3.4.2.2 $MgB2 - Bi1.7Pb0.3Sr2Ca2Cu3O10$	90
3.4.2.3 Σύγκριση Μαγνήτισης υβριδικών υπεραγωγών $MgB2 - YBa2Cu3O7$ σε ίσες θερμοκρασίες	92
3.4.2.4 Σύγκριση Μαγνήτισης υβριδικών υπεραγωγών $MgB2 - Bi1.7Pb0.3Sr2Ca2Cu3O10$ σε ίσες θερμοκρασίες.....	96
3.5 Μετρήσεις εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας	101
3.6 Εκτίμηση κρίσιμου ρεύματος συναρτήσει του Μαγνητικού Πεδίου $J_C(H)$	104
3.6.1 $MgB2 - YBa2Cu3O7$	109
3.6.2 $MgB2 - Bi1.7Pb0.3Sr2Ca2Cu3O10$	110
3.6.3 Σύγκριση του κρίσιμου ρεύματος των υβριδικών υπεραγωγών $MgB2 - YBa2Cu3O7$ σε ίσες θερμοκρασίες	111
3.6.4 Σύγκριση του κρίσιμου ρεύματος των υβριδικών υπεραγωγών $MgB2 - Bi1.7Pb0.3Sr2Ca2Cu3O10$ σε ίσες θερμοκρασίες	114
Σύνοψη - γενικά συμπεράσματα - μελλοντική εργασία	117
Αναφορές	119

1. Γενικά για την Υπεραγωγιμότητα

1.1 Γενικές Ιδιότητες των Υπεραγωγών

Ορισμένα υλικά όταν ψυχθούν κάτω από μία θερμοκρασία, η οποία ονομάζεται θερμοκρασία υπεραγωγίσιμης μετάβασης T_c (Superconducting Transition Temperature) ή απλά κρίσιμη θερμοκρασία (Critical Temperature) αποκτούν μερικές ενδιαφέρουσες ιδιότητες, όπως η παντελής έλλειψη ηλεκτρικής αντίστασης σε συνεχές ρεύμα (**τέλειος αγωγός**) και η πλήρης έξωση του μαγνητικού πεδίου από το εσωτερικό του υλικού. Η τελευταία ιδιότητα ονομάζεται **φαινόμενο Meissner** και απόρροια αυτής, το υλικό στην υπεραγωγίσιμη κατάσταση είναι **τέλειος διαμαγνήτης**, δηλαδή η μαγνητική του επιδεκτικότητα είναι $\chi = M/H = -1$. Δηλαδή στο εσωτερικό ενός υπεραγωγού ισχύουν οι σχέσεις

$$\begin{aligned}\rho &= 0 \\ B &= 0\end{aligned}$$

Η υπεραγωγιμότητα καταστρέφεται σε συνάρτηση τριών (3) παραμέτρων, της θερμοκρασίας T , του ρεύματος J που διαρρέει το υλικό και το εξωτερικό εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο H . Η ροή ηλεκτρικού ρεύματος μέσω ενός υπεραγωγίσιμου σύρματος μπορεί να καταστρέψει την υπεραγωγίσιμη κατάσταση για το λόγο ότι το ηλεκτρικό ρεύμα γεννά μαγνητικά πεδία που με τη σειρά τους είναι ικανά να καταστρέψουν την υπεραγωγιμότητα.

1.1.1 Εξισώσεις London

Η βασική ιδέα στο **μοντέλο των δύο ρευστών** της υπεραγωγιμότητας (αντίστοιχο με αυτό που περιγράφει τη συμπεριφορά του υπέρρευστου – μηδενικού ιξώδους - Ηλίου) είναι ότι ο υπεραγωγός περιέχει δύο τύπους ηλεκτρονίων, τα υπεραγωγίσιμα με συγκέντρωση $n_s(T)$ και τα κανονικά με συγκέντρωση $n_n(T)$. Με τον όρο συγκέντρωση εννοούμε το πλήθος των αντίστοιχων ηλεκτρονίων προς τον συνολικό όγκο. Η συγκέντρωση όλων των ηλεκτρονίων είναι $n = n_s + n_n$. Ο **παράγοντας τάξης** ικανοποιεί την εμπειρική σχέση

$$J = \frac{n_s}{n} = 1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^4$$

Για $T = 0K$ όλα τα ηλεκτρόνια είναι “υπεραγωγίσιμα”, ενώ για $T = T_c$ όλα είναι “κανονικά”. Τα υπεραγωγίσιμα κινούνται χωρίς τριβές, δηλαδή έχουν άπειρο χρόνο αποκαταστάσεως, και δεν φέρουν εντροπία.

Το 1935 οι αδελφοί London, στηριζόμενοι κατά κύριο λόγο σε ιδέες της κλασικής Φυσικής και στο μοντέλο των δύο ρευστών της υπεραγωγιμότητας διατύπωσαν μία ημφαινομενολογική θεωρία για την εξήγηση των ηλεκτροδυναμικών ιδιοτήτων ενός υπεραγωγού.

Η εξίσωση κίνησης ενός υπεραγωγίου ηλεκτρονίου υπό την επίδραση κάποιου ηλεκτρικού πεδίου E είναι

$$m \frac{dv_s}{dt} = eE$$

και η πυκνότητα ρεύματος των ηλεκτρονίων του υπέρρευστου είναι

$$j_s = n_s e v_s$$

Αν λάβουμε ακόμα υπόψη ότι το j_n είναι αμελητέο συγκριτικά με το j_s , δηλαδή $j = j_s + j_n \cong j_s$, προκύπτει η **1^η Εξίσωση London**

$$\frac{dj}{dt} = \frac{e^2 n_s}{m} E$$

Αντικαθιστώντας στην Εξίσωση Maxwell που εκφράζει το Νόμο Επαγωγής του Faraday

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t}$$

έχουμε

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\nabla \times j + \frac{e^2 n_s}{m} B \right) = 0$$

από όπου προκύπτει

$$\nabla \times j + \frac{e^2 n_s}{m} B = \text{const}(t)$$

Αν $\text{const}(t) \equiv 0$ τότε, με την προϋπόθεση ότι δεν υπάρχει μέσο ηλεκτρικό φορτίο χώρου στο εσωτερικό του υπεραγωγού, οπότε $\nabla \cdot E = 0$, έπεται η άπειρη αγωγιμότητα και φυσικό επακόλουθο είναι το Φαινόμενο Meissner. Έτσι προκύπτει η **2^η Εξίσωση London**

$$\nabla \times j + \frac{e^2 n_s}{m} B = 0$$

Το Μαγνητικό Πεδίο μέσα στον υπεραγωγό φθίνει εκθετικά από την επιφάνεια προς το εσωτερικό του. Από την παραπάνω εξίσωση βγαίνει το **Βάθος Διείσδυσης London**, το οποίο περιγράφει σε ποιο βάθος το πλάτος του μαγνητικού πεδίου έχει ελαττωθεί κατά $e^{-1} \cong 37\%$ του αρχικού και ισούται με

$$\lambda_L(T) = \sqrt{\frac{m}{\mu_0 \cdot e^2 \cdot n_s(T)}}$$

Αν $B(0)$ είναι το πεδίο στο όριο της επιφάνειας ενός υπεραγωγού, τότε το πεδίο στο εσωτερικό του είναι

$$B(x) = B(0) \cdot e^{-\frac{x}{\lambda_L}}$$

Η παραπάνω σχέση συμπίπτει με το πειραματικό μήκος διείσδυσης για $T \rightarrow T_c^-$. Για $T \ll T_c$ ο προσδιορισμός του βάθους διείσδυσης δεν μπορεί να δοθεί σε κλειστή μορφή. Ακόμα μπορούμε να σημειώσουμε ότι σε ένα λεπτό υμένιο το φαινόμενο Meissner γενικά δεν είναι πλήρες. Η εξίσωση London είναι μια τοπική εξίσωση, η οποία συνδέει την πυκνότητα ρεύματος σ' ένα σημείο με το διανυσματικό δυναμικό σε αυτό το σημείο.

Το **Μήκος Συνάφειας του Pippard** (Pippard's Coherence Length) ξ_p είναι ένα μέτρο της αποστάσεως μέσα στην οποία η παράμετρος χάσματος δεν μπορεί να μεταβάλλεται δραστικά σ' ένα χωρικά μεταβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο. Το Ενδογενές Μήκος Συνάφειας (Intrinsic Coherence Length) είναι χαρακτηριστικό ενός καθαρού υπεραγωγού και ισούται με

$$\xi_0 = \frac{2\hbar v_F}{\pi E_g}$$

όπου v_F είναι η ταχύτητα Fermi στην κανονική κατάσταση. Σε μη καθαρά υλικά ή κράματα ισχύει $\xi_p < \xi_0$. Το Βάθος Διείσδυσης Pippard είναι

$$\lambda_p = \lambda_L \sqrt{\frac{\xi_0}{\xi_p}}, \quad \xi_p \ll \lambda_p$$

$$\lambda_p = 0.65 \cdot \sqrt[3]{\xi_0 \cdot \lambda_L^2}, \quad \xi_p \gg \lambda_p$$

Αν $\kappa_p = \lambda_p / \xi_p$, τότε $\kappa_p \ll 1$ έχουμε υπεραγωγούς τύπου I και για $\kappa_p \gg 1$ έχουμε υπεραγωγούς τύπου II. Αυξάνοντας την εντροπία, δηλαδή μειώνοντας τη μέση ελεύθερη διαδρομή, μπορούμε να περάσουμε από συμπεριφορά τύπου I σε τύπου II.

1.1.2 Θεωρία BCS

Το 1957 οι Bardeen, Cooper και Schrieffer έδωσαν μια μικροσκοπική ερμηνεία του φαινομένου της υπεραγωγιμότητας. Υπέθεσαν ότι 2 ηλεκτρόνια υποκειμένα σε αμοιβαία έλξη και παρουσία της θάλασσας Fermi των υπόλοιπων ηλεκτρονίων αλληλοπαγιδεύονται σε μια δέσμια κατάσταση ανεξάρτητα του πόσο ασθενής είναι αυτή η αμοιβαία έλξη. Αυτά τα 2 ηλεκτρόνια ονομάζονται Ζεύγος Cooper, έχουν συνολικό spin ίσο με μηδέν και άρα συμπεριφέρονται (προσεγγιστικά) σαν Μποζόνια. Στην απλούστερή της μορφή η θεωρία BCS χειρίζεται τα ηλεκτρόνια αγωγιμότητας στην προσέγγιση του ελεύθερου ηλεκτρονίου. Περιληπτικά τα αποτελέσματα της **Θεωρίας BCS** είναι:

1. Μια ελκτική αλληλεπίδραση μεταξύ των ηλεκτρονίων μπορεί να οδηγήσει σε μια θεμελιώδη κατάσταση που απέχει από τις διεγερμένες κατά ένα ενεργειακό χάσμα.
2. Η αλληλεπίδραση ηλεκτρονίου-πλέγματος-ηλεκτρονίου οδηγεί σ' ένα ενεργειακό χάσμα παρατηρούμενου μεγέθους.
3. Το βάθος διείσδυσεως και το μήκος συνάφειας προκύπτουν ως φυσικές συνέπειες της θεωρίας BCS.
4. Το κριτήριο για τη θερμοκρασία μεταβάσεως ενός στοιχείου ή κράματος περιέχει την ηλεκτρονική πυκνότητα των τροχιακών στο επίπεδο Fermi και την αλληλεπίδραση ηλεκτρονίου-πλέγματος, που μπορεί να υπολογιστεί από την ηλεκτρική ειδική αντίσταση. Από εδώ συνεπάγεται ότι όσο μεγαλύτερη είναι η ειδική αντίσταση ενός υλικού στη θερμοκρασία περιβάλλοντος, τόσο πιο πολύ φαίνεται ότι θα γίνει υπεραγωγός όταν ψύχεται.

5. Η μαγνητική ροή μέσα σ' ένα υπεραγώγιμο δακτύλιο είναι κβαντισμένη και η ενεργός μονάδα φορτίου είναι $2e$ (κι όχι e) λόγω των ζευγών Cooper.

Όταν ένας υπεραγώγιμος δακτύλιος τεθεί σε μαγνητικό πεδίο, η ολική μαγνητική ροή μέσα από τον δακτύλιο είναι κβαντισμένη. Από την 2^η Εξίσωση London και με στοιχειώδη κβαντομηχανική αποδεικνύεται ότι το κβάντο ροής, το οποίο ονομάζεται **Φλαξόνιο** (Fluxoid), ισούται με

$$\Phi_0 = \frac{2\pi\hbar}{q} = \frac{2\pi\hbar}{2e} = \frac{\pi\hbar}{e} = \frac{h}{2e} = 2.0678 \cdot 10^{-15} T/m^2$$

Ότι το φορτίο $q = 2e$ επαληθεύεται πειραματικά, κάτι που στηρίζει και την ύπαρξη των Ζευγών Cooper.

1.1.3 Στοιχεία Θεωρίας Ginzburg-Landau (GL)

Η θεωρία των Ginzburg και Landau (GL) είναι η πρώτη κβαντική φαινομενολογική θεωρία της υπεραγωγιμότητας, δηλαδή περιγράφει μερικά από τα φαινόμενα της υπεραγωγιμότητας χρησιμοποιώντας θερμοδυναμικά επιχειρήματα, χωρίς να εξηγεί μικροσκοπικούς μηχανισμούς. Για την ανάπτυξη μιας κβαντικής θεωρίας είναι απαραίτητο να εισαχθεί μια κυματοσυνάρτηση για τα υπεραγώγιμα ηλεκτρόνια $\psi(\mathbf{r})$. Οι Ginzburg και Landau αποφάσισαν να μελετήσουν την $\psi(\mathbf{r})$ ως παράμετρο τάξης (order parameter). Για την υπεραγωγιμότητα θα πρέπει η παράμετρος τάξης να είναι μη μηδενική για $T < T_c$ και να μηδενίζεται για $T \geq T_c$. Η θεωρία GL βασίζεται στην μετάβαση φάσης 2^{ης} τάξης (second-order phase transitions), η οποία αναπτύχθηκε αρχικά από τον Landau. Η κατάσταση του σώματος αλλάζει σταδιακά, αλλά εμφανίζει ασυνέχεια της συμμετρίας στη θερμοκρασία μετάβασης.

Η μετάβαση από την κανονική στην υπεραγώγιμη κατάσταση είναι πρώτης τάξης για τους υπεραγωγούς τύπου I και δεύτερης τάξης για τους τύπου II. Η μετάβαση σε μηδενικό μαγνητικό πεδίο από την υπεραγώγιμη στην κανονική κατάσταση είναι μια μετάβαση φάσεως 2^{ης} τάξης, στην οποία δεν υπάρχει λανθάνουσα θερμότητα, ενώ υπάρχει ασυνέχεια στη γραμμομοριακή θερμοχωρητικότητα. Αντίθετα μια μετάβαση 1^{ης} τάξης χαρακτηρίζεται από μια λανθάνουσα θερμότητα και μια ασυνέχεια στο ενεργειακό χάσμα.

Αν κανονικοποιήσουμε (normalization) την $\psi(\mathbf{r})$, τότε η πυκνότητα των ζευγών Cooper (Cooper pairs) είναι

$$|\psi(\mathbf{r})|^2 = \frac{n_s}{2}$$

όπου n_s είναι η πυκνότητα των υπεραγώγιμων ηλεκτρονίων.

Σε έναν ομοιογενή υπεραγωγό χωρίς εξωτερικό μαγνητικό πεδίο, η $\psi(\mathbf{r})$ δεν εξαρτάται από το \mathbf{r} και η ελεύθερη ενεργειακή πυκνότητα του υπεραγωγού κοντά στην κρίσιμη θερμοκρασία μετάβασης T_c μπορεί να γραφτεί ως

$$F_{s0} = F_n + a|\psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\psi|^4$$

όπου F_n είναι η ελεύθερη ενεργειακή πυκνότητα στην κανονική κατάσταση και a και β είναι φαινομενολογικοί συντελεστές, χαρακτηριστικοί του κάθε υλικού.

Στη γενική περίπτωση ενός ανομοιογενή υπεραγωγού εντός ομοιόμορφου εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, η ελεύθερη ενέργεια του Gibbs κοντά στην T_c είναι

$$G_{sH} = G_n + a|\psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\psi|^4 + \frac{1}{2m^*} \left| -i\hbar\nabla\psi - \frac{2e}{c}\mathbf{A}\psi \right|^2 + \frac{H^2}{8\pi} - \frac{\mathbf{H} \cdot \mathbf{H}_0}{4\pi}$$

όπου G_n είναι η πυκνότητα ελεύθερης ενέργειας στην κανονική κατάσταση και \mathbf{H}_0 το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο. Ο Όρος

$$\frac{1}{2m^*} \left| -i\hbar\nabla\psi - \frac{2e}{c}\mathbf{A}\psi \right|^2$$

δείχνει την πυκνότητα κινητικής ενέργειας των υπεραγωγίων ηλεκτρονίων και ο όρος

$$\frac{H^2}{8\pi}$$

αντιπροσωπεύει την πυκνότητα μαγνητικής ενέργειας, όπου \mathbf{H} είναι το μικροσκοπικό πεδίο σε ένα σημείο του υπεραγωγού. Να σημειώσουμε επίσης ότι m^* είναι το διπλάσιο της μάζας του ηλεκτρονίου.

Για ολόκληρο τον υπεραγωγό η ελεύθερη ενέργεια του Gibbs είναι

$$G_{sH} = G_n + \int \left[a|\psi|^2 + \frac{\beta}{2}|\psi|^4 + \frac{1}{4m} \left| -i\hbar\nabla\psi - \frac{2e}{c}\mathbf{A}\psi \right|^2 + \frac{(\nabla \times \mathbf{A})^2}{8\pi} - \frac{(\nabla \times \mathbf{A}) \cdot \mathbf{H}_0}{4\pi} \right] dV \quad (1.1)$$

Αναζητούμε λύσεις των συναρτήσεων $\psi(\mathbf{r})$ και $\mathbf{A}(\mathbf{r})$, τέτοιες ώστε όταν αντικατασταθούν στην (1.1) να δίνουν ελάχιστη τιμή στην G_{sH} . Θέτουμε

$$\varphi \equiv -i\hbar\nabla\psi - \frac{2e}{c}\mathbf{A}\psi$$

Η δεύτερη εξίσωση της θεωρίας GL για το διανυσματικό δυναμικό \mathbf{A} είναι

$$\mathbf{j}_s = -\frac{i\hbar e}{2m}(\psi^*\nabla\psi - \psi\nabla\psi^*) - \frac{2e^2}{mc}|\psi|^2\mathbf{A}$$

όπου από την εξίσωση του Maxwell έχουμε για την πυκνότητα ρεύματος

$$\mathbf{j}_s = -\frac{c}{4\pi}\nabla \times \mathbf{H}$$

όπου

$$\mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{A}$$

Ακόμα μπορούμε να ορίσουμε τις παραμέτρους

$$\xi^2 = \frac{\hbar^2}{4m|\alpha|}$$

$$\lambda^2 = \frac{mc^2}{4\pi n_s e^2} = \frac{mc^2 \beta}{8\pi e^2 |\alpha|}$$

Οι εξισώσεις GL μπορούν να γραφτούν ως

$$\xi^2 \left(i\nabla + \frac{2\pi}{\Phi_0} \mathbf{A} \right)^2 \psi - \psi + \psi|\psi|^2 = 0 \quad (1.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{H} = -i\frac{\Phi_0}{4\pi\lambda^2}(\psi^*\nabla\psi - \psi\nabla\psi^*) - \frac{|\psi|^2}{\lambda^2}\mathbf{A} \quad (1.3)$$

Επιπλέον αν η κυματοσυνάρτηση εκφραστεί ως

$$\psi = |\psi|e^{i\theta}$$

η 2^η εξίσωση GL γίνεται

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{|\psi|^2}{\lambda^2} \left(\frac{\Phi_0}{2\pi} \nabla \theta - \mathbf{A} \right) \quad (1.4)$$

Να σημειώσουμε ότι οι εξισώσεις GL είναι αναλλοίωτες (gauge invariance). Για έναν απλά συνεκτικό υπεραγωγό (simply connected superconductor) μπορούμε να επιλέξουμε ένα μέτρο (gauge) για το διανυσματικό δυναμικό \mathbf{A} , όπως η $\psi(\mathbf{r}) \in \mathbb{R}$. Η πρώτη εξίσωση GL, η οποία έχει ομοιότητες με την χρονοανεξάρτητη εξίσωση του Schrodinger, καθορίζει την παράμετρο τάξης όταν εφαρμόζεται μαγνητικό πεδίο. Η δεύτερη εξίσωση προβλέπει το υπεραγωγίμο ρεύμα.

Η πρώτη εξίσωση παίρνει την μορφή για έναν ομοιογενή υπεραγωγό απουσίας μαγνητικού πεδίου

$$\alpha\psi + \beta|\psi|^2\psi = 0$$

Η παραπάνω εξίσωση έχει μια τετριμμένη λύση $\psi = 0$, η οποία αντιστοιχεί στην κανονική κατάσταση για $T > T_c$. Για $T < T_c$ έχουμε

$$|\psi|^2 = -\frac{\alpha}{\beta}$$

Να σημειώσουμε ότι το εξωτερικό πεδίο H ισοδυναμεί με πίεση στον υπεραγωγό και ότι η έξωση των μαγνητικών γραμμών από το εσωτερικό του υπεραγωγού οδηγεί σε μια αύξηση της Ελεύθερης Ενέργειας Gibbs. Η μετάπτωση από την κανονική στην υπεραγωγίμη κατάσταση είναι θερμοδυναμικά αντιστρεπτή, άρα η συνάρτησης της Ελεύθερης Ενέργειας Gibbs για κάθε φάση παραμένει η ίδια στο σημείο μετάπτωσης. Η εντροπία είναι χαμηλότερη στην υπεραγωγίμη κατάσταση επειδή μερικά ή όλα τα ηλεκτρόνια που διεγείρονται θερμικά στην κανονική κατάσταση βρίσκονται σε τάξη στην υπεραγωγίμη κατάσταση. Ένα σημαντικό συμπέρασμα από την θεωρία GL, το οποίο προέκυψε το 1957 από τον Abrikosov, είναι ότι σε έναν υπεραγωγό τύπου II το μαγνητικό πεδίο που εισχωρεί στο εσωτερικό του υπεραγωγού είναι κβαντωμένο σε σωλήνες, οι οποίοι τοποθετούνται σε εξαγωνικό πλέγμα.

1.1.3.1 Χαρακτηριστικά μήκη στον υπεραγωγό

Έστω ότι επικαλύπτουμε έναν επίπεδο υπεραγωγό με ένα λεπτό μεταλλικό στρώμα και ο x άξονας είναι κάθετος στην επιφάνεια του υπεραγωγού, όπου $x = 0$ αντιπροσωπεύει το επίπεδο αυτής της επιφάνειας. Η κυματοσυνάρτηση ψ μπορεί να διαφέρει μόνο κατά αυτόν τον άξονα, δηλαδή

$$\psi = \psi(x)$$

Επίσης μπορεί να θεωρηθεί πραγματική, αφού μιλάμε για απλά συνεκτικούς υπεραγωγούς (simply connected superconductor). Η πρώτη εξίσωση GL (1.2) παίρνει την μορφή

$$-\xi^2 \frac{d^2\psi}{dx^2} - \psi + \psi^3 = 0 \quad (1.5)$$

Υποθέτουμε ότι το επικαλυπτόμενο στρώμα είναι τόσο λεπτό, ώστε η παράμετρος τάξης κοντά στην επιφάνεια να ισούται σχεδόν με μονάδα, δηλαδή

$$\psi = 1 - \varepsilon(x)$$

όπου η $\varepsilon(x) \ll 1$ είναι γραμμικός όρος και η πρώτη εξίσωση GL γίνεται

$$\xi^2 \frac{d^2 \varepsilon(x)}{dx^2} - 2\varepsilon(x) = 0 \quad (1.6)$$

Λαμβάνοντας υπόψη ότι

$$x \rightarrow \infty \Rightarrow \psi \rightarrow 1 \Rightarrow \varepsilon(\infty) = 0$$

παίρνουμε λύση της (1.6) την

$$\varepsilon = \varepsilon(0)e^{-\sqrt{2}\frac{x}{\xi}}$$

Η φυσική σημασία του ξ , το οποίο ονομάζεται **Μήκος Συνάφειας** (Coherence Length), είναι ότι σε αυτό το μήκος η παράμετρος τάξης ψ εξαφανίζεται, δηλαδή περιγράφει το μέγεθος των θερμοδυναμικών διακυμάνσεων (fluctuations) στην υπεραγώγιμη φάση. Μια άλλη ποσότητα, η οποία εμφανίζεται σε ασθενή μαγνητικά πεδία, η λ ονομάζεται **Μήκος Διείσδυσης** (Penetration Length), το οποίο περιγράφει το βάθος στο οποίο μπορεί να φτάσει το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο εντός του υπεραγωγού. Τόσο η παράμετρος ξ , όσο και η λ εξαρτώνται από την θερμοκρασία. Τελικώς έχουμε

$$\xi^2 = \frac{\hbar^2}{4m|\alpha|} \quad (1.7)$$

$$\lambda^2 = \frac{mc^2\beta}{8\pi e^2|\alpha|} \quad (1.8)$$

Σε περιοχή κοντά στην κρίσιμη θερμοκρασία T_c , έχουμε

$$|\alpha| \propto (T_c - T)$$

άρα

$$\xi \propto \frac{1}{\sqrt{(T_c - T)}}$$

$$\lambda \propto \frac{1}{\sqrt{(T_c - T)}}$$

Μια καλή προσέγγιση για το μήκος διείσδυσης, για κάθε θερμοκρασία, δίνεται από τον εμπειρικό τύπο (empirical formula)

$$\lambda(T) = \lambda(0) \left(1 - \frac{T}{T_c}\right)^{-\frac{1}{4}}$$

Το $\lambda(0)$ εξαρτάται από το υλικό. Για παράδειγμα στο $YBa_2Cu_3O_7$ έχουμε $\lambda(0) = 1700\text{\AA}$.

Η **παράμετρος GL** ορίζεται ως

$$\kappa = \frac{\lambda}{\xi} = 2\sqrt{2} \frac{e}{\hbar c} \lambda^2 H_{cm}$$

Αν λάβουμε υπόψη την έκφραση της κβαντικής ροής (flux quantum)

$$\Phi_0 = \frac{\pi\hbar c}{e}$$

προκύπτει ότι

$$\sqrt{2}H_{cm} = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda\xi}$$

Έστω ένα υπεραγώγιμο δοκίμιο με παραμέτρους

$$\lambda \ll \xi \Leftrightarrow \kappa \ll 1$$

που καταλαμβάνει τον ημίχωρο $x > 0$ και ένα εξωτερικό μαγνητικό πεδίο στον άξονα z . Αφού $\lambda \ll \xi$, το μαγνητικό πεδίο διεισδύει στο δείγμα σε μικρό βάθος $d \ll \xi$. Άρα η παράμετρος τάξης ψ επηρεάζεται από το μαγνητικό πεδίο μόνο σε ένα μικρό βάθος λ , ενώ θα μπορούσαμε να περιμένουμε ότι θα συνέβαινε σε πολύ μεγαλύτερο μήκος ξ . Ως εκ τούτου, για $d > \xi$, η παράμετρος τάξης δεν γνωρίζει την ύπαρξη του μαγνητικού πεδίου, η οποία κυμαίνεται κοντά στο

$$\psi_0 = \sqrt{\frac{|\alpha|}{\beta}}$$

Συμπερασματικά μπορούμε να πούμε ότι για $\kappa \ll 1$ η επίδραση του μαγνητικού πεδίου είναι ασήμαντη στην παράμετρο τάξης.

Για

$$\lambda \gg \xi \Leftrightarrow \kappa \ll 1$$

η επίδραση του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου στην παράμετρο τάξης είναι πολύ μεγαλύτερη.

Η μέγιστη τιμή του μαγνητικού πεδίου H_{c2} που συμφέρει ενεργειακά να περάσει η υπεραγώγιμη δινοκατάσταση στην κανονική κατάσταση, δίνεται από τη σχέση

$$H_{c2} = \sqrt{2} \cdot \kappa \cdot H_c$$

Γνωρίζοντας την προσεγγιστική σχέση

$$H_{c1} \cdot H_{c2} \cong H_c^2$$

προκύπτει ότι για $0 < \kappa < 1/\sqrt{2}$ θα έχουμε υπεραγωγιμότητα τύπου I, ενώ για $\kappa > 1/\sqrt{2}$ τύπου II.

1.2 Μαγνητικές ιδιότητες των υπεραγωγών

Οι υπεραγωγοί χωρίζονται σε Τύπου I (Type-I superconductors) και σε Τύπου II (Type-II superconductors), ανάλογα με τις μαγνητικές τους ιδιότητες. Στην πρώτη κατηγορία ανήκουν όλα τα υπεραγωγίμα χημικά στοιχεία εκτός του Νιόβιου (Niobium), ενώ Τύπου II είναι τα υπεραγωγίμα κράματα, οι χημικές ενώσεις και το Νιόβιο, όπως επίσης και οι υπεραγωγοί υψηλών θερμοκρασιών (High- T_c superconductors). Η κύρια διαφορά μεταξύ των δύο κατηγοριών βρίσκεται στην απόκριση των υπεραγωγών όταν βρεθούν σε εξωτερικό μαγνητικό πεδίο (External Magnetic Field).

Έχοντας ως παράμετρο την κρίσιμη τιμή του μαγνητικού πεδίου $H_c(T)$ που καταστρέφει την υπεραγωγιμότητα έχουμε δύο (2) τύπους υπεραγωγών. Εάν η μετάβαση από την υπεραγωγίμη στην κανονική κατάσταση γίνεται απότομα όταν το πεδίο φτάσει την κρίσιμη τιμή H_c έχουμε **υπεραγωγό τύπου I** (type I superconductor) ή μαλακό υπεραγωγό.

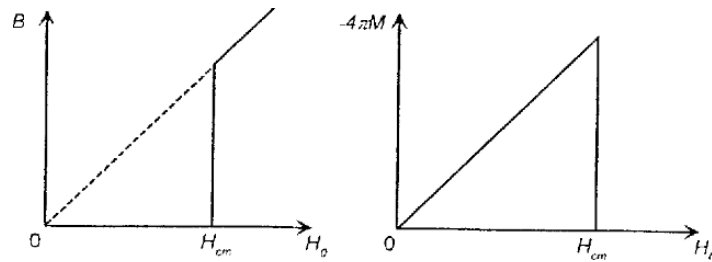
Σε πολλά κράματα και ενώσεις, όπου η μέση ελεύθερη διαδρομή των ηλεκτρονίων είναι αρκετά μικρή, η μετάβαση γίνεται σταδιακά και συνοδεύεται από δύο κρίσιμες τιμές την H_{c1} και την H_{c2} . Αυτοί είναι οι **υπεραγωγοί τύπου II** ή σκληροί υπεραγωγοί. Για $H < H_{c1}$ όλος ο όγκος του υπεραγωγού είναι στην υπεραγωγίμη κατάσταση. Για $H_{c1} < H < H_{c2}$ μόνο ένα μέρος του υλικού παραμένει στην υπεραγωγίμη κατάσταση, ενώ το υπόλοιπο έχει επανέλθει στην κανονική κατάσταση. Το κανονικό τμήμα αποτελείται από πολλές νηματοειδείς κυλινδρικές περιοχές που σχηματίζουν συνήθως κανονικό περιοδικό πλέγμα στο εσωτερικό κάθε τέτοιας περιοχής το πεδίο έχει την τιμή H , ενώ στο τμήμα μεταξύ των περιοχών το υλικό παραμένει υπεραγωγίμο και επομένως το μαγνητικό πεδίο εκεί είναι μηδέν. Γύρω από κάθε τέτοια περιοχή σχηματίζονται κλειστοί βρόγχοι επιφανειακού ρεύματος, αυτή η μικτή κατάσταση λέγεται **δινοκατάσταση** (vortex state). Η ιδιότητα της μηδενικής ηλεκτρικής αντίστασης παραμένει και στην ενδιάμεση περιοχή $H_{c1} < H < H_{c2}$, παρόλο που υπάρχει μερική διείσδυση του μαγνητικού πεδίου.

1.2.1 Μαγνητικές ιδιότητες υπεραγωγών τύπου I

Ας θεωρήσουμε την καμπύλη μαγνήτισης του υπεραγωγού και να υποθέσουμε ότι το δείγμα μας είναι ένας μακρύς κύλινδρος σε διαμήκη εξωτερικό μαγνητικό πεδίο H_0 . Αρχικά η μαγνητική επαγωγή (Magnetic Induction) στο εσωτερικό του δείγματος δεν μεταβάλλεται, παραμένοντας $B = 0$, παρόλο που το H_0 αυξάνεται. Μόλις όμως φτάσει σε μια συγκεκριμένη τιμή H_{cm} η υπεραγωγιμότητα καταστρέφεται με αποτέλεσμα το πεδίο να διεισδύσει στον υπεραγωγό με $B = H_0$. Στο αριστερό διάγραμμα του Σχήματος 1.1 απεικονίζεται η μαγνητική επαγωγή συναρτήσει του μαγνητικού πεδίου $B = B(H_0)$. Η μαγνητική επαγωγή και το μαγνητικό πεδίο συνδέονται με τη σχέση

$$B = H_0 + 4\pi M$$

όπου M είναι η μαγνήτιση, δηλαδή η μαγνητική ροπή ανά μονάδα όγκου. Στο δεξί διάγραμμα του Σχήματος 1.1 έχουμε την καμπύλη μαγνήτισης που παρίσταται ως $-4\pi M$ αντί του B .



Σχήμα 1.1 Η Μαγνητική καμπύλη του υπεραγωγού τύπου I. [Schmidt, 1997, σελ.6]

Στο εσωτερικό των υπεραγωγών η ηλεκτρική αντίσταση και η μαγνητική επαγωγή είναι μηδέν, δηλαδή έχουμε αντίστοιχα

$$\begin{aligned}\rho &= 0 \\ B &= 0\end{aligned}$$

Οι βασικές μαγνητικές ιδιότητες των υπεραγωγών αντλούνται από τις δύο παραπάνω σχέσεις. **Οι δυναμικές γραμμές του μαγνητικού πεδίου έξω από τον υπεραγωγό πρέπει να εφάπτονται στην επιφάνειά του.** Πράγματι από την ηλεκτροδυναμική έχουμε ότι για το μαγνητικό πεδίο ισχύει η σχέση

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$$

από την οποία προκύπτει ότι οι γραμμές της μαγνητικής επαγωγής πρέπει να είναι ίσες και από τις δυο πλευρές της επιφάνειας του υπεραγωγού, δηλαδή μέσα και έξω από ένα κομμάτι του υλικού. Στο εσωτερικό του υπεραγωγού είναι

$$B^{(i)} = 0$$

άρα κατά συνέπεια απαιτείται

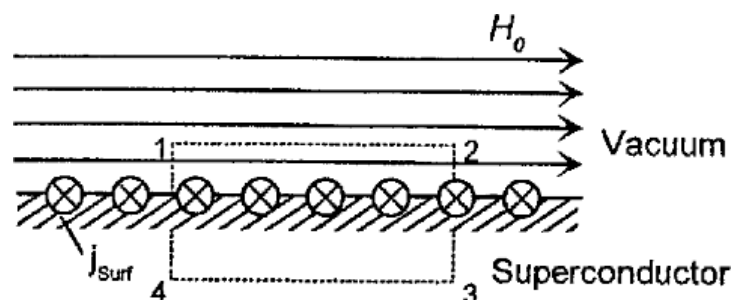
$$B_n^{(i)} = 0$$

Επομένως και στο εξωτερικό του υπεραγωγού η συνιστώσα της μαγνητικής επαγωγής είναι

$$B_n^{(e)} = 0$$

που συνεπάγεται ότι οι γραμμές του μαγνητικού πεδίου εφάπτονται στην επιφάνεια του υπεραγωγού.

Μια από τις συνέπειες της προηγούμενης ιδιότητας είναι ότι **ένας υπεραγωγός μέσα σε εξωτερικό μαγνητικό πεδίο μεταφέρει πάντα ηλεκτρικό ρεύμα (electric current) κοντά στην επιφάνειά του**, όπως απεικονίζεται στο Σχήμα 1.2.



Σχήμα 1.2 Ένας υπεραγωγός μέσα σε μαγνητικό πεδίο μεταφέρει επιφανειακό ρεύμα j_{surf} . [Schmidt, 1997, σελ.7]

Έστω H_0 είναι το πεδίο σε ένα συγκεκριμένο σημείο της επιφάνειας του υπεραγωγού. Από την εξίσωση του Maxwell

$$\nabla \times \mathbf{B} = \frac{4\pi}{c} \mathbf{j}$$

σε συνδυασμό με την απαίτηση $B = 0$ προκύπτει ότι η πυκνότητα ρεύματος στο εσωτερικό του υπεραγωγού είναι

$$\mathbf{j} = 0$$

και μόνο επιφανειακά ρεύματα είναι δυνατόν να υπάρξουν.

Ας κοιτάξουμε το περίγραμμα $1 - 2 - 3 - 4 - 1$ του Σχήματος 3. Πρώτα βρίσκουμε την κυκλοφορία του B , η οποία ισούται με $\oint B dl$. Κατά μήκος του τμήματος $1 - 2$, το οποίο είναι παράλληλο με την επιφάνεια, έχουμε

$$\int_1^2 B dl = H_0 l_{12}$$

όπου l_{12} είναι το μήκος του τμήματος $1 - 2$. Οι συνεισφορές από τα τμήματα $2 - 3$ και $1 - 4$ είναι μηδέν (λόγω συμμετρίας), το διάνυσμα B είναι ορθογώνιο στην ολοκληρωτέα διαδρομή. Η συνεισφορά του τμήματος $3 - 4$ είναι επίσης μηδέν, αφού $B = 0$ στο εσωτερικό του υπεραγωγού. Άρα καταλήγουμε στο αποτέλεσμα

$$\oint B dl = H_0 l_{12}$$

Από το Νόμο του Maxwell έχουμε

$$\oint B dl = \frac{4\pi}{c} I$$

όπου I αντιπροσωπεύει το συνολικό ρεύμα μέσω της επιφάνειας που οριοθετείται από το περίγραμμα $1 - 2 - 3 - 4 - 1$. Επομένως πρέπει να υπάρχει ένα επιφανειακό ρεύμα στην επιφάνεια του υπεραγωγού που ρέει “μέσα στη σελίδα” όπως φαίνεται στο Σχήμα 3. Η γραμμική πυκνότητα επιφανειακού ρεύματος j_{surf} ορίζεται ως

$$H_0 l_{12} = \frac{4\pi}{c} j_{surf} l_{12}$$

Η σχέση μεταξύ του επιφανειακού ρεύματος και του μαγνητικού πεδίου στην επιφάνειά του είναι

$$j_{surf} = \frac{c}{4\pi} [n \times H_0]$$

όπου n είναι το μοναδιαίο διάνυσμα κάθετο στην επιφάνεια.

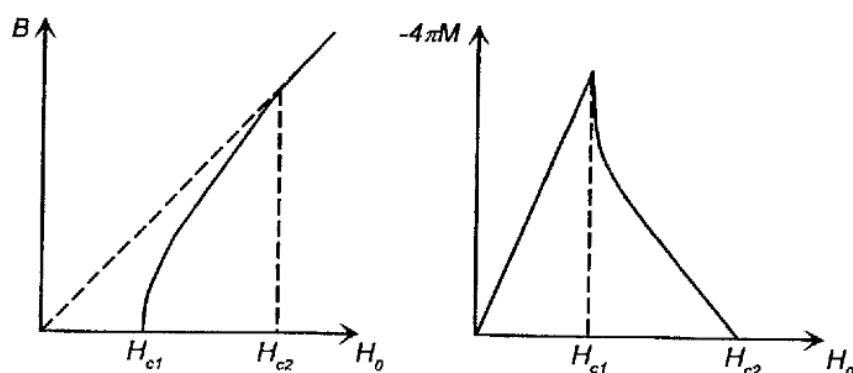
Έτσι, το επιφανειακό ρεύμα προσδιορίζεται πλήρως από το μαγνητικό πεδίο στην επιφάνεια του υπεραγωγού. Με άλλα λόγια, το επιφανειακό ρεύμα αυτομάτως λαμβάνει τέτοια τιμή ώστε το μαγνητικό πεδίο που δημιουργείται από αυτό μέσα στον υπεραγωγό να είναι ακριβώς ίσο και με αντίθετη κατεύθυνση του εξωτερικού πεδίου. Αυτό εξασφαλίζει συνολικό μηδενικό πεδίο στο εσωτερικό του υπεραγωγού $B = 0$.

Σε απλά συνεκτικούς υπεραγωγούς τα επιφανειακά ρεύματα μπορούν να υπάρξουν μόνο όταν το υλικό βρίσκεται μέσα σε μαγνητικό πεδίο. Πράγματι, αν το επιφανειακό ρεύμα παρέμενε μετά την αφαίρεση του πεδίου, θα δημιουργούσε το δικό του πεδίο στον υπεραγωγό, το οποίο είναι αδύνατον να συμβεί.

1.2.2 Μαγνητικές ιδιότητες υπεραγωγών τύπου II

Ας υποθέσουμε ότι έχουμε έναν υπεραγωγό τύπου II σε μορφή μακρύ κύλινδρο μέσα σε διαμήκη μαγνητικό πεδίο H_0 , το οποίο αυξάνουμε σταδιακά από το μηδέν. Αρχικά ο κύλινδρος ωθεί το πεδίο προς τα έξω, ώστε η μαγνητική επαγωγή στο εσωτερικό του κύλινδρου να είναι μηδέν. Δηλαδή σε αυτό το στάδιο υπάρχει το φαινόμενο Meissner-Ochsenfeld (Meissner-Ochsenfeld effect). Ωστόσο, όταν το πεδίο πάρει μια ορισμένη τιμή, θα αρχίσει να εμφανίζεται μια πεπερασμένη επαγωγή στον κύλινδρο. Αυτό το πεδίο ονομάζεται Κατώτερο Κρίσιμο Πεδίο (Lower Critical Field) και το συμβολίζουμε ως H_{c1} . Με την περαιτέρω αύξηση του μαγνητικού πεδίου η επαγωγή θα μεγαλώνει μέχρι το μέσο πεδίο στον κύλινδρο να γίνει ίσο με το εξωτερικό πεδίο και ο κύλινδρος να μεταβεί στην κανονική του κατάσταση. Αυτό θα συμβεί στο Ανώτερο Κρίσιμο Πεδίο (Upper Critical Field) H_{c2} . Ωστόσο, σε ένα λεπτό επιφανειακό στρώμα (thin surface layer) η υπεραγωγίμη κατάσταση θα παραμείνει μέχρι το πεδίο να πάρει την τιμή $H_0 = 1.69H_{c2}$. Αυτό το πεδίο, γνωστό ως Τρίτο Κρίσιμο Πεδίο (Third Critical Field) H_{c3} , οριακά καταστρέφει την υπεραγωγιότητα και στο επιφανειακό στρώμα.

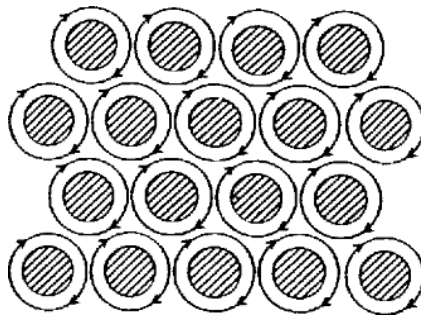
Ο όρος “Υπεραγωγός τύπου II” εισήχθη για πρώτη φορά από τον Abrikosov, όπου προτείνει μια φαινομενολογική θεωρία για τις μαγνητικές τους ιδιότητες, στηριζόμενος στη θεωρία GL. Η καμπύλη μαγνήτισης για έναν μακρύ κύλινδρο τοποθετημένος σε παράλληλο μαγνητικό πεδίο φαίνεται στο Σχήμα 1.3. Όσο το εξωτερικό πεδίο είναι $H_0 < H_{c1}$, το μέσο πεδίο στο εσωτερικό του υπεραγωγού παραμένει $B = 0$. Για $H_{c1} < H_0 < H_{c2}$ το μαγνητικό πεδίο διαπερνά το υλικό, χωρίς να καταστρέφεται η υπεραγωγιότητα. Σε συγκεκριμένη τιμή $H_0 = H_{c2}$, η οποία εξαρτάται από το υλικό, το μέσο πεδίο B γίνεται ίσο με το H_0 με αποτέλεσμα η υπεραγωγιότητα να καταστραφεί.



Σχήμα 1.3 Η Μαγνητική καμπύλη του υπεραγωγού τύπου II. [Schmidt, 1997, σελ.101]

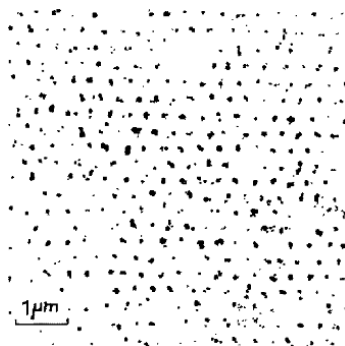
Για $H_0 > H_{c1}$ δεν εμφανίζεται το φαινόμενο Meissner-Ochsenfeld και το μαγνητικό πεδίο διεισδύει στο υλικό ως Δίνες Κβαντικών Νημάτων (Quantized Vortex Filaments). Κάθε δύνη αποτελείται από έναν κανονικό πυρήνα (Normal Core), ο οποίος

μπορεί να προσεγγιστεί με έναν μακρύ λεπτό κύλινδρο με άξονα παράλληλο στο εξωτερικό μαγνητικό πεδίο. Στο εσωτερικό του κυλίνδρου η παράμετρος $\psi = 0$. Η ακτίνα του κυλίνδρου είναι της τάξης του Μήκους Συνάφειας (Coherence Length) ξ . Τα υπερρεύματα (Supercurrent) κυκλοφορούν γύρω από τους κανονικούς πυρήνες, σε τέτοια κατεύθυνση ώστε το μαγνητικό πεδίο που θα δημιουργείται από αυτά να συμπίπτει με το εξωτερικό πεδίο και να είναι παράλληλο στους κανονικούς πυρήνες. Τα διανορεύματα (Vortex Current) κυκλοφορούν σε μια περιοχή ακτίνας της τάξης του Μήκους Διείσδυσης (Penetration Depth) λ , όπου μπορεί $\lambda \ll \xi$.



Σχήμα 1.4 Μικτή κατάσταση ενός υπεραγωγού τύπου II. [Schmidt, 1997, σελ.102]

Κάθε δίνη φέρει μια κβαντική μαγνητική ροή (Magnetic Flux Quantum). Η διείσδυση αυτών των δινών είναι θερμοδυναμικά δυνατή για $H_0 > H_{c1}$, με αποστάσεις μεταξύ τους $\sim \lambda$, ώστε να δημιουργούν κανονικό τριγωνικό πλέγμα (Regular Triangular Lattice), όπως δείχνει το Σχήμα 1.4. Αυτή η κατάσταση του υπεραγωγού αναφέρεται ως μικτή κατάσταση (Mixed State), καθώς χαρακτηρίζεται από μερική διείσδυση του μαγνητικού πεδίου στο εσωτερικό του και εμφανίζεται για $H_{c1} < H_0 < H_{c2}$. Στο Σχήμα 1.5 φαίνεται η πειραματική επαλήθευση της μικτής κατάστασης στο Νιόβιο, ο οποίος καλύφθηκε με σιδηρομαγνητικά νανοσωματίδια, τα οποία σχημάτισαν το εικονιζόμενο πλέγμα μετά την είσοδο του υλικού σε μαγνητικό πεδίο.



Σχήμα 1.5 Η μικτή κατάσταση στο Νιόβιο, όπως παρατηρείται στο ηλεκτρονικό μικροσκόπιο. Οι μαύρες περιοχές δείχνουν τα σιδηρομαγνητικά νανοσωματίδια, τα οποία μετατοπίζονται στις περιοχές διείσδυσης του μαγνητικού πεδίου εντός του υλικού. [Schmidt, 1997, σελ.103]

1.2.2.1 Το πεδίο σε μία δίνη

Μια απομονωμένη δίνη σε έναν άπειρο υπεραγωγό αποτελείται από έναν κανονικό πυρήνα ακτίνας $\sim \xi$ και τα διανορεύματα σε μια περιοχή ακτίνας $\sim \lambda$. Αν υποθέσουμε ότι η παράμετρος GL είναι $\kappa \gg 1$, τότε $\lambda \gg \xi$. Σε απόσταση $r \gg \xi$ έχουμε

$$|\psi|^2 = 1$$

Η εξίσωση GL για το διανυσματικό δυναμικό (1.4), όπου $\mathbf{H} = \nabla \times \mathbf{A}$ μπορεί να γραφτεί ως

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{1}{\lambda^2} \left(\frac{\Phi_0}{2\pi} \nabla \theta - \mathbf{A} \right) \\ \Rightarrow \mathbf{H} + \lambda^2 \nabla \times \nabla \times \mathbf{H} &= \frac{\Phi_0}{2\pi} \nabla \times \nabla \theta \end{aligned} \quad (1.9)$$

Σε κάθε σημείο της δίνης, με εξαίρεση το κέντρο της, έχουμε

$$\nabla \theta = 0$$

αφού

$$\nabla \times \nabla \varphi = 0$$

όπου φ μια αυθαίρετη συνάρτηση. Όμως, το κέντρο της δίνης αποτελεί “singular” σημείο, όπου έχουμε

$$|\nabla \theta| \rightarrow \infty$$

Έστω ένας μικρός κύκλος στην επιφάνεια της δίνης με κέντρο το κέντρο της. Τότε έχουμε από το θεώρημα του Stokes

$$\oint \nabla \times \nabla \theta \cdot d\mathbf{S} = \oint \nabla \theta \cdot d\mathbf{l} = 2\pi$$

Άρα μπορούμε να γράψουμε για την δίνη

$$\nabla \times \nabla \theta = 2\pi \delta(\mathbf{r}) \mathbf{e}_v$$

όπου \mathbf{e}_v είναι μοναδιαίο διάνυσμα κατά μήκος της δίνης και $\delta(x, y, z)$ γενικευμένη συνάρτηση Dirac.

Η εξίσωση (5.3)(1.9) μπορεί να γραφεί τώρα ως

$$\mathbf{H} + \lambda^2 \nabla \times \nabla \times \mathbf{H} = \Phi_0 \delta(\mathbf{r}) \mathbf{e}_v$$

με συνθήκη $H(\infty) = 0$. Η λύση της παραπάνω εξίσωσης είναι

$$h = \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} K_0\left(\frac{r}{\lambda}\right)$$

όπου K_0 είναι συνάρτηση με όνομα MacDonald ή Hankel.

Αν θέσουμε

$$z \equiv \frac{r}{\lambda}$$

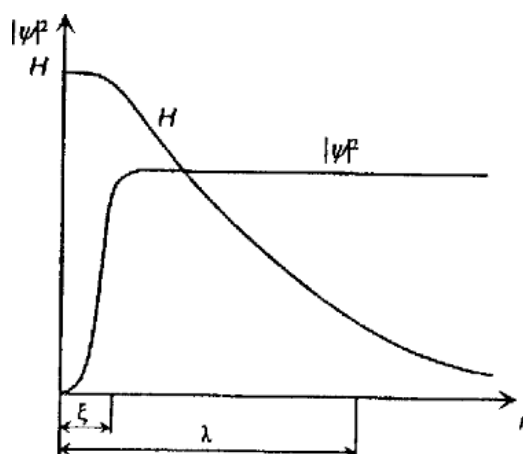
τότε

$$K_0(z) \sim \begin{cases} \ln \frac{1}{z}, & z \ll 1 \\ \frac{1}{e^{z\sqrt{z}}}, & z \gg 1 \end{cases}$$

Για το κέντρο της δίνης έχουμε $r = \xi$, από όπου προκύπτει

$$H(0) \approx \frac{\Phi_0}{2\pi\lambda^2} \ln \kappa$$

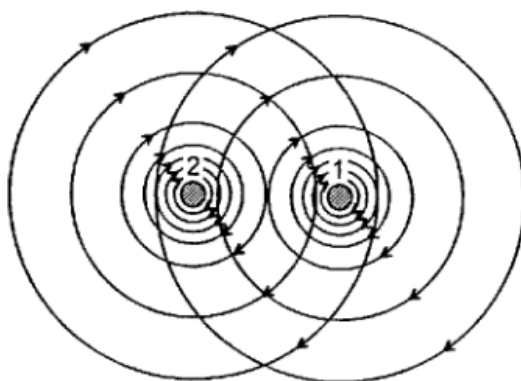
Στο Σχήμα 1.6 απεικονίζουμε την χωρική μεταβολή του μαγνητικού πεδίου μιας μεμονωμένης δίνης.



Σχήμα 1.6 Χωρική μεταβολή μιας δίνης και το μαγνητικό πεδίο εντός της δύνης σε άπειρο υπεραγωγό. [Schmidt, 1997, σελ.105]

1.2.2.2 Αλληλεπίδραση μεταξύ φλαξονίων

Μέχρι τώρα είδαμε κάποια χαρακτηριστικά ενός φλαξονίου. Τι γίνεται όμως όταν υπάρχουν και αλληλεπιδρούν πολλά φλαξόνια, όπως συμβαίνει στην κατάσταση Abrikosov. Ας υποθέσουμε λοιπόν ότι έχουμε δύο παράλληλες δίνες ίδιου προσανατολισμού σε έναν άπειρο υπεραγωγό με $\kappa \gg 1$. Όσο η μεταξύ τους απόσταση είναι $d > \lambda$ δεν υπάρχει κάποια αλληλεπίδραση μεταξύ τους. Όταν όμως $d < \lambda$, ο πυρήνας του ενός φλαξονίου κινείται στην περιοχή όπου κυκλοφορούν τα υπερρεύματα του άλλου, όπως δείχνει το Σχήμα 1.7. Οι υπέρρευστες συνιστώσες των ταχυτήτων των ηλεκτρονίων αθροίζονται δεξιά της “1” και αριστερά της “2”, ενώ αφαιρούνται μεταξύ των πυρήνων των φλαξονίων. Αυτό σημαίνει ότι μεταξύ των δινών η πίεση Bernoulli είναι μεγαλύτερη απ’ ότι εκτός των δινών, δηλαδή έχουμε απόθεση μεταξύ των φλαξονίων.

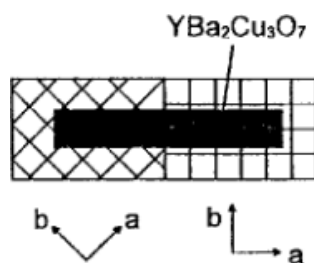


Σχήμα 1.7 Αλληλεπίδραση δύο παράλληλων φλαξονίων ίδιου προσανατολισμού σε άπειρο υπεραγωγό. [Schmidt, 1997, σελ.108]

1.2.2.3 Υπεραγωγοί Υψηλών Θερμοκρασιών

Ακόμη δεν υπάρχει συγκεκριμένη θεωρία για να εξηγήσει επακριβώς τις ιδιότητες των υπεραγωγών υψηλού σημείου μετάβασης (High T_c Superconductors), όμως περιγράφεται αρκετά καλά από τις γνωστές θεωρίες BCS και GL. Οι βασικές διαφορές από τους κλασικούς υπεραγωγούς προκύπτουν από τις ενδογενείς ιδιότητες του υλικού, όπως το πολύ μικρό μήκος συνοχής. Για παράδειγμα $\xi_{ab}(YBa_2Cu_3O_7) = 2.5nm$ και $\xi_{ab}(Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}) = 1.0nm$.

Μία ιδιότητα των υπεραγωγών μεγάλης κρίσιμης θερμοκρασίας είναι ότι ακόμη και μία ατέλεια διεπιφάνειας (grain boundary) μπορεί να καταστείλει την υπεραγωγιμότητα. Αυτό είναι χρήσιμο στην κατασκευή συσκευών ασθενούς σύνδεσης Josephson (weak-link-type Josephson Devices) από επιταξιακές ταινίες (epitaxial films) πάνω σε δικρυσταλλικό υπόστρωμα (bicrystalline substrates), βλέπε Σχήμα 1.8.

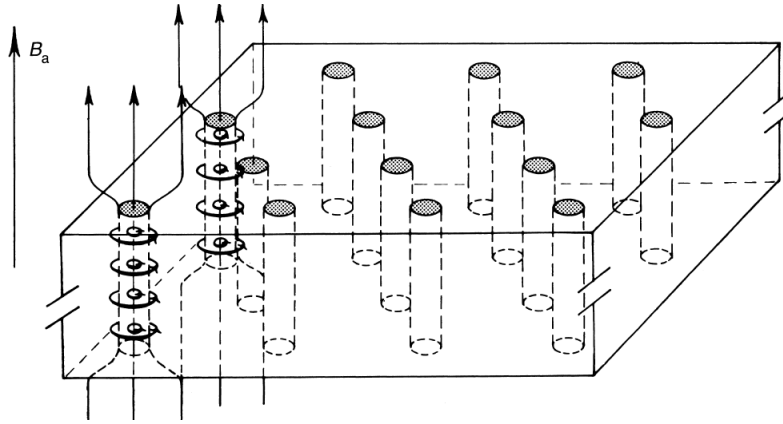


Σχήμα 1.8 Ασθενούς επαφής τύπου grain-boundary junction. [Schmidt, 1997, σελ.72]

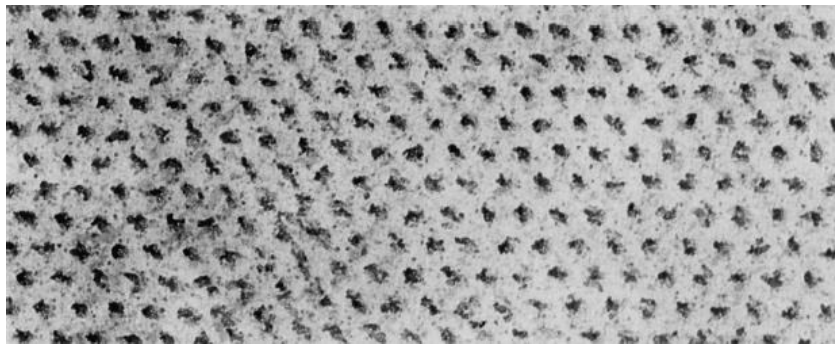
Η δεύτερη σημαντική ιδιότητα των High- T_c υπεραγωγών είναι η μεγάλη τους ανισοτροπία, η οποία προκαλείται από την στρωματοειδή δομή του κρυστάλλου. Όμως, σειρές πειραμάτων δείχνουν ότι αυτοί οι υπεραγωγοί είναι ομοιογενείς, δηλαδή η στρωματοειδής κρυσταλλική δομή τους συνδέεται με την διαμόρφωση της παραμέτρου τάξης. Επίσης η έντονη ανισοτροπία είναι υπεύθυνη για κάποια ενδιαφέροντα φαινόμενα που σχετίζονται με το πλέγμα φλαξονίων (flux line lattice), όπως η τήξη του.

1.2.2.4 Αλληλεπίδραση των φλαξονίων με ατέλειες (Pinning centers)

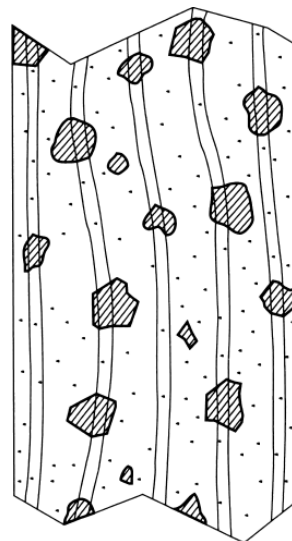
Τα φλαξόνια αλληλεπιδρούν με πολλούς τύπους ατελειών που συχνά οδηγεί σε μεγάλες τιμές κρίσιμου ρεύματος. Δεν μπορεί να αλληλεπιδράσει αποτελεσματικά κάθε ατέλεια με ένα φλαξόνιο. Στους κλασικούς υπεραγωγούς, ατέλειες όπως κενές θέσεις ή μεμονωμένα άτομα 2^{15} φάσης δεν είναι αποτελεσματικά κέντρα καρφώματος (pinning centers), διότι κατά κανόνα το μήκος συνάφειας, το οποίο είναι το χαρακτηριστικό μέγεθος του φλαξονίου, είναι μεγαλύτερο από το μέγεθος της ατέλειας. Αντίθετα, κατασκευαστικές ατέλειες με διαστάσεις $\geq \xi$ μπορούν να προκαλέσουν πολύ υψηλές τιμές κρίσιμου ρεύματος. Η κατάσταση για τους high- T_c υπεραγωγούς διαφέρει αισθητά, καθώς τα μήκη συνοχής είναι τόσο μικρά, ώστε σχεδόν κάθε ατέλεια είναι συγκρίσιμη με το ξ .



Σχήμα 1.9 Σχηματικό διάγραμμα της κατάστασης Abrikosov. [Buckel, 2004, σελ.24]



Σχήμα 1.10 Το πλέγμα δίνης σε κύλινδρο μολύβδου σε θερμοκρασία 1.2K όπως φαίνεται σε ηλεκτρονικό μικροσκόπιο με το μαγνητικό πεδίο να είναι παράλληλο στον άξονα του κυλίνδρου. [Buckel, 2004, σελ.24]



Σχήμα 1.11 Απεικόνιση φλαζονίων σε σκληρό υπεραγωγό. Οι γραμμοσκιασμένες περιοχές δείχνουν τα κέντρα pinning και οι τελείες τις ατομικές ατέλειες. [Buckel, 2004, σελ.283]

1.3 Περίληψη ιδιοτήτων των υπεραγωγών MgB_2 , $YBa_2Cu_3O_7$ και $Bi_{2-x}Pb_xSr_2Ca_2Cu_3O_{10}$

Παρακάτω αναφέρουμε κάποιες από τις βασικές ιδιότητες των υπεραγωγών που χρησιμοποιήσαμε ως πρώτη ύλη για την ανάπτυξη των υβριδικών μας δοκιμίων.

1.3.1 MgB_2

Παρόλο που οι διαμεταλλικές (intermetallic) ενώσεις είχαν μελετηθεί έντονα από πολύ νωρίς και το MgB_2 (Magnesium Diboride) είναι γνωστό από το 1950, οι υπεραγώγιμες ιδιότητές του ανακαλύφθηκαν μόλις το 2001. Είναι μια απλή ομοιοπολική ένωση, η οποία χαρακτηρίζεται από εξαγωνική κρυσταλλική δομή, όπου τα στρώματα του Βορίου εναλλάσσονται με τα στρώματα του Μαγνησίου, όπως φαίνεται στο Σχήμα 1.12. Το Μοριακό του βάρος είναι $M = 45.93 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$ και η πυκνότητά του $d = 2.57 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$.

Το MgB_2 είναι υπεραγωγός τύπου II, με κρίσιμη θερμοκρασία $T_c = 39\text{K}$. Το άνω κρίσιμο πεδίο είναι μεταξύ $2 - 5 \text{ T}$ για μαγνητικό πεδίο παράλληλο στον άξονα c και $15 - 20 \text{ T}$ αν είναι παράλληλο στους άξονες a ή b . Το κάτω κρίσιμο πεδίο είναι περίπου $250 - 500 \text{ G}$. Το μήκος διείσδυσης London κυμαίνεται στα $3.7 - 12 \text{ nm}$ και το μήκος συνοχής GL υπολογίζεται μεταξύ $3.7 - 12 \text{ nm}$ κατά μήκος των διευθύνσεων a ή b και $1.6 - 3.6 \text{ nm}$ κατά μήκος του άξονα c . Το ενεργειακό χάσμα ποικίλλει με την κατεύθυνση του κρυστάλλου με τιμές $1.8 - 7.5 \text{ meV}$.

Η υπεραγωγιμότητα στο MgB_2 προκαλείται με συμβατικό τρόπο από την αλληλεπίδραση ηλεκτρονίων - φωνονίων. Ωστόσο, τα ηλεκτρόνια που συμμετέχουν στην υπεραγωγιμότητα προέρχονται από δύο διαφορετικές ενεργειακές ζώνες στο επίπεδο Fermi, με αποτέλεσμα την εμφάνιση δύο ενεργειακών χασμάτων, ένα στα 2 meV κι ένα άλλο στα 7.5 meV .

Σχετικά με τις μηχανικές του ιδιότητες μπορούμε να αναφέρουμε ότι είναι σκληρό (hard) και εύθραυστο (brittle).

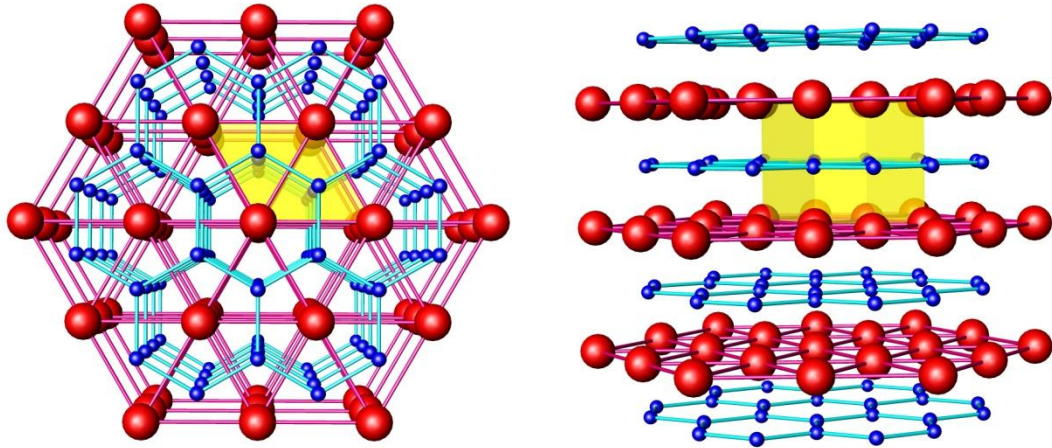
Χρησιμοποιείται ήδη στην ανάπτυξη λεπτών υμενίων, ενώ οι ιδιότητές του το καθιστούν ως ένα από τα υποψήφια υλικά για την κατασκευή καλωδίων και μικροηλεκτρονικών κυκλωμάτων.

Το MgB_2 συντίθεται από σκόνη Βορίου και Μαγνησίου. Αρχικά απαιτείται να γίνει μια αντίδραση στους 650°C , καθώς το Μαγνήσιο τήκεται στους 652°C . Αφού γίνει η πρώτη πυροσυσσωμάτωση και σχηματιστούν μόρια MgB_2 , τότε ανεβάζουμε την θερμοκρασία αντίδρασης κοντά στους 820°C για να γίνει η πλήρης πυροσυσσωμάτωση με βελτιστοποίηση των ιδιοτήτων του. Το σημείο τήξης του MgB_2 είναι στους 830°C .

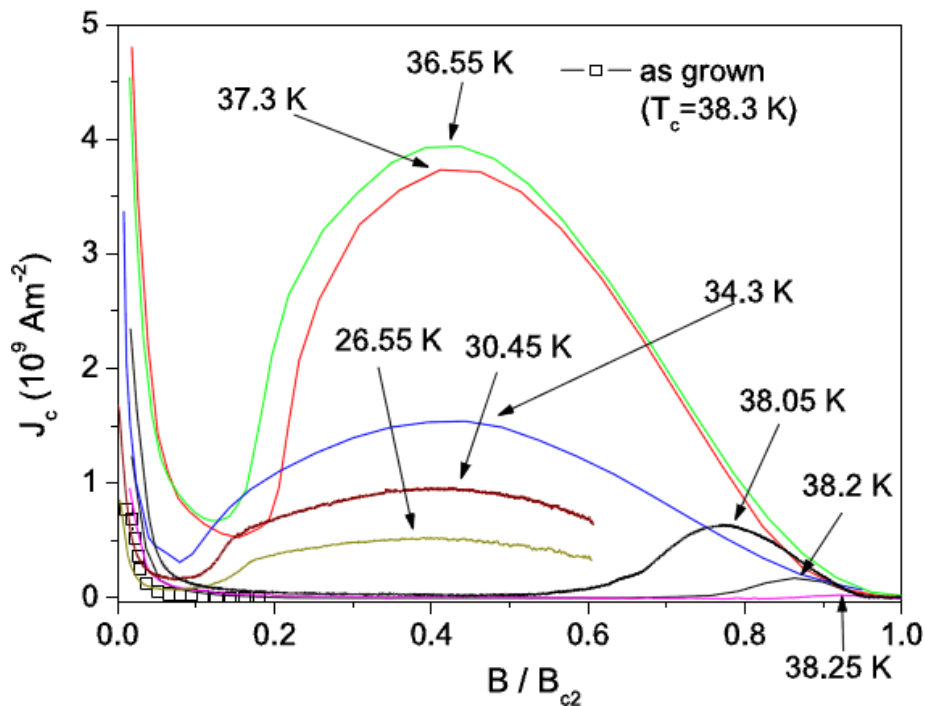
Το μέγιστο κρίσιμο ρεύμα που μπορεί να διαρρεύσει από δοκίμια MgB_2 φαίνεται στον Σχήμα 1.13.

Ακόμα να αναφέρουμε ότι σε θερμοκρασία 4.2K έχουμε μεγάλες αποκλίσεις σχετικά με τα αναμενόμενα για τις αποστάσεις των φλαξονίων στην κατάσταση

Abrikosov, όπου παρατηρούνται αποκλίσεις της τάξης του 50% συγκριτικά με τους υπεραγωγούς τύπου II. Οι δίνες συγκεντρώνονται σε περιοχές διαφορετικές από τις κρίσιμες αποστάσεις. Γι αυτήν την κατάσταση επινοήθηκε ο όρος υπεραγωγιμότητα τύπου 1.5.



Σχήμα 1.12 Η κρυσταλλική δομή του MgB_2 σχεδιασμένη με το πρόγραμμα “Atoms”.



Σχήμα 1.13 Η πυκνότητα κρίσιμου ρεύματος συναρτήσει της θερμοκρασίας και του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, όπως προέρχεται από πειράματα νετρονίων σε μονοκρυστάλλους MgB_2 . [Eisterer, 2007]

1.3.2 $YBa_2Cu_3O_7$

Το $YBa_2Cu_3O_7$ (Yttrium Barium Copper Oxide) είναι γνωστό με τα ονόματα $YBCO$ ή $Y123$. Με κρίσιμη θερμοκρασία υπεραγωγικής μετάβασης στους $T_c = 93K$ είναι ο πρώτος υπεραγωγός (ανακαλύφθηκε το 1987) σε θερμοκρασία υψηλότερη από το σημείο βρασμού του υγρού αζώτου. Το $YBCO$ είναι υπεραγωγός τύπου II Μοριακού βάρους $M = 666.19 \text{ g} \cdot \text{mol}^{-1}$, πυκνότητας $d = 6.3 \text{ g} \cdot \text{cm}^{-3}$ και είναι αδιάλυτο στο νερό.

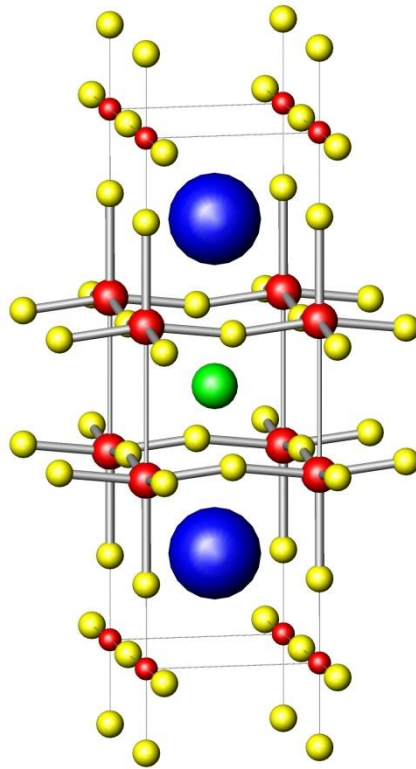
Οι υπεραγωγικές ιδιότητες του $YBa_2Cu_3O_{7-x}$ εξαρτώνται από την τιμή του x , δηλαδή από την περιεκτικότητά του σε οξυγόνο. Για $x \sim 0.7$ αποκτάει τη μέγιστη δυνατή $T_c = 95K$ με υψηλότερα κρίσιμα μαγνητικά πεδία, $120T$ για πεδίο κάθετο και $250T$ για πεδίο παράλληλο στα επίπεδα (planes) CuO_2 . Όταν $x = 1.0$ το $YBCO$ δεν είναι υπεραγωγίμο.

Το $YBCO$ κρυσταλλώνεται σε δομή ορθορομβικού περοβσκίτη (perovskite), ο οποίος αποτελείται από 4 στρώματα, όπως φαίνεται στο Σχήμα 4. Τα όρια του κάθε στρώματος οριοθετούνται από τα τετράγωνα CuO_4 . Κάθετα σε αυτά τα επίπεδα CuO_4 υπάρχουν επίπεδα CuO_2 , τα οποία μοιράζονται δύο κορυφές. Τα άτομα του Ύττριου καταλαμβάνουν θέσεις μεταξύ των επιπέδων CuO_2 και τα άτομα Βαρίου είναι μεταξύ των CuO_2 και CuO_4 .

Κατά μήκος του άξονα c η κανονική αγωγιμότητα είναι κατά μία τάξη μεγέθους μικρότερη σε σχέση με τα επίπεδα ab , δηλαδή το $YBCO$ χαρακτηρίζεται από ισχυρή ανισοτροπία. Τα βάρη διείσδυσης είναι $\lambda_{ab} = 120 \text{ nm}$ και $\lambda_c = 800 \text{ nm}$ και τα μήκη συνοχής $\xi_{ab} = 2 \text{ nm}$ και $\xi_c = 0.4 \text{ nm}$.

Το $YBCO$ ως μονοκρυσταλλός έχει πολύ υψηλή τιμή πυκνότητας κρίσιμου ρεύματος, ενώ ως πολυκρυσταλλικό υλικό μπορεί να διαρρεύσει πολύ μικρό ρεύμα διατηρώντας την υπεραγωγική κατάσταση. Αυτό οφείλεται στα κρυσταλλικά όρια κόκκου (grain boundaries) του υλικού, όπου όταν η γωνία μεταξύ τους είναι $> 5^\circ$ τα υπερρεύματα δεν μπορούν να διασχίσουν τα σύνορα.

Όσον αφορά στις μηχανικές του ιδιότητες, το $YBCO$ είναι εύθραυστο, όπως αναμενόταν σαν οξείδιο, κάτι που φέρνει δυσκολίες σε τεχνολογικές εφαρμογές, αφού η διαμόρφωσή του σε σύρματα με οποιαδήποτε συμβατική μέθοδο καθίσταται αδύνατη. Εδώ να σημειώσουμε ότι το $BSCCO$ δίνει πολύ καλύτερα αποτελέσματα σε αυτόν τον τομέα με τη μέθοδο σκόνη σε σωλήνα (powder-in-tube).



Σχήμα 1.14 Η κρυσταλλική δομή του $YBa_2Cu_3O_7$ σχεδιασμένη με το πρόγραμμα “Atoms”.

1.3.3 $Bi_{2-x}Pb_xSr_2Ca_2Cu_3O_{10}$

Το $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ (Bismuth Strontium Calcium Copper Oxide) είναι γνωστό με το όνομα *BSCCO* ή *Bi2223*. Ανακαλύφθηκε το 1988 και αποτελεί τον πρώτο υπεραγωγό με $T_c = 108K > 100K$, ο οποίος δεν περιέχει σπάνια γαία στην κρυσταλλική του δομή. Το *BSCCO* αποτελεί μια οικογένεια υπεραγωγών υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας τύπου II με γενικό χημικό τύπο $Bi_2Sr_2Ca_nCu_{n+1}O_{2n+6+x}$. Έχει δομή περοβσκίτη, όπως φαίνεται στα Σχήματα 1.15 και 1.16. Το $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$ έχει $T_c = 95K$ και το $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ έχει $T_c = 108K$.

Συχνά το *BSCCO* σταθεροποιείται με μερική αντικατάσταση των κατιόντων Βισμούθιου από Μόλυβδο. Υπεραγωγίμες ιδιότητες εμφανίζονται όταν επιπρόσθετο οξυγόνο καταλάβει ενδοκρυσταλλικές θέσεις (hole doping). Οι υπεραγωγίμες ιδιότητες του εξαρτώνται τόσο από το επίπεδο της ηλεκτρονικής νόθευσης όσο και από τη διάρκεια της πυροσυσσωμάτωσης. Το άνω κρίσιμο πεδίο πολυκρυσταλλικών δειγμάτων σε $T = 4.2K$ είναι $(200 \pm 25)T$, σε αντιστοιχία με $(168 \pm 26)T$ για το *YBCO*.

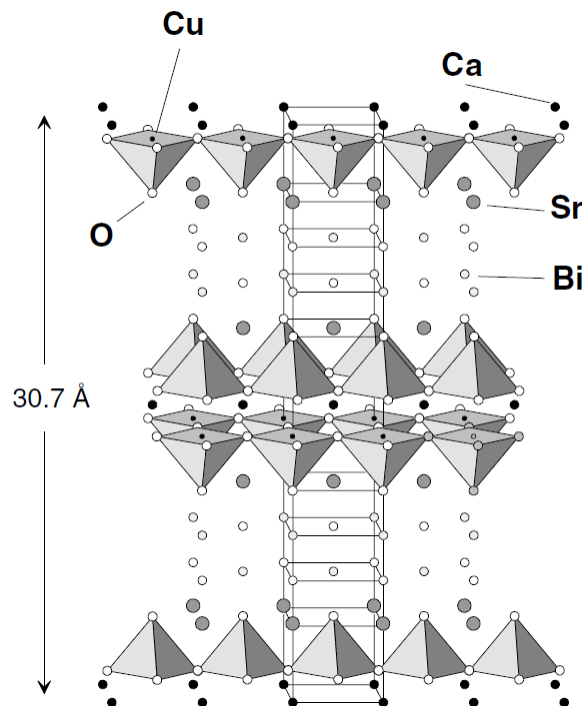
Το *Bi2212* είναι ο πρώτος υπεραγωγός υψηλών θερμοκρασιών που χρησιμοποιήθηκε για την κατασκευή συρμάτων. Όπως και στην περίπτωση του *YBCO* υπάρχουν κι εδώ προβλήματα σχετικά με τις ασθενείς συνδέσεις των ορίων των

κόκκων, όμως στο *BSCCO* αυτό ξεπερνιέται λόγω των δυνάμεων Van der Waals μεταξύ των επιπέδων *BiO*, τα οποία απουσιάζουν στο *YBCO*. Όμως η πυκνότητα κρίσιμου ρεύματος σε μηδενικό μαγνητικό πεδίο και σε $T = 77K$ είναι $J_c = 48 A \cdot cm^{-2}$, δύο τάξεις μεγέθους μικρότερη από την αντίστοιχη του *YBCO*.

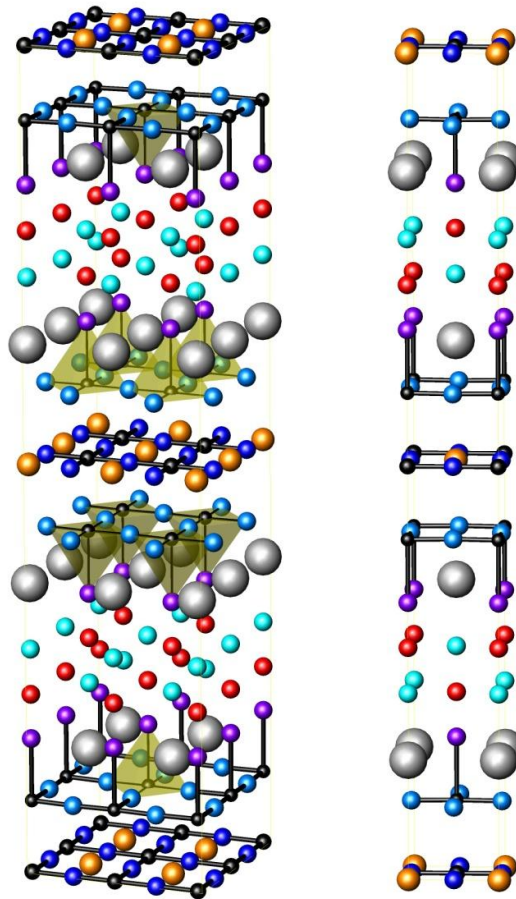
Με τα *Bi2212* και *Bi2223* μπορούν να κατασκευαστούν καλώδια μέσω της διαδικασίας powder-in-tube, όμως στην περίπτωση του *Bi2223* απαιτείται η ευθυγράμμιση των κρυστάλλων με τη συστοροφή του μέσα σε ταινία.

Η ενίσχυση του *BSCCO* με Μόλυβδο έχει ως αποτέλεσμα την αύξηση του κρίσιμου ρεύματος, όπου σε $T = 77K$ έχουμε δει τιμές της τάξης του $J_c = 580 A \cdot cm^{-2}$. Στο Σχήμα 1.17 φαίνεται η πυκνότητα του κρίσιμου ρεύματος που μπορεί να διαρρέυσει από δοκίμιο $Bi_{1.84}Pb_{0.34}Sr_{1.91}Ca_{2.03}Cu_{3.06}O_{10+\delta}$ συναρτήσει του χρόνου και της θερμοκρασίας πυροσυσσωμάτωσης.

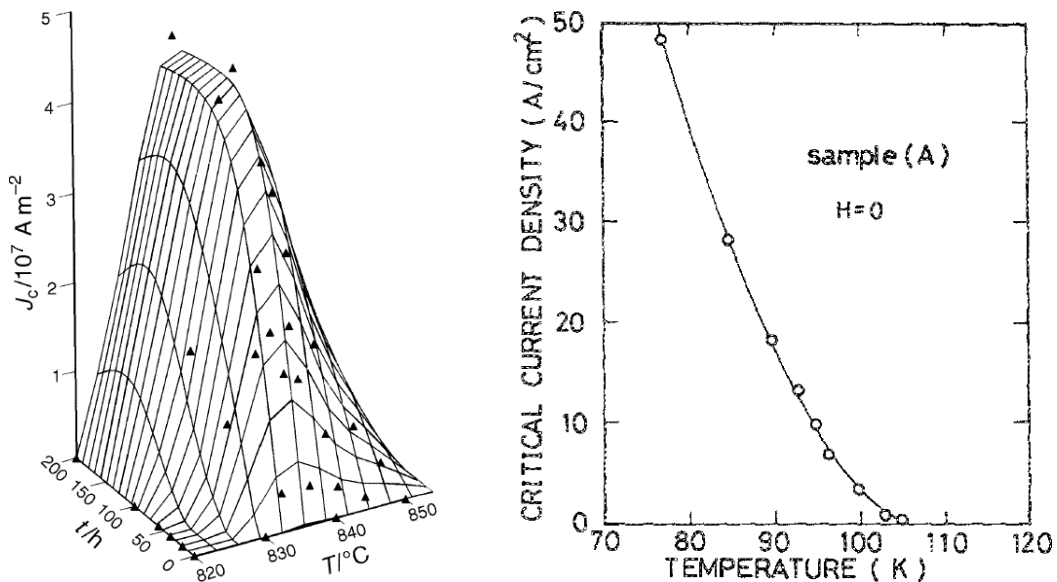
Πειράματα σε $Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_8$ δίνουν $J_c = 403 A \cdot cm^{-2}$ σε $T = 77K$, ενώ χωρίς την προσθήκη μολύβδου, το ίδιο πείραμα σε μηδενικό μαγνητικό πεδίο έδωσε $J_c \sim 1 A \cdot cm^{-2}$. Αντίστοιχα για το $Bi_{0.7}Pb_{0.3}SrCaCu_{1.8}O_8$ δίνουν $J_c = 48 A \cdot cm^{-2}$ σε $T = 77K$ και $J_c = 3.5 A \cdot cm^{-2}$ σε $T = 100K$, ενώ το αμόλυβδο δοκίμιο έδωσε $J_c \sim 1 A \cdot cm^{-2}$ σε $T = 77K$. Στο σχήμα 1.17 φαίνεται το κρίσιμο ρεύμα στο $Bi_{0.7}Pb_{0.3}Sr_1Ca_1Cu_{1.8}O_8$ συναρτήσει της θερμοκρασίας.



Σχήμα 1.15 Η μοναδιαία κυψελίδα του *Bi2212*. Το *Bi2201* έχει ένα επίπεδο CuO_2 λιγότερο στο πάνω και στο κάτω μισό του κι επιπλέον του λείπει κι ένα επίπεδο *Ca*, ενώ το *Bi2223* έχει από ένα επιπλέον επίπεδο CuO_2 και *Ca* σε κάθε μισή πλευρά. [Buckel, 2004, σελ.95]



Σχήμα 1.16 Η κρυσταλλική δομή του $Bi2223$ σχεδιασμένη με το πρόγραμμα “Atoms”.



Σχήμα 1.17 Αριστερά: Το κρίσιμο ρεύμα σε $T = 77\text{K}$ στο $Bi_{1.84}Pb_{0.34}Sr_{1.91}Ca_{2.03}Cu_{3.06}O_{10+\delta}$ συναρτήσει του χρόνου και της θερμοκρασίας πυροσυσσώματωσης. [Beales et al, 1997]. Δεξιά: Το κρίσιμο ρεύμα στο $Bi_{0.7}Pb_{0.3}SrCaCu_{1.8}O_\delta$ συναρτήσει της θερμοκρασίας. Το δοκίμιο ήταν σε $T = 845^\circ\text{C}$ για $220h$. [Togano et al, 1988]

1.4 Εφαρμογές της υπεραγωγιμότητας

Παρακάτω αναφέρουμε μερικές τεχνολογικές εφαρμογές στις οποίες οι υπεραγωγοί κάνουν σταδιακά εμφανή την παρουσία τους. Κάποιες από αυτές δεν είναι δυνατόν να επιτευχθούν χωρίς την χρήση υπεραγωγών, όπως για παράδειγμα ο αντιδραστήρας πυρηνικής σύντηξης. Άλλες εφαρμογές, όπως καλώδια, πηνία και μαγνήτες γίνονται πιο αποτελεσματικές με τη χρήση των υπεραγωγών, λόγω της αμελητέας ηλεκτρικής αντίστασης που παρουσιάζουν και τα ισχυρά μαγνητικά πεδία που είναι σε θέση να επιτύχουν. Για την πυρηνική σύντηξη και την κατασκευή υπεραγωγίων καλωδίων κάνουμε μια μικρή περιγραφή. Επίσης να αναφέρουμε ότι αυτές οι εφαρμογές έχουν να κάνουν γενικά με υπεραγωγούς κι όχι αποκλειστικά με υβριδικούς. Οι υβριδικοί υπεραγωγοί μελετούνται για αναζήτηση πιο ενισχυμένων ιδιοτήτων των υπεραγωγών που υπάρχουν ήδη, με στόχο τον συνδυασμό των ιδιοτήτων τους.

1. Μαγνητικά Πηνία (Superconducting Magnetic Coils)
2. Μόνιμοι Μαγνήτες (Superconducting Permanent Magnets)
3. Πυρηνικός Μαγνητικός Συντονισμός (Nuclear Magnetic Resonance)
4. Μαγνητική Τομογραφία (Magnetic Resonance Imaging)
5. Επιταχυντές Σωματιδίων (Particle Accelerators)
6. Πυρηνική Σύντηξη (Nuclear Fusion)
7. Συσκευές Αποθήκευσης Ενέργειας (Energy Storage Devices)
8. Ηλεκτροκινητήρες και Ηλεκτρογεννήτριες (Motors and Generators)
9. Μαγνητικός Διαχωρισμός (Magnetic Separation)
10. Αιωρούμενα Τρένα (Levitated Trains)
11. Καλώδια (Cables)
12. Μετασχηματιστές (Transformers)
13. Συσκευές Αποκοπής/Περιορισμού Ρεύματος (Current-Limiting Devices)
14. Αντηχεία για επιταχυντές σωματιδίων (Resonators for Particle Accelerators)
15. Αντηχεία και φίλτρα για Επικοινωνίες (Resonators and Filters for Communications Technology)
16. Ανιχνευτές (Superconducting Detectors) για Ευαισθησία (Sensitivity), Θερμικό Θόρυβο (Thermal Noise) και Περιβαλλοντικό Θόρυβο (Environmental Noise)
17. Bolometers και Θερμιδόμετρα (Calorimeters)
18. Κβαντικά Συμβολόμετρα (Quantum Interferometers) ως αισθητήρες μαγνητικών πεδίων (Magnetic Field Sensors)
19. Υπεραγωγοί στον τομέα της Μικροηλεκτρονικής (Superconductors in Microelectronics)

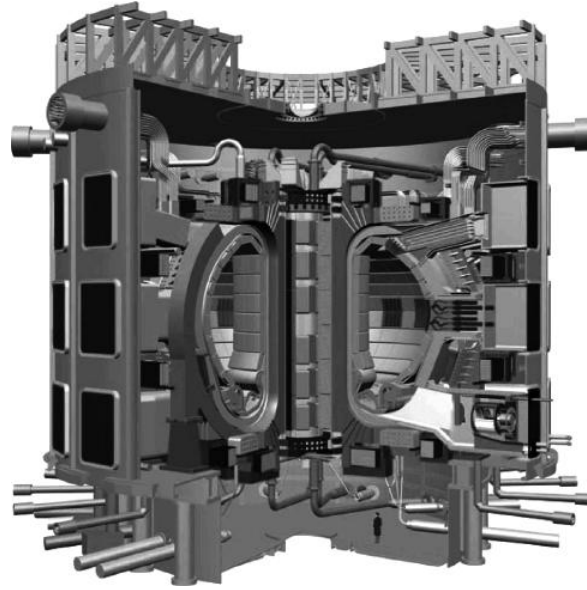
1.4.1 Πυρηνική Σύντηξη

Μεγάλη προσπάθεια γίνεται για να επιτευχθεί η ελεγχόμενη Πυρηνική Σύντηξη (Nuclear Fusion), δηλαδή η σύντηξη δύο πυρήνων υδρογόνου για να σχηματίσουν ένα πυρήνα ηλίου. Αυτή η διαδικασία συμβαίνει αυθόρμητα τόσο στον Ήλιο, όσο και στη βόμβα υδρογόνου. Δεδομένου ότι υπάρχει μια σχεδόν απεριόριστη παροχή του υδρογόνου στη Γη, αυτή η θερμοπυρηνική διαδικασία (thermonuclear process) θα μπορούσε να καταστεί μια σημαντική πηγή ενέργειας στο μέλλον. Στις μέρες μας οι εργασίες για τη σύντηξη βρίσκονται ακόμα στο επίπεδο της βασικής έρευνας, καθώς πρέπει να ξεπεραστούν κάποιες βασικές δυσκολίες. Για να ξεκινήσει η απελευθέρωση της ενέργειας, το φυσικό αέριο υδρογόνο πρέπει να θερμανθεί σε θερμοκρασίες της τάξης των μερικών δεκάδων εκατομμυρίων βαθμών. Αυτό το καυτό πλάσμα αποτελείται σχεδόν αποκλειστικά από πυρήνες υδρογόνου και ηλεκτρόνια (ισότοπα τριτίου), κάτι που φυσικά δεν μπορεί να διατηρηθεί σε δοχείο από κάποιο υλικό, αφού οι θερμοκρασίες που αναπτύσσονται είναι της τάξης των $10^8 K$, όσο και στο κέντρο του Ήλιου. Ωστόσο, αφού έχουμε να κάνουμε με φορτισμένα σωματίδια, οι τροχιές τους μπορούν να καμφθούν με τη βοήθεια ενός μαγνητικού πεδίου. Ως εκ τούτου, τα σωματίδια είναι δυνατόν να κρατηθούν μέσα σε έναν κατάλληλο θάλαμο αντιδράσεως, παρά την υψηλή ταχύτητά τους, εφαρμόζοντας πολύ ισχυρά μαγνητικά πεδία σε κατάλληλη γεωμετρία. Όμως τα απαιτούμενα πεδία είναι τόσο ισχυρά, ώστε μπορούν να δημιουργηθούν οικονομικά μόνο με την χρήση υπεραγώγιμων μαγνητών.

Τα τελευταία χρόνια η έρευνα έχει επικεντρωθεί σε δύο τύπους αντιδραστήρων, τον Stellarator και τον Tokamak. Ο “Wendelstein” είναι υπό κατασκευή στην Γερμανία, όπως και ο “LHD” (Large Helical Device) στην Ιαπωνία, αμφότεροι τύπου Stellarator. Παρακάτω θα δώσουμε μια σύντομη περιγραφή του Διεθνούς Πειραματικού Θερμοπυρηνικού Αντιδραστήρα “ITER” (International Thermonuclear Experimental Reactor), ο οποίος είναι τύπου Tokamak. Ο ITER αποτελεί συνεργασία μεταξύ της Ευρωπαϊκής Ένωσης, της Ιαπωνίας, της Ρωσίας και των ΗΠΑ. Επί του παρόντος, το έργο ονομάζεται “ITER FEAT” (Fusion Energy Amplifier Tokamak) με στόχο την κατασκευή ενός αντιδραστήρα σύντηξης ισχύος 400 MW.

Στο Σχήμα 1.18 δείχνουμε ένα σχηματικό διάγραμμα του σχεδιασμένου αντιδραστήρα ITER FEAT. Εντός του αντιδραστήρα υπάρχει μια σειρά από διαφορετικά πηνία, τα οποία εφοδιάζουν, για παράδειγμα, το μαγνητικό περίγραμμα του σπειροειδούς πλάσματος της σύντηξης, καθώς επίσης και τη γέννηση του θερμού ρεύματος του πλάσματος. Ο άνθρωπος που φαίνεται στο κάτω μέρος δείχνει το μέγεθος του αντιδραστήρα. Τα μαγνητικά πεδία είναι της τάξης των 12T στο εσωτερικό της περιοχής της σύντηξης.

Τα εξαρτήματα του αντιδραστήρα έχουν ήδη ελεγχθεί, συμπεριλαμβανομένων και των υπεραγώγιμων καλωδίων, τα οποία είναι κατασκευασμένα από Nb_3Sn . Παρόλα αυτά δεν ξέρουμε ακόμα αν το project ITER FEAT θα υλοποιηθεί και η πυρηνική σύντηξη θα γίνει μια μελλοντική πηγή ενέργειας. Ωστόσο, αποδεικνύεται ότι έργα τέτοιου μεγέθους **δεν μπορούν** να υλοποιηθούν χωρίς την χρήση υπεραγωγών.



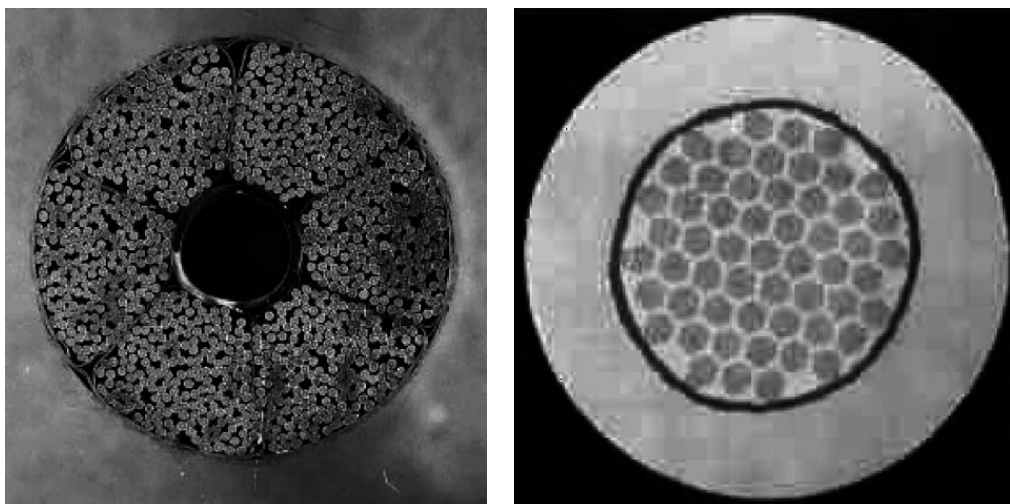
Σχήμα 1.18 Σχέδιο του Πυρηνικού Αντιδραστήρα Σύντηξης ITER FEAT. Ο σπειροειδής θάλαμος πλάσματος (τομή σχήμα νεφρού) περικλείεται από 18 πηνία (field coils) ύψους 14m και πλάτους 8m. Στον άξονα της βάσης στήλης (torus axis) στο κέντρο της εικόνας τοποθετείται κατακόρυφα το κεντρικό πηνίο ύψους 12m και διαμέτρου 4m. Η βάση στήλης (torus) περιβάλλεται από 6 τοροειδή (poloidal) πηνία και από μικρότερα πηνία διόρθωσης (correcting coils). [Buckel, 2004, σελ.375]

1.4.2 Υπεραγώγιμα καλώδια και ταινίες

Το υπεραγώγιμο σύρμα πρέπει να είναι πολύ λεπτό, διότι στο εσωτερικό του καλωδίου τα υπερεύματα (supercurrents decay) θα φθίνουν λόγω του βάθους διείσδυσης London.

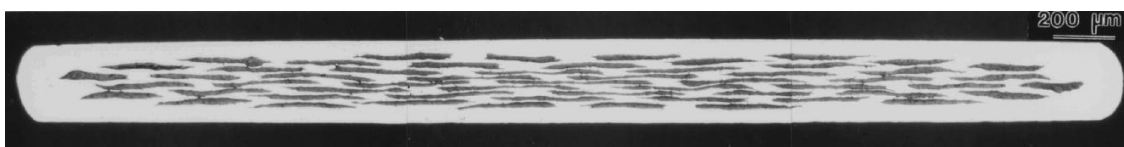
Καλές τιμές πυκνότητας ρεύματος θεωρείται η τάξη των $10^4 Acm^{-2}$. Αυτή η τιμή πρέπει να αντιπροσωπεύει τη συνολική διατομή του καλωδίου, συμπεριλαμβανομένων τόσο των υπεραγώγιμων τμημάτων, όσο και των μονωτικών στρωμάτων και της μήτρας που περιβάλλει τον υπεραγωγό.

Η ποιότητα της ηλεκτρικής επαφής μεταξύ του υπεραγωγού και του κανονικού μετάλλου είναι ζωτικής σημασίας για το μέγιστο δυνατό ρεύμα I_r , το οποίο αναφέρεται ως “Normal Metal Limited” ή ως “Minimum Propagating Current”.



Σχήμα 1.19 Διατομή υπεραγωγίμου καλωδίου. **Αριστερά:** ολόκληρο το καλώδιο. Τα σύρματα συγκεντρώνονται γύρω από ένα κεντρικό άνοιγμα διαμέτρου 1cm . **Δεξιά:** Μεμονωμένο σύρμα διαμέτρου 0.81mm από Nb_3Sn μέσα σε χάλκινη (Cu) μήτρα. [Buckel, 2004, σελ.359]

Η κατασκευή καλωδίων από Cuprates είναι αρκετά δύσκολη, τουλάχιστον συγκριτικά με την περίπτωση του Nb_3Sn ή $NbTi$ που χρησιμοποιείται μέχρι σήμερα για αντίστοιχες κατασκευές, κυρίως για πηνία. Μια μέθοδος είναι η τοποθέτηση σκόνης του υπεραγωγού σε σωλήνα (Powder in Tube Method), η οποία χρησιμεύει για την παραγωγή ταινιών από $Bi_2Sr_2CaCu_2O_8$, $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ ή $TlBaCaCuO$. Για αυτό το σκοπό κατάλληλα υλικά εκκίνησης (“Precursors”) είναι σωλήνες από Άργυρο, οι οποίοι παίρνουν την τελική τους μορφή και σύνθεση κατά τη διάρκεια μιας σύνθετης ακολουθίας από τράβηγμα (pulling), στρέψη (rolling) και θέρμανση (heating). Στο Σχήμα 1.20 φαίνεται μια τέτοια ταινία.



Σχήμα 1.20 Τομή της υπεραγωγίμης ταινίας από $(Bi,Pb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$. [Buckel, 2004, σελ.360]

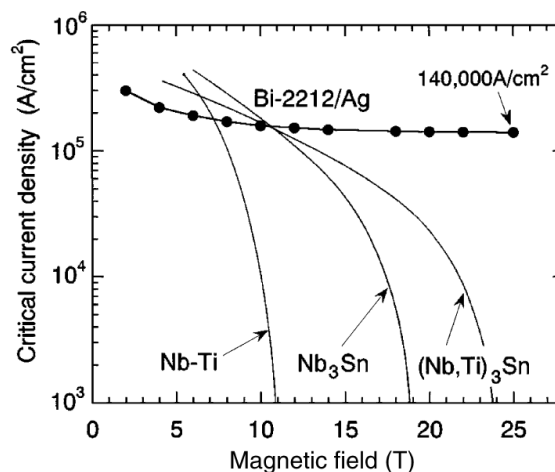
Μια άλλη μέθοδος ανάπτυξης υπεραγωγίμων ταινιών είναι η εναπόθεση (deposit) $YBa_2Cu_3O_7$ πάνω σε ταινίες Ni ή $NiCu$ με τέτοιο τρόπο ώστε ο υπεραγωγός να εμφανίζει έναν σχεδόν τέλει προσανατολισμό. Επί του παρόντος μελετώνται οι μέθοδοι RABITS (Rolling Assisted Biaxially Textured Substrate) και IBAD (Ion Beam Assisted Deposition). Στην περίπτωση του RABITS σχεδόν μονοκρυσταλλικό $YBa_2Cu_3O_7$ εξατμίζεται πάνω σε υπόστρωμα από Ni καλά προσανατολισμένο σε δύο

κρυσταλλογραφικές κατευθύνσεις σε χαμηλό κενό. Επίσης το $YBa_2Cu_3O_7$ μπορεί να καθιζάνει σε οργανικά διαλύματα. Στην περίπτωση της μεθόδου IBAD, κατά τη διάρκεια της εναπόθεσης λεπτών ταινιών (thin film) πάνω σε προστατευτικά στρώματα (buffer layers), για παράδειγμα πάνω σε Νικέλιο, μια δέσμη ιόντων χρησιμοποιείται για την εν μέρει αφαίρεση των προστατευτικών στρωμάτων ξανά με αποτέλεσμα την καταστολή της ανάπτυξης κρυσταλλιτών με λάθος προσανατολισμό. Το κρίσιμο ρεύμα που παραμένει στα όρια των κόκκων μπορεί να αυξηθεί με τη βοήθεια ενίσχυσης με ασβέστιο (Ca-doped) στο επικαλυπτόμενο στρώμα $(Y,Ca)Ba_2Cu_3O_7$. Αυτή η επίστρωση αντισταθμίζει το φαινόμενο της φόρτισης (charging effect) στα όρια των κόκκων.



Σχήμα 1.21 Ταινία από $YBa_2Cu_3O_7$ παρασκευασμένη με τη μέθοδο RABITS σε υπόστρωμα από κράμα Νικελίου. [Buckel, 2004, σελ.360]

Οι αγωγοί που κατασκευάζονται από υπεραγωγούς υψηλών θερμοκρασιών μπορούν να συνδεθούν με αντίστοιχους χαμηλών θερμοκρασιών, καθώς οι πρώτοι είναι μονωτές της θερμότητας. Σε περίπτωση που χαθεί η υπεραγωγιμότητα λόγω τοπικής υπερθέρμανσης, τότε οι υπεραγωγοί χαμηλών θερμοκρασιών, οι οποίοι κατά κανόνα είναι καλοί αγωγοί της θερμότητας, θα απορροφήσουν και θα διαδώσουν γρήγορα την θερμότητα με αποτέλεσμα να μειωθεί ξανά η θερμοκρασία και να επανέρθει ο αγωγός στην υπεραγωγίμη κατάσταση.



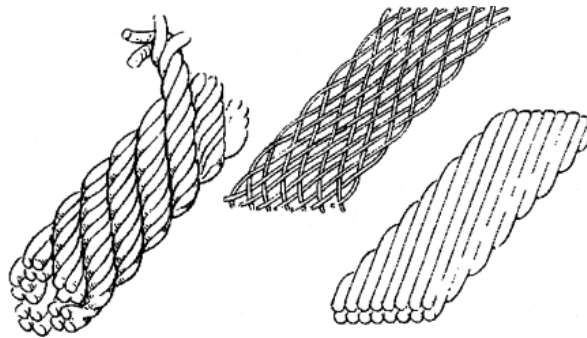
Σχήμα 1.22 Κρίσιμη πυκνότητα ρεύματος σε θερμοκρασία 4.2K συναρτήσεως του μαγνητικού πεδίου. [Buckel, 2004, σελ.360]

Ένα σημαντικό θέμα που πρέπει να εξεταστεί είναι η απώλεια ενέργειας που παρατηρείται όταν το υπεραγωγίμο καλώδιο διαρρέεται από εναλλασσόμενο ρεύμα. Ένας μηχανισμός απωλειών, ο οποίος είναι ανεξάρτητος από τον ρυθμό με τον οποίο μεταβάλλεται το πεδίο, είναι το γεγονός ότι οι μεταβολές των μαγνητικών πεδίων δημιουργούν ανακατανομές των δυναμικών γραμμών της ροής μέσα στον υπεραγωγό. Αν το πεδίο μεταβάλλεται περιοδικά από $\pm A_{ac}$ γύρω από μια μέση τιμή, προκύπτει βρόγχος υστέρησης (hysteresis loop) στην καμπύλη μαγνήτισης $M(B)$. Η περιοχή που περικλείεται στον βρόγχο καθορίζει την ενέργεια απωλειών σε κάθε κύκλο φόρτισης. Αυτή η επίδραση μπορεί να ελαχιστοποιηθεί στο ελάχιστο, κατασκευάζοντας τα αγωγίμα σύρματα πολύ λεπτά.

Ένας άλλος σημαντικός μηχανισμός απωλειών είναι ότι χρονικά μεταβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο προκαλεί ηλεκτρικό πεδίο, σύμφωνα με την εξίσωση του Maxwell

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}$$

με αποτέλεσμα τη δημιουργία δινορευμάτων (eddy currents) στην αγωγίμη μήτρα. Οι απώλειες από αυτό τον μηχανισμό γίνονται μεγαλύτερες όσο αυξάνεται ο ρυθμός μεταβολής του μαγνητικού πεδίου. Ωστόσο, αυτές οι απώλειες μπορούν να ελαχιστοποιηθούν με συστροφή (twisting) του αγωγού, όπως δείχνει το Σχήμα 1.23.



Σχήμα 1.23 Σχηματική αναπαράσταση των στριμμένων καλωδίων για εφαρμογές που απαιτούν χρονικά μεταβαλλόμενα πεδία και ρεύματα, για μείωση των απωλειών ενέργειας. [Buckel, 2004, σελ.362]

Η κατασκευή και χρήση υπεραγωγίμων καλωδίων κάνει τη μεταφορά ηλεκτρικής ενέργειας πολύ συμφέρουσα καθώς οι ηλεκτρικές απώλειες είναι αμελητέες. Ωστόσο υπάρχουν θέματα που πρέπει να λυθούν όσον αφορά στο κόστος της κατασκευής και λειτουργίας, στην αξιοπιστία και στην συντήρηση. Για μεγάλες αποστάσεις η κατανομή ρεύματος μέσω υπεραγωγίμων καλωδίων θα ήταν υπερβολικά ακριβή, όμως σε πολλές περιπτώσεις υπάρχει ζήτηση για μεγάλα ποσά ενέργειας με μικρές αποστάσεις.

Τα υπεραγωγίμα καλώδια υψηλών θερμοκρασιών έχουν ακόμα ένα πλεονέκτημα όσον αφορά στο περιβαλλοντικό ζήτημα, συγκριτικά με τους κανονικούς αγωγούς. Σε περίπτωση διαρροής θα διαφύγει στο περιβάλλον μόνο αέριο άζωτο, το οποίο είναι φυσικό προϊόν και τελείως ακίνδυνο για την ατμόσφαιρα, σε αντίθεση με τα ανθυγιεινά

και περιβαλλοντικά επικίνδυνα έλαια που χρησιμοποιούνται για την ψύξη των συμβατικών αγωγών μεγάλης ισχύος.

Μετά το 1986 οι έρευνες επικεντρώθηκαν στους υπεραγωγούς υψηλών θερμοκρασιών. Με ψύξη υγρού αζώτου μπορούν να μεταφερθούν ισχύς μέχρι και 500 MVA. Ο στόχος είναι η κατασκευή A.C. καλωδίων, λόγω της ευκολότερης αντικατάστασης με τα ήδη υπάρχοντα. Ωστόσο, χρήσιμα θα μπορούσαν να είναι υπεραγωγίματα D.C. καλώδια για τη μεταφορά σε μεγάλες αποστάσεις όπως για παράδειγμα από την παραγωγή της ενέργειας από έναν πυρηνικό σταθμό μέχρι μια πόλη, στην οποία εσωτερικά θα χρησιμοποιηθούν A.C. αγωγοί, δηλαδή όπως συμβαίνει μέχρι και σήμερα.

Για τα A.C. καλώδια έχουν προταθεί διάφορα σχέδια. Στην απλούστερη περίπτωση μόνο ο εσωτερικός αγωγός είναι υπεραγωγίματος, ενώ το περίβλημα αποτελείται από κοινό αγωγό. Σε αυτή την περίπτωση μόνο ο εσωτερικός αγωγός ψύχεται με υγρό άζωτο. Ο κρυστάλλος αποτελείται από κενούς ομόκεντρους εύκαμπτους σωλήνες μετάλλου, ο οποίος τοποθετείται ακριβώς δίπλα στον αγωγό. Ο εξωτερικός εύκαμπτος σωλήνας περιβάλλεται από ένα ζεστό διηλεκτρικό μέσο (warm dielectric medium), ο οποίος είναι περιτριγυρισμένος από τον εξωτερικό αγωγό και την εξωτερική μόνωση. Στο Σχήμα 1.24 φαίνεται ένα τέτοιο καλώδιο, το οποίο μεταφέρει ισχύς 100 MVA και διαρρέεται από συνεχές ρεύμα 6kA.

Πιο πολύπλοκα σχέδια που διερευνούνται έχουν τόσο τον εσωτερικό, όσο και τον εξωτερικό αγωγό από υπεραγωγίματα υλικά. Σε αυτή την περίπτωση συνδυάζονται τρεις αγωγοί σε ένα τριφασικό καλώδιο μέσα σε ευέλικτο μεταλλικό σωλήνα, ο οποίος διαρρέεται από υγρό άζωτο. Το διηλεκτρικό μέσο μεταξύ του εσωτερικού και εξωτερικού αγωγού διατηρείται κι αυτό σε χαμηλή θερμοκρασία. Η μακροπρόθεσμη σταθερότητα του ψυχρού διηλεκτρικού υλικού αποτελεί ανοιχτό ερώτημα.



Σχήμα 1.24 Υπεραγωγίμο καλώδιο του “Detroit Edison Project”. Το υπεραγωγίμο υλικό είναι $Bi_2Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$. Το μήκος του είναι 120m και η συνολική διάμετρος 10cm. [Buckel, 2004, σελ.382]

2. Πειραματικές Τεχνικές για τον Χαρακτηρισμό Δειγμάτων

2.1 Μαγνητικές Μετρήσεις με το Μαγνητόμετρο SQUID

Τις μαγνητικές μετρήσεις DC μαγνητικής επιδεκτικότητας τις πραγματοποιήσαμε με το Μαγνητόμετρο **SQUID** (Superconducting QUantum Interference Device) της Αμερικάνικης Εταιρίας Quantum Design. Αποτελείται από έναν υπεραγώγιμο μαγνήτη (από $NbTi$) δυνατότητας παραγωγής μαγνητικού πεδίου έντασης $[-55, 55]kOe$ ή ισοδύναμα $[-5.5, 5.5]T$, ενώ παράλληλα μπορεί να ρυθμιστεί η θερμοκρασία του δείγματος μεταξύ των θερμοκρασιών $[1.9, 400]K$. Επίσης διαθέτει αυτόματο σύστημα χειρισμού του δείγματος κατά τον z άξονα με σκοπό το κεντράρισμα του δείγματος.



Σχήμα 2.1 Το SQUID του Ινστιτούτου Επιστήμης Υλικών στο Εθνικό Κέντρο Έρευνας Φυσικών Επιστημών “Δημόκριτος”.

Το δείγμα τοποθετείται στο χώρο μεταξύ των 4 πηνίων ανίχνευσης (βλέπε Σχήμα 2.2). Στον κατακόρυφο άξονα z το δείγμα έχει ένα βαθμό ελευθερίας μήκους 14 cm . Η διάταξη των 4 πηνίων έχει ως αποτέλεσμα το παραγόμενο ρεύμα I να είναι ανάλογο της μαγνήτισης M ως

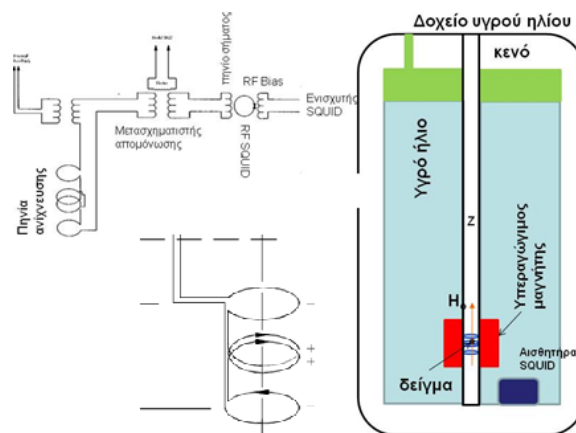
$$I \propto \frac{\partial^2 B}{\partial z^2}$$

δηλαδή να μην επηρεάζουν τις μετρήσεις τα σταθερά και γραμμικώς μεταβαλλόμενα εφαρμοζόμενα μαγνητικά πεδία. Με το κατάλληλο λογισμικό το δείγμα κεντράρεται αυτόματα, ώστε να ισχύει η παραπάνω σχέση, αφού αυτό ισχύει για πολύ μικρό διάστημα στο κέντρο των πηνίων.

Για την επίτευξη τόσο χαμηλών θερμοκρασιών απαιτείται κρυογενικό περιβάλλον με σύστημα υγρού ηλίου. Το δοχείο (dewar) του υγρού ηλίου έχει χωρητικότητα 56l και η μέση κατανάλωσή του κυμαίνεται από 4.5 l/day όταν το δείγμα βρίσκεται κοντά στη θερμοκρασία του υγρού ηλίου (4.2K) μέχρι 7 l/day κοντά στην μέγιστη δυνατή θερμοκρασία (350K). Η κατανάλωση αυξάνεται όταν μεταβάλλεται το μαγνητικό πεδίο. Για την επίτευξη θερμοκρασιών μεγαλύτερες των 4.2K υπάρχει μια ωμική αντίσταση η οποία θερμαίνει το αέριο ήλιο στην περιοχή του δείγματος. Για χαμηλότερες θερμοκρασίες των 4.2K, ελαττώνεται η πίεση στο δοχείο, ώστε να μειωθεί το σημείο βρασμού του Ηλίου.

Το σημαντικότερο τμήμα του μαγνητόμετρου είναι το σύστημα του αισθητήρα SQUID, το οποίο αποτελείται από τον ενισχυτή SQUID, τα πηνία ανίχνευσης (από Nb) και τα ηλεκτρονικά ελέγχου. Όλα αυτά τα τμήματα, όπως και ο μαγνήτης, τοποθετούνται μέσα στο δοχείο του υγρού ηλίου και βρίσκονται μόνιμα σε θερμοκρασία των 4.2K, αφού είναι κατασκευασμένα από υπεραγωγούς χαμηλών θερμοκρασιών.

Ο αισθητήρας SQUID μετατρέπει τη μετρούμενη μαγνητική ροή σε ηλεκτρική τάση. Χαρακτηρίζεται από ιδιαίτερα μεγάλη διακριτική ικανότητα. Στο συγκεκριμένο μαγνητόμετρο ο αισθητήρας είναι τύπου RF-SQUID. Συνοδεύεται από τα πηνία ανίχνευσης, το κύκλωμα μείωσης του σήματος και το κύκλωμα συντονισμού, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.2.



Σχήμα 2.2 Σχηματικό διάγραμμα των σημαντικότερων εξαρτημάτων ενός μαγνητόμετρου SQUID. Δεξιά διακρίνεται η εσωτερική διάταξη του δοχείου του υγρού ηλίου και κάτω λεπτομέρεια των πηνίων ανίχνευσης σε διάταξη δευτέρας παραγωγού.

Ο αισθητήρας RF-SQUID είναι ένας υπεραγωγίσιμος δακτύλιος με μια ασθενή επαφή Josephson, η οποία καταλαμβάνει ένα τμήμα του δακτυλίου με μέγεθος της τάξης του μήκους συσχέτισης του υπεραγωγού, ώστε οι υπεραγωγίσιμες ιδιότητές του να είναι υποβαθμισμένες. Βάση του φαινομένου Josephson, το υπερέυμα που διαρρέει τον δακτύλιο με την ασθενή επαφή μπορεί να διαμορφωθεί με τη μαγνητική ροή που διαρρέει την επιφάνεια του δακτυλίου. Η μεταβολή του υπερέυματος συναρτηθεί της εξωτερικής μαγνητικής ροής εμφανίζει ομοιότητες με την εικόνα συμβολής με περίοδο

μεγίστων το κβάντο μαγνητικής ροής $\Phi_0 = 2.0 \cdot 10^{-7} Gcm^2$. Για παράδειγμα αν ο δακτύλιος είναι πολύ μικρός, της τάξης του $A = 1mm^2$, τότε μπορούν να ανιχνευτούν εξαιρετικά μικρές αλλαγές μαγνητικής επαγωγής της τάξης του

$$B = 0.1 \frac{\Phi_0}{A} \sim 10^{-6} G \sim 0.1 nT$$

Ο αισθητήρας SQUID δεν βρίσκεται σε άμεση επαφή με το δείγμα, καθώς οι μετρήσεις γίνονται σε εξωτερικό μαγνητικό πεδίο. Το μαγνητικό σήμα φτάνει στον αισθητήρα μέσω του κυκλώματος ανίχνευσης, όπως φαίνεται στο Σχήμα 1. Η μαγνητική ροή που προέρχεται από το μαγνητισμένο δείγμα ανιχνεύεται από 4 σπείρες τυλιγμένες σε διάταξη δεύτερης παραγωγού, όπως στο Σχήμα 1. Το κύκλωμα ανίχνευσης απαρτίζεται από αυτές τις σπείρες, τα πηνία ανατροφοδότησης και τον μετασχηματιστή απομόνωσης. Το κύκλωμα ανατροφοδότησης βοηθάει στην μέγιστη δυνατή σταθερότητα στην απόκριση του αισθητήρα SQUID. Ο μετασχηματιστής απομόνωσης χρησιμεύει για την μείωση του θορύβου και μαζί με την αντίσταση θέρμανσης μειώνει το σήμα, ώστε να αποφεύγεται υπερφόρτωση του αισθητήρα SQUID. Πρακτικά η δυνατότητα μέτρησης είναι μεταξύ $[10^{-6}, 500] emu$.

Το κύκλωμα των πηνίων ανίχνευσης είναι υλοποιημένο με υπεραγωγία καλώδια. Στην κατάσταση Meissner το ηλεκτρικό πεδίο στο εσωτερικό των υπεραγωγών είναι μηδέν. Σύμφωνα με τον νόμο του Faraday, η μαγνητική ροή πρέπει να παραμένει σταθερή. Πράγματι,

$$\begin{aligned} \nabla \times \mathbf{E} &= -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \Rightarrow \int (\nabla \times \mathbf{E}) \cdot d\mathbf{a} &= -\int \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \cdot d\mathbf{a} \\ \Rightarrow \oint \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} &= -\frac{\partial}{\partial t} \int \mathbf{B} \cdot d\mathbf{a} \\ &\Rightarrow \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0 \end{aligned}$$

Στην δεύτερη σχέση το επικαμπύλιο ολοκλήρωμα λαμβάνεται στο εσωτερικό του υπεραγωγίου καλωδίου, έτσι ώστε το ηλεκτρικό πεδίο να είναι μηδέν. Έχουμε λάβει υπόψη ότι ο βρόγχος παραμένει ακίνητος και μόνο η μαγνητική επαγωγή μεταβάλλεται συναρτήσει του χρόνου. Η μαγνητική επαγωγή προέρχεται από δείγμα, το οποίο θεωρούμε ως ένα σημειακό μαγνητικό δίπολο που κινείται με σταθερή ταχύτητα κατά μήκος του άξονα συμμετρίας των πηνίων ανίχνευσης. Άρα κάθε μεταβολή της μαγνητικής επαγωγής που διέρχεται μέσα από τον υπεραγωγίο βρόγχο θα επάγει ρεύμα τέτοιας φοράς ώστε η συνολική μαγνητική ροή που περνά από τα πηνία ανίχνευσης να παραμένει σταθερή (Νόμος του Lenz). Η μαγνητική ροή βρόγχου ρεύματος I και αυτεπαγωγής L σε εξωτερικό μαγνητικό πεδίο \mathbf{B}_{ext} δίνεται από την σχέση

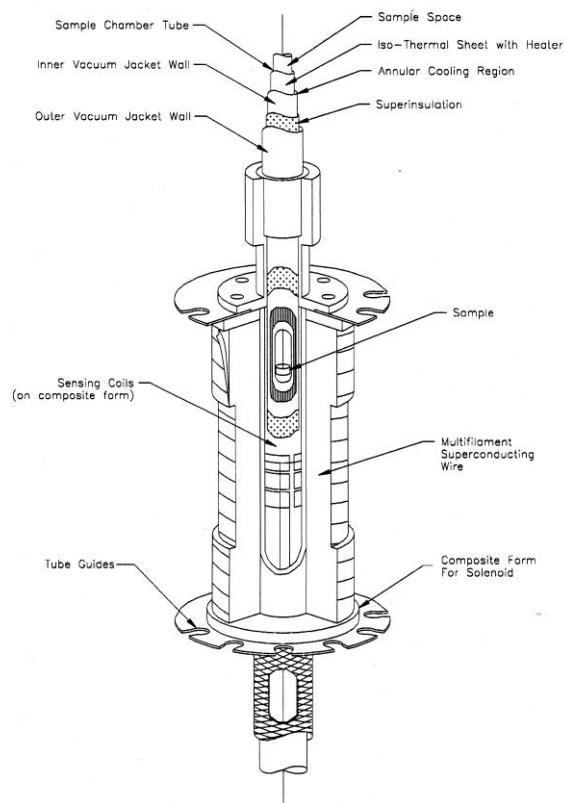
$$\Phi = LI + \int \mathbf{B}_{ext} \cdot d\mathbf{a} = const$$

Άρα σύμφωνα με όσα αναφέραμε, αν φέρουμε ένα μαγνητικό δίπολο, από το άπειρο, κατά μήκος του άξονα συμμετρίας του υπεραγωγίου βρόγχου, ο οποίος δεν

διαρρέεται από ρεύμα, το ρεύμα που θα επαχθεί, για να μην μεταβληθεί η μαγνητική ροή, θα ισούται με

$$I = -\frac{1}{L} \int \mathbf{B}_{ext} \cdot d\mathbf{a}$$

Το παραπάνω ρεύμα μεταφέρεται μέσω του μετασχηματιστή απομόνωσης σε ένα υπεραγώγιμο πηνίο, το οποίο δημιουργεί μαγνητικό πεδίο ανάλογο της μαγνητικής ροπής του δείγματος. Αυτό το πεδίο εφαρμόζεται στον βρόγχο με την επαφή RF-Josephson και αντλαμβάνεται ο αισθητήρας SQUID, ο οποίος παράγει στην έξοδό του ηλεκτρική τάση ανάλογη της μαγνητικής ροής των πηνίων ανίχνευσης. Όμως η μαγνητική ροή είναι ανάλογη της μαγνητικής ροπής του δείγματος, άρα τελικά έχουμε ότι η τάση που προκύπτει είναι ανάλογη της μαγνητικής ροπής του δείγματος.



Σχήμα 2.3 Προοπτική τομή του υπεραγώγιμου μαγνήτη, των πηνίων ανίχνευσης και των σωληνώσεων για τη μεταβολή της θερμοκρασίας του μαγνητόμετρου SQUID.

2.2 Μαγνητικές Μετρήσεις με το PPMS

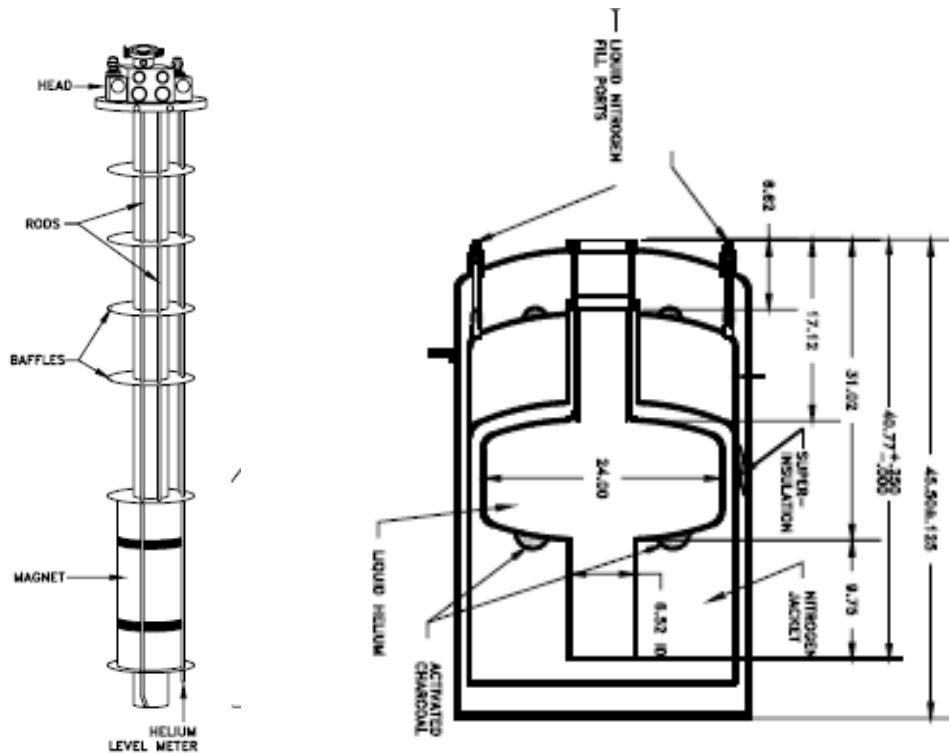
Το Σύστημα Μέτρησης Φυσικών Ιδιοτήτων, γνωστό ως PPMS (Physical Property Measurement System), προέρχεται από την εταιρία Quantum Design. Είναι μια διάταξη ανοιχτής αρχιτεκτονικής, η οποία μπορεί να μετρήσει μαγνήτιση, εναλλασσόμενη μαγνητική επιδεκτικότητα, ηλεκτρική αντίσταση, μαγνητοαντίσταση, αντίσταση Hall, ειδική θερμότητα και θερμική αγωγιμότητα συμπαγών (bulk) δοκιμίων. Επίσης, κάποιες μετρήσεις, όπως για παράδειγμα μαγνητικής επιδεκτικότητας, μπορούν να πραγματοποιηθούν και σε μη συμπαγή δοκίμια (powder).

Αποτελείται από έναν υπεραγώγιμο μαγνήτη (από $NbTi$) δυνατότητας παραγωγής μαγνητικού πεδίου έντασης $[-90, 90]kOe$ ή ισοδύναμα $[-9.0, 9.0]T$, ενώ παράλληλα μπορεί να ρυθμιστεί η θερμοκρασία του δείγματος μεταξύ των θερμοκρασιών $[1.8, 400]K$.



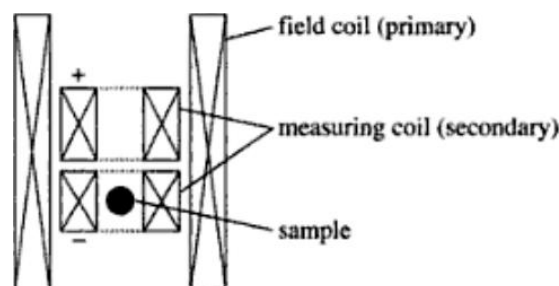
Σχήμα 2.4 Το PPMS του Ινστιτούτου Επιστήμης Υλικών στο Εθνικό Κέντρο Έρευνας Φυσικών Επιστημών “Δημόκριτος”.

Ο κρυοστάτης του PPMS είναι ένα κυλινδρικό δοχείο με χωρητικότητα υγρού ηλίου $65l$, το οποίο είναι απαραίτητο για την ψύξη του μαγνήτη και την επίτευξη μεταβλητών θερμοκρασιών στον χώρο του δείγματος. Για την ελαχιστοποίηση της κατανάλωσης του υγρού ηλίου, το δοχείο είναι διπλότοιχο με υψηλό κενό ανάμεσα στα τοιχώματα. Επίσης στο πάνω μέρος θωρακίζεται θερμικά από ένα δοχείο υγρού αζώτου χωρητικότητας $45l$. Στον κρυοστάτη εισάγεται η probe, η οποία αποτελείται από τον χώρο του δείγματος και τον υπεραγώγιμο μαγνήτη.



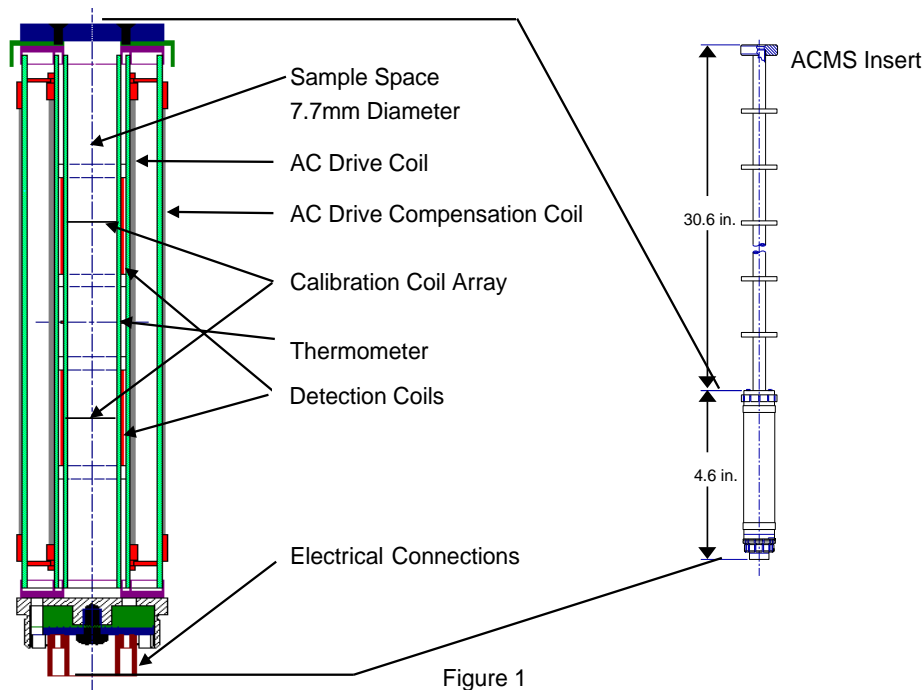
Σχήμα 2.5 Αριστερά φαίνεται η τομή της Probe για της μέτρηση της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας του PPMS και δεξιά του δοχείου υγρού ηλίου.

Το σύστημα μέτρησης της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας (ACMS) είναι μια γέφυρα Hartshorn, η οποία αποτελείται από έναν πλαστικό σωλήνα. Εκεί βρίσκονται τα δύο πηνία ανίχνευσης (δευτερεύοντα πηνία, detection coils) με ίδια γεωμετρικά χαρακτηριστικά (αριθμός σπειρών N_s , μήκος L_s , διάμετρος D_s), αλλά είναι τυλιγμένα με αντίθετη φορά. Αμέσως μετά είναι τυλιγμένα δύο πηνία (κύκλωμα πρωτεύοντος πηνίου), των οποίων το μήκος καλύπτει το άθροισμα των μηκών των πηνίων ανίχνευσης σε αστατική διαμόρφωση με πλήθος σπειρών N_{p_1} και N_{p_2} και διαμέτρους D_{p_1} και D_{p_2} με μεταξύ τους σχέση $N_{p_1} D_{p_1}^2 = N_{p_2} D_{p_2}^2$. Αυτό το σύστημα πηνίων παρέχει το εναλλασσόμενο μαγνητικό πεδίο πλάτους μεταξύ $[0.01, 15] Oe$ και συχνότητας $[1, 10^4] Hz$. Επιπλέον θωρακίζει τα πηνία ανίχνευσης από παρασιτικά σήματα.



Σχήμα 2.6 Γέφυρα Hartshorn. [Tremolet et al, 2005, σελ.455]

Για να αυξηθεί η ακρίβεια η μέτρηση επαναλαμβάνεται τρεις φορές. Η πρώτη γίνεται όταν το δείγμα βρίσκεται στο κέντρο του κάτω πηνίου ανίχνευσης, στην δεύτερη μέτρηση το δείγμα τοποθετείται στο κέντρο του πάνω πηνίου και τέλος πάλι στο κάτω. Η ηλεκτρεγερτική δύναμη που αναπτύσσεται στα πηνία ανίχνευσης από αυτές τις τρεις μετρήσεις ενισχύονται, φιλτράρονται και ψηφιοποιούνται. Ύστερα ακολουθεί μέτρηση των συνιστωσών Fourier της παραγώγου της μαγνήτισης με την βοήθεια ενός ανιχνευτή που μπορεί να αντιλαμβάνεται διαφορές στη φάση του σήματος, συγκριτικά με τη φάση του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου του πρωτεύοντος πηνίου. Αυτός ο ανιχνευτής είναι μέρος του Lock-in-Amplifier, που υπάρχει στην όλη διάταξη. Επίσης, εκτός των τριών σημάτων, καταγράφεται και η επαγόμενη τάση στα δύο πηνία βαθμονόμησης για τον καθορισμό της φάσης του εναλλασσόμενου εξωτερικού πεδίου.



Σχήμα 2.7 Πηνία ανίχνευσης για την μέτρηση της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας του PPMS.

Το σύστημα ανίχνευσης της διάταξης της εναλλασσόμενης επιδεκτικότητας αποτελείται από δύο όμοια ομοαξονικά πηνία μήκους L , όγκου V και πλήθους σπειρών ανά μονάδα μήκους N , τα οποία είναι αντίθετα τυλιγμένα. Για να απλοποιήσουμε τους υπολογισμούς μας, αγνοούμε την καμπύλωση των δυναμικών γραμμών στα άκρα των πηνίων. Επειδή τα δύο πηνία είναι αντίθετα τυλιγμένα και το πηνίο “1” είναι κενό, ενώ στο “2” περιέχεται το δείγμα, η συνολική μαγνητική ροή θα ισούται με τη διαφορά της ροής του εξωτερικού πεδίου

$$H_0 = \frac{B_0}{\mu_0}$$

στο πηνίο 1 και της ροής της μαγνητικής επαγωγής στο εσωτερικό του πηνίου 2. Άρα η μαγνητική ροή στα δύο πηνία θα είναι ίση με

$$\begin{aligned}\Phi &= \Phi_1 + \Phi_2 \\ \Rightarrow \Phi &= \int (\mathbf{B}_1 + \mathbf{B}_2) d\mathbf{S} \int N dz \\ \Rightarrow \Phi &= \int (B_1 - B_2) d\mathbf{S} \int N dz \\ \Rightarrow \Phi &= \mu_0 \int (H_0(t) - M(t) - H_0(t)) dx^2 \int N dz \\ &\Rightarrow \Phi = -NV\mu_0 M\end{aligned}$$

Αφού τα πηνία είναι αντίθετα τυλιγμένα, οι ροές τους θα είναι ετερόνυμες. Η ολοκλήρωση ως προς z εξυπηρετεί στο να λάβουμε υπόψη όλες τις σπείρες των πηνίων. Η ηλεκτρεγερτική δύναμη που επάγεται στα πηνία ανίχνευσης είναι ίση με την αρνητική χρονική παράγωγο της μαγνητικής ροής, δηλαδή

$$EMF = \oint_C \mathbf{E} \cdot d\mathbf{l} = -\frac{d\Phi}{dt} = NV\mu_0 \frac{dM}{dt}$$

Αν υποθέσουμε ότι το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο είναι μια περιοδική συνάρτηση του χρόνου, για παράδειγμα

$$H_0(t) = H_{ac} + H_{ac} \cos(\omega t)$$

και αγνοήσουμε τον παρθενικό κλάδο της μαγνήτισης, τότε η μαγνήτιση και η χρονική της παράγωγος θα είναι περιοδικές συναρτήσεις με την ίδια περίοδο

$$T = \frac{2\pi}{\omega}$$

Τώρα μπορούμε να αναπτύξουμε την μαγνήτιση σε σειρά Fourier, όπου θα έχουμε

$$M(t) = \frac{M_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} [M'_n \cos(n\omega t) + M''_n \sin(n\omega t)]$$

όπου

$$M'_n = \frac{2}{T} \int_0^T M(t) \cos(n\omega t) dt, \quad n \in \mathbb{N}_0$$

$$M''_n = \frac{2}{T} \int_0^T M(t) \sin(n\omega t) dt, \quad n \in \mathbb{N}^*$$

Βασιζόμενοι στις συνιστώσες Fourier της μαγνήτισης μπορούμε να ορίσουμε την εναλλασσόμενη μαγνητική επιδεκτικότητα

$$\begin{aligned}\chi'_n &= \frac{M'_n}{H_{ac}} \\ \chi''_n &= \frac{M''_n}{H_{ac}}\end{aligned}$$

Το χ'_n είναι το πραγματικό μέρος της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας και η χ''_n το φανταστικό. Για $n=1$ παίρνουμε την θεμελιώδη συνιστώσα της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας.

Καταλήγουμε λοιπόν, ότι η ηλεκτρεγερτική δύναμη που επάγεται στα πηνία ανίχνευσης είναι

$$EMF = \mu_0 NV \sum_{n=1}^{\infty} [-H_{ac} \chi'_n n\omega \sin(n\omega t) + H_{ac} \chi''_n n\omega \cos(n\omega t)]$$

2.3 Ηλεκτρικές Μετρήσεις με το PPMS

Εκτός από τις μετρήσεις εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας, πραγματοποιήσαμε και μία μέτρηση ηλεκτρικής αντίστασης (resistivity) στο MgB_2 . Μπορούν να γίνουν αξιόπιστες και με ασφάλεια μετρήσεις, με τιμές για το ρεύμα $[\pm 0.01, 5000] \mu A$, για την τάση $[1, 95] mV$ και για την συνολική ισχύ $[10^{-3}, 10^3] \mu W$. Το σφάλμα είναι $< 1\%$ για αντίσταση μέχρι $4 M\Omega$.

Για την μέτρηση της ηλεκτρικής αντίστασης απαιτείται συμπαγές (bulk) δοκίμιο, στο οποίο επικολλούνται τέσσερα αγωγία σύρματα, όπως φαίνεται στο Σχήμα 2.8. Από τα δύο σύρματα στην άκρη περνάει το ηλεκτρικό ρεύμα το οποίο παράγει μία πηγή σταθερού ρεύματος, ενώ στα δύο μεσαία μετράμε την διαφορά δυναμικού που θα δημιουργηθεί. Η αντίσταση υπολογίζεται μόνη της από το σύστημα. Εμείς θέτουμε την ένταση του ρεύματος, το εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο και τη θερμοκρασία. Το PPMS μετράει την αντίστοιχη διαφορά δυναμικού V και υποθέτοντας Ωμική συμπεριφορά του δοκιμίου, υπολογίζει την αντίσταση R από τη σχέση

$$R = \frac{V}{I}$$

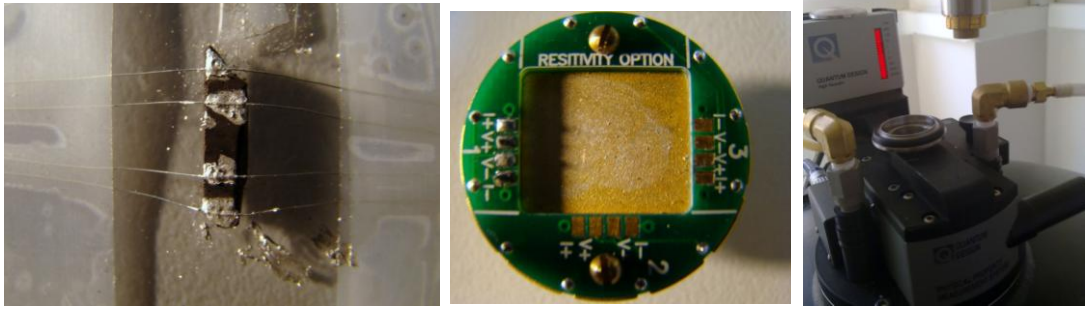
Ακόμα αν έχουμε εισάγει στο σύστημα το μήκος l και το εμβαδόν διατομής του δοκιμίου s υπολογίζει την ειδική αντίσταση ρ , από τη σχέση

$$R = \rho \frac{l}{s}$$

Αν λάβουμε υπόψη τις 2 παραπάνω σχέσεις, η ειδική αντίσταση είναι

$$\rho = R \frac{s}{l} = \frac{V s}{I l}$$

Να σημειώσουμε ακόμα ότι κατά τη διάρκεια των μετρήσεων δημιουργούνται θερμορεύματα μεταξύ του δοκιμίου και των συγκολλημένων επαφών. Για να αποφευχθούν αναξιόπιστα αποτελέσματα εκμεταλλευόμαστε την τεχνική τετραγωνικών παλμών. Σε όλη τη διάρκεια αλλαγής της θερμοκρασίας το εφαρμοζόμενο ρεύμα έχει μορφή τετραγωνικών παλμών. Όταν σταθεροποιηθεί η θερμοκρασία, τότε σταθεροποιείται και το ρεύμα, ώστε να παρθεί DC μέτρηση.



Σχήμα 2.8 Αριστερά φαίνεται το δοκίμιο με τα τέσσερα αγώγιμα σύρματα, τα οποία θα κολληθούν με αγώγιμη κόλλα στο εξάρτημα του κεντρικού σχήματος. Δεξιά με την ειδική probe το δείγμα μπαίνει στον ειδικό χώρο μέτρησης.

2.4 Χαρακτηρισμός Δειγμάτων με τη Μέθοδο Περίθλασης Ακτίνων X (XRD)

Στις **Τεχνικές Περίθλασης** χρησιμοποιείται συνήθως μονοχρωματική δέσμη ακτίνων X, η οποία περιθλάται από το υπό χαρακτηρισμό δείγμα δίνοντας πληροφορίες για την κρυσταλλική δομή των κρυσταλλικών φάσεων που απαρτίζουν το δείγμα.

Οι **Ακτίνες X** είναι ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία με μήκος κύματος της τάξεως του Å, που παράγονται όταν φορτισμένα σωματίδια υψηλής ενέργειας συγκρούονται με την ύλη. Η απόκριση των στερεών στην πρόσκρουση ηλεκτρονίων περιλαμβάνει συνήθως την εκπομπή ενός συνεχούς φάσματος ακτινοβολίας με αιχμές εκπομπής, δηλαδή κορυφές, σε ορισμένα μήκη κύματος που σχετίζονται με το υλικό της καθόδου.

Η ενέργεια της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας καθορίζεται από τις ηλεκτρονικές ενεργειακές στάθμες που συμμετέχουν στις μεταπτώσεις και τον ατομικό αριθμό του στοιχείου που ακτινοβολείται. Εδώ να αναφέρουμε τον **Νόμο του Moseley**, ο οποίος εκφράζεται ως εξής

$$\sqrt{E} = C(Z - \sigma)$$

όπου E είναι η ενέργεια των χαρακτηριστικών ακτίνων X, Z ο ατομικός αριθμός του στοιχείου, σ η σταθερά θωράκισης που εξαρτάται από το στοιχείο και C η σταθερά του Νόμου του Moseley που είναι ανεξάρτητη του στοιχείου αλλά όχι για διαφορετικές χαρακτηριστικές ακτίνες X. Για παράδειγμα για τις K_{α} χαρακτηριστικές ακτίνες ο Νόμος του Moseley γίνεται

$$E = C(Z - 1)^2$$

με τιμή $C = 0.0102 \text{ keV}$.

Η ενέργεια καθορίζεται από τη διαφορά δυναμικού V του σωλήνα ως

$$\lambda_{min}[\text{\AA}] = \frac{12.4}{V[\text{keV}]}$$

Το θεμελιώδες μικροσκοπικό συμβάν που συνδέεται αιτιακά με τη μεταφορά ενέργειας από τις ακτίνες X είναι η εξαναγκασμένη ταλάντωση την οποία επιβάλλει το παλλόμενο ηλεκτρικό πεδίο των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων που συνιστούν την ακτινοβολία σε ένα ηλεκτρόνιο, το οποίο είναι δεσμευμένο σε άτομο.

Η αλληλεπίδραση ενός σωματιδίου με ακτινοβολία X δίνει αποτέλεσμα σύμφωνης ελαστικής σκέδασης (η ενέργεια των ακτίνων X παραμένει σταθερή κατά την ανάκλαση), η οποία γίνεται αντιληπτή ως δευτερογενής δέσμη εκπομπής προς όλες τις κατευθύνσεις, με μέγιστη ένταση στη διεύθυνση της προσπίπτουσας. Σε ένα στερεό η πρωτογενής δέσμη σκεδάζεται ταυτόχρονα από πολλά σωματίδια. Οι δευτερογενείς δέσμες μπορούν να συμβάλλουν και να υπερτεθούν ενισχυτικά σε ορισμένες διευθύνσεις. Αυτό συμβαίνει μόνο στην περίπτωση που το στερεό χαρακτηρίζεται από περιοδική δομή, όπου παρατηρούνται φαινόμενα ατομικής περίθλασης. Η περιοδική διάταξη των ατόμων στον κρύσταλλο μπορεί να αποτελέσει 3D φράγμα περίθλασης ακτίνων X , αφού αυτές έχουν μήκος κύματος συγκρίσιμο με τις ενδοατομικές αποστάσεις.

Ενισχυτική Συμβολή έχουμε όταν η διαφορά φάσης του κύματος είναι $2n\pi, n \in \mathbb{N}_0$ ή ισοδύναμα $2n\lambda, n \in \mathbb{N}^*$. Το επίπεδο ανάκλασης κατά Bragg, δηλαδή το επίπεδο ατόμων στο οποίο θεωρείται ότι πραγματοποιείται η ανάκλαση, είναι κάθετο στο διάνυσμα της διαφοράς των διανυσμάτων περίθλασης και πρόσπτωσης. Έτσι τα επίπεδα ανάκλασης που ορίζονται με αυτόν τον τρόπο αποδεικνύεται ότι είναι παράλληλα με τα πραγματικά πλεγματικά επίπεδα (hkl) , οπότε τα μέγιστα της περίθλασης παρατηρούνται με ανάκλαση από κρυσταλλικά επίπεδα. Τα (hkl) λέγονται Δείκτες Miller και είναι Ακέραιοι Αριθμοί.

Σύμφωνα με το **Νόμο του Bragg**, μια οικογένεια πλεγματικών επιπέδων (hkl) με διαχωριστική απόσταση d , που δέχονται μονοχρωματική ακτινοβολία υπό ορισμένη γωνία θ , θα δίνει ενισχυτική συμβολή όταν ικανοποιείται η σχέση

$$2d \sin \theta = n\lambda$$

Η τιμή του $n = 1, 2, 3, \dots$ καθορίζει την τάξη της περίθλασης.

Για να γίνει περίθλαση πρέπει να ισχύει $\lambda/2 \leq d$. Αυτό σημαίνει ότι το χρησιμοποιούμενο μήκος κύματος λ των ακτίνων X θέτει περιορισμό στο ελάχιστο όριο της ενδοπλεγματικής απόστασης d που μπορεί να μετρηθεί πειραματικά. Ένας συνηθισμένος στόχος είναι από Χαλκό. Η K_α κορυφή του Cu απορροφάται στα 1.54 \AA , οπότε δεν μπορούν να μετρηθούν πλεγματικές αποστάσεις $d < \lambda/2 = 0.77 \text{ \AA}$. Σε τέτοια περίπτωση πρέπει να χρησιμοποιήσουμε στόχο από άλλο στοιχείο, για παράδειγμα Μολυβδαίνιο, για το οποίο έχουμε $\lambda/2 \cong 0.35 \text{ \AA}$.

Ο Νόμος του Bragg είναι αναγκαία αλλά όχι ικανή συνθήκη για περίθλαση σε δομές μη θεμελιωδών πλεγμάτων. Δεν μπορεί να παρατηρηθεί περίθλαση από όλα τα επίπεδα. Το φαινόμενο της απουσίας ορισμένων ανακλάσεων Bragg κατά τη μελέτη ενός κρυστάλλου με ακτίνες X , όταν δεν οφείλεται σε ατέλειες του κρυστάλλου, περιγράφεται με τον όρο **Συστηματικές Ελλείψεις Ανακλάσεων**. Οι συστηματικές ελλείψεις παρέχουν ενδείξεις για την παρουσία μη θεμελιωδών μοναδιαίων κυψελίδων ή στοιχείων (μη) συμμετρίας χώρου, για παράδειγμα ύπαρξη επιπέδων ολίσθησης.

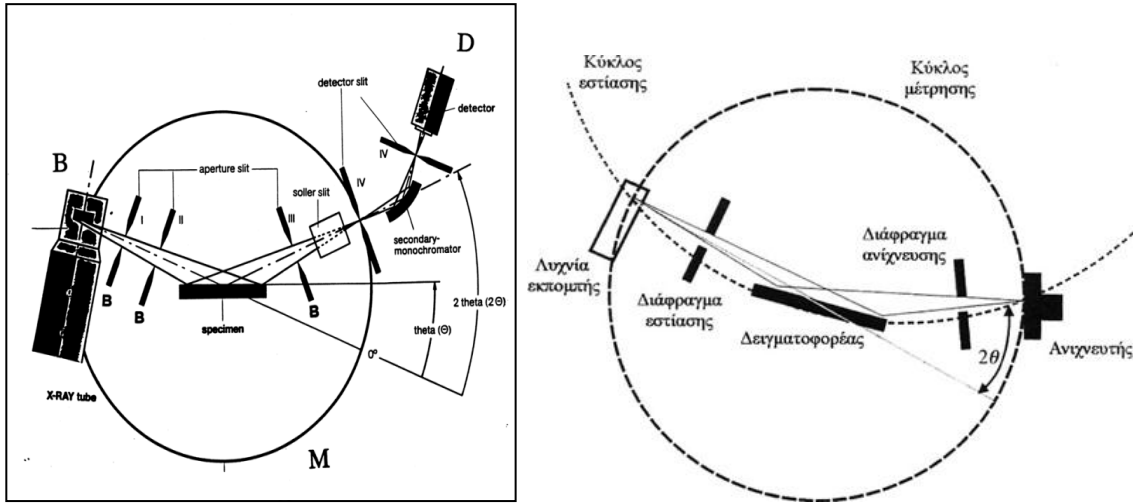


Σχήμα 2.9 Το Περιθλασιόμετρο Ακτίνων X του Ινστιτούτου Επιστήμης Υλικών στο Εθνικό Κέντρο Έρευνας Φυσικών Επιστημών “Δημόκριτος”. Στην δεξιά εικόνα φαίνεται ο χώρος που τοποθετούνται οι ειδικοί δειγματοφορείς (holder).

Για τον κρυσταλλογραφικό χαρακτηρισμό των δειγμάτων μας χρησιμοποιήσαμε τη Μέθοδο της Περίθλασης Ακτίνων X (XRD) με το περιθλασιόμετρο *Siemens D500*. Στο Σχήμα 6 φαίνονται τα βασικά στοιχεία του περιθλασιόμετρου. Η δέσμη των ακτίνων X , αφού παραχθεί από μια κατάλληλη κάθοδο, εξέρχεται από τη σχισμή B , διέρχεται από τα διαφράγματα B_I και B_{II} , περιθλάται από το δείγμα και αφού διέλθει από το διάφραγμα B_{III} προσπίπτει σε έναν μονοχρωμάτορα. Ο μονοχρωμάτορας είναι κατασκευασμένος από μονοκρυσταλλικό γραφίτη κι έχει σκοπό να αφαιρεί την συνεισφορά της ακτινοβολίας K_{β} . Μετά η ακτινοβολία συλλέγεται στον απαριθμητή D και τέλος καταλήγει στον ανιχνευτή (απαριθμητή), ώστε να μπορούν να καταγράφονται τα γεγονότα (counts) συναρτήσει της γωνίας περίθλασης 2θ . Ως γωνία θ ορίζουμε την γωνία που σχηματίζει η δέσμη των ακτίνων X με το επίπεδο του δείγματος. Κατά τη διάρκεια της περίθλασης το δείγμα περιστρέφεται με σταθερή γωνιακή ταχύτητα ω και ο απαριθμητής με ταχύτητα 2ω . Η περιστροφή του δείγματος γύρω από άξονα κάθετο στην επιφάνειά του, είναι απαραίτητη όταν το δοκίμιο χαρακτηρίζεται από προτιμητέο προσανατολισμό ή οι κόκκοι του παρουσιάζουν ανομοιογένεια.

Η εστίαση γίνεται σύμφωνα με τη γεωμετρία Bragg-Brentano. Ο γραμμικός εστιαστής B , το δείγμα και ο απαριθμητής είναι τοποθετημένα στην περιφέρεια του κύκλου εστίασης F , ενώ ο εστιαστής και το διάφραγμα του απαριθμητή βρίσκονται στον κύκλο μέτρησης M . Κανονικά θα πρέπει να τοποθετείται στον κύκλο εστίασης ολόκληρη η ενεργή επιφάνεια του δείγματος, ώστε η σκεδαζόμενη ακτινοβολία να είναι εστιασμένη πριν φτάσει στον απαριθμητή. Στην πραγματικότητα όμως, η (επίπεδη) επιφάνεια του δείγματος τοποθετείται εφαπτομενικά στον εστιακό κύκλο.

Τα διαφράγματα B_I και B_{II} , τα οποία βρίσκονται ανάμεσα στον σωλήνα παραγωγής της ακτινοβολίας και στο δείγμα, βοηθούν στον περιορισμό της ακτινοβολούμενης επιφάνειας του δείγματος. Το διάφραγμα B_{II} προφυλάσσει από την σκεδαζόμενη ακτινοβολία που δημιουργεί το B_I . Το διάφραγμα B_{III} διώχνει την ανεπιθύμητη σκεδαζόμενη ακτινοβολία. Η διακριτική ικανότητα του περιθλασιόμετρου καθορίζεται από το διάφραγμα IV του απαριθμητή.



Σχήμα 6 Περιθλασιόμετρο ακτίνων X σε γεωμετρία Bragg-Brentano. Η δεξιά εικόνα είναι από [Μπουρουσιάν, 2005, σελ.293]

2.5 Η Μέθοδος Rietveld

Με την μέθοδος Rietveld μπορούμε να αναλύσουμε ποσοτικά τα διαγράμματα περίθλασης ακτίνων X. Δημιουργούμε ένα θεωρητικό διάγραμμα περίθλασης, το οποίο προκύπτει από μοντέλα κρυσταλλικής δομής, οπτικής περίθλασης και από παράγοντες που σχετίζονται με την πειραματική διάταξη. Η μέθοδος Rietveld κάνει προσαρμογή του πειραματικού διαγράμματος με το θεωρητικό σύμφωνα με τη μέθοδο ελαχίστων τετραγώνων.

Το πλήθος των φωτονίων που καταγράφονται στον απαριθμητή σε χρόνο t στο i βήμα του γωνιομέτρου του περιθλασιόμετρου κατά τη μέτρηση πολυκρυσταλλικού μονοφασικού δείγματος δίνεται από τη σχέση

$$Y_i^c = Y_{ib} + S \sum_{k=1}^K L_k |F_k|^2 m_k G_k (2\theta_i - 2\theta_k)$$

Το Y_{ib} συμβολίζει το πλήθος των γεγονότων του υποβάθρου στο i βήμα, S είναι ο παράγοντας κλίμακας που εξαρτάται από την τάση, το ρεύμα και από το εύρος των διαφραγμάτων της πηγής ακτίνων X και με K παριστάνουμε το πλήθος των κορυφών περίθλασης που συνεισφέρουν στο i βήμα. Με m_k δείχνουμε την πολλαπλότητα της k ανάκλασης Bragg, $2\theta_i$ είναι η γωνία που σχηματίζει το επίπεδο του δείγματος με τον απαριθμητή και $2\theta_k$ είναι η γωνία Bragg, η οποία συνδέεται με την ενδοπλεγματική απόσταση d σύμφωνα με τη σχέση του Bragg

$$2d \sin \theta_k = \lambda$$

όπου λ είναι το μήκος κύματος των ακτίνων X. Με L_k συμβολίζουμε τον παράγοντα πόλωσης Lorentz, ο οποίος δίνεται από τη σχέση

$$L_k = \frac{1 + MC \cdot \cos^2 2\theta_k}{2 \sin^2 \theta_k \cdot \cos \theta_k}$$

όπου MC είναι μια παράμετρος διόρθωσης της έντασης λόγω του μονοχρωμάτορα. F_k είναι το μέτρο του παράγοντα δομής της k ανάκλασης Bragg που ισούται με

$$|F_k|^2 = A_k^2 + B_k^2$$

όπου

$$A_k = \sum_j \left(n_j (f_j + \Delta f_j') g_j^k \sum_r \cos(hx_{jr} + ky_{jr} + lz_{jr}) \right) - \sum_j \left(n_j \Delta f_j'' g_j^k \sum_r \sin(hx_{jr} + ky_{jr} + lz_{jr}) \right)$$

και

$$B_k = \sum_j \left(n_j (f_j + \Delta f_j') g_j^k \sum_r \sin(hx_{jr} + ky_{jr} + lz_{jr}) \right) + \sum_j \left(n_j \Delta f_j'' g_j^k \sum_r \cos(hx_{jr} + ky_{jr} + lz_{jr}) \right)$$

Στα παραπάνω αθροίσματα συμβολίζουμε με j την άθροιση ως προς όλα τα άτομα στην ασύμμετρη μονάδα και με r την άθροιση ως προς όλες τις πράξεις συμμετρίας της ομάδας του χώρου που περιγράφει τη δομή. Με n_j παριστάνουμε το ποσοστό κατάληψης της j θέσης στην ασύμμετρη μονάδα και x_{jr} , y_{jr} και z_{jr} είναι οι κλασματικές συντεταγμένες για το j άτομο στην ασύμμετρη μονάδα τοποθετημένο στην μοναδιαία κυψελίδα από την r πράξη συμμετρίας της ομάδας συμμετρίας του χώρου. g_j^k είναι ο ιστροπικός θερμικός συντελεστής του j ατόμου που ισούται με

$$g_j^k = \exp \left(-B_j \left(\frac{\sin \theta_k}{\lambda} \right) \right)$$

όπου B_j είναι ένας συντελεστής ανάλογος της μέσης τετραγωνικής απόκλισης του j ατόμου σε διεύθυνση κάθετη στο επίπεδο (hkl) που δημιουργεί την ανάκλαση Bragg. Επανερχόμενοι στα παραπάνω αθροίσματα, f_j είναι ο παράγοντας ατομικής δομής και $\Delta f_j'$ και $\Delta f_j''$ το πραγματικό και φανταστικό μέρος αντίστοιχα της ανώμαλης συνεισφοράς στον f_j . Με (hkl) συμβολίζουμε τους δείκτες Miller της οικογένειας των επιπέδων που δημιουργούν την ανάκλαση k . Τα (hkl) και οι σταθερές $(a^*, b^*, c^*, \alpha^*, \beta^*, \gamma^*)$ του αντιστρόφου πλέγματος συνδέονται με τη σχέση

$$\frac{1}{d^2} = Ah^2 + Bk^2 + Cl^2 + Dkl + Ehl + Fhk$$

όπου

$$\begin{aligned} A &= (a^*)^2 \\ B &= (b^*)^2 \\ C &= (c^*)^2 \\ D &= 2b^*c^* \cos \alpha^* \\ E &= 2a^*c^* \cos \beta^* \\ F &= 2a^*b^* \cos \gamma^* \end{aligned}$$

Η συνάρτηση $G_k(2\theta)$, η οποία περιγράφει το σχήμα των ανακλάσεων Bragg, είναι αρκετά πολύπλοκη όταν μιλάμε για περίθλαση των ακτίνων X , αφού προκύπτει από

συνέλιξη (convolution) διαδοχικών περιθλάσεων.

Ανάλυση διαγραμμάτων περίθλασης πρότυπων δειγμάτων με το περιθλασιόμετρο D500 έχει δείξει ότι οι κορυφές περίθλασης μπορούν να περιγραφούν με ικανοποιητική ακρίβεια με τη συνάρτηση pseudo-Voigt και τη διόρθωση απόκλισης κατά Finger. Η συνάρτηση pseudo-Voigt είναι μια προσέγγιση της συνάρτησης Voigt, η οποία ορίζεται ως συνέλιξη μιας Gaussian και μιας Lorentzian στατιστικής κατανομής, δηλαδή

$$V(x, H_L, H_G) = L(x, H_L) \otimes G(x, H_G) = \int_{-\infty}^{+\infty} L(x-u)G(u)du$$

όπου

$$L(x, H_L) = \frac{\frac{2}{\pi H_L}}{1 + \left(\frac{2x}{H_L}\right)^2}$$

είναι η Lorentzian με πλάτος ίσο με FWHM H_L και

$$G(x, H_G) = \frac{2\sqrt{\frac{\ln 2}{\pi}}}{H_G} \exp\left(\frac{-4\ln 2 x^2}{H_G^2}\right)$$

είναι η Gaussian με πλάτος ίσο με FWHM H_G .

Η συνάρτηση pseudo-Voigt $pV(2\theta)$ είναι γραμμικός συνδυασμός μιας Lorentzian $L(2\theta)$ και μιας Gaussian $G(2\theta)$ με κοινό FWHM $\equiv H$, δηλαδή

$$pV(x, \eta, H) = \eta L(x, H) + (1 - \eta)G(x, H), \quad 0 \leq \eta \leq 1$$

άρα υπάρχουν δύο παράμετροι που χαρακτηρίζουν τη μορφή

$$pV(x) = f(x, \eta, H)$$

Αν οι $L(x)$ και $G(x)$ είναι κανονικοποιημένες συναρτήσεις, τότε η $pV(x)$ είναι επίσης κανονικοποιημένη. Το ολοκληρωτικό εύρος (integral breadth), το οποίο ορίζεται ως

$$\beta_{pV} = \int \frac{pV(x)}{pV(0)} dx$$

μιας συνάρτησης pseudo-Voigt είναι το αντίστροφο της μέγιστης τιμής, δηλαδή

$$\beta_{pV} = \frac{1}{pV(0)} = \frac{\frac{\pi H}{2}}{\eta + (1 - \eta)\sqrt{\pi \ln 2}}$$

Έστω ότι έχουμε ένα πειραματικό διάγραμμα περίθλασης ακτίνων X , έχουμε βρει από ποιες κρυσταλλικές φάσεις αποτελείται το δείγμα μας και γνωρίζουμε ένα θεωρητικό μοντέλο που περιγράφει την κρυσταλλική δομή του δείγματος. Με την μέθοδο Rietveld μπορούμε να κάνουμε προσαρμογή (refining) της κρυσταλλικής δομής με ελαχιστοποίηση των σταθμισμένων τετραγωνικών διαφορών μεταξύ των πειραματικών και θεωρητικά υπολογισμένων διαγραμμάτων περίθλασης ως προς το διάνυσμα παραμέτρων $\mathbf{a} = (a_1, a_2, \dots, a_p)$. Στην μέθοδο Rietveld ελαχιστοποιούμε την συνάρτηση

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^n w_i \left(Y_i^0 - Y_i^c(\mathbf{a}) \right)^2$$

όπου Y_i^0 είναι ο παρατηρούμενος αριθμός γεγονότων στο i βήμα, Y_i^c είναι ο θεωρητικά

υπολογισμένος αριθμός γεγονότων και

$$w_i = \frac{1}{\sigma_i^2} = \frac{1}{Y_i^0}$$

είναι η διακύμανση της παρατήρησης Y_i^0 . Η ελαχιστοποίηση μπορεί να γίνει ως προς οποιαδήποτε παράμετρο ή σύνολο παραμέτρων.

Για την εκτίμηση της ποιότητας της προσαρμογής και των ποσοτικών διαφορών στις τιμές των πραγματικών και των υπολογισμένων παραμέτρων χρησιμοποιούμε τους παρακάτω δείκτες. Όσο μικρότερες τιμές παίρνουν, τόσο μικρότερες οι αποκλίσεις μεταξύ των πειραματικών τιμών και των θεωρητικών μοντέλων.

1. Συντελεστής Κατανομής (Profile Factor)

$$R_p = 100 \frac{\sum_{i=1}^n |Y_i^0 - Y_i^c|}{\sum_{i=1}^n Y_i^0}$$

2. Σταθμισμένος Συντελεστής Κατανομής (Weighted Profile Factor)

$$R_{wp} = 100 \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n w_i (Y_i^0 - Y_i^c)^2}{\sum_{i=1}^n w_i (Y_i^0)^2}}$$

3. Αναμενόμενος Σταθμισμένος Συντελεστής Κατανομής (Expected Weighted Profile Factor)

$$R_{exp} = 100 \sqrt{\frac{n - p}{\sum_{i=1}^n w_i (Y_i^0)^2}}$$

όπου $n - p$ είναι το πλήθος των βαθμών ελευθερίας.

4. Δείκτης Καλής Προσαρμογής (Goodness of fit indicator)

$$S = \frac{R_{wp}}{R_{exp}}$$

5. Reduced chi-square

$$\chi_v^2 \equiv S^2 = \left(\frac{R_{wp}}{R_{exp}} \right)^2$$

6. Συντελεστής Bragg (Bragg Factor)

$$R_B = 100 \frac{\sum_k |I_k^0 - I_k^c|}{\sum_k |I_k^0|}$$

7. Κρυσταλλογραφικός Συντελεστής (Crystallographic Factor)

$$R_F = 100 \frac{\sum_k |F_k^0 - F|}{\sum_k |F_k^0|}$$

3. Αποτελέσματα και συζήτηση

3.1 Παρασκευή δειγμάτων

Τα δείγματα τα παρασκευάζαμε αρχικά σε μορφή συμπαγούς παστίλιας. Η διαδικασία παρασκευής της παστίλιας περιγράφεται παρακάτω. Αρχικά ζυγίζουμε στο ζυγό ακριβείας δεκάτου του mg τα αρχικά υλικά. Στο Σχήμα 3.1.1 απεικονίζεται η ζύγιση του Bi_2O_3 . Στο Σχήμα 3.1.2 έχουμε μέσα στο δοχείο από αχάτη πάνω το $CaCO_3$ (άσπρο), αριστερά το Bi_2O_3 (κίτρινο), κέντρο το Pb_3O_4 (πορτοκαλί), δεξιά το $SrCO_3$ (άσπρο) και κάτω το CuO (μαύρο), τα οποία είναι τα συστατικά του $BSCCO$. Μέσα στο δοχείο ανακατεύουμε τις σκόνες με μια μεταλλική σπάτουλα (Σχήμα 3.1.3) και ύστερα τις αναδεύουμε με το γουδοχέρι από αχάτη μέχρι την πλήρη ομοιογενοποίηση (Σχήμα 3.1.4).



Σχήμα 3.1.1



Σχήμα 3.1.2



Σχήμα 3.1.3

Μετά βάζουμε την ομοιογενοποιημένη σκόνη στο καλούπι από βαμμένο χάλυβα (Σχήμα 3.1.5), το οποίο έχουμε καθαρίσει καλά με αιθανόλη. Ύστερα καταπονούμε θλιπτικά στην πρέσα το δοκίμιο (Σχήμα 3.1.6), ώστε να στερεοποιηθεί η σκόνη σε σχήμα κυλινδρικού (Σχήμα 3.1.9). Η διάμετρος της πρέσας είναι $d_{\pi} = 7\text{cm}$, ενώ του καλουπιού $d_{\kappa} = 2\text{cm}$, άρα η πίεση που δέχεται η παστίλια είναι $(7/2)^2 = 12.25$ φορές μεγαλύτερη από την αναγραφόμενη. Ακόμα γνωρίζοντας ότι $1\text{bar} = 10^5\text{Pa}$, η πραγματική πίεση που δέχονται οι παστίλιες, όταν η αναγραφόμενη είναι 180bar , τιμή στην οποία πραγματοποιούσαμε τις συμπίεσεις μας, είναι $P = 2205\text{bar} = 220.5\text{MPa}$.



Σχήμα 3.1.4



Σχήμα 3.1.5



Σχήμα 3.1.6

Για να ξεκαλουπάσουμε την παστίλια τοποθετούμε το καλούπι ανάποδα στην πρέσα, έχοντας στην πάνω πλευρά ένα κατάλληλο παξιμάδι ώστε να μπορεί να βγει το δοκίμιο ανέπαφο (Σχήμα 3.1.7). Στο Σχήμα 3.1.8 φαίνεται η παστίλια μόλις έχει βγει από το καλούπι, την οποία τοποθετούμε σε ένα φύλλο χαρτί (Σχήμα 3.1.9) για να την τοποθετήσουμε στο crucible (Σχήμα 3.1.10). Τα crucibles είναι κατασκευασμένα από Al_2O_3 . Στον πάτο του crucible βάζουμε μικρά κομμάτια από Al_2O_3 ώστε να ελαχιστοποιήσουμε την επιφάνεια επαφής της παστίλιας με τα τοιχώματα του crucible. Ύστερα τοποθετούμε το crucible στο κέντρο του φούρνου.



Σχήμα 3.1.7



Σχήμα 3.1.8

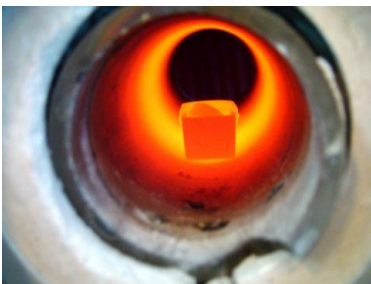


Σχήμα 3.1.9

Στο Σχήμα 3.1.11 φαίνεται το εσωτερικό του φούρνου περίπου στην θερμοκρασία των $800^{\circ}C$. Για να αφαιρέσουμε το crucible από τον φούρνο χρησιμοποιούμε ειδική λαβίδα (Σχήμα 3.1.12).



Σχήμα 3.1.10



Σχήμα 3.1.11



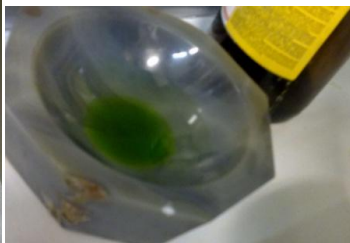
Σχήμα 3.1.12

Το MgB_2 είναι “εύκολο” αλλά η παρασκευή της παστίλιας BSCCO με τις επιθυμητές ιδιότητες δεν τελειώνει εδώ. Για να γίνει η χημική αντίδραση και να σχηματιστούν και τα τρία επίπεδα του Βισμούθιου απαιτείται τρίψιμο της παστίλιας (Σχήμα 3.1.13), δηλαδή να την ξανακάνουμε σκόνη, μετά πάλι παστίλια και μετά πάλι ψήσιμο.

Εδώ να σημειώσουμε ότι για να καθαρίσει ο αχάτης από το BSCCO απαιτείται οξύ, επειδή το Βισμούθιο είναι φυλλόμορφο, έχοντας μονήρη ηλεκτρόνια, και χαρακτηρίζεται από προτιμητέο προσανατολισμό των μορίων του. Εμείς χρησιμοποιήσαμε Υδροχλωρικό Οξύ. Για το πράσινο χρώμα που αποκτάει το HCl (Σχήμα 3.1.14) ευθύνονται οι ενώσεις του Βισμούθιου. Στο Σχήμα 3.1.15 απεικονίζεται η παστίλια μετά το πρώτο ψήσιμο.



Σχήμα 3.1.13



Σχήμα 3.1.14



Σχήμα 3.1.15

Η “ευκολία” του MgB_2 αφορά μόνο στην ταχύτητα αντίδρασης. Γιατί κατά τα άλλα έχει μια ιδιαίτερη δυσκολία, καθώς το Μαγνήσιο έχει μεγάλη συγγένεια με το Οξυγόνο. Κατά την αντίδραση, λοιπόν, παράγεται MgO , κάτι που εμείς δεν θέλουμε, διότι το MgO είναι μονωτής και κατά συνέπεια δεν θα μπορούσε να μεταβεί σε υπεραγώγιμη κατάσταση. Άρα δημιουργούμε αναγωγική ατμόσφαιρα κλείνοντας μέσα στο φούρνο έναν σωλήνα από Al_2O_3 , τον οποίο κλείνουμε αεροστεγώς κι από τις δύο πλευρές (Σχήμα 3.1.17). Από την μία πλευρά συνδέουμε μια φιάλη 97% $Ar - 3\% H_2$ (Σχήμα 3.1.16). Από την άλλη μεριά συνδέουμε ένα δοχείο με λάδι (Σχήμα 3.1.18). Το πλήθος των φυσαλίδων που δημιουργούνται μέσα στο λάδι είναι ανάλογο με την παροχή ροής του αερίου. Ακόμα κάτι που πρέπει να έχουμε υπόψη είναι ότι $H_2 + O_2$ δεν κάνει μόνο H_2O αλλά κι ένα εκρηκτικό μείγμα. Γι αυτό ο αριστερός σωλήνας του

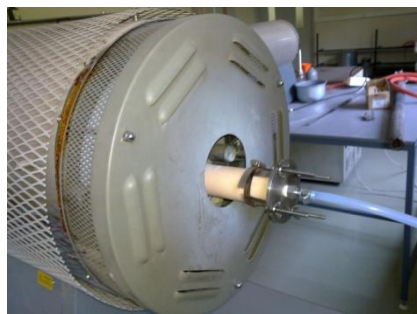
Σχήματος 3.1.18 καταλήγει σε έναν απαγωγό, από τον οποίο αποβάλλεται το μείγμα αερίων, ώστε να μην έχουμε κάποια δυσάρεστη αντίδραση μέσα στο εργαστήριο.

Ακόμα για αποφυγή αντίδρασης Μαγνησίου Οξυγόνου στο δοκίμιο μας, βάζουμε μια στρώση MgO σε σκόνη στον πάτο του crucible, ώστε να μαζέψει αυτό την οξείδωση. Θα μπορούσαμε (κάτι που δεν κάναμε) να είχαμε τυλίξει το δείγμα μας με ένα στοιχείο με ακόμα μεγαλύτερη συγγένεια με το Οξυγόνο, όπως για παράδειγμα Ταντάλιο.

Η διαδικασία που ακολουθήθηκε για το $YBCO$ ήταν αντίστοιχη με τα άλλα δύο υλικά, όμως σε αυτή την περίπτωση επιθυμούσαμε επιπλέον οξείδωση, καθώς το $YBCO$ αποκτάει υπεραγωγικές ιδιότητες όταν έχει οξειδωθεί. Έτσι για μία εβδομάδα είχαμε τη θερμοκρασία στους $450^{\circ}C$, στην οποία απορροφάει γρήγορα το οξυγόνο.



Σχήμα 3.1.16



Σχήμα 3.1.17



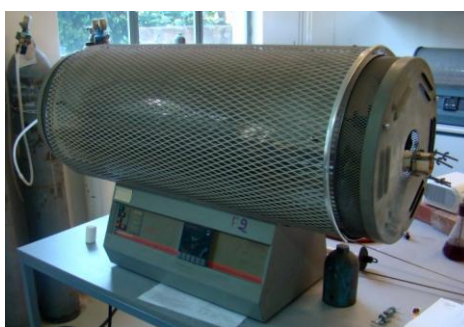
Σχήμα 3.1.18

Το ψήσιμο των παστίλιων πραγματοποιήθηκε σε τρεις αυλωτούς (ή σωληνωτούς) φούρνους (Tube Furnace), στους οποίους η θερμαινόμενη περιοχή είναι της τάξης των μερικών cm . Αυτοί οι φούρνοι είναι φούρνοι αντίστασης (Resistance Heating), εξοπλισμένοι με διάταξη ηλεκτρονικού ελέγχου των μεταβολών της θερμοκρασίας.

Για το ψήσιμο του $YBCO$ και $BSCCO$ χρησιμοποιήσαμε τον φούρνο του Σχήματος 3.1.19. Έχει ισχύ $2kW$ και μπορεί να φτάσει στο κέντρο του σε θερμοκρασία ως $1200^{\circ}C$. Στο κάτω μέρος της φωτογραφίας φαίνεται η ειδική λαβίδα με την οποία αφαιρούμε τα δείγματα από τους φούρνους. Το MgB_2 το ψήσαμε στον ειδικά διαμορφωμένο φούρνο για επίτευξη αναγωγικής ατμόσφαιρας του Σχήματος 3.1.20. Απαιτεί τριφασικό ρεύμα, έχει ισχύ $8kW$ και μπορεί να φτάσει στο κέντρο του σε θερμοκρασία ως $1600^{\circ}C$. Αυτή η υψηλή θερμοκρασία επιτυγχάνεται λόγω της τεχνολογίας του φούρνου, ο οποίος αντί για συμβατική αντίσταση χρησιμοποιεί Ανθρακοπυρίτιο (SiC).



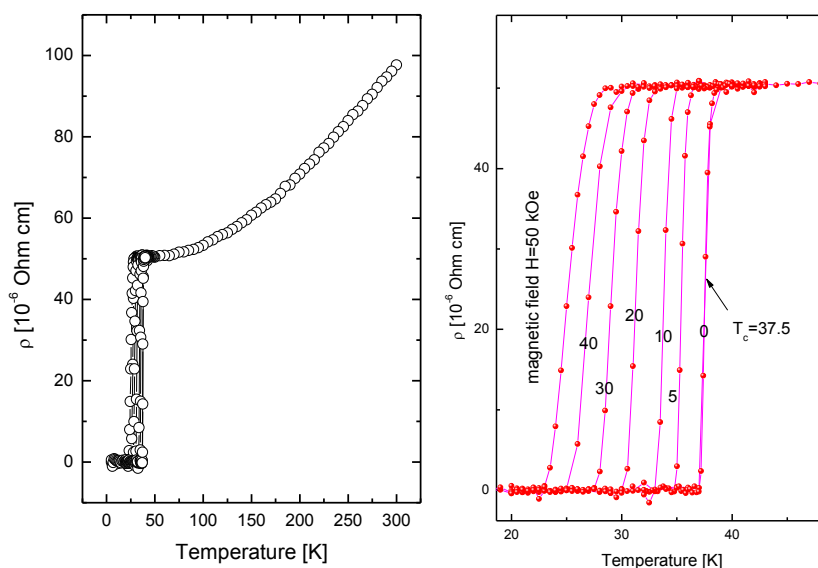
Σχήμα 3.1.19



Σχήμα 3.1.20

Το ψήσιμο του $BSCCO$ έγινε σε θερμοκρασία 600°C για μία μέρα και μετά σε 800°C για 3 μέρες, όπου και πραγματοποιήθηκε το πρώτο τρίψιμο. Ύστερα ψήθηκε για 11 μέρες στους 850°C και για 29 μέρες στους 855°C , όπου έγινε κι ένα δεύτερο τρίψιμο. Μετά ακολούθησε 12 μέρες στους 858°C , 7 μέρες στους 866°C και ολοκληρώθηκε η χημική αντίδραση στους 872°C για διάστημα 3 ημερών. Να σημειώσουμε ότι η θερμοκρασία προγραμματιζόταν να αυξάνεται σταδιακά μέχρι τις προαναφερόμενες τιμές, για την αποφυγή “overshooting”, το οποίο παρατηρείται στους φούρνους με αντιστάτη.

Ο έλεγχος της ποιότητας των δοκιμίων γίνεται με τη μέτρηση της ηλεκτρικής αντίστασης και της μαγνήτισης για το MgB_2 και $YBCO$ και από τα διαγράμματα της περίθλασης των ακτίνων X για το $BSCCO$. Το $BSCCO$ αποτελείται από τρεις φάσεις, από τις οποίες θέλουμε μόνο την μία, αυτή του $Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$. Η “καταστροφή” των άλλων φάσεων πραγματοποιείται με διάχυση μέσω του ψησίματος. Θέλουμε, λοιπόν να δούμε στο περιθλασιόγραμμα να είναι σχηματισμένη η κορυφή στις μικρές γωνίες περίθλασης.



Σχήμα 3.1.21 Η ειδική αντίσταση του MgB_2 συναρτήσει της θερμοκρασίας σε δοκίμιο μήκους $l = 3\text{mm}$ και διατομής $A = 1.5\text{mm}^2$. Το ηλεκτρικό ρεύμα που διαρρέει το κύκλωμα $I = 1000.000 \mu\text{A}$.

3.2 Κατασκευή υβριδικών υπεραγωγίων δοκιμίων

Η κατασκευή των υβριδικών δοκιμίων πραγματοποιήθηκε με μηχανική πίεση στα 1.1GPa . Τα υπεραγωγία δοκίμια, τα οποία τα παρασκευάσαμε όπως περιγράψαμε στην προηγούμενη ενότητα, τα τρίβαμε ώστε να τα ξαναφέρουμε σε μορφή σκόνης. Ύστερα αναμιγνύαμε τους υπεραγωγούς ανά δύο και κατασκευάζαμε τα υβριδικά δοκίμια με μηχανική συμπίεση.

Η ανάμειξη των δύο φάσεων σε κάθε υβριδικό δείγμα έγινε με βάση τον όγκο, ο οποίος επηρεάζει τις μαγνητικές μετρήσεις, κι όχι με βάση την μάζα. Έτσι όταν αναφερόμαστε για παράδειγμα στο δείγμα $81\% \text{MgB}_2 - 19\% \text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$, εννοούμε ότι το 81% του όγκου του δείγματος είναι από MgB_2 και το 19% από BSCCO.

Επειδή η μέτρηση του όγκου της σκόνης είναι δύσκολη και όποια άμεση μέθοδο και να χρησιμοποιούσαμε θα παίρναμε αποτελέσματα με μεγάλα σφάλματα, οι όγκοι υπολογίστηκαν έμμεσα από την πυκνότητα και τη μάζα των υλικών. Δηλαδή μετρούσαμε τη μάζα με το ζυγό ακριβείας και έπειτα στο κάθε δείγμα βάζαμε τόση μάζα από την κάθε φάση, ώστε να αναλογεί στον απαιτούμενο όγκο. Αφού είχαμε τις αναλογίες που θέλαμε για κάθε φάση, τις αναδεύαμε πολύ καλά στο γουδί, ώστε να πετύχουμε την καλύτερη δυνατή ομοιογενοποίηση. Μετά αυτή την σκόνη την τοποθετούσαμε στο καλούπι και την συμπίεζαμε σε πίεση έντασης 1.1GPa .

Κατασκευάστηκαν δείγματα με αναλογίες κατ' όγκο $90\% - 10\%$, $81\% - 19\%$, $50\% - 50\%$, $19\% - 81\%$ και $10\% - 90\%$, όπου το πρώτο ποσοστό αντιστοιχεί στο MgB_2 και το δεύτερο στο $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ ή στο $\text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$.

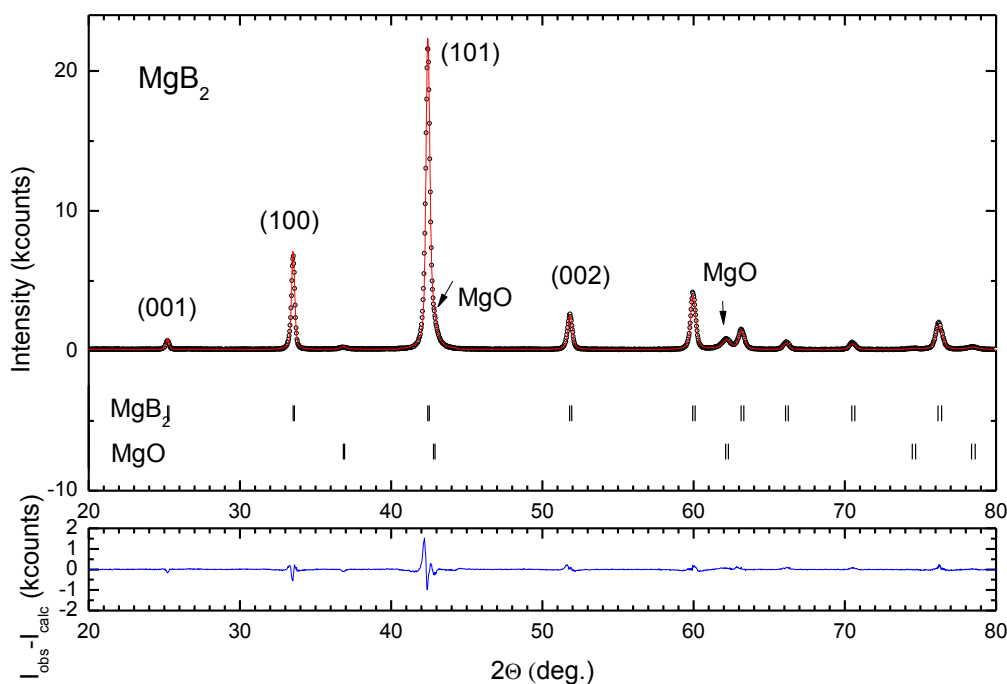


Σχήμα 3.2 Αριστερά: Συμπιεσμένο δοκίμιο με μηχανική θλιπτική καταπόνηση έντασης 1.1GPa . Κέντρο αριστερά: Υβριδικό δοκίμιο, αφού έχει κοπεί κατάλληλα για τις μαγνητικές μετρήσεις. Διακρίνεται το μέγεθος του δείγματος. Η μεσαία κλίμακα που δείχνει τον αριθμό “1” αντιστοιχεί σε cm με τις ενδιάμεσες γραμμές να δείχνουν τα mm . Η κάτω ένδειξη είναι του βερνιέρου και αντιστοιχεί στα δέκατα του mm . Κέντρο δεξιά: Θραυσμένη βάση καλουπιού μετά από απόπειρα συμπίεσης 1.4GPa . Δεξιά: Η υδραυλική πρέσα στο μηχανουργείο του ΕΚΕΦΕ “Δημόκριτος”.

3.3 Δεδομένα περίθλασης ακτίνων X

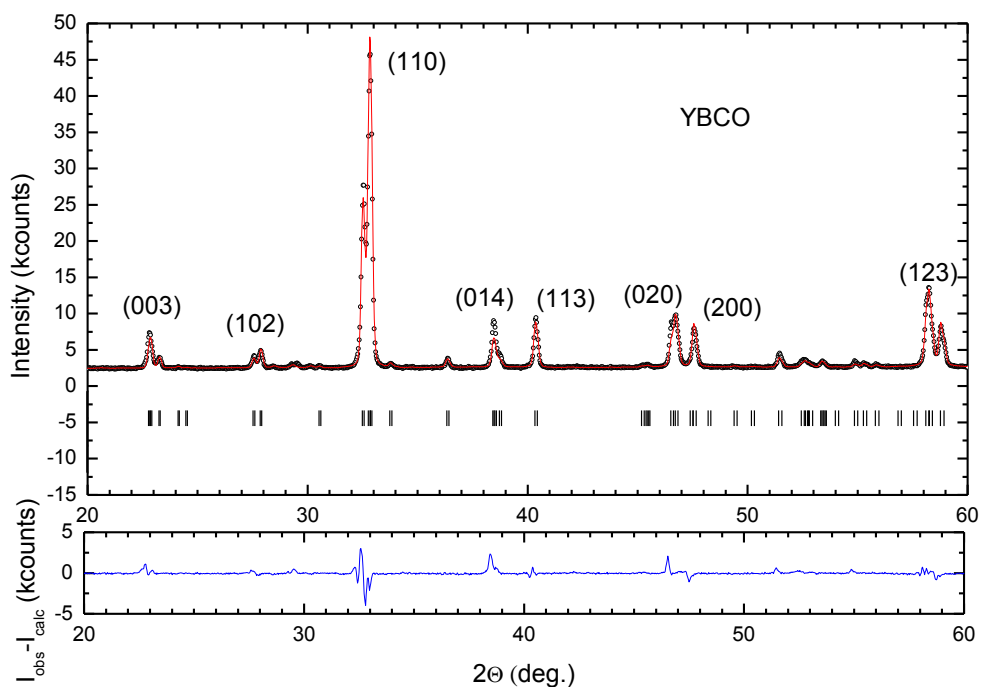
Τα παρακάτω διαγράμματα περίθλασης ακτίνων X επεξεργάστηκαν με το πρόγραμμα “FullProf”, όπου πραγματοποιήσαμε προσαρμογή (refining) με τη μέθοδο Rietveld. Για να συγκλίνει το πρόγραμμα πρέπει να γνωρίζουμε την κρυσταλλική δομή του υπό μελέτη υλικού, δηλαδή τις κλασματικές ατομικές συντεταγμένες (Fractional atomic coordinates) X , Y και Z , τον ιστροπικό συντελεστή (Isotropic Displacement (Temperature) Parameter) B_{iso} σε \AA^2 και τον συντελεστή κατάληψης (Occupation number) Occ , όπως επίσης και τις πλεγματικές σταθερές a , b , c , α , β και γ ώστε να θέτουμε τιμές κοντά στις αληθινές, διαφορετικά το πρόγραμμα ίσως να αποκλίνει. Αυτές οι τιμές δίνονται στους παρακάτω πίνακες.

Μια γενική παρατήρηση που μπορούμε να κάνουμε είναι ότι σε όλα μας τα δείγματα, είτε συμπιεσμένα είτε όχι, η κρυσταλλική δομή και το σύστημα κρυστάλλωσής τους δεν μεταβάλλονται. Το κρυσταλλικό σύστημα εξαρτάται από τις γωνίες α , β και γ . Δηλαδή η μοναδιαία κυψελίδα του MgB_2 παραμένει εξαγωνική, ενώ του $YBa_2Cu_3O_7$ και του $Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ παραμένουν ορθορομβικές. Στις ακμές a , b και c των μοναδιαίων κυψελίδων παρατηρήθηκαν κάποιες μικρές μεταβολές, όμως σε καμία περίπτωση δεν υπερβαίνει το 0.5%.



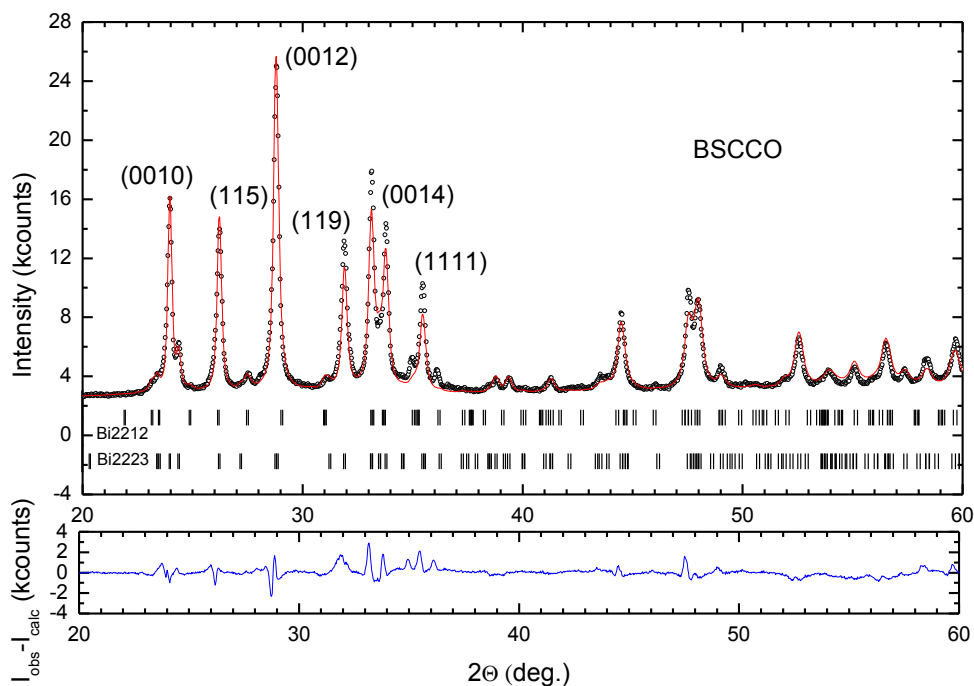
Σχήμα 3.3.1 Τελικό γράφημα Rietveld της ένωσης MgB_2 . Τα μαύρα κυκλάκια αντιστοιχούν στο πειραματικό περιθλασίγραμμα και η κόκκινη γραμμή στο θεωρητικό υπολογισμένο. Η μπλε συνεχής γραμμή αντιστοιχεί στη διαφορά μεταξύ πειραματικού και θεωρητικού περιθλασιγράμματος. Οι κάθετες γραμμές αντιστοιχούν στις θέσεις των κορυφών περίθλασης.

Κρυσταλλική Δομή του MgB_2					
Ομάδα Συμμετρίας Χώρου P6/mmm (Εξαγωνικό)					
Atom	X	Y	Z	Biso	Occ
Mg	0.00000	0.00000	0.00000	0.70000	0.03885
B	0.33334	0.66666	0.50000	1.00000	0.08333



Σχήμα 3.3.2 Τελικό γράφημα Rietveld της ένωσης $YBa_2Cu_3O_7$. Τα μαύρα κυκλάκια αντιστοιχούν στο πειραματικό περιθλασίγραμμα και η κόκκινη γραμμή στο θεωρητικά υπολογισμένο. Η μπλε συνεχής γραμμή αντιστοιχεί στη διαφορά μεταξύ πειραματικού και θεωρητικού περιθλασιγράμματος. Οι κάθετες γραμμές αντιστοιχούν στις θέσεις των κορυφών περίθλασης.

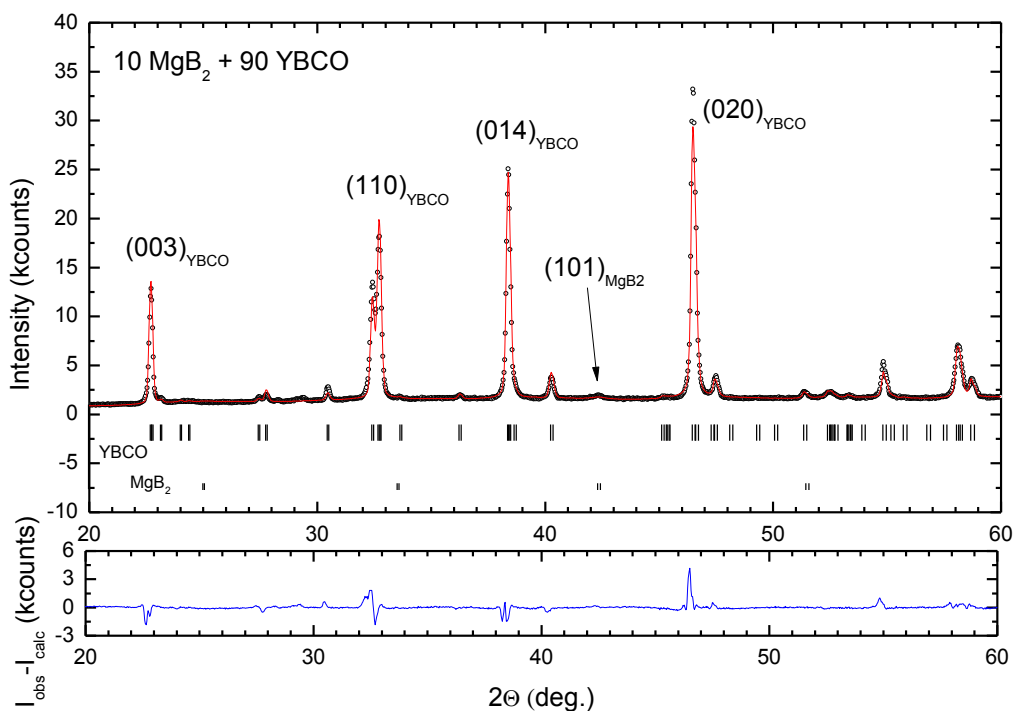
Κρυσταλλική Δομή του $YBa_2Cu_3O_7$					
Ομάδα Συμμετρίας Χώρου Pmmm (Ορθορομβικό)					
Atom	X	Y	Z	Biso	Occ
Y	0.50000	0.50000	0.50000	0.30000	0.12500
Ba	0.50000	0.50000	0.18430	0.44000	0.25000
Cu (1)	0.00000	0.00000	0.00000	0.40000	0.12500
Cu (2)	0.00000	0.00000	0.35560	0.20000	0.25000
O (1)	0.00000	0.50000	0.00000	1.00000	0.25276
O (2)	0.50000	0.00000	0.37790	0.51000	0.25000
O (3)	0.00000	0.50000	0.37900	0.35000	0.25000
O (4)	0.00000	0.00000	0.15900	1.00000	0.25000



Σχήμα 3.3.3 Τελικό γράφημα Rietveld της ένωσης $Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$. Τα μαύρα κυκλάκια αντιστοιχούν στο πειραματικό περιθλασίγραμμα και η κόκκινη γραμμή στο θεωρητικά υπολογισμένο. Η μπλε συνεχής γραμμή αντιστοιχεί στη διαφορά μεταξύ πειραματικού και θεωρητικού περιθλασιγράμματος. Οι κάθετες γραμμές αντιστοιχούν στις θέσεις των κορυφών περίθλασης.

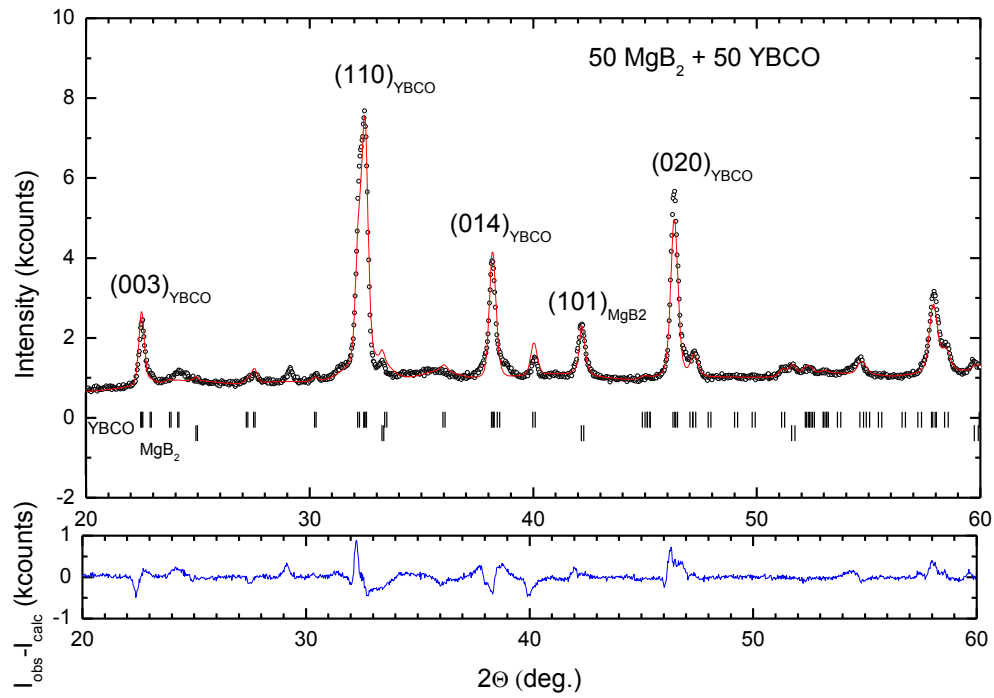
Κρυσταλλική Δομή του $Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$					
Ομάδα Συμμετρίας Χώρου $Amaa$ (Ορθορομβικό)					
Atom	X	Y	Z	Biso	Occ
Bi (8l)	0.00000	0.23300	0.04110	0.58989	0.50000
Ca (8l)	0.50000	0.25700	0.20720	0.79591	0.50000
Sr (8l)	0.00000	0.74500	0.11480	0.20000	0.50000
Cu (4e)	0.00000	0.25000	0.25000	0.30000	0.25000
Cu (8l)	0.00000	0.24600	0.16190	0.80000	0.50000
O (1)	0.25000	0.00000	0.16000	0.40000	0.50000
O (2)	0.25000	0.50000	0.16370	0.30000	0.50000
O (3)	0.25000	0.00000	0.24860	0.00000	0.50000
O (4)	0.00000	0.25300	0.09560	0.40000	0.50000
O (5)	0.50000	0.13900	0.04340	0.50000	0.50000

Παράμετροι Θεμελιώδους Κυψελίδας						
Phase	a [Å]	b [Å]	c [Å]	α [deg]	β [deg]	γ [deg]
MgB_2	3.085	3.085	3.522	90.00	90.00	120.0
$YBa_2Cu_3O_7$	3.820	3.885	11.70	90.00	90.00	90.00
$Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$	5.410	5.413	37.16	90.00	90.00	90.00



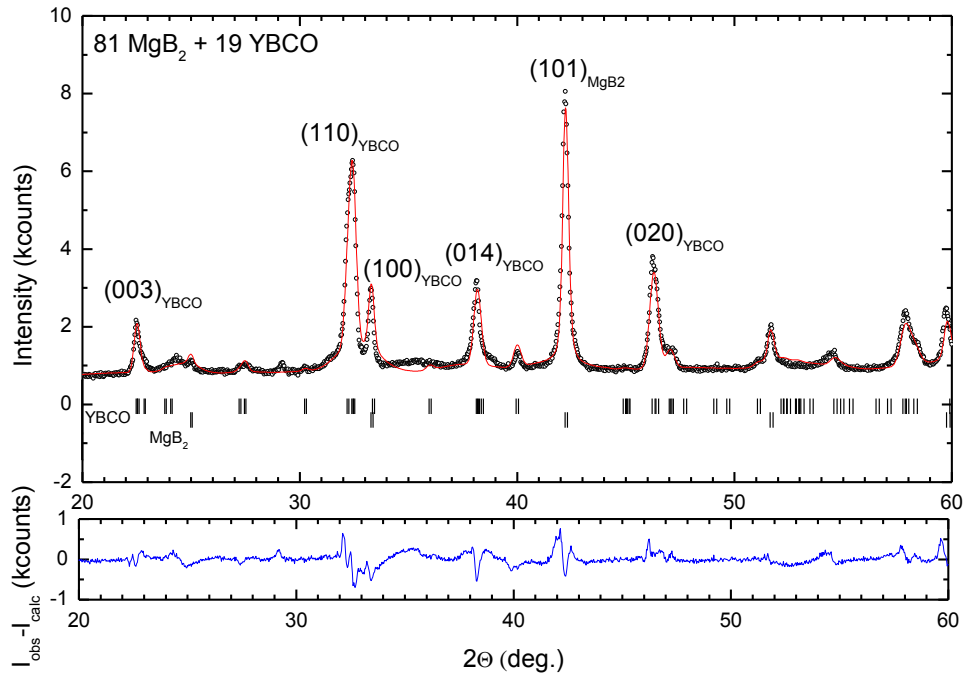
Σχήμα 3.3.4 Τελικό γράφημα Rietveld της ένωσης με αναλογίες κατ' όγκο 10% MgB_2 – 90% $YBa_2Cu_3O_7$. Τα μαύρα κυκλάκια αντιστοιχούν στο πειραματικό περιθλασίγραμμα και η κόκκινη γραμμή στο θεωρητικά υπολογισμένο. Η μπλε συνεχής γραμμή αντιστοιχεί στη διαφορά μεταξύ πειραματικού και θεωρητικού περιθλασιγράμματος. Οι κάθετες γραμμές αντιστοιχούν στις θέσεις των κορυφών περίθλασης.

Παράμετροι Θεμελιώδους Κυψελίδας του 10% MgB_2 – 90% $YBa_2Cu_3O_7$						
Phase	a [Å]	b [Å]	c [Å]	α [deg]	β [deg]	γ [deg]
MgB_2	3.071	3.071	3.532	90.00	90.00	120.0
$YBa_2Cu_3O_7$	3.820	3.883	11.69	90.00	90.00	90.00



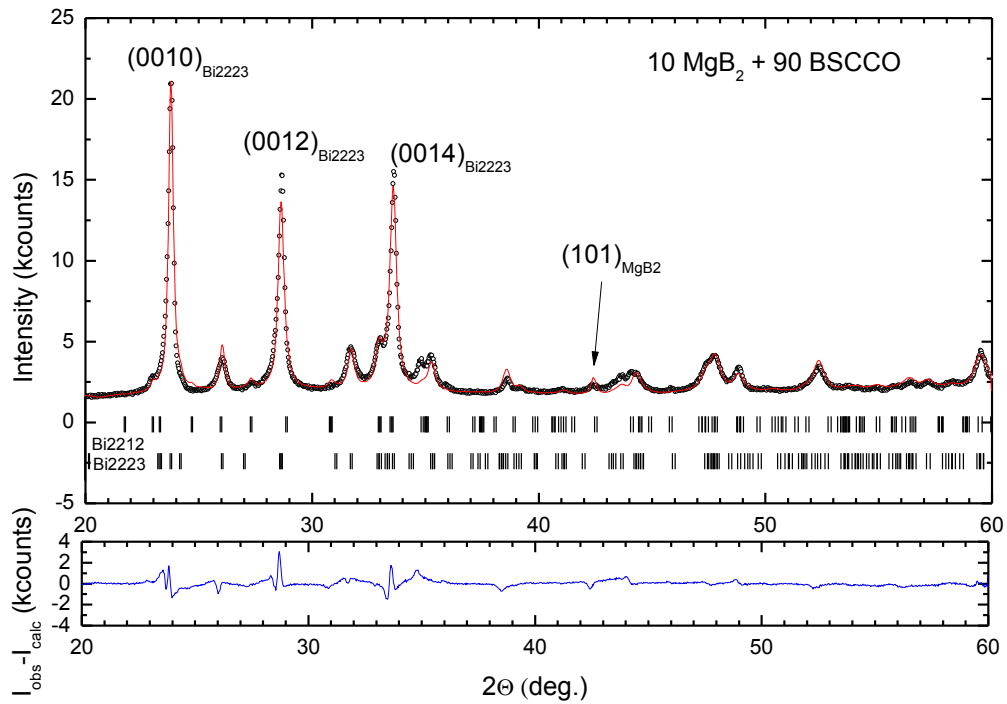
Σχήμα 3.3.5 Τελικό γράφημα Rietveld της ένωσης με αναλογίες κατ' όγκο 50% MgB_2 – 50% $YBa_2Cu_3O_7$. Τα μαύρα κυκλάκια αντιστοιχούν στο πειραματικό περιθλασίγραμμα και η κόκκινη γραμμή στο θεωρητικά υπολογισμένο. Η μπλε συνεχής γραμμή αντιστοιχεί στη διαφορά μεταξύ πειραματικού και θεωρητικού περιθλασιγράμματος. Οι κάθετες γραμμές αντιστοιχούν στις θέσεις των κορυφών περιθλασης.

Παράμετροι Θεμελιώδους Κυψελίδας του 50% MgB_2 – 50% $YBa_2Cu_3O_7$						
Phase	a [Å]	b [Å]	c [Å]	α [deg]	β [deg]	γ [deg]
MgB_2	3.076	3.076	3.518	90.00	90.00	120.0
$YBa_2Cu_3O_7$	3.823	3.886	11.68	90.00	90.00	90.00



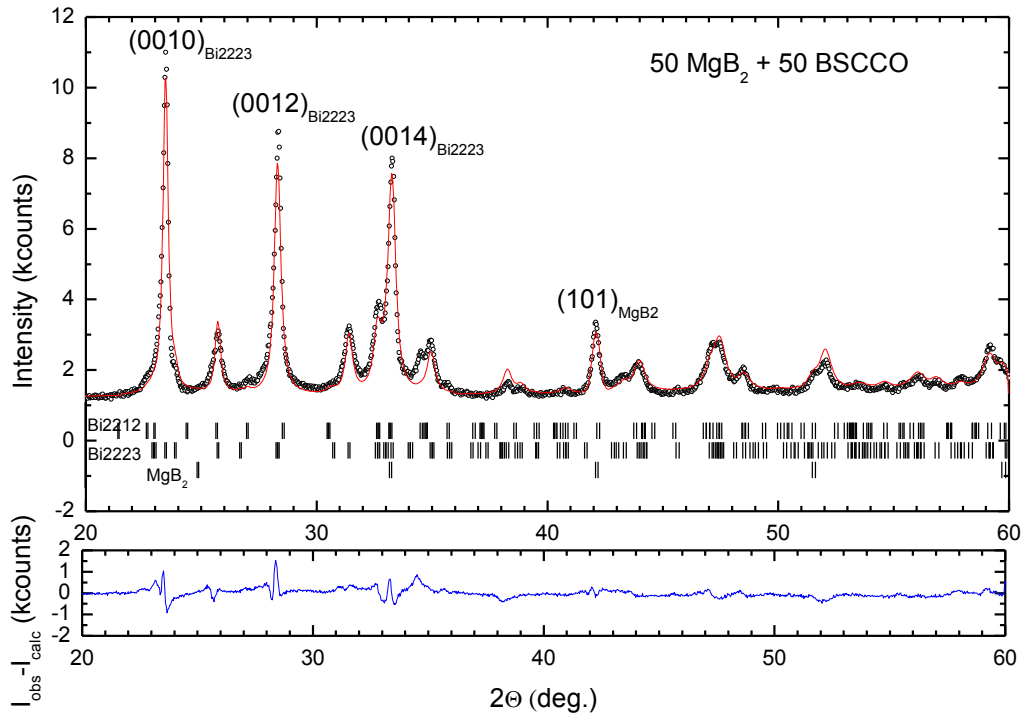
Σχήμα 3.3.6 Τελικό γράφημα Rietveld της ένωσης με αναλογίες κατ' όγκο 81% MgB_2 – 19% $YBa_2Cu_3O_7$. Τα μαύρα κυκλάκια αντιστοιχούν στο πειραματικό περιθλασίγραμμα και η κόκκινη γραμμή στο θεωρητικά υπολογισμένο. Η μπλε συνεχής γραμμή αντιστοιχεί στη διαφορά μεταξύ πειραματικού και θεωρητικού περιθλασιγράμματος. Οι κάθετες γραμμές αντιστοιχούν στις θέσεις των κορυφών περίθλασης.

Παράμετροι Θεμελιώδους Κυψελίδας του 81% MgB_2 – 19% $YBa_2Cu_3O_7$						
Phase	a [Å]	b [Å]	c [Å]	α [deg]	β [deg]	γ [deg]
MgB_2	3.078	3.078	3.518	90.00	90.00	120.0
$YBa_2Cu_3O_7$	3.840	3.888	11.70	90.00	90.00	90.00



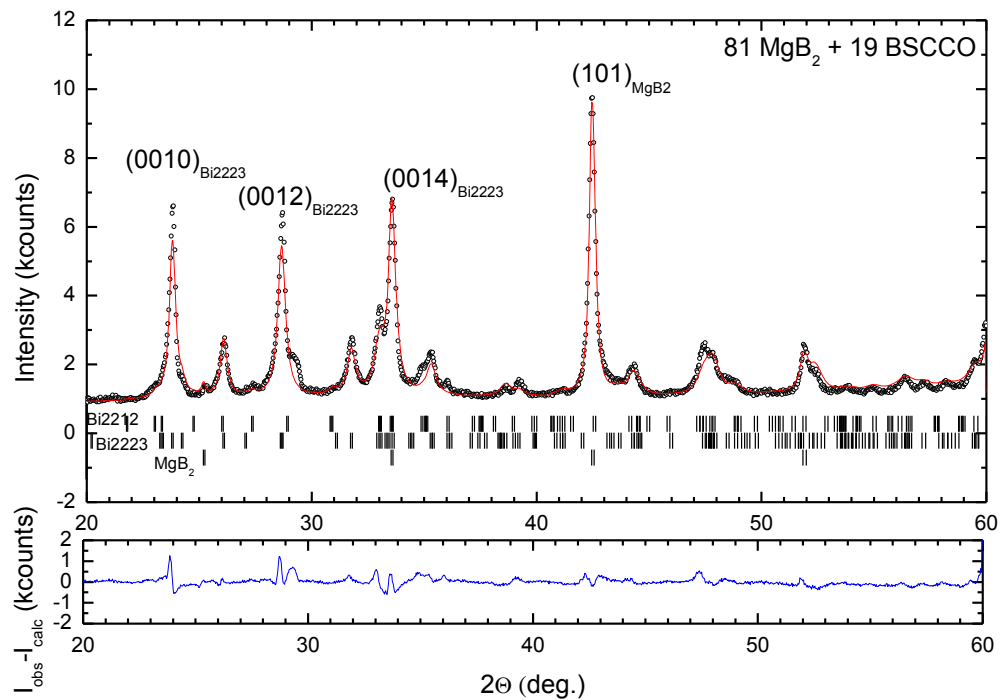
Σχήμα 3.3.7 Τελικό γράφημα Rietveld της ένωσης με αναλογίες κατ' όγκο 10% MgB_2 – 90% $Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$. Τα μαύρα κυκλάκια αντιστοιχούν στο πειραματικό περιθλασίγραμμα και η κόκκινη γραμμή στο θεωρητικά υπολογισμένο. Η μπλε συνεχής γραμμή αντιστοιχεί στη διαφορά μεταξύ πειραματικού και θεωρητικού περιθλασιγράμματος. Οι κάθετες γραμμές αντιστοιχούν στις θέσεις των κορυφών περίθλασης.

Παράμετροι Θεμελιώδους Κυψελίδας του 10% MgB_2 – 90% $Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$						
Phase	a [Å]	b [Å]	c [Å]	α [deg]	β [deg]	γ [deg]
MgB_2	3.073	3.073	3.517	90.00	90.00	120.0
$Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$	5.419	5.402	37.19	90.00	90.00	90.00



Σχήμα 3.3.8 Τελικό γράφημα Rietveld της ένωσης με αναλογίες κατ' όγκο 50% MgB_2 – 50% $Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$. Τα μαύρα κυκλάκια αντιστοιχούν στο πειραματικό περιθλασίγραμμα και η κόκκινη γραμμή στο θεωρητικά υπολογισμένο. Η μπλε συνεχής γραμμή αντιστοιχεί στη διαφορά μεταξύ πειραματικού και θεωρητικού περιθλασιγράμματος. Οι κάθετες γραμμές αντιστοιχούν στις θέσεις των κορυφών περίθλασης.

Παράμετροι Θεμελιώδους Κυψελίδας του 50% MgB_2 – 50% $Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$						
Phase	a [Å]	b [Å]	c [Å]	α [deg]	β [deg]	γ [deg]
MgB_2	3.073	3.073	3.517	90.00	90.00	120.0
$Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$	5.419	5.402	37.19	90.00	90.00	90.00



Σχήμα 3.3.9 Τελικό γράφημα Rietveld της ένωσης με αναλογίες κατ' όγκο 81% MgB_2 – 19% $Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$. Τα μαύρα κυκλάκια αντιστοιχούν στο πειραματικό περιθλασίγραμμα και η κόκκινη γραμμή στο θεωρητικά υπολογισμένο. Η μπλε συνεχής γραμμή αντιστοιχεί στη διαφορά μεταξύ πειραματικού και θεωρητικού περιθλασιγράμματος. Οι κάθετες γραμμές αντιστοιχούν στις θέσεις των κορυφών περίθλασης.

Παράμετροι Θεμελιώδους Κυψελίδας του 81% MgB_2 – 19% $Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$						
Phase	a [Å]	b [Å]	c [Å]	α [deg]	β [deg]	γ [deg]
MgB_2	3.073	3.073	3.517	90.00	90.00	120.0
$Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$	5.416	5.406	37.20	90.00	90.00	90.00

Εκτός από τις παραπάνω παραμέτρους, οι οποίες είναι γνωστές στην βιβλιογραφία, ιδιαίτερο ενδιαφέρον έχει για εμάς να μελετήσουμε τον προτιμητέο προσανατολισμό των δειγμάτων μας. Η μηχανική συμπίεση μας κάνει να αναμένουμε ότι οι κρυσταλλίτες των υβριδικών δειγμάτων θα έχουν προσανατολιστεί, ακόμα κι αν όχι πλήρως, περισσότερο συγκριτικά με τα μη συμπιεσμένα δείγματα. Για την περιγραφή του προτιμητέου προσανατολισμού χρησιμοποιήσαμε το εμπειρικό μοντέλο

του March (Modified March's Function), το οποίο διορθώνει τις ολοκληρωμένες εντάσεις, δηλαδή τα εμβαδά κάτω από τις κορυφές περίθλασης, σύμφωνα με την σχέση

$$P_h = G_2 + (1 - G_2) \left((G_1 \cos \alpha_h)^2 + \frac{\sin^2 \alpha_h}{G_1} \right)^{-3/2}$$

όπου G_1 και G_2 είναι ελεύθεροι παράμετροι προσαρμογής (refinable parameters). Συγκεκριμένα η παράμετρος G_1 σχετίζεται με το σχήμα των κρυσταλλιτών. Αν $G_1 < 1$ οι κρυσταλλίτες του δείγματος είναι πλακίδια (platy habit), αν $G_1 = 1$ δεν έχουμε προτιμητέο προσανατολισμό, ενώ αν $G_1 > 1$ οι κρυσταλλίτες έχουν βελονοειδή σχήμα (needle-like habit). Οι παραπάνω συνθήκες ισχύουν για την γεωμετρία Bragg-Brentano. Η παράμετρος $0 \leq G_2 \leq 1$ δίνει το ποσοστό του μη προσανατολισμένου δείγματος (not textured, χωρίς υφή). Με α_h συμβολίζουμε την οξεία γωνία μεταξύ του διανύσματος σκέδασης και του κάθετου διανύσματος στην επιφάνεια των κρυσταλλιτών για την περίπτωση με $G_1 < 1$ ή με τη διεύθυνση των ινών για την περίπτωση $G_1 > 1$. Στον επόμενο πίνακα έχουμε σημειώσει τις παραμέτρους προσαρμογής G_1 και G_2 . Να υπενθυμίσουμε ότι τα υβριδικά δοκίμια τα υποβάλαμε σε θλιπτική μηχανική καταπόνηση έντασης 1.1GPa.

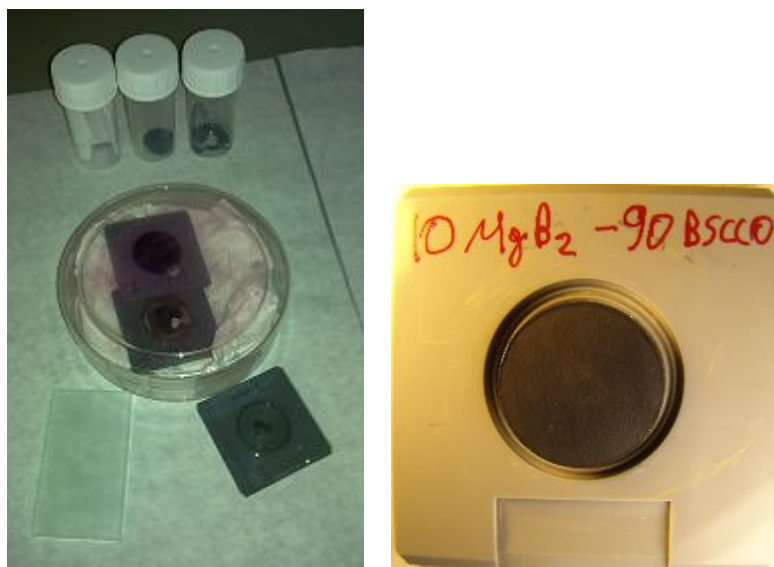
Παράμετροι Προτιμητέου Προσανατολισμού						
Sample	MgB_2		$YBa_2Cu_3O_7$		$Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$	
	G_1	G_2	G_1	G_2	G_1	G_2
Χωρίς πίεση	1.00	0.00	1.00	0.00	0.78	0.05
10 MgB₂ + 90 YBCO	0.90	0.20	0.41	0.22	-----	-----
50 MgB₂ + 50 YBCO	0.80	0.20	0.51	0.25	-----	-----
81 MgB₂ + 19 YBCO	0.93	0.01	0.39	0.68	-----	-----
10 MgB₂ + 90 BSCCO	1.00	0.00	-----	-----	0.51	0.00
50 MgB₂ + 50 BSCCO	1.00	0.00	-----	-----	0.56	0.00
81 MgB₂ + 19 BSCCO	1.00	0.00	-----	-----	0.63	0.00

Από τις τιμές του παραπάνω πίνακα βγάζουμε τα εξής συμπεράσματα σχετικά με τον προτιμητέο προσανατολισμό των κρυσταλλιτών των δειγμάτων μας. Αρχικά να σημειώσουμε ότι και στα δείγματα που αναγράφονται ως “ασυμπιέστα”, στην πραγματικότητα τους είχε ασκηθεί μια πίεση πολύ μικρής έντασης, ώστε να μπορέσουν οι σκόνες προς μέτρηση να συγκρατηθούν σταθερά μέσα στους δειγματοφορείς κατά τη διάρκεια των μετρήσεων. Για αυτό τον λόγο βλέπουμε ότι το BSCCO έχει προσανατολισμένους με παράμετρο $G_1 = 0.78$ το 95% των κρυσταλλιτών, αποδεικνύοντας τον έντονα φυλλόμορφο χαρακτήρα του. Τα δείγματα του MgB_2 και του YBCO παραμένουν πλήρως μη προσανατολισμένα.

Στα υβριδικά δείγματα, στα οποία ασκήθηκε μεγάλη πίεση και μετρήθηκαν στο περιθλασιόμετρο ως bulk, κι όχι ως σκόνη, έχουμε να παρατηρήσουμε ότι εν γένει το

ποσοστό των προσανατολισμένων κρυσταλλιτών αυξήθηκε. Στην περίπτωση των υβριδικών δειγμάτων με το $BSCCO$ παρατηρούμε πλήρη προσανατολισμό στους κρυσταλλίτες του $BSCCO$, αλλά καμία αλλαγή στους κρυσταλλίτες του MgB_2 , οι οποίοι παραμένουν χωρίς προσανατολισμό. Στα υβριδικά δοκίμια με το 90% $YBCO$ και 50% $YBCO$ παρατηρείται προσανατολισμός της τάξης του 80% για τους κρυσταλλίτες του MgB_2 και κατά 78% και 75% αντίστοιχα στους κρυσταλλίτες του $YBCO$. Στο δείγμα με το 19% $YBCO$ οι κρυσταλλίτες του MgB_2 παραμένουν σχεδόν αποπροσανατόλιστοι, ενώ του $YBCO$ ο προτιμητέος προσανατολισμός είναι μόλις 32%.

Σε όλα τα δείγματα που μετρήθηκαν και εμφάνισαν προτιμητέο προσανατολισμό, οι κρυσταλλίτες έχουν τη μορφή πλακιδίων.



Σχήμα 3.3.10 Αριστερά: πάνω 3 δείγματα προς αποθήκευση, στο κέντρο δύο δείγματα σε μορφή σκόνης για μέτρηση στο περιθλασιόμετρο, κάτω δεξιά ένας άδειος δειματοφορέας και κάτω αριστερά το γυαλί με το οποίο συμπιέζαμε τις σκόνες στους δειματοφορείς για να μην πέσουν οι σκόνες κατά τη διάρκεια της μέτρησης. **Δεξιά:** Ο δειματοφορέας με ένα υβριδικό δοκίμιο με μορφή bulk.

3.4 Μαγνητικές μετρήσεις στο μαγνητόμετρο SQUID

Οι μετρήσεις της Μαγνήτισης που πραγματοποιήθηκαν στο μαγνητόμετρο SQUID έγιναν συναρτήσει της θερμοκρασίας σε σταθερό μαγνητικό πεδίο και συναρτήσει του πεδίου σε σταθερές θερμοκρασίες. Η μαγνήτιση ορίζεται ως

$$M = \frac{m}{V}$$

όπου V είναι ο όγκος του δείγματος και m η μαγνητική διπολική ροπή.

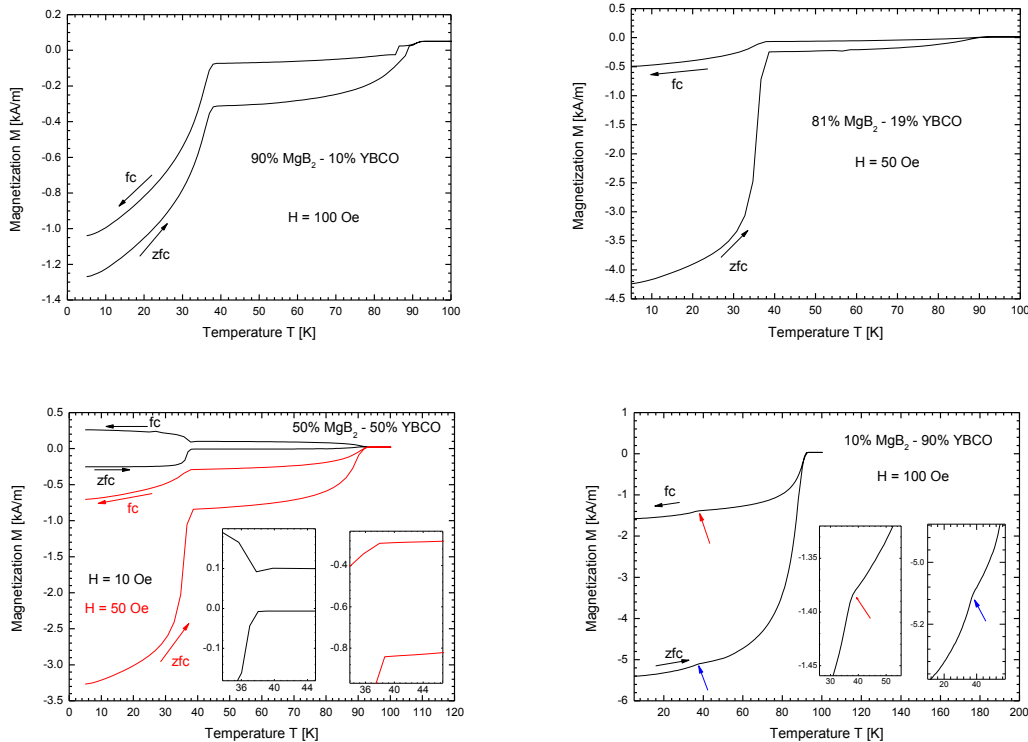
3.4.1 Η Μαγνήτιση συναρτήσει της Θερμοκρασίας $M(T)$

Σε αυτή την ενότητα παρουσιάζουμε τα πειραματικά αποτελέσματα της μαγνήτισης των υβριδικών υπεραγωγών συναρτήσει της θερμοκρασίας. Ο κάτω κλάδος στα διαγράμματα δείχνει την θέρμανση των δοκιμίων σε μηδενικό μαγνητικό πεδίο (zfc, zero field cool) και ο πάνω κλάδος την ψύξη στο αναγραφόμενο κάθε φορά πεδίο (fc, field cool).

Η γενική παρατήρηση που μπορούμε να κάνουμε είναι ότι σε όλα τα δείγματα, οι γραφικές παραστάσεις χαρακτηρίζονται από δύο σκαλοπάτια. Το ένα βρίσκεται σε θερμοκρασία $38K$, το οποίο μαρτυράει την ύπαρξη του MgB_2 και το άλλο στους $92K$ στα δείγματα με το $YBCO$ και στους $109K$ στα δείγματα με το $BSCCO$. Πάνω από την ανώτερη θερμοκρασία η μαγνήτιση είναι μηδέν, αφού καμία από τις δύο φάσεις που απαρτίζουν τα υβριδικά δοκίμια δεν βρίσκεται στην υπεραγώγιμη κατάσταση. Σε $T < 38K$ βρίσκονται και οι δύο φάσεις στην υπεραγώγιμη κατάσταση, ενώ στις ενδιάμεσες θερμοκρασίες μόνο το $YBCO$ ή το $BSCCO$.

Η μαγνήτιση είναι μεγαλύτερη σε απόλυτη τιμή σε μηδενικό μαγνητικό πεδίο, κάτι που επιβεβαιώνει το γεγονός ότι οι υπεραγωγοί έχουν μόνιμη μαγνητική διπολική ροπή.

3.4.1.1 $MgB_2 - YBa_2Cu_3O_7$



Σχήμα 3.4.1 Η Μαγνήτιση συναρτήσει της Θερμοκρασίας για τους υβριδικούς υπεραγωγούς $MgB_2 - YBa_2Cu_3O_7$ σε σταθερό εξωτερικό Μαγνητικό Πεδίο.

Οι μετρήσεις για το υβριδικό δοκίμιο με αναλογίες κατ' όγκο 90% $MgB_2 - 10\%$ $YBCO$ έγιναν σε εξωτερικά εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο έντασης $H = 100$ Oe. Η τιμή της μαγνήτισης στον κλάδο fc είναι σχεδόν 14 φορές μεγαλύτερη σε χαμηλές θερμοκρασίες συγκριτικά με όταν το MgB_2 βρίσκεται στην κανονική κατάσταση. Η αντίστοιχη αναλογία των όγκων των υπεραγωγών είναι 10:1 (σε χαμηλές θερμοκρασίες είναι το 100% του δείγματος υπεραγωγίμο, ενώ σε $T > 38K$ μόνο το 10% $YBCO$). Αυτό φανερώνει ότι το MgB_2 συνεισφέρει περισσότερο στην μαγνήτιση συγκριτικά με το $YBCO$. Η τιμή του zfc μεταβάλλεται μόνο κατά 4 φορές.

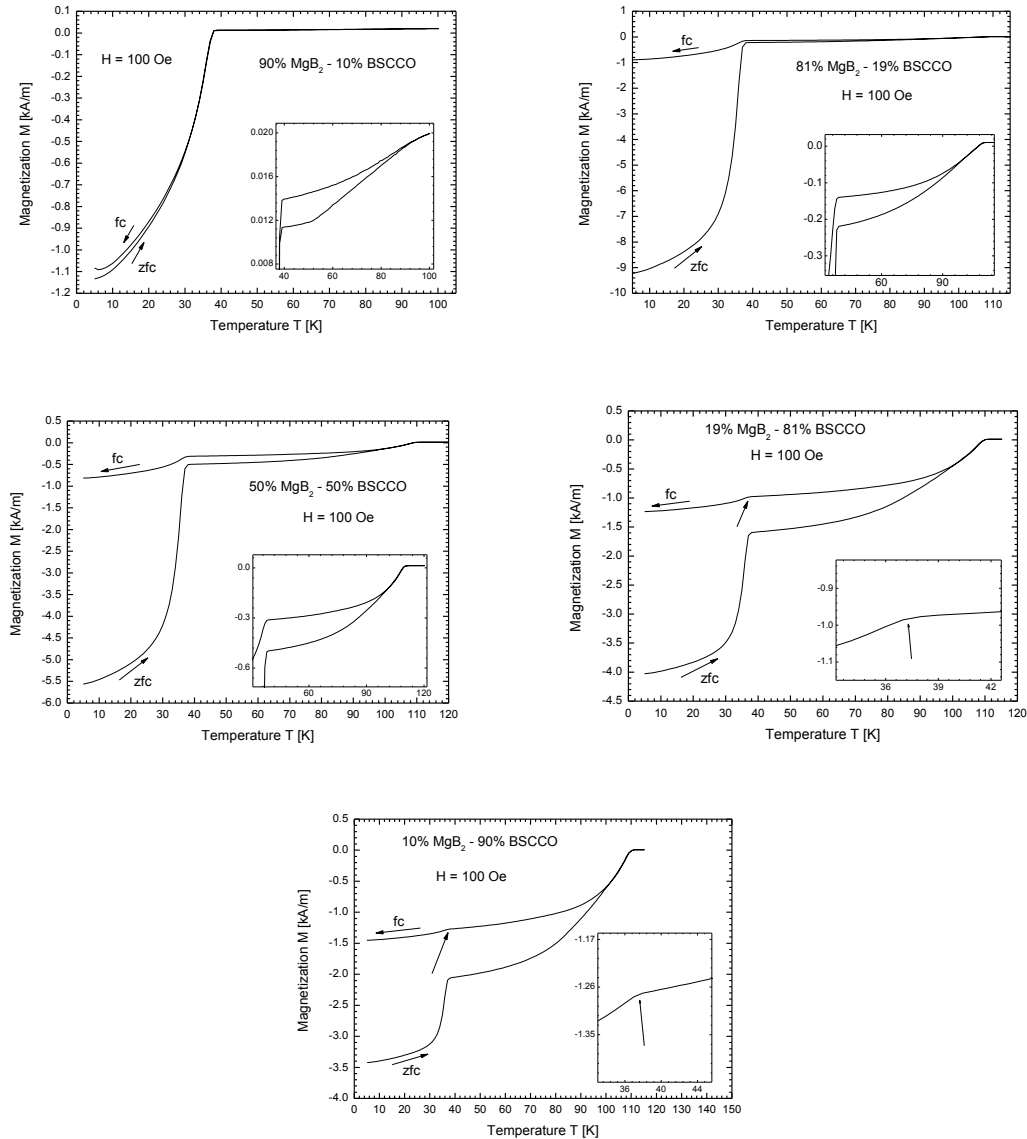
Οι μετρήσεις για το δείγμα με ποσοστό κατ' όγκο 81% MgB_2 έγιναν σε πεδίο έντασης $H = 50$ Oe. Η τιμή της μαγνήτισης στον κλάδο fc είναι σχεδόν 7 φορές μεγαλύτερη σε χαμηλές θερμοκρασίες συγκριτικά με όταν το MgB_2 βρίσκεται στην κανονική κατάσταση. Η αντίστοιχη αναλογία των όγκων των υπεραγωγών είναι 5:1 (σε χαμηλές θερμοκρασίες είναι το 100% του δείγματος υπεραγωγίμο, ενώ σε $T > 38K$ μόνο το 19% $YBCO$). Αυτό φανερώνει ότι το MgB_2 συνεισφέρει περισσότερο στην μαγνήτιση συγκριτικά με το $YBCO$. Η τιμή του zfc μεταβάλλεται κατά μία τάξη μεγέθους.

Οι μετρήσεις για το δείγμα με ίσες αναλογίες κατ' όγκο 50% $MgB_2 -$

50% *YBCO* πραγματοποιήθηκαν σε δύο διαφορετικής έντασης μαγνητικά πεδία. Η συμπεριφορά του υλικού στα $H = 50 \text{ Oe}$ δεν διαφέρει ποιοτικά με τα υπόλοιπα δείγματα. Η συνεισφορά του MgB_2 είναι λίγο μεγαλύτερη από αυτή του *YBCO* αν λάβουμε υπόψη τις αναλογίες όγκου που βρίσκονται σε υπεραγώγιμη κατάσταση (2:1) και η τιμή του zfc μεταβάλλεται κατά 4 φορές. Ενδιαφέρον παρουσιάζει η συμπεριφορά του δοκιμίου μας σε μαγνητικό πεδίο $H = 10 \text{ Oe}$. Σε αυτή την περίπτωση παρατηρούμε ότι ο κλάδος με το πεδίο (fc) είναι θετικός σε όλο το φάσμα των θερμοκρασιών που τουλάχιστον η μία φάση είναι υπεραγώγιμη. Στον zfc κλάδο έχουμε μηδενική μαγνήτιση για $T > 38K$, δηλαδή το *YBCO* δεν συνεισφέρει κάτι στην μαγνήτιση.

Οι μετρήσεις για το δοκίμιο με ποσοστό κατ' όγκο 90% *YBCO* έγιναν σε πεδίο $H = 100 \text{ Oe}$. Η συνεισφορά του *YBCO* είναι η αναμενόμενη στον κλάδο fc , δηλαδή περίπου κατά το 90% της μαγνήτισης σε $T < 38K$. Στον κλάδο zfc παρατηρείται ένα πολύ μικρό σκαλοπάτι (όπως και στον fc), αλλά η μεταβολή της τιμής της μαγνήτισης δείχνει ότι η παρουσία του MgB_2 μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα..

3.4.1.2 $MgB_2 - Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$



Σχήμα 3.4.2 Η Μαγνήτιση συναρτήσει της Θερμοκρασίας για τους υβριδικούς υπεραγωγούς $90\% MgB_2 - 10\% Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ σε εξωτερικό Μαγνητικό Πεδίο $100 Oe$.

Οι μετρήσεις για τα υβριδικά δοκίμια $MgB_2 - BSCCO$ έγιναν σε εξωτερικά εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο έντασης $H = 100 Oe$. Ξεκινώντας από το πρώτο διάγραμμα, το οποίο αντιστοιχεί στο δοκίμιο με κατ' όγκο αναλογία $90\% MgB_2$, παρατηρούμε ότι σε θερμοκρασίες άνω της κρίσιμης θερμοκρασίας του MgB_2 , η μαγνήτιση είναι σχεδόν μηδενική. Για να είμαστε πιο ακριβείς είναι θετική και κατά δύο τάξεις μεγέθους μικρότερη (σε απόλυτες τιμές) από την αντίστοιχη μαγνήτιση που παρουσιάζει το ίδιο δείγμα σε χαμηλότερες θερμοκρασίες. Δηλαδή η παρουσία του $10\% BSCCO$ δεν προσφέρει κάτι στην μαγνήτιση του υλικού.

Στο δείγμα με αναλογία κατ' όγκο 81% MgB_2 η μαγνήτιση σε όλο το φάσμα των θερμοκρασιών, όπου τουλάχιστον η μία φάση βρίσκεται στην υπεραγώγιμη κατάσταση, είναι αρνητική. Η τιμή της μαγνήτισης στον κλάδο fc είναι κατά 5 φορές μεγαλύτερος σε χαμηλές θερμοκρασίες συγκριτικά με όταν το MgB_2 βρίσκεται στην κανονική κατάσταση, δηλαδή όσο είναι η αναλογία των όγκων των υπεραγωγών (σε χαμηλές θερμοκρασίες είναι το 100% του δείγματος υπεραγώγιμο, ενώ σε $T > 38K$ μόνο το 19% $BSCCO$). Για τον zfc δεν ισχύει κάτι τέτοιο αφού η διαφορά ανέρχεται στις 15 φορές. Ενδιαφέρον παρουσιάζει η τιμή της μαγνήτισης σε zfc σε θερμοκρασίες όπου και οι δύο φάσεις είναι υπεραγώγιμες, η οποία είναι κατά μία τάξη μεγέθους μεγαλύτερη συγκριτικά με την προηγούμενη περίπτωση. Αντίθετα ο κλάδος του fc λαμβάνει κατά λίγο μικρότερες τιμές σε χαμηλές θερμοκρασίες.

Συνεχίζουμε στο δείγμα με ίσες αναλογίες κατ' όγκο 50% MgB_2 + 50% $BSCCO$, όπου και σε αυτή την περίπτωση η μαγνήτιση παίρνει αρνητικές τιμές. Η τιμή της μαγνήτισης στον κλάδο fc είναι κατά 3 φορές μεγαλύτερος σε χαμηλές θερμοκρασίες συγκριτικά με όταν το MgB_2 βρίσκεται στην κανονική κατάσταση. Η αντίστοιχη αναλογία των όγκων που βρίσκεται στην υπεραγώγιμη κατάσταση είναι 2:1. Αυτό δείχνει ότι το MgB_2 συνεισφέρει περισσότερο στην μαγνήτιση σε σχέση με το $BSCCO$. Ο zfc διαφέρει κατά μία τάξη μεγέθους.

Στο δείγμα με αναλογία κατ' όγκο 81% $BSCCO$ η τιμή της μαγνήτισης στον κλάδο fc σε χαμηλές θερμοκρασίες είναι κάτι περισσότερο από τα 5/4 της τιμής με όταν το MgB_2 βρίσκεται στην κανονική κατάσταση. Αν λάβουμε υπόψη την αναλογία των όγκων που βρίσκονται στην υπεραγώγιμη κατάσταση (κάτι λιγότερο από είναι 5:4), καταλαβαίνουμε ότι και σε αυτή την περίπτωση η συνεισφορά του $BSCCO$ είναι μικρότερη από αυτή του MgB_2 . Οι τιμές του zfc μεταβάλλονται λιγότερο από 3 φορές.

Στο δείγμα με αναλογία κατ' όγκο 90% $BSCCO$ η συνεισφορά του $BSCCO$ είναι η αναμενόμενη στον κλάδο fc, δηλαδή περίπου κατά το 90% της μαγνήτισης σε $T < 38K$. Η τιμή του zfc σχεδόν διπλασιάζεται.

3.4.1.3 Σύγκριση υβριδικών υπεραγωγών σε "ίδιες" συνθήκες

Τις μετρήσεις για τα υβριδικά δοκίμια $MgB_2 - YBCO$ δεν τις πήραμε σε ίσα εξωτερικά μαγνητικά πεδία, οπότε δεν μπορούμε να κάνουμε κάποια άμεση ποσοτική σύγκριση μεταξύ όλων των διαφορετικών αναλογιών. Θα διαχωρίσουμε την ανάλυσή μας σε δύο μέρη, ένα για θερμοκρασίες $5K < T < 38K$ όπου όλος ο όγκος του υβριδικού υπεραγωγού βρίσκεται στην υπεραγώγιμη κατάσταση και ξεχωριστά θα μιλήσουμε για $38K < T < 92K$, όπου βρίσκεται στην υπεραγώγιμη κατάσταση μόνο η μία φάση, αυτή του $YBCO$, καθώς το MgB_2 έχει επανέρθει στην κανονική του κατάσταση. Να σημειωθεί ότι επειδή όλες οι τιμές των μαγνητίσεων είναι αρνητικές, στη σύγκριση που κάνουμε γίνεται σε απόλυτες τιμές.

Συγκρίνοντας τα δοκίμια με ποσοστό 10% $YBCO$ και 90% $YBCO$, τα οποία

έχουν μετρηθεί σε πεδίο $H = 100 \text{ Oe}$, παρατηρούμε ότι η μαγνήτιση και στους δύο κλάδους (zfc και fc) είναι μεγαλύτερη στο δείγμα με το μεγαλύτερο ποσοστό $YBCO$. Μάλιστα, το συγκεκριμένο δείγμα παρουσιάζει τη μεγαλύτερη μαγνήτιση συγκρινόμενο και με τα άλλα δείγματα, ενώ είναι το μόνο το οποίο δεν παρουσιάζει αισθητό σκαλοπάτι στη θερμοκρασία των $T = 38K$, στην οποία το MgB_2 επανέρχεται στην κανονική κατάσταση.

Τα δείγματα με ποσοστό 19% $YBCO$ και 50% $YBCO$ μετρήθηκαν σε πεδίο $H = 50 \text{ Oe}$. Σε χαμηλές θερμοκρασίες τη μεγαλύτερη μαγνήτιση στον zfc κλάδο παρουσιάζει το δοκίμιο με το μικρό ποσοστό $YBCO$ (19%), ενώ στον fc τη μεγαλύτερη μαγνήτιση την έχει το υλικό με το μεγάλο ποσοστό $YBCO$ (50%). Στις υψηλές θερμοκρασίες ($38K < T < 92K$) και οι δύο κλάδοι παρουσιάζουν μέγιστη μαγνήτιση στο δείγμα με το μεγαλύτερο ποσοστό $YBCO$ (50%).

Οι μετρήσεις για τα υβριδικά δοκίμια $MgB_2 - BSCCO$ έγιναν σε εξωτερικά εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο έντασης $H = 100 \text{ Oe}$. Θα διαχωρίσουμε την ανάλυσή μας σε δύο μέρη, ένα για θερμοκρασίες $5K < T < 38K$ όπου όλος ο όγκος του υβριδικού υπεραγωγού βρίσκεται στην υπεραγωγίμη κατάσταση και ξεχωριστά θα μιλήσουμε για $38K < T < 110K$, όπου βρίσκεται στην υπεραγωγίμη κατάσταση μόνο η μία φάση, αυτή του $BSCCO$, καθώς το MgB_2 έχει επανέρθει στην κανονική του κατάσταση. Να σημειωθεί ότι επειδή όλες οι τιμές των μαγνητίσεων είναι αρνητικές, στη σύγκριση που κάνουμε γίνεται σε απόλυτες τιμές.

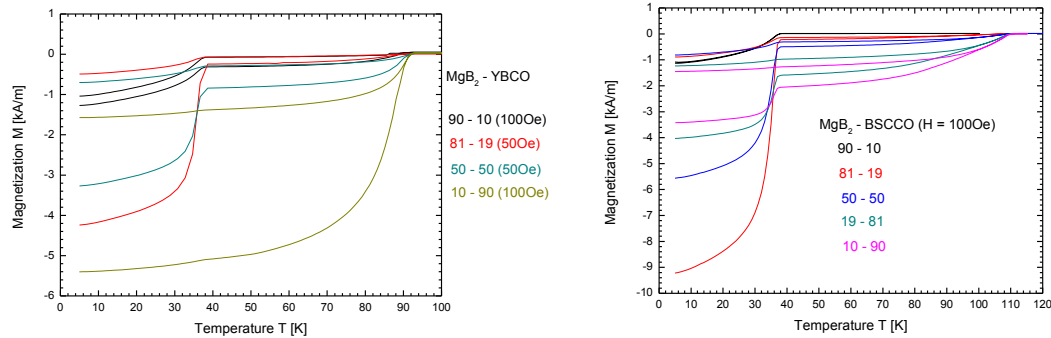
Στις χαμηλές θερμοκρασίες οι κλάδοι του zfc ακολουθούν με λογική σειρά τις τιμές της μαγνήτισης, με εξαίρεση του δείγματος με 10% $BSCCO$, το οποίο χαρακτηρίζεται με τη μικρότερη μαγνήτιση. Τη μεγαλύτερη μαγνήτιση την αποκτά το δείγμα με το 19% $BSCCO$, την αμέσως μικρότερη το δοκίμιο με 50% $BSCCO$, ακολουθεί το 81% $BSCCO$ και ύστερα έρχεται με αμέσως μικρότερη μαγνήτιση το δείγμα με 90% $BSCCO$. Σε αυτά τα τέσσερα δείγματα η μαγνήτιση καθορίζεται από τον όγκο του MgB_2 . Αυτό το συμπέρασμα προκύπτει από το γεγονός ότι η αύξηση της μαγνήτισης παρατηρείται καθώς αυξάνεται η αναλογία υπέρ του MgB_2 , παρόλο που σε αυτές τις θερμοκρασίες βρίσκονται και οι δύο φάσεις στην υπεραγωγίμη κατάσταση, δηλαδή το 100% του όγκου των δοκιμίων μας.

Στις χαμηλές θερμοκρασίες οι κλάδοι του fc ακολουθούν μια πιο περίεργη σειρά. Την μεγαλύτερη μαγνήτιση παρουσιάζει το δείγμα με το μεγαλύτερο ποσοστό $BSCCO$ (90%) και την αμέσως μικρότερη την έχει το δοκίμιο με το 81% $BSCCO$. Μετά ακολουθεί αυτό με την μικρότερη αναλογία σε $BSCCO$ (10%), ύστερα έρχεται αυτό με το 19% $BSCCO$ και το δείγμα με την μικρότερη μαγνήτιση είναι αυτό με τις ίσες αναλογίες (50% $MgB_2 - 50\% BSCCO$). Δηλαδή παρατηρείται μια αλλαγή στη μαγνητική συμπεριφορά του υλικού όταν οι αναλογίες των δύο φάσεων βρίσκεται μεταξύ του 81% και του 50% $BSCCO$.

Στις θερμοκρασίες $38K < T < 110K$ τα γραφήματα είναι πιο ξεκάθαρα καθώς μόνο η φάση του $BSCCO$ είναι υπεραγωγίμη με αποτέλεσμα οι τιμές των μαγνητίσεων να εξαρτώνται μόνο από τον όγκο του $BSCCO$. Τόσο στον κλάδο zfc, όσο και στον fc την μεγαλύτερη μαγνήτιση έχει το δοκίμιο με το περισσότερο $BSCCO$ (90%) και την μικρότερη αυτό με το λιγότερο $BSCCO$ (10%), με τις ενδιάμεσες τιμές να τις παίρνουν

με λογική σειρά τα υπόλοιπα δείγματα.

Αυτό που έρχεται σε αντίθεση με το αναμενόμενο είναι ότι οι τιμές των μαγνητίσεων δεν είναι ανάλογες με τον υπεραγωγό όγκο, δηλαδή με τον όγκο του $BSCCO$. Όσο μεγαλύτερο είναι το ποσοστό που καταλαμβάνει το $BSCCO$ στο συνολικό όγκο του υλικού, τόσο πιο απότομα αυξάνει η μαγνήτιση. Αυτό δίνει την εντύπωση ότι το MgB_2 , το οποίο βρίσκεται στην κανονική του κατάσταση, εμποδίζει το $BSCCO$ να μαγνητιστεί.



Σχήμα 3.4.3 Αριστερά: Η Μαγνήτιση συναρτήσει της Θερμοκρασίας για διάφορες αναλογίες κατ' όγκο του υβριδικού υπεραγωγού $MgB_2 - YBa_2Cu_3O_7$ σε εξωτερικό Μαγνητικό Πεδίο. **Δεξιά:** Αντίστοιχα για το $MgB_2 - Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$.

Κάνοντας μια σύγκριση μεταξύ των δοκιμών που περιέχουν $YBCO$ με αυτά του $BSCCO$, μπορούμε να βγάλουμε τα εξής συμπεράσματα. Και στις δύο οικογένειες υλικών, όταν το ποσοστό του MgB_2 είναι 90%, η μαγνήτιση είναι πολύ μικρή, ενώ όταν το ποσοστό γίνει 81% η τιμή της μαγνήτισης αυξάνεται απότομα. Όταν το δοκίμιο βρίσκεται σε μαγνητικό πεδίο (f_c) δεν παρατηρούνται μεγάλες διαφορές, καθώς όλες οι τιμές των μαγνητίσεων είναι κοντά στο $M = 1 \text{ kA/m}$. Σε μηδενικό μαγνητικό πεδίο (zfc) συγκρίνοντας τα δείγματα με ποσοστό 10% MgB_2 και $H = 100 \text{ Oe}$, βλέπουμε ότι το δείγμα με το $YBCO$ παρουσιάζει μεγαλύτερη μαγνήτιση σχεδόν κατά 1.5 φορές σε σχέση με το αντίστοιχο που περιέχει $BSCCO$.

Τέλος, αξίζει να δούμε ποιο υλικό έχει τη μεγαλύτερη μαγνήτιση σε θερμοκρασία $T = 77K$, η οποία είναι το σημείο βρασμού του Αζώτου. Σε αυτό το σημείο επαληθεύουμε την βιβλιογραφία, καθώς το δείγμα μας με την μεγαλύτερη μαγνήτιση σε υψηλές θερμοκρασίες είναι αυτό με αναλογίες 10% $MgB_2 - 90\% YBCO$, δηλαδή το υλικό με το μεγαλύτερο ποσοστό $YBCO$.

3.4.2 Η Μαγνήτιση συναρτήσει του Μαγνητικού Πεδίου $M(H)$

Σε αυτή την ενότητα παρουσιάζουμε τα πειραματικά αποτελέσματα της μαγνήτισης των υβριδικών υπεραγωγών συναρτήσει του εφαρμοζόμενου εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Οι γραφικές παραστάσεις ονομάζονται Βρόγχοι Υστέρησης (Hysteresis Loop) και δείχνουν μια μαγνητικά μη αντιστρεπτή συμπεριφορά της απόκρισης των δειγμάτων σε αύξηση και μείωση του μαγνητικού πεδίου. Έχουμε πάρει μετρήσεις μόνο σε θετικά μαγνητικά πεδία, καθώς οι βρόγχοι υστέρησης χαρακτηρίζονται από τη συμμετρία $M(-H) = -M(H)$.

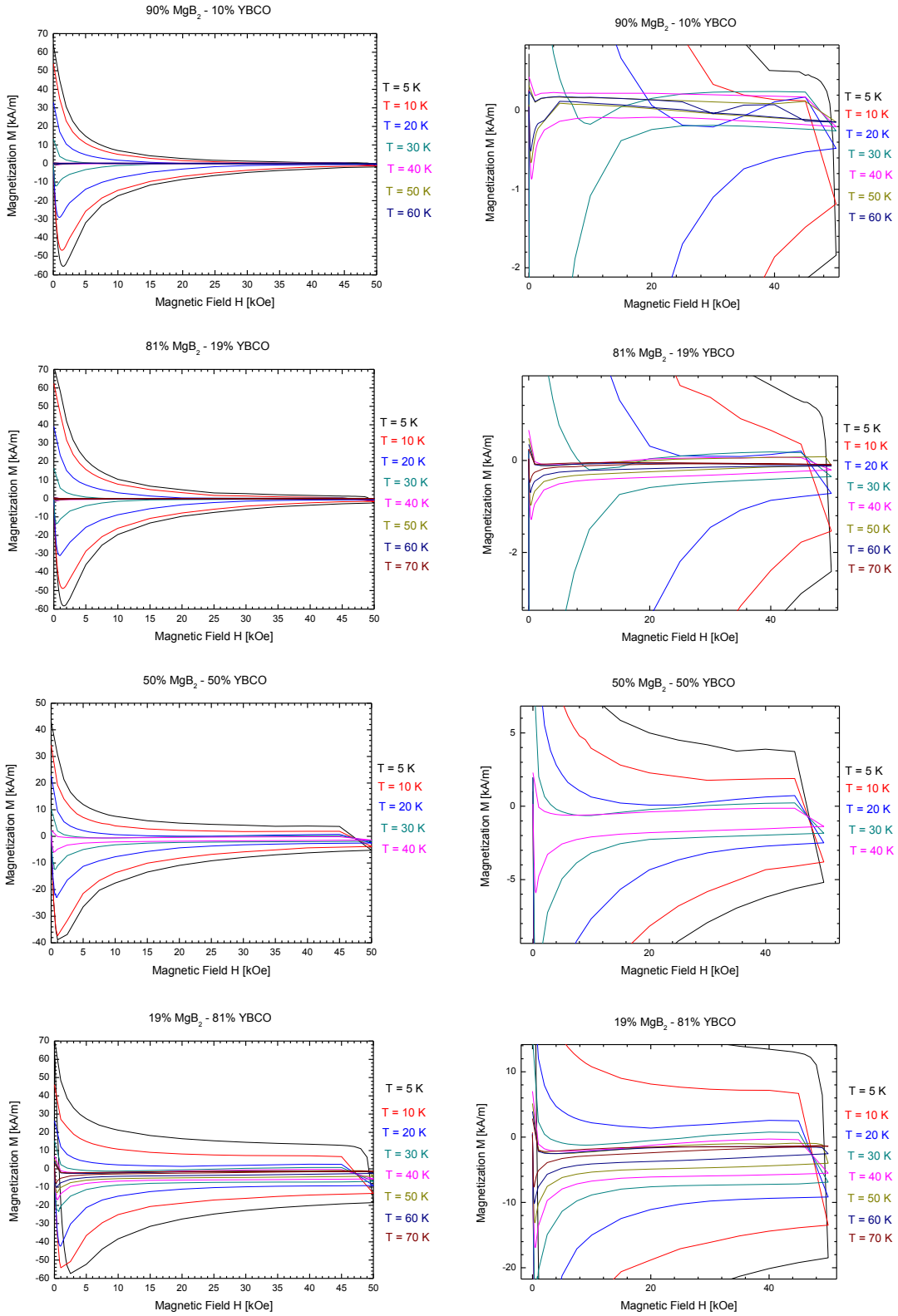
Όταν ο υπεραγωγός εισέρχεται σε ένα μαγνητικό πεδίο, τότε όλα τα φλαξόνια που δημιουργούνται, προσανατολίζονται σύμφωνα με τις δυναμικές γραμμές του πεδίου. Τα διάφορα είδη ατελειών και τα όρια των κρυσταλλιτών σε ένα πολυκρυσταλλικό υλικό μπορούν να εμποδίσουν τη μετακίνηση των φλαξονίων λόγω της αυξημένης ενέργειας που απαιτείται. Αυτό το φαινόμενο ονομάζεται κάρφωμα των φλαξονίων (pinning). Η δέσμευση των φλαξονίων στις ατέλειες ή στα όρια των κρυσταλλιτών είναι υπεύθυνη για τη μαγνητική υστέρηση των υπεραγωγών Τύπου II.

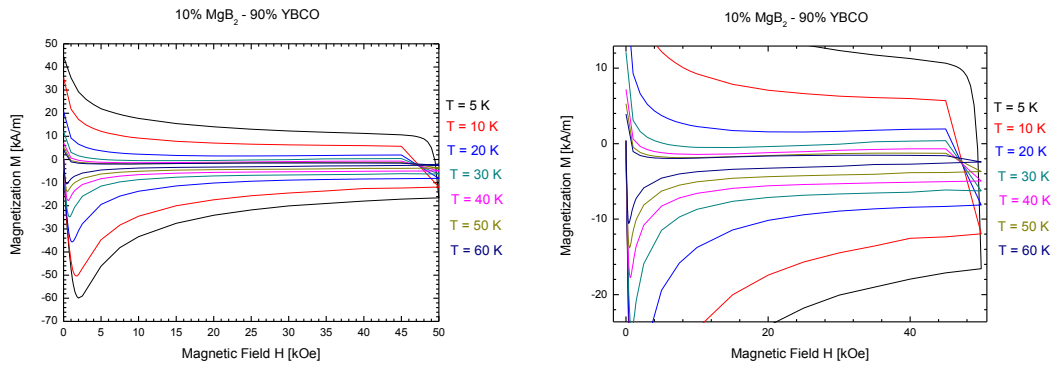
Τις μετρήσεις για κάθε δείγμα τις παρουσιάζουμε δύο φορές. Στις δύο επόμενες ενότητες του κεφαλαίου έχουμε σχεδιάσει τη μαγνήτιση του δείγματος σε διαφορετικές θερμοκρασίες, ενώ στις ενότητες 3.4.2.3 και 3.4.2.4 παρουσιάζουμε τη μαγνήτιση των διαφορετικών δειγμάτων στην ίδια θερμοκρασία. Για όλα τα γραφήματα, παρουσιάζουμε το ίδιο γράφημα σε μεγέθυνση για να δείξουμε τις περιοχές με μαγνητίσεις κοντά στο μηδέν, οι οποίες δεν διακρίνονται στο ολικό διάγραμμα.

Να σημειώσουμε ότι σε πολλά γραφήματα που απεικονίζουν τη μαγνήτιση σε υψηλές θερμοκρασίες, οι κλάδοι που έχουν πολύ μικρές τιμές μαγνήτισης, εμφανίζουν κάποια περίεργα “σπασίματα”, τα οποία διακρίνονται στα μεγεθυμένα γραφήματα. Λόγω των μικρών τιμών, θεωρούμε αυτή η συμπεριφορά της μαγνήτισης προκύπτει από τα σφάλματα που οργάνου. Επειδή τελικός μας στόχος είναι ο υπολογισμός του κρίσιμου ρεύματος, αυτά τα γραφήματα δεν έχουν μεγάλη σημασία, αφού το κρίσιμο ρεύμα σε αυτές τις περιπτώσεις είναι πολύ μικρό.

Η γενική παρατήρηση που μπορούμε να κάνουμε για όλα τα υλικά που μελετήσαμε είναι ότι η αύξηση του μαγνητικού πεδίου μειώνει την μαγνήτιση. Το ίδιο αποτέλεσμα έχει και η αύξηση της θερμοκρασίας.

3.4.2.1 $MgB_2 - YBa_2Cu_3O_7$





Σχήμα 3.4.4 Η Μαγνήτιση συναρτήσει του εφαρμοζόμενου εξωτερικού Μαγνητικού Πεδίου σε διάφορες θερμοκρασίες για τους υβριδικούς υπεραγωγούς $MgB_2 - YBa_2Cu_3O_7$. Στα δεξιά διαγράμματα φαίνονται οι αντίστοιχες μεγεθύνσεις στην περιοχή μηδενικής μαγνήτισης.

Στο δείγμα με ποσοστό κατ' όγκο 10% $YBCO$ η μαγνήτιση είναι σχεδόν μηδενική για θερμοκρασίες $T \geq 40K$, όπου το MgB_2 έχει επανέρθει στην κανονική κατάσταση και μόνο το 10% του συνολικού όγκου του δοκιμίου είναι υπεραγωγίμο. Το ίδιο παρατηρείται και στους 30K για πεδία $H > 10kOe$. Σε μικρότερες θερμοκρασίες η απότομη μείωση της μαγνήτισης παρατηρείται σε $H \sim 20kOe$ στους 20K, σε $H \sim 35kOe$ στους 10K και σε $H \sim 40kOe$ στους 5K. Η μαγνήτιση σε χαμηλές θερμοκρασίες και σε μεγαλύτερα πεδία από αυτά που αναγράφονται στις παραπάνω θερμοκρασίες είναι κατά μία ή δύο τάξεις μεγέθους μικρότερη συγκριτικά με τη μαγνήτιση που αποκτά το δείγμα σε υψηλές θερμοκρασίες και ασθενή πεδία.

Στο δείγμα με ποσοστό κατ' όγκο 19% $YBCO$ η μαγνήτιση είναι σχεδόν μηδενική για θερμοκρασίες $T \geq 40K$, όπου το MgB_2 έχει επανέρθει στην κανονική κατάσταση, παρόλο που το 19% του συνολικού όγκου του δοκιμίου είναι υπεραγωγίμο. Από την παραπάνω παρατήρηση βγάζουμε το συμπέρασμα ότι στη μαγνήτιση κύριο ρόλο παίζει το MgB_2 , με την επίδραση του $YBCO$ να είναι ασθενέστερη. Το ίδιο παρατηρείται και στους 30K για πεδία $H > 5kOe$. Σε μικρότερες θερμοκρασίες η απότομη μείωση της μαγνήτισης παρατηρείται σε $H \sim 20kOe$ στους 20K, σε $H \sim 35kOe$ στους 10K και σε $H \sim 40kOe$ στους 5K. Η μαγνήτιση σε χαμηλές θερμοκρασίες και σε μεγαλύτερα πεδία από αυτά που αναγράφονται στις παραπάνω θερμοκρασίες είναι κατά μία ή δύο τάξεις μεγέθους μικρότερη συγκριτικά με τη μαγνήτιση που αποκτά το δείγμα σε υψηλές θερμοκρασίες και ασθενή πεδία.

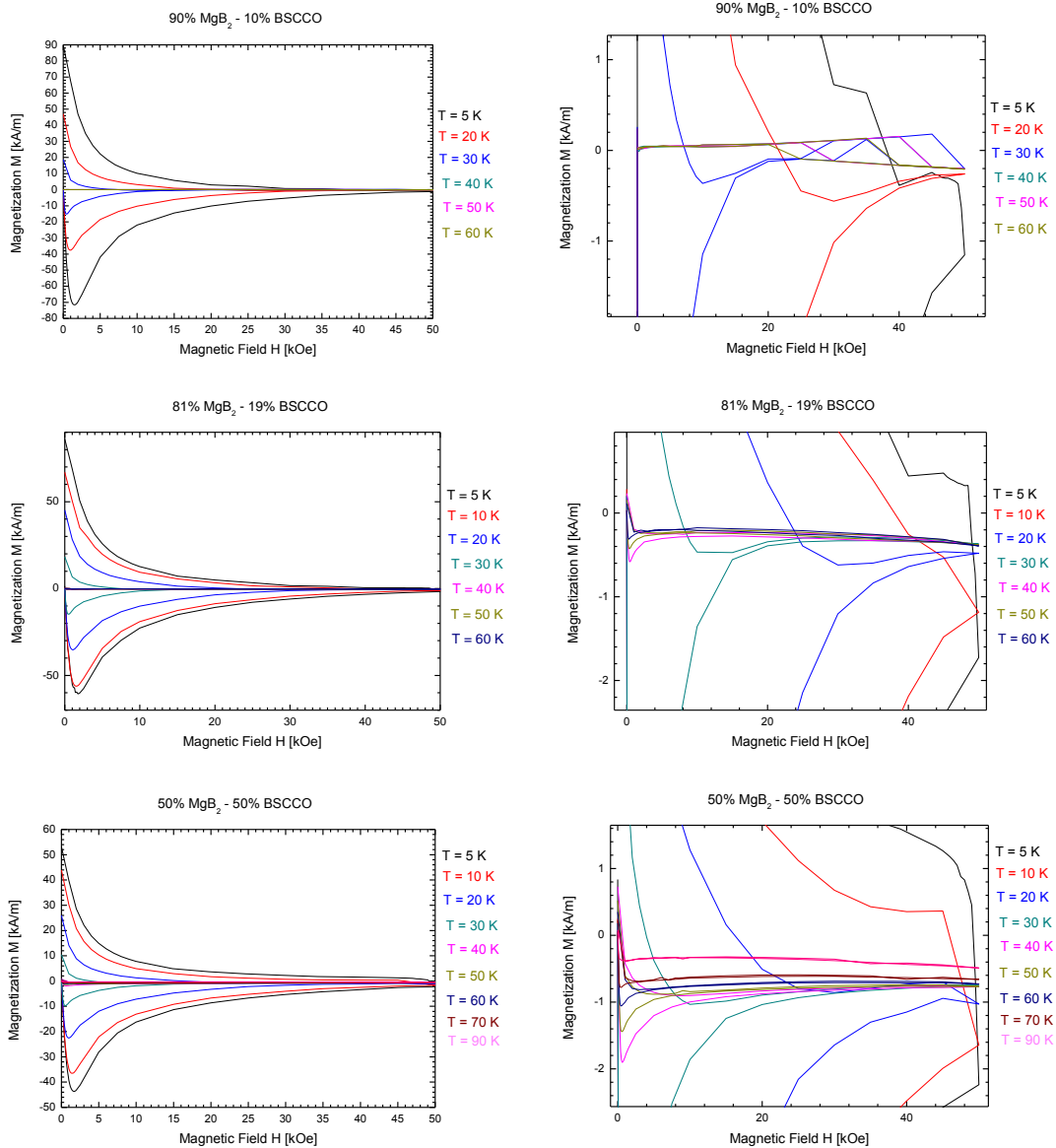
Στο δοκίμιο με ίσες αναλογίες κατ' όγκο 50% $MgB_2 - 50\% YBCO$ η μαγνήτιση παίρνει αναμενόμενες τιμές σε σχέση με τους όγκους που βρίσκονται στην υπεραγωγίμη κατάσταση. Δεν παρατηρούμε κάποια απότομη αλλαγή στη θερμοκρασία των 40K σε σχέση με τις χαμηλότερες θερμοκρασίες.

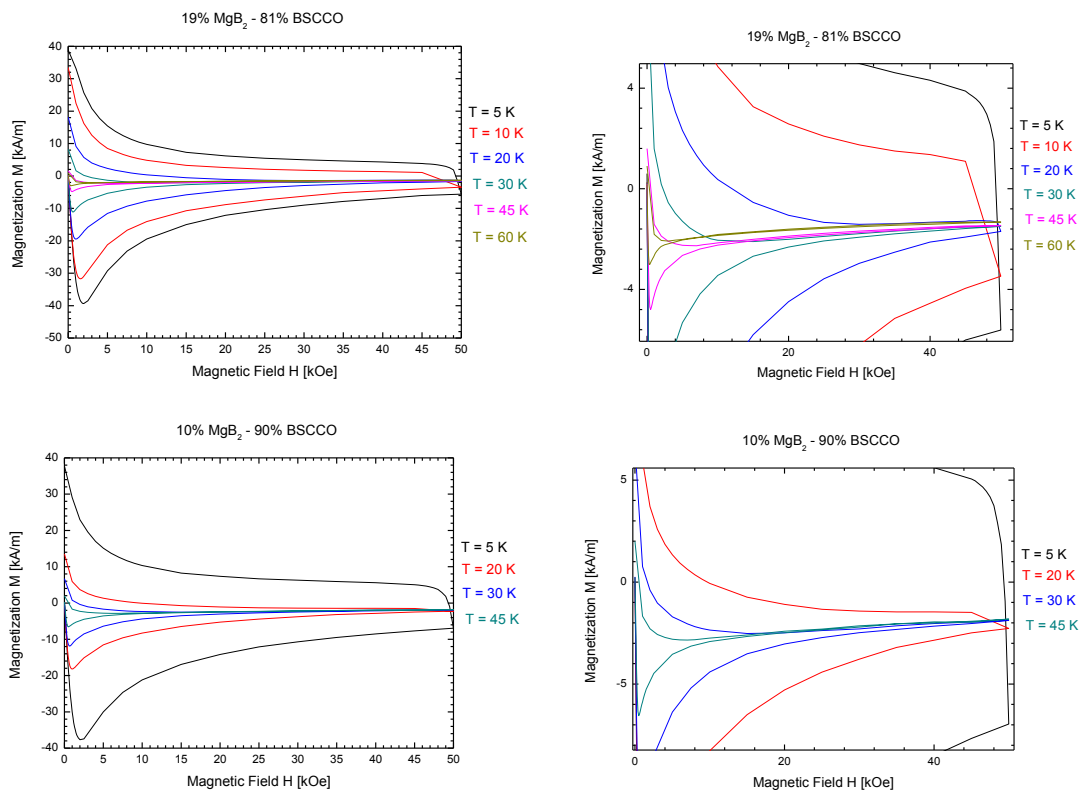
Στο δοκίμιο με ποσοστό κατ' όγκο 81% $YBCO$ οι βρόγχοι υστέρησης δείχνουν μια προτίμηση στις αρνητικές τιμές μαγνήτισης. Η μείωση της μαγνήτισης επιτυγχάνεται με ομαλό τρόπο με την αύξηση των θερμοκρασιών μέχρι και την

θερμοκρασία των 70K που μετρήσαμε. Στους 70K όμως ο βρόγχος αποκτά αμελητέο πάχος σε πεδία $H > 40kOe$.

Τέλος, στο δείγμα με ποσοστό κατ' όγκο 90% *YBCO* οι βρόγχοι υστέρησης δεν έχουν να μας δείξουν κάτι το περίεργο. Η μείωση της μαγνήτισης επιτυγχάνεται με ομαλό τρόπο με την αύξηση των θερμοκρασιών μέχρι και την θερμοκρασία των 60K που μετρήσαμε.

3.4.2.2 $MgB_2 - Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$





Σχήμα 3.4.5 Η Μαγνήτιση συναρτήσει του εφαρμοζόμενου εξωτερικού Μαγνητικού Πεδίου σε διάφορες θερμοκρασίες για τους υβριδικούς υπεραγωγούς $MgB_2 - Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$. Στα δεξιά διαγράμματα φαίνονται οι αντίστοιχες μεγεθύνσεις στην περιοχή μηδενικής μαγνήτισης.

Στο δείγμα με ποσοστό κατ' όγκο 10% *BSCCO* η μαγνήτιση είναι μηδενική για θερμοκρασίες $T \geq 40K$, όπου το MgB_2 έχει επανέρθει στην κανονική κατάσταση και μόνο το 10% του συνολικού όγκου του δοκιμίου είναι υπεραγωγίμο. Αυτά τα γραφήματα χαρακτηρίζονται από έντονο θόρυβο και δεν μας επιτρέπουν να πούμε κάτι παραπάνω, από το ότι το υλικό δεν προσφέρεται για τέτοιες συνθήκες. Αντίστοιχα αποτελέσματα έχουμε και για την θερμοκρασία των 30K σε πεδία $H > 10kOe$, των 20K σε $H > 25kOe$ και των 5K σε $H > 40kOe$.

Στο δοκίμιο με ποσοστό κατ' όγκο 19% *BSCCO* η μαγνήτιση χαρακτηρίζεται από ιδιαίτερα στενούς βρόγχους με μικρές αρνητικές τιμές σε θερμοκρασίες $T \geq 40K$, όπου το MgB_2 έχει επανέρθει στην κανονική κατάσταση. Οι βρόγχοι στενεύουν απότομα σε πεδίο $H \sim 10kOe$ στη θερμοκρασία των 30K και σε $H \sim 25kOe$ στην $T = 20K$, ενώ στις θερμοκρασίες των 10K και 5K δεν παρατηρείται τέτοια απότομη μεταβολή στην μαγνήτιση του υλικού.

Στο δοκίμιο με ίσες αναλογίες κατ' όγκο 50% $MgB_2 - 50\%$ *BSCCO* η μαγνήτιση παίρνει αρνητικές τιμές σε υψηλές θερμοκρασίες των $T \geq 40K$, παρόλο που στους 40K το 100% του όγκου του δείγματος βρίσκεται στην υπεραγωγίμη φάση. Δεν

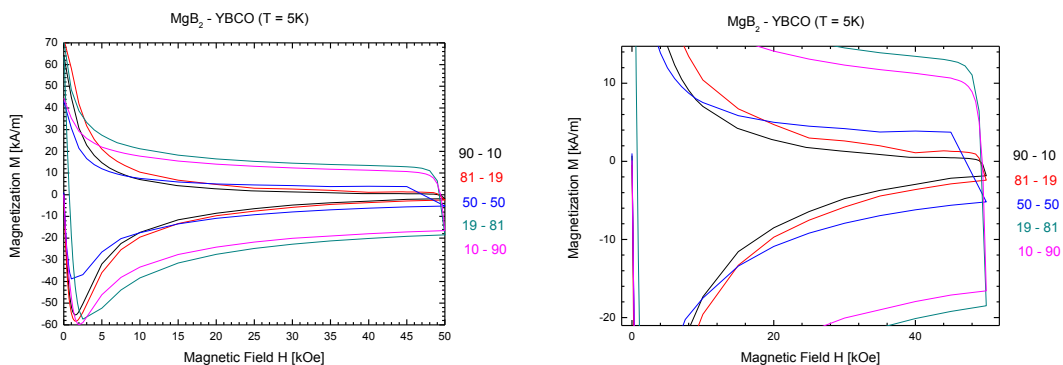
δημιουργείται βρόγχος στις θερμοκρασίες $T \geq 50K$, ενώ στους $40K$ ο βρόγχος καταστρέφεται σε μικρά μαγνητικά πεδία $5kOe$. Οι βρόγχοι στενεύουν απότομα σε πεδίο $H \sim 10kOe$ στη θερμοκρασία των $30K$ και σε $H \sim 25kOe$ στους $20K$, ενώ στις θερμοκρασίες των $10K$ και $5K$ δεν παρατηρείται τέτοια απότομη μεταβολή στην μαγνήτιση του υλικού.

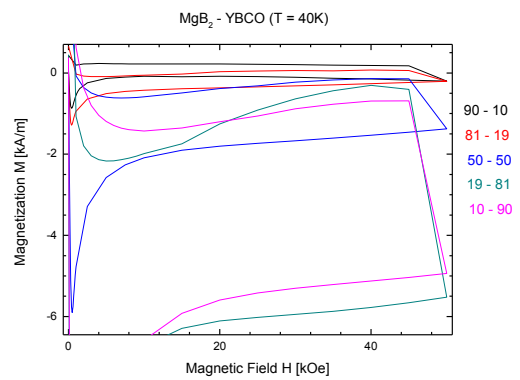
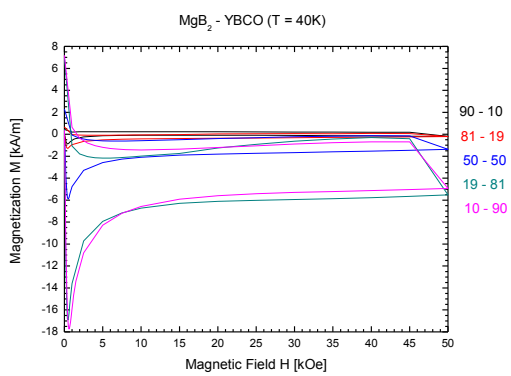
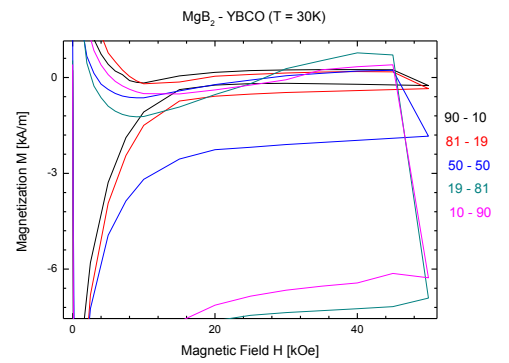
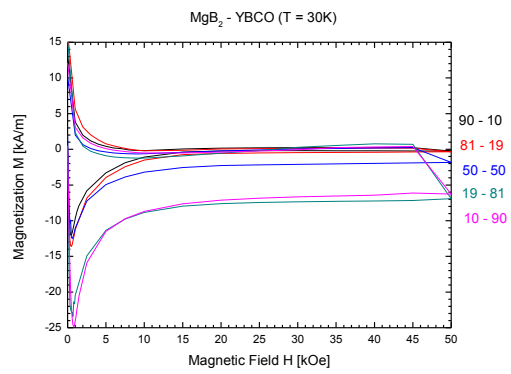
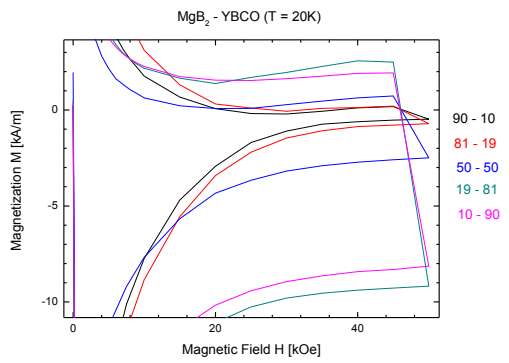
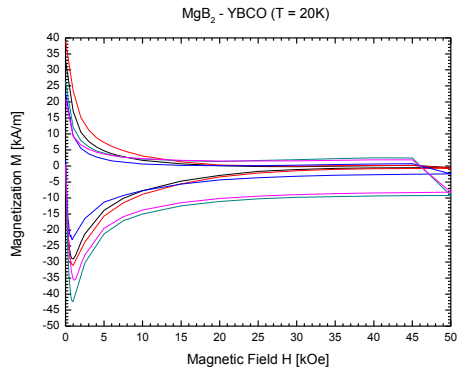
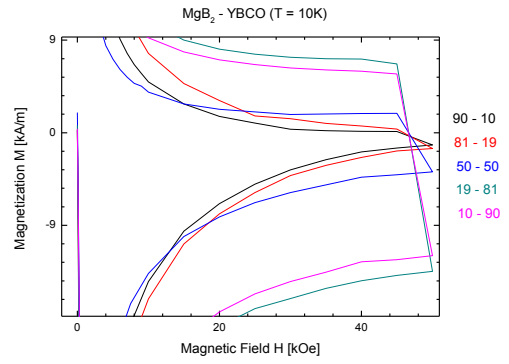
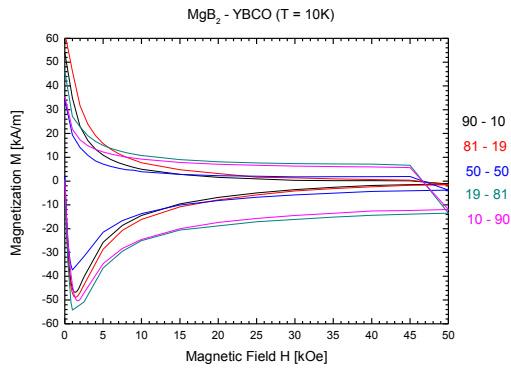
Στο δείγμα με ποσοστό κατ' όγκο $81\% BSCCO$ η καμπύλη της μαγνήτισης δεν έχει την μορφή του βρόγχου υστέρησης στις θερμοκρασίες των $45K$ και $60K$, στις οποίες το MgB_2 έχει επανέρθει στην κανονική κατάσταση, παρόλο που το MgB_2 καταλαμβάνει μόλις το 19% του συνολικού όγκου του δοκιμίου μας. Στις χαμηλές θερμοκρασίες, όπου το 100% του όγκου του υλικού βρίσκεται στην υπεραγωγίμη κατάσταση, σχηματίζονται βρόγχοι υστέρησης, χωρίς κάποια απότομη μεταβολή στην μαγνήτιση καθώς αλλάζει το μαγνητικό πεδίο.

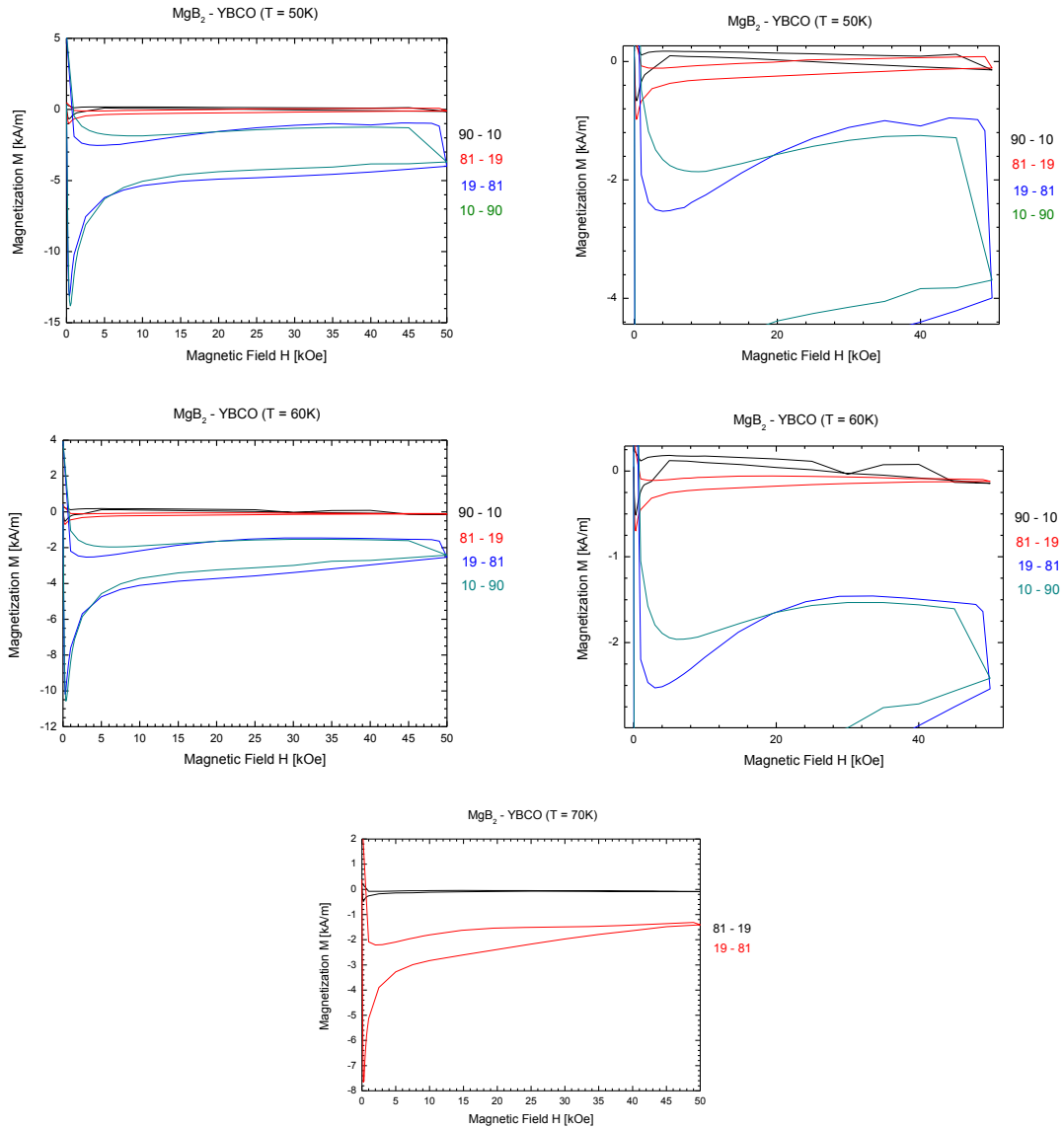
Το δείγμα με ποσοστό κατ' όγκο $90\% BSCCO$ αποκτάει μαγνήτιση μόνο σε χαμηλές θερμοκρασίες, όπως συμβαίνει και με το δείγμα με το $81\% BSCCO$. Μπορούμε να συμπεράνουμε ότι το $BSCCO$ δεν έχει υψηλή ικανότητα μαγνήτισης, καθώς και οι συνολικές τιμές μαγνήτισης είναι πολύ μικρότερες συγκριτικά με τα δείγματα που περιείχαν μεγαλύτερα ποσοστά MgB_2 .

3.4.2.3 Σύγκριση Μαγνήτισης υβριδικών υπεραγωγών $MgB_2 - YBa_2Cu_3O_7$ σε ίσες θερμοκρασίες

Σε αυτή την ενότητα θα κάνουμε μερικές συγκρίσεις για την μαγνήτιση στα διάφορα δείγματα $MgB_2 - YBa_2Cu_3O_7$ σε κοινές θερμοκρασίες.







Σχήμα 3.4.6 Η Μαγνήτιση συναρτήσει του εφαρμοζόμενου εξωτερικού Μαγνητικού Πεδίου σε Θερμοκρασίες $T = 5, 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70\text{K}$ για διάφορες αναλογίες κατ' όγκο του υβριδικού υπεραγωγού $\text{MgB}_2 - \text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$. Στα δεξιά διαγράμματα φαίνονται οι αντίστοιχες μεγεθύνσεις στην περιοχή μηδενικής μαγνήτισης.

Ας ξεκινήσουμε με την χαμηλότερη θερμοκρασία που μετρήσαμε, δηλαδή $T = 5\text{K}$, λίγο πάνω από την θερμοκρασία του υγρού Ηλίου (4.2K). Σε αυτή την θερμοκρασία το 100% του όγκου του δοκιμίου βρίσκεται στην υπεραγώγιμη κατάσταση. Παρατηρούμε ότι οι καμπύλες τέμνονται σε κάποιες τιμές του μαγνητικού πεδίου. Σε $H < 5\text{kOe}$ την μεγαλύτερη μαγνήτιση την αποκτάει το δοκίμιο με το ποσοστό κα' όγκο 19% YBCO . Αρχικά ακολουθεί το δείγμα με 81% YBCO , μετά το 10% YBCO , ύστερα το 90% YBCO και τη μικρότερη αυτό με το 50% YBCO . Δηλαδή

οι αναλογίες των δύο φάσεων σε χαμηλά πεδία δεν μας δίνουν κάποια πληροφορία για τις μαγνητίσεις των υλικών. Σε πεδία $H > 5kOe$ την μέγιστη μαγνήτιση αποκτά το δείγμα με το 81% $YBCO$ και ακολουθεί αυτό με το 90% $YBCO$. Σε πεδία $5kOe < H < 20kOe$ την αμέσως μεγαλύτερη μαγνήτιση από το 90% $YBCO$ την αποκτάει το 19% $YBCO$ και ακολουθούν το 50% $YBCO$ και μετά το 10% $YBCO$. Σε μεγαλύτερα πεδία εναλλάσσετε η τιμή της μαγνήτισης μεταξύ του 50% $YBCO$ και του 19% $YBCO$.

Μια γενική παρατήρηση που μπορούμε να κάνουμε είναι ότι σε όλο το φάσμα των πεδίων που μετρήσαμε τις μεγαλύτερες μαγνητίσεις την αποκτούν τα δείγματα με αναλογίες κατ' όγκο 81% – 19%. Επίσης, η μαγνήτιση στα δείγματα με μεγάλα ποσοστά MgB_2 φθίνει πιο απότομα με την αύξηση του μαγνητικού πεδίου, ενώ τα δοκίμια με πολύ $YBCO$ χαρακτηρίζονται από μεγαλύτερη σταθερότητα. Συνολικά, σε αυτή την θερμοκρασία, το υλικό με μεγαλύτερες τιμές μαγνήτισης είναι το 19% MgB_2 – 81% $YBa_2Cu_3O_7$.

Στην θερμοκρασία των 10K οι γενικές παρατηρήσεις είναι ίδιες με εκείνες της θερμοκρασίας των 5K. Μόνο σε χαμηλά πεδία, της τάξης των $2kOe$, η μαγνήτιση του 10% $YBCO$ είναι μεγαλύτερη από αυτήν του 81% $YBCO$. Τα υπόλοιπα δείγματα των υπόλοιπων διαφορετικών αναλογιών των δύο φάσεων εμφανίζουν ίδιους, ποιοτικά, βρόγχους υστέρησης.

Στην θερμοκρασία των 20K το δείγμα με το 19% $YBCO$ έχει την μεγαλύτερη μαγνήτιση μέχρι τα $15kOe$, στα $15kOe < H < 23kOe$ το 90% $YBCO$ και στα ισχυρότερα πεδία το 81% $YBCO$. Οι υπόλοιπες παρατηρήσεις μας δεν διαφέρουν σε σχέση με την θερμοκρασία των 5K.

Στην θερμοκρασία των 30K τα δείγματα με μεγάλα ποσοστά MgB_2 έχουν αρχίσει να χάνουν την ικανότητά τους να μαγνητίζονται, από τα οποία το 19% $YBCO$ αποκτάει μεγαλύτερη μαγνήτιση από το 10% $YBCO$. Από τα υπόλοιπα δοκίμια, την μεγαλύτερη μαγνήτιση σε πεδία $H < 7kOe$ την αποκτάει το 90% $YBCO$, ακολουθεί με πολύ μικρές διαφορές το 81% $YBCO$ και μετά το δείγμα με το 50% $YBCO$. Σε ισχυρότερα μαγνητικά πεδία, την μεγαλύτερη μαγνήτιση την έχει το 81% $YBCO$ και ακολουθούν το 90% $YBCO$ και το 50% $YBCO$.

Στην θερμοκρασία των 40K, το MgB_2 βρίσκεται στην κανονική κατάσταση και μόνο ένα ποσοστό του συνολικού όγκου βρίσκεται στην υπεραγώγιμη κατάσταση. Τα δείγματα με μεγάλα ποσοστά MgB_2 έχουν πολύ μικρές τιμές μαγνήτισης, συγκριτικά με χαμηλότερες θερμοκρασίες, αλλά και συγκρίνοντάς τα με τα υπόλοιπα δείγματα σε αυτή την θερμοκρασία. Μικρές τιμές μαγνήτισης εμφανίζει επίσης και το δοκίμιο με ίσα ποσοστά φάσεων κατ' όγκο. Συγκρίνοντας τα δείγματα με μεγάλα ποσοστά $YBCO$ σε $H < 20kOe$ την μεγαλύτερη μαγνήτιση την έχει το 90% $YBCO$, ενώ σε μεγαλύτερα πεδία το 81% $YBCO$.

Στην θερμοκρασία των 50K και 60K, οι βρόγχοι υστέρησης των δειγμάτων μας ακολουθούν τα ποιοτικά συμπεράσματα που ειπώθηκαν στην θερμοκρασία των 40K.

Στην θερμοκρασία των 70K πραγματοποιήσαμε ενδεικτικές μετρήσεις μόνο στα δύο δείγματα με αναλογίες 19% – 81%. Το δοκίμιο με ποσοστό κατ' όγκο 19% $YBCO$ παρουσιάζει σχεδόν μηδενική μαγνήτιση. Το δείγμα με 81% $YBCO$ παρουσιάζει έναν πολύ στενό βρόγχο υστέρησης με πολύ μικρές τιμές μαγνήτισης, δείχνοντας ότι σε αυτή

την θερμοκρασία έχει χάσει την ικανότητά του για μαγνήτιση και το $YBCO$, παρόλο που η κρίσιμη θερμοκρασία υπεραγωγίμης μετάβασης είναι στους $92K$.

3.4.2.4 Σύγκριση Μαγνήτισης υβριδικών υπεραγωγών $MgB_2 - Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ σε ίσες θερμοκρασίες

Σε αυτή την ενότητα θα κάνουμε μερικές συγκρίσεις για την μαγνήτιση στα διάφορα δείγματα $MgB_2 - Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ σε κοινές θερμοκρασίες. Ας ξεκινήσουμε με την χαμηλότερη θερμοκρασία που μετρήσαμε, δηλαδή $T = 5K$, λίγο πάνω από την θερμοκρασία του υγρού Ηλίου ($4.2K$). Σε αυτή την θερμοκρασία το 100% του όγκου του δοκιμίου βρίσκεται στην υπεραγωγίμη κατάσταση. Παρατηρούμε ότι οι καμπύλες τέμνονται σε κάποιες τιμές του μαγνητικού πεδίου. Σε $H < 10kOe$ την μεγαλύτερη μαγνήτιση την αποκτάει το δοκίμιο με το ποσοστό κα' όγκο 19% $BSCCO$ και την αμέσως μικρότερη μαγνήτιση την έχει το δείγμα με 10% $BSCCO$, μετά το 50% $BSCCO$ και ακολουθούν τα δοκίμια με 81% $BSCCO$ και 90% $BSCCO$. Βλέπουμε λοιπόν ότι σε μικρά μαγνητικά παιδία το MgB_2 διαδραματίζει σημαντικό ρόλο στην μαγνήτιση, καθώς όσο μεγαλύτερο είναι το ποσοστό, τόσο αυξάνεται η μαγνήτιση. Εξάιρεση έχουμε στο δείγμα με το ποσοστό 19% $BSCCO$, το οποίο αποκτάει μεγαλύτερη μαγνήτιση από το δοκίμιο με 10% $BSCCO$.

Σε ισχυρότερα μαγνητικά πεδία το δείγμα με την μεγαλύτερη μαγνήτιση είναι αυτό με 90% $BSCCO$ και ακολουθεί το 81% $BSCCO$. Σε πεδία $10kOe < H < 25kOe$ ακολουθούν με φθίνουσα σειρά μαγνήτισης το 19% $BSCCO$, το 50% $BSCCO$ και το 10% $BSCCO$. Σε πεδία $H > 25kOe$ το δοκίμιο με το 50% $BSCCO$ έχει μεγαλύτερη μαγνήτιση από αυτό των 19% $BSCCO$, ενώ αυτό με 10% $BSCCO$ αποκτάει πάλι την μικρότερη μαγνήτιση. Συνολικά παρατηρούμε ότι σε ισχυρά μαγνητικά πεδία το MgB_2 χάνει την ικανότητά του να μαγνητίζεται και τις μεγαλύτερες τιμές μαγνήτισης τις έχουν τα δείγματα με υψηλά ποσοστά $BSCCO$.

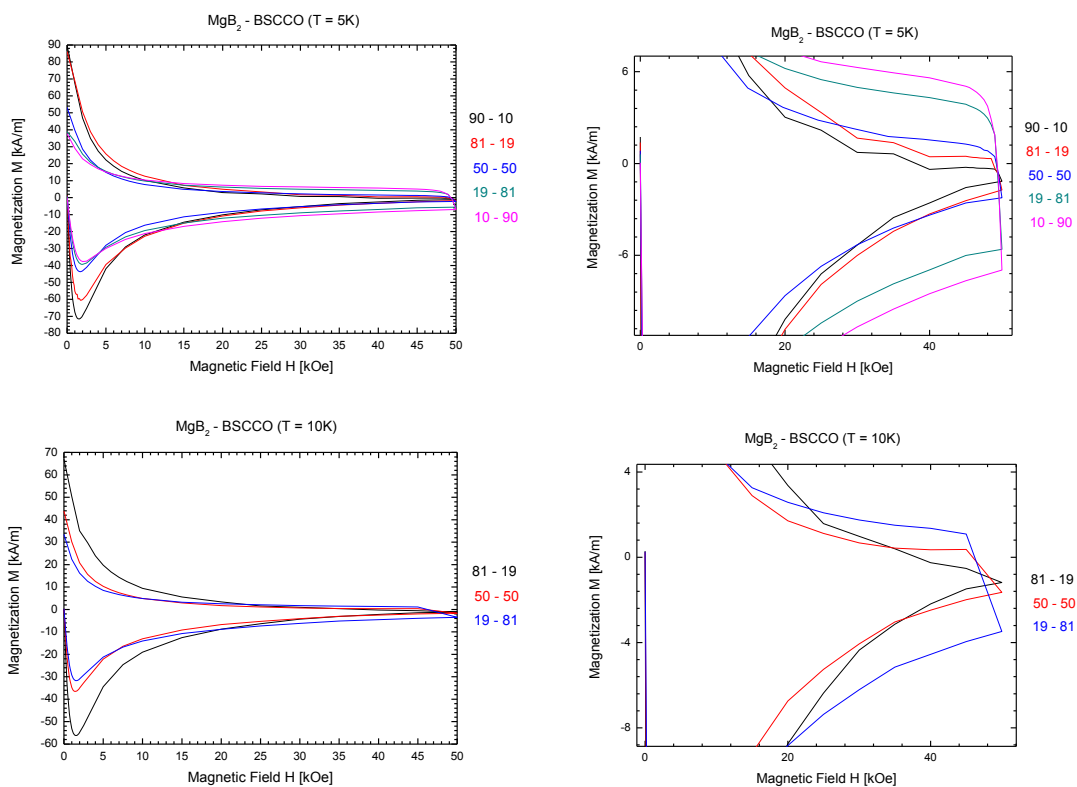
Στη θερμοκρασία των $10K$ δεν μετρήσαμε τα δείγματα με αναλογίες φάσεων 10% – 90%. Σε μαγνητικά πεδία μικρής έντασης $H < 10kOe$ το δείγμα που έχει την μεγαλύτερη μαγνήτιση είναι αυτό με το 19% $BSCCO$ και ακολουθούν με σειρά το 50% $BSCCO$ και το 81% $BSCCO$. Σε ισχυρά μαγνητικά πεδία $H > 35kOe$ η κατάσταση αντιστρέφεται και με τη μεγαλύτερη μαγνήτιση χαρακτηρίζεται το δείγμα με 81% $BSCCO$ και ακολουθούν τα 50% $BSCCO$, με τη μικρότερη μαγνήτιση να παρουσιάζεται στο 19% $BSCCO$. Δηλαδή επαληθεύεται η κατάσταση που είδαμε και στην θερμοκρασία των $5K$, όπου μεγάλα ποσοστά MgB_2 ευνοούν την μαγνήτιση σε χαμηλής έντασης μαγνητικά πεδία, ενώ σε ισχυρά πεδία τις μεγαλύτερες μαγνήτισεις παρουσιάζουν τα δείγματα με υψηλά ποσοστά $BSCCO$.

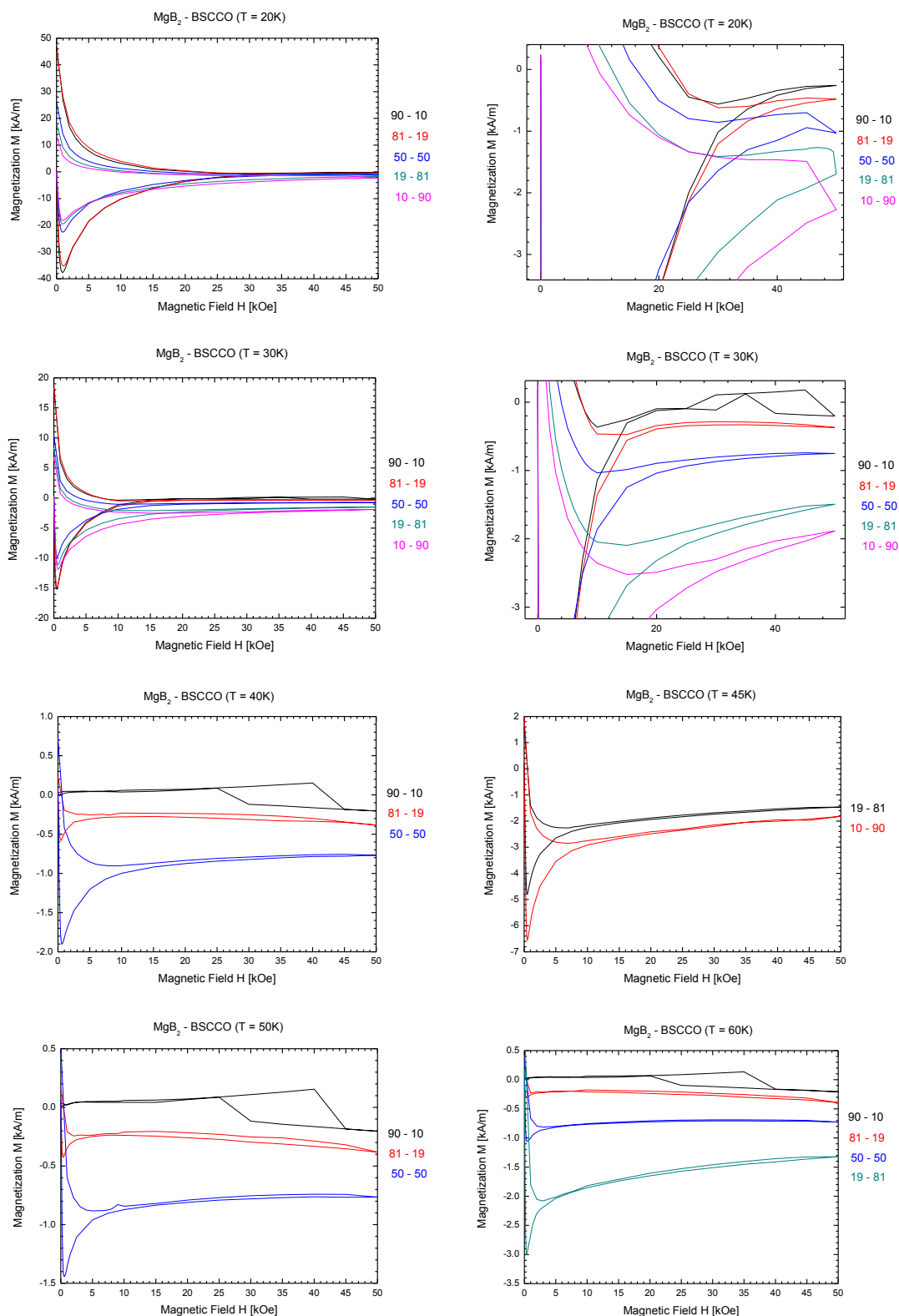
Στη θερμοκρασία των $20K$ έχουμε οι βρόγχοι υστέρησης είναι πολύ στενοί και σε πεδία $H > 25kOe$ οι τιμές των μαγνητίσεων είναι σχεδόν μηδενικές. Όμως, όσο αυξάνεται το ποσοστό του $BSCCO$, τόσο αυξάνεται η μαγνήτιση. Σε χαμηλότερα πεδία τα δείγματα εμφανίζουν ποιοτικά την ίδια συμπεριφορά με την θερμοκρασία των $5K$,

δηλαδή την μεγαλύτερη μαγνήτιση αποκτάει το δείγμα με ποσοστό κατ' όγκο 19% *BSCCO* και ακολουθούν με τη σειρά το 10% *BSCCO*, το 50% *BSCCO*, το 81% *BSCCO* και η μικρότερη μαγνήτιση παρουσιάζεται στο δοκίμιο με το 90% *BSCCO*.

Στη θερμοκρασία των 30K η συμπεριφορά των δειγμάτων μας είναι όμοια με αυτή της θερμοκρασίας των 20K. Η διαφορά είναι ότι οι βρόγχοι στενεύουν από πολύ μικρά μαγνητικά πεδία, της τάξης των 10kOe. Το ακανόνιστο σχήμα που αποκτά ο βρόγχος του δείγματος με το 10% *BSCCO* προέρχεται από σφάλματα και κανονικά πρέπει να θεωρήσουμε ότι η μαγνήτιση είναι μηδέν για $H > 20kOe$.

Στην θερμοκρασία των 40K, το MgB_2 βρίσκεται στην κανονική κατάσταση και μόνο ένα ποσοστό του συνολικού όγκου βρίσκεται στην υπεραγώγιμη κατάσταση. Οι μαγνήτισεις όλων των δειγμάτων είναι σχεδόν μηδενικές σε όλο το φάσμα των μαγνητικών πεδίων που μετρήσαμε $0 < H < 50kOe$, ενώ οι βρόγχοι είναι τόσο στενοί, που δεν μπορούμε να τους θεωρήσουμε ως γραμμές αντί για βρόγχους. Η μαγνήτιση αυξάνεται όσο αυξάνεται το ποσοστό του *BSCCO*. Η ίδια συμπεριφορά παρατηρείται και στις υψηλότερες θερμοκρασίες που μετρήσαμε.





Σχήμα 3.4.7 Η Μαγνήτιση συναρτήσει του εφαρμοζόμενου εξωτερικού Μαγνητικού Πεδίου σε Θερμοκρασίες $T = 5, 10, 20, 30, 40, 45, 50, 60\text{K}$ για διάφορες αναλογίες κατ' όγκο του υβριδικού υπεραγωγού $\text{MgB}_2 - \text{Bi}_{1.7}\text{Pb}_{0.3}\text{Sr}_2\text{Ca}_2\text{Cu}_3\text{O}_{10}$. Στα δεξιά διαγράμματα φαίνονται οι αντίστοιχες μεγεθύνσεις στην περιοχή μηδενικής μαγνήτισης μέχρι για $T = 5, 10, 20, 30\text{K}$.

Κάνοντας μια σύγκριση μεταξύ των δοκιμών που περιέχουν *YBCO* με αυτά του *BSCCO*, μπορούμε να βγάλουμε τα εξής συμπεράσματα. Σε μηδενικά μαγνητικά πεδία και σε θερμοκρασία 5K το δείγμα με 19% *YBCO* αποκτά τη μέγιστη μαγνήτιση από τα υλικά με τη μία φάση το *YBCO* με τιμή της τάξης των 70 kA/m. Αντίστοιχα τα δείγματα με συστατικό το *BSCCO* αποκτούν μέγιστη μαγνήτιση της τάξης των 90 kA/m με αντιπροσώπους το 10% *BSCCO* και το 19% *BSCCO*. Στους 10K έχουμε αντίστοιχα το 19% *YBCO* να αποκτά μαγνήτιση 60 kA/m και το 19% *BSCCO* να αποκτά 70 kA/m, χωρίς όμως να έχουμε μέτρηση του 10% *BSCCO*. Στους 20K το 19% *YBCO* έχει μαγνήτιση 40 kA/m και τα 10% *BSCCO* και 19% *BSCCO* να αποκτούν 50 kA/m. Στους 30K όλα τα δείγματα της οικογένειας του *YBCO* χαρακτηρίζονται από μέγιστη μαγνήτιση της τάξης των 15 kA/m και τα 10% *BSCCO* και 19% *BSCCO* να αποκτούν 20 kA/m. Στη θερμοκρασία των 40K, όπου το MgB_2 δεν είναι υπεραγώγιμο, τα 81% *YBCO* και 90% *YBCO* έχουν μέγιστη μαγνήτιση 8 kA/m, ενώ όλα τα δείγματα του *BSCCO* χαρακτηρίζονται από πολύ μικρότερες τιμές μαγνήτισης. Από σχεδόν μηδενικές μαγνητίσεις χαρακτηρίζουν όλα τα δείγματα και των δύο οικογενειών υλικών για τις υψηλότερες θερμοκρασίες.

Στη θερμοκρασία των 5K και σε μαγνητικό πεδίο 10kOe το δείγμα με 81% *YBCO* αποκτά τη μέγιστη μαγνήτιση από τα υλικά με τη μία φάση το *YBCO* με τιμή της τάξης των 22 kA/m και το 19% *BSCCO* μαγνήτιση 18 kA/m. Αυτές οι τιμές φθίνουν σταδιακά συναρτήσει του μαγνητικού πεδίου, όπου στα 50kOe το 81% *YBCO* έχει μαγνήτιση 12 kA/m και το 19% *BSCCO* έχει μόλις 2 kA/m. Όμως στα 50kOe την μέγιστη μαγνήτιση από την οικογένεια του *BSCCO* την έχει το 90% *BSCCO* με τιμή 6 kA/m.

Στη θερμοκρασία των 10K και σε μαγνητικό πεδίο 10kOe την μέγιστη μαγνήτιση από την οικογένεια του *YBCO* την αποκτάει το δοκίμιο με ποσοστό κατ' όγκο 81% *YBCO* με τιμή 12 kA/m και αντίστοιχα από την οικογένεια του *BSCCO* το δείγμα 19% *BSCCO* με την ίδια μαγνήτιση των 12 kA/m, χωρίς όμως να έχει μετρηθεί το 10% *BSCCO*. Σε πεδίο 50kOe το 81% *YBCO* έχει μαγνήτιση 7 kA/m, ενώ το 19% *BSCCO* έχει χάσει πλήρως την μαγνήτισή του. Όμως στα 50kOe την μέγιστη μαγνήτιση από την οικογένεια του *BSCCO* την έχει το 81% *BSCCO* με τιμή 2 kA/m, χωρίς όμως να έχει μετρηθεί το 90% *BSCCO*.

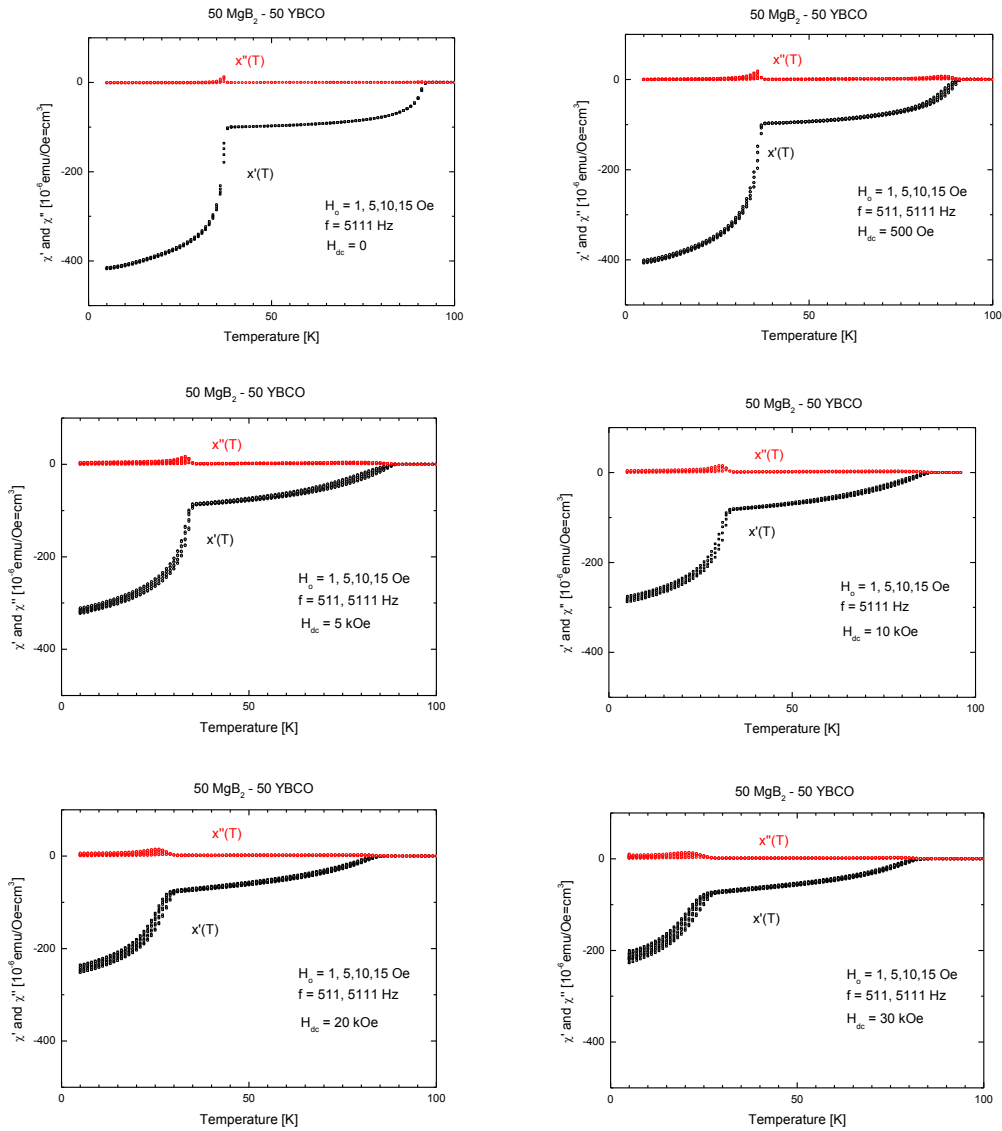
Στη θερμοκρασία των 20K και σε μαγνητικό πεδίο 10kOe την μέγιστη μαγνήτιση από την οικογένεια του *YBCO* την αποκτάει το δοκίμιο με ποσοστό κατ' όγκο 19% *YBCO* με τιμή 5 kA/m και αντίστοιχα από την οικογένεια του *BSCCO* το δείγμα 19% *BSCCO* με την ίδια μαγνήτιση των 5 kA/m. Σε πεδίο 50kOe το 19% *YBCO* έχει μηδενική μαγνήτιση, όμως την μέγιστη μαγνήτιση σε αυτό το πεδίο από την οικογένεια του *YBCO* την αποκτάει το 81% *YBCO* με τιμή 4 kA/m. Αντίστοιχα όλα τα δείγματα του *BSCCO* έχουν σχεδόν μηδενικές μαγνητίσεις.

Σε υψηλότερες θερμοκρασίες οι μαγνητίσεις είναι πολύ μικρές και για τις δύο οικογένειες υλικών. Ωστόσο, τα δείγματα με υψηλά ποσοστά *YBCO* παρουσιάζουν μεγαλύτερες τιμές μαγνητίσεων. Από όλα τα δείγματα που μελετήσαμε την μέγιστη μαγνήτιση σε υψηλά μαγνητικά πεδία την έχει το 81% *YBCO* σε όλες τις θερμοκρασίες $T \geq 30K$ που μετρήθηκαν.

Καταλήγουμε στο ότι σε μηδενικά μαγνητικά πεδία και χαμηλές θερμοκρασίες μέχρι και $30K$ τα δείγματα που αποκτούσαν τις μεγαλύτερες μαγνητίσεις ήταν τα $10\% BSCCO$ και $19\% BSCCO$. Στις μεγαλύτερες θερμοκρασίες υψηλότερες τιμές μαγνήτισης είχαν τα δείγματα $81\% YBCO$ και $90\% YBCO$. Συμπεραίνουμε λοιπόν ότι στις χαμηλές θερμοκρασίες, όπου το MgB_2 βρίσκεται στην υπεραγώγιμη φάση, είναι αυτό που έχει τις μεγαλύτερες ικανότητες μαγνήτισης και ότι το $BSCCO$ συνεργάζεται καλύτερα με το MgB_2 συγκριτικά με το $YBCO$. Σε υψηλές θερμοκρασίες, όμως, το $YBCO$ είναι η φάση η οποία έχει καλύτερα αποτελέσματα μαγνήτισης και παρόλο που η κρίσιμη θερμοκρασία υπεραγώγιμης μετάβασης του $BSCCO$ είναι υψηλότερη από του $YBCO$ ($110K$ έναντι $92K$), το $BSCCO$ χάνει την ικανότητα μαγνήτισης σε χαμηλότερες θερμοκρασίες.

Εντός μαγνητικού πεδίου είναι ενδιαφέρον το γεγονός ότι τις μέγιστες μαγνητίσεις τις αποκτούν τα δείγματα με αναλογίες των δύο φάσεων $19\% - 81\%$ κι όχι τα ακραία δείγματα με αναλογίες $10\% - 90\%$. Και σε αυτήν την περίπτωση σε χαμηλές θερμοκρασίες υπερισχύουν τα υλικά με μικρά ποσοστά $BSCCO$, ενώ στις υψηλές θερμοκρασίες το προβάδισμα παίρνουν τα δείγματα με υψηλή περιεκτικότητα στο $YBCO$.

3.5 Μετρήσεις εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας



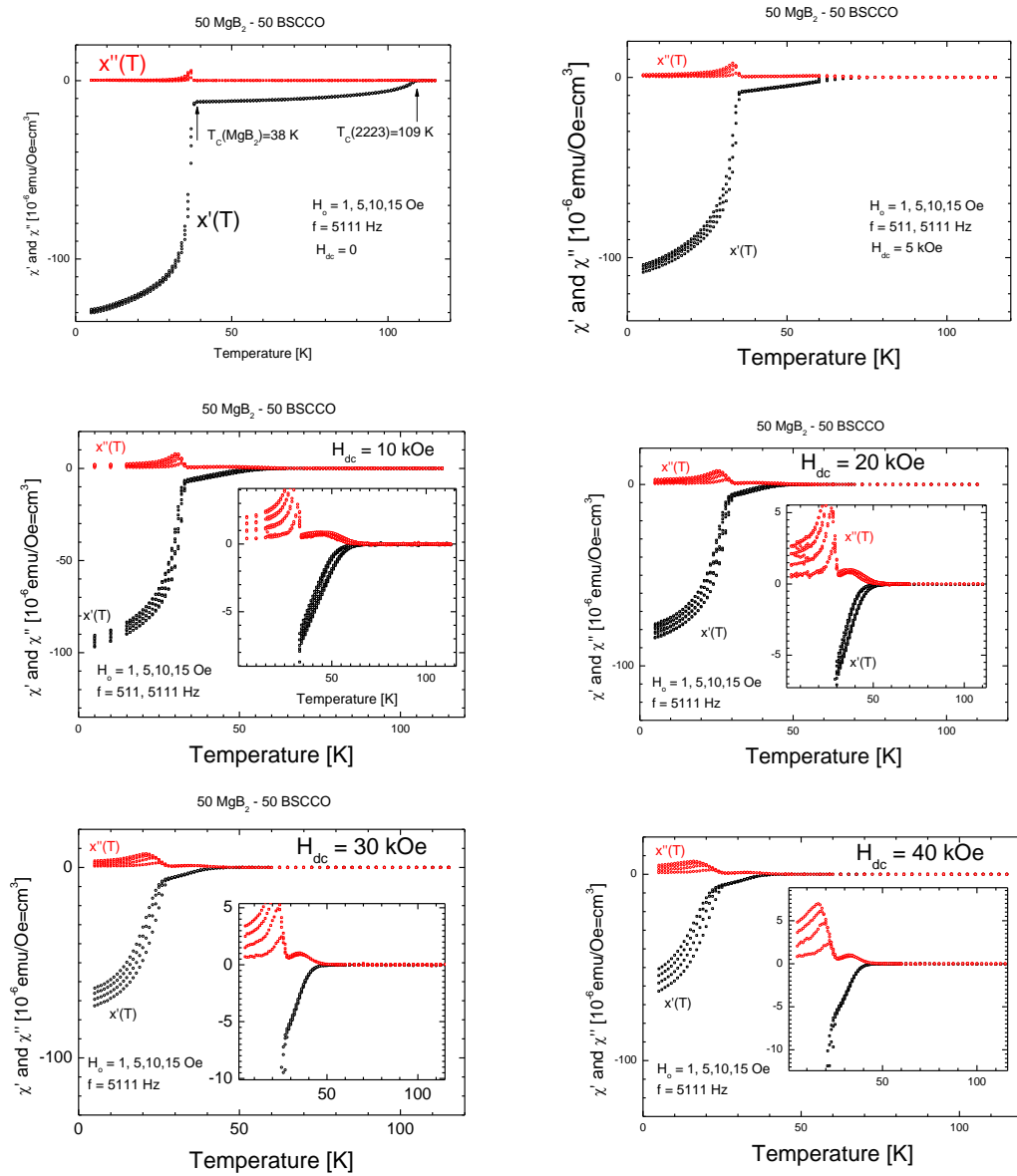
Σχήμα 3.5.1 Μεταβολή του πραγματικού χ' και του φανταστικού χ'' μέρους της πρώτης αρμονικής συνιστώσας της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας, του υβριδικού δείγματος $50\% MgB_2 - 50\% YBa_2Cu_3O_7$ συναρτήσει της θερμοκρασίας σε εξωτερικό στατικό μαγνητικό πεδίο $H_{dc} = 0, 0.5, 5, 10, 20, 30 kOe$. Οι μετρήσεις που φαίνονται στο σχήμα έγιναν με συχνότητα εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου $f = 511, 5111 Hz$. Το πλάτος του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου ήταν $H_0 = 1, 5, 10, 15 Oe$.

Στο σχήμα 3.5.1 φαίνεται η θερμοκρασιακή μεταβολή του πραγματικού χ' και του φανταστικού χ'' μέρους της πρώτης αρμονικής συνιστώσας της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας, του υβριδικού δείγματος $50\% MgB_2 - 50\% YBa_2Cu_3O_7$

συναρτήσει της θερμοκρασίας για έξι τιμές του εξωτερικού στατικού μαγνητικού πεδίου $H_{dc} = 0, 0.5, 5, 10, 20, 30 \text{ kOe}$. Θα ξεκινήσουμε τη συζήτηση των αποτελεσμάτων με τις μετρήσεις σε μηδενικό στατικό μαγνητικό πεδίο. Σε συμφωνία με τις μετρήσεις μαγνήτισης στους 92K παρατηρούμε ότι το πραγματικό μέρος της εναλλασσόμενης επιδεκτικότητας αρχίζει να παίρνει αρνητικές τιμές, γεγονός που σχετίζεται με τη μετάβαση του υπεραγωγού $YBa_2Cu_3O_7$ από την κανονική στην υπεραγώγιμη κατάσταση. Καθώς μειώνεται περαιτέρω η θερμοκρασία στους 38K παρατηρούμε μία δεύτερη αύξηση της αρνητικής τιμής της χ' . Σ' αυτή τη θερμοκρασία αναμένεται η μετάβαση του MgB_2 από την κανονική στην υπεραγώγιμη κατάσταση. Η πρώτη παρατήρηση που μπορεί να γίνει με βάση αυτό το σύνολο μετρήσεων είναι η γραμμική συμπεριφορά του $\chi' \sim \chi'_0 H$. Πρακτικά οι καμπύλες που αντιστοιχούν σε διαφορετικές τιμές του πλάτους του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου πέφτουν η μία πάνω στην άλλη. Αυτή η συμπεριφορά μπορεί να εξηγηθεί θεωρώντας ότι ρεύματα Meissner θωρακίζουν το δείγμα προκαλώντας διαμαγνητική μαγνητική ροπή ανάλογη με το πλάτος του πεδίου. Για $38\text{K} < T < 92\text{K}$ το ρεύμα Meissner ρέει μόνο στους κρυσταλλίτες του $YBa_2Cu_3O_7$ ενώ εν συνεχεία για $T < 38\text{K}$ ρέει και στους κρυσταλλίτες του MgB_2 . Εδώ μπορεί να διατυπωθεί το ερώτημα κατά πόσο έχουμε ροή ρεύματος Meissner, μεταξύ των κρυσταλλιτών του $YBa_2Cu_3O_7$ για $38\text{K} < T < 92\text{K}$, των κρυσταλλιτών MgB_2 για $T < 38\text{K}$ και τέλος μεταξύ των κρυσταλλιτών MgB_2 και $YBa_2Cu_3O_7$. Η μαγνητική επιδεκτικότητα σε emu/Oe δίνει χοντρικά τον όγκο του υπεραγωγού που θωρακίζεται από τα διαμαγνητικά ρεύματα. Αν συγκρίνουμε την πειραματική τιμή του $\chi' = -405 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3$ με τον όγκο του δείγματος $V = 0.1 \times 0.1 \times 0.5 \text{ cm}^3 = 500 \cdot 10^{-6} \text{ cm}^3$ συμπεράνουμε ότι είναι αρκετά κοντά. Καθώς αυξάνει το στατικό μαγνητικό πεδίο παρατηρούμε μικρή απόκλιση από τη γραμμικότητα η οποία όμως αυξάνει με την αύξηση του στατικού πεδίου. Είναι προφανές ότι στις μετρήσεις για 30 kOe οι καμπύλες για τα διαφορετικά πλάτη του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου δεν ταυτίζονται. Παράλληλα με την εμφάνιση μη γραμμικότητας στην επιδεκτικότητα παρατηρούμε στους 5K μείωση της διαμαγνητικής τιμής της χ' .

Στο σχήμα 3.5.2 φαίνονται οι μετρήσεις εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας για το δείγμα $50\% MgB_2 - 50\% Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$. Σε συμφωνία με τις στατικές μαγνητικές μετρήσεις, παρατηρούμε διαμαγνητικό σήμα στους 38K και 109K , θερμοκρασίες που αντιστοιχούν στις θερμοκρασίες μετάβασης των αντίστοιχων υπεραγωγών του δείγματος. Η αύξηση του στατικού πεδίου προκαλεί σημαντική μείωση της θερμοκρασίας του πρώτου διαμαγνητικού σήματος. Η συγκεκριμένη συμπεριφορά σχετίζεται με την μεγάλη ανισοτροπία του υπεραγωγού $Bi2223$, όπου έχουμε δραστική μείωση της θερμοκρασίας τήξης του πλέγματος Abrikosov με την αύξηση του μαγνητικού πεδίου όταν $H \parallel c$ -άξονα. Αυτό το πειραματικό γεγονός είναι σε συμφωνία με τις μετρήσεις περίθλασης ακτίνων X , οι οποίες αποκάλυψαν ισχυρό προσανατολισμό των κρυσταλλιτών των υπεραγωγών $Y123$ και $Bi2223$. Όμοια μείωση του ξεκινήματος του διαμαγνητικού παρατηρείται και για το MgB_2 αλλά εδώ η μείωση είναι ασθενέστερη μιας και το ξεκίνημα αντιστοιχεί στο κρίσιμο μαγνητικό πεδίο του MgB_2 για $H \parallel ab$ -επίπεδο. Είναι ενδιαφέρον να τονίζουμε

ότι για μεγάλα πεδία για $T < 30K$ παρατηρούμε ισχυρά μη γραμμική μεταβολή του πραγματικού μέρους της επιδεκτικότητας ενώ παράλληλα το μιγαδικό μέρος λαμβάνει σημαντικές τιμές. Επιπρόσθετα, η μείωση της επιδεκτικότητας στους $5K$ με το εξωτερικό στατικό πεδίο σε συνδυασμό με την προηγούμενη παρατήρηση, μας οδηγεί στο συμπέρασμα ότι το υπεραγώγιμο ρεύμα ρέει μεταξύ των κόκκων και των δύο υπεραγωγών.



Σχήμα 3.5.2 Μεταβολή του πραγματικού χ' και του φανταστικού χ'' μέρους της πρώτης αρμονικής συνιστώσας της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας συναρτήσει της θερμοκρασίας σε εξωτερικό στατικό μαγνητικό πεδίο $H_{dc} = 0, 5, 10, 20, 30, 40 K Oe$. Οι μετρήσεις που φαίνονται στο σχήμα έγιναν με συχνότητα εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου $f = 511, 5111 Hz$. Το πλάτος του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου ήταν $H_0 = 1, 5, 10, 15 Oe$.

3.6 Εκτίμηση κρίσιμου ρεύματος συναρτήσει του Μαγνητικού Πεδίου $J_c(H)$

Στην κατάσταση Abrikosov των Υπεραγωγών τύπου II έχουμε δημιουργία φλαξονίων από δίνες υπερρευμάτων, δηλαδή από ηλεκτρικό ρεύμα που προκαλούν τα ζευγαρωμένα ηλεκτρόνια (ζεύγη Cooper). Όταν περάσουμε ηλεκτρικό ρεύμα, τότε η δύναμη Lorentz θα επιφέρει την κίνηση των φλαξονίων, από όπου θα προκληθεί απώλεια ενέργειας με αποτέλεσμα ο υπεραγωγός να χάσει την ιδιότητα του τέλει αγωγού. Αν εισάγουμε όμως στον υπεραγωγό ατέλειες της τάξης μεγέθους του μήκους συσχέτισης ξ , αυτές θα δεσμεύσουν τα φλαξόνια. Αυτή η δέσμευση φλαξονίων από τις ατέλειες έχει ως αποτέλεσμα ο υπεραγωγός ενός μαγνητικού πεδίου να συμπεριφέρεται ως μη γραμμικός αγωγός του ηλεκτρικού ρεύματος. Η σχέση ηλεκτρικού πεδίου - ρεύματος $E(J)$ είναι

$$E = E_0 \left(\frac{J}{J_c} \right)^n, \quad n \gg 1$$

Με πολύ μεγάλο εκθέτη, όπως συμβαίνει στην περίπτωση των υπεραγωγών, η παραπάνω σχέση μπορεί να προσεγγιστεί με τη συνάρτηση βήματος

$$E = \begin{cases} 0, & J < J_c \\ E_0, & J > J_c \end{cases}$$

Άρα όταν ο υπεραγωγός βρεθεί σε μαγνητικό πεδίο $H_{c_1} < H < H_{c_2}$, τα φλαξόνια θα κατανεμηθούν με τέτοιο τρόπο ώστε ο υπεραγωγός να διαρρέεται από πυκνότητα ρεύματος J_c .

Το πρότυπο Bean περιγράφει την ηλεκτρομαγνητική συμπεριφορά, υπεραγωγού δευτέρου είδους με ισχυρή δέσμευση φλαξονίων. Το πρότυπο Bean μπορεί να περιγραφεί ποσοτικά με μία τροποποιημένη μορφή του νόμου του Ampere, θεωρώντας ότι η πυκνότητα ρεύματος που αναπτύσσεται στο εσωτερικό του υπεραγωγού, λόγω της παρουσίας εξωτερικού μαγνητικού πεδίου εξαρτάται από την “ιστορία” μεταβολής του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου σύμφωνα με τη

$$\nabla \times \mathbf{b} = \pm \mu_0 \mathbf{J} \quad (3.1)$$

όπου $|\mathbf{J}| = J_c$ το κρίσιμο ρεύμα, και \mathbf{b} η μαγνητική επαγωγή στο εσωτερικό του υπεραγωγού. Επίσης στην προηγούμενη σχέση έχουμε υποθέσει ότι

$$H_{c_1} \approx 0 \Rightarrow \mathbf{b} = \mu_0 \mathbf{h}$$

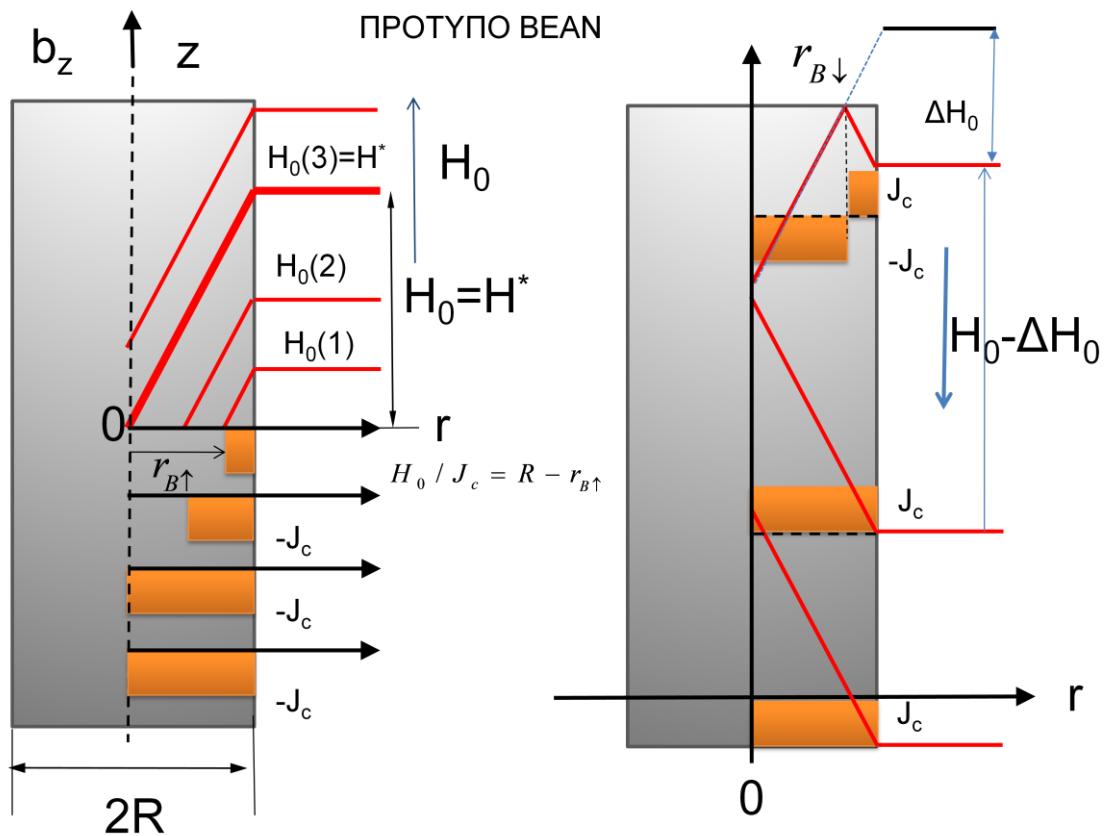
Το πρόσημο μείον (αντίστοιχα συν) αφορά την περίπτωση αύξησης (αντίστοιχα μείωσης) του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. **Στη κρίσιμη κατάσταση ο υπεραγωγός θα διαρρέεται από ρεύμα με κατεύθυνση που τείνει να αναιρέσει τη διείσδυση του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου (Κανόνας Lenz).** Η κατανομή της μαγνητικής επαγωγής στο εσωτερικό του υπεραγωγού και η μεταβολή της στην κρίσιμη κατάσταση μοιάζει με αυτή που έχει ένας σωρός με άμμο. Όση άμμο και αν προσθέτουμε στον σωρό η κλίση των πρανών του λόφου παραμένει σταθερή και ίση με τη γωνία εσωτερικής τριβής των κόκκων της άμμου. Για απλότητα των υπολογισμών των ηλεκτρομαγνητικών ποσοτήτων υπεραγωγού που βρίσκεται στην κρίσιμη κατάσταση επιλέγουμε το δείγμα να είναι ένας κύλινδρος απείρου μήκους ακτίνας R , όπως φαίνεται στο Σχήμα 3.6.1, με τον άξονα του παράλληλο στον άξονα z (μονοδιάστατο

πρόβλημα). Το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο H_0 είναι επίσης παράλληλο στον άξονα z . Σε αυτή την περίπτωση η εξίσωση (3.1) σε κυλινδρικές συντεταγμένες γίνεται

$$\left| \frac{\partial h_z(r)}{\partial r} \right| = J_\theta \quad (3.2)$$

όπου $h \equiv h_z$. Σύμφωνα με τη σχέση (3.2) όταν αυξάνουμε το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο ο υπεραγωγός θα διαρρέεται από ρεύμα σταθερής πυκνότητας, ομόρροπο με τους δείκτες του ρολογιού για $r_B \leq r \leq R$ και για $\mathbf{J} = -\hat{\mathbf{e}}_\theta J_c$. Το μαγνητικό πεδίο είναι μηδέν για $r < r_B$ και μεταβάλλεται γραμμικά στο διάστημα $r_B \leq r \leq R$. Ολοκληρώνοντας την εξίσωση (3.2) για $0 \leq H_0 \leq H^*$ έχουμε

$$\int_0^H dh = \int_{r_B}^r J_c dr \Leftrightarrow h = J_c(r - r_B) \quad (3.3)$$



Σχήμα 3.6.1 Κατανομή του μαγνητικού πεδίου και της πυκνότητας ρεύματος υπεραγωγίμου κυλίνδρου άπειρου μήκους και ακτίνας R για διάφορες τιμές του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου $H||z$ -άξονα. Με την κόκκινη γραμμή αναπαρίσταται η μαγνητική επαγωγή για διάφορες τιμές του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Στο αριστερό σχήμα φαίνονται οι χωρικές μεταβολές του $h(r)$ για αύξηση του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου ενώ το δεξιό σχήμα αφορά στην περίπτωση μείωσης του εξωτερικού πεδίου. Η τιμή $H_0(3)$ αντιστοιχεί σε εξωτερικό μαγνητικό πεδίο για το οποίο η μαγνητική επαγωγή διεισδύει στο κέντρο του κυλίνδρου.

Η συνέχεια της συνιστώσας H_z στην επιφάνεια του υπεραγωγού (δεν υπάρχει ρεύμα παράλληλα στον άξονα z) δίνει

$$r_B = \frac{H^* - H_0}{J_c}$$

Το μήκος r_B ονομάζεται μήκος διείσδυσης. Το μαγνητικό πεδίο $H^* = J_c R$ είναι το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο που απαιτείται για να διεισδύσει πλήρως το μαγνητικό πεδίο στο κέντρο του κυλίνδρου. Για τιμές του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου μεγαλύτερες από το H^* , το μαγνητικό πεδίο στο εσωτερικό της πλάκας θα δίνεται από τη σχέση

$$h = J_c r + H_0 - H^*, \quad 0 \leq r \leq R \quad (3.4)$$

Η μαγνητική ροπή του κυλίνδρου για $H_0 \leq H^*$ μπορεί να υπολογιστεί από τη σχέση

$$\mathbf{m} = \frac{1}{2} L \int \mathbf{r} \times \mathbf{J} r dr d\varphi = -\hat{\mathbf{e}}_z \frac{1}{2} L 2\pi J_c \int_{r_B}^R r^2 dr = -\hat{\mathbf{e}}_z L \pi J_c \frac{R^3 - r_B^3}{3} \quad (3.5)$$

Λαμβάνοντας υπόψη ότι $R = H^*/J_c$ και $r_B = (H^* - H_0)/J_c$ η μαγνητική ροπή γίνεται

$$\mathbf{m} = -\hat{\mathbf{e}}_z \pi R^2 L H^* \left(\frac{H_0}{H^*} - \left(\frac{H_0}{H^*} \right)^2 + \frac{1}{3} \left(\frac{H_0}{H^*} \right)^3 \right) \quad (3.6)$$

Αν ορίσουμε την συνάρτηση $f(H)$ ως

$$f(H) = \pi R^2 L H^* \left(\frac{H_0}{H^*} - \left(\frac{H_0}{H^*} \right)^2 + \frac{1}{3} \left(\frac{H_0}{H^*} \right)^3 \right) \quad (3.7)$$

η μαγνητική ροπή του κυλίνδρου θα ισούται με

$$\mathbf{m} = f(H_0) \hat{\mathbf{e}}_z \quad (3.8)$$

Για $H_0 > H^*$ θα ρέει ρεύμα J_c σε όλη την ακτίνα, συνεπώς η μαγνητική ροπή θα είναι σταθερή και θα ισούται με αυτή που αποκτά ο κύλινδρος για $H_0 = H^*$, δηλαδή

$$\mathbf{m} = f(H^*) \hat{\mathbf{e}}_z = -\frac{1}{3} \pi R^3 L J_c \hat{\mathbf{e}}_z \quad (3.9)$$

Για το υπολογισμό του βρόγχου υστέρησης θα πρέπει να διακρίνουμε δύο περιπτώσεις ανάλογα με τη σχέση του μέγιστου μαγνητικού πεδίου που εφαρμόζουμε και του H^* . Η μαγνήτιση του βρόγχου υστέρησης για τα τμήματα αύξησης (αντίστοιχα μείωσης), του μαγνητικού πεδίου, μπορεί να υπολογιστεί από τις σχέσεις (3.5) και (3.6), χρησιμοποιώντας τις υποθέσεις του πρότυπου Bean για τις περιπτώσεις αύξησης (αντίστοιχα μείωσης) του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου για $H_{max} > H^*$. Για τον κλάδο μείωσης του πεδίου έχουμε

$$\begin{cases} H_{max} - 2H^* \leq H_0 \leq H_{max} \\ m_{\downarrow} = f(H^*) - 2f\left(\frac{H_{max} - H_0}{2}\right) \\ -H_{max} \leq H_0 \leq H_{max} - 2H^* \\ m_{\downarrow} = f(H^*) \end{cases} \quad (3.7)$$

και για τον κλάδο αύξησης του πεδίου έχουμε αντίστοιχα

$$\begin{cases} -H_{max} \leq H_0 \leq H_{max} - 2H^* \\ m_{\uparrow} = -f(H^*) + 2f\left(\frac{H_{max} + H_0}{2}\right) \\ H_{max} - 2H^* \leq H_0 \leq H_{max} \\ m_{\uparrow} = f(H^*) \end{cases} \quad (3.8)$$

Για μονοδιάστατα προβλήματα όπως του κυλίνδρου απείρους μήκους και της πλάκας απείρων διαστάσεων είναι βολικό να ορίσουμε δύο βοηθητικά μεγέθη, την μακροσκοπική μαγνητική επαγωγή και τη μαγνήτιση, τα οποία ορίζονται αντίστοιχα από τις σχέσεις

$$B_z = \frac{1}{V} \int b_z(x) dx^3 \quad (3.9)$$

και

$$M_z = \frac{B_z}{\mu_0} - H_0 \quad (3.10)$$

Ο υπολογισμός του βρόγχου της μαγνήτισης για $H_{max} > H^*$ για τον κλάδο μείωσης του πεδίου θα δίνεται από τις παρακάτω σχέσεις

$$\begin{cases} H_{max} - 2H^* \leq H_0 \leq H_{max} \\ M_{\downarrow} = \frac{1}{V} \left[f(H^*) - 2f\left(\frac{H_{max} - H_0}{2}\right) \right] \\ -H_{max} \leq H_0 \leq H_{max} - 2H^* \\ M_{\downarrow} = -\frac{1}{V} f(H^*) \end{cases} \quad (3.11\alpha)$$

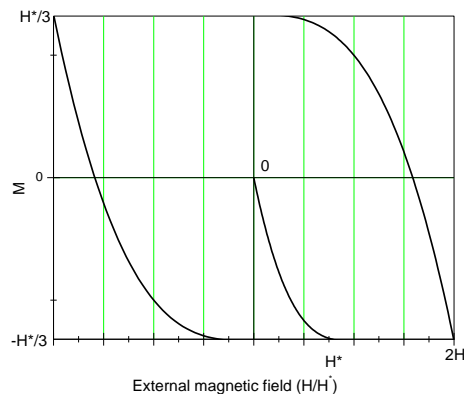
$$(3.11\beta)$$

και για τον κλάδο αύξησης του πεδίου

$$\begin{cases} -H_{max} \leq H_0 \leq -H_{max} + 2H^* \\ M_{\uparrow} = \frac{1}{V} \left[-f(H^*) + 2f\left(\frac{H_{max} + H_0}{2}\right) \right] \\ -H_{max} + 2H^* \leq H_0 \leq H_{max} \\ M_{\uparrow} = \frac{1}{V} f(H^*) \end{cases} \quad (3.12\alpha)$$

$$(3.12\beta)$$

Στο Σχήμα 3.6.2 φαίνεται σχηματικά ο βρόγχος της μεταβολής της μαγνήτισης σαν συνάρτηση του μαγνητικού πεδίου σύμφωνα με το πρότυπο Bean.



Σχήμα 3.6.2 Ο βρόγχος υστέρησης της μεταβολής της μαγνήτισης συναρτήσει του μαγνητικού πεδίου σύμφωνα με το πρότυπο του Bean όταν $H > H^*$.

Παρακάτω παρουσιάζουμε την πυκνότητα κρίσιμου ρεύματος, όπως υπολογίστηκε από τους βρόγχους υστέρησης του κεφαλαίου 3.4 σύμφωνα με το πρότυπο Bean θεωρώντας ότι τα δείγματα μας έχουν σχήμα παραλληλεπίπεδου. Όλα τα δείγματά μας είναι προσεγγιστικά ορθογώνια παραλληλεπίπεδα με διαστάσεις βάσης a , b και πάχος c , με $c < a \leq b$ και η βάση είναι κάθετη στην μαγνητική επαγωγή, δηλαδή παράλληλη στο πάχος των δοκιμίων (άξονας z). Για κάθε τιμή της μαγνητικής επαγωγής, τα δείγματα βρίσκονται στην κρίσιμη κατάσταση, ώστε να μπορούμε να θεωρήσουμε ότι η κρίσιμη πυκνότητα ρεύματος ρέει στο πάχος του δείγματος, παράλληλα στο επίπεδο xy , σε κλειστούς ορθογώνιους βρόγχους στην περιφέρεια των ορθογώνιων επιπέδων.

Αν υποθέσουμε ότι το κρίσιμο ρεύμα J_c παραμένει σταθερό, τότε η μαγνητική ροπή του δείγματος υπολογίζεται από την σχέση

$$\mathbf{m} = \frac{1}{2} \int_V (\mathbf{r} \times \mathbf{J}_c) dV$$

όπου $V = abc$ είναι ο όγκος του δοκιμίου και \mathbf{r} το διάνυσμα θέσης του απειροστού όγκου dV . Αφού η πυκνότητα ρεύματος είναι ανεξάρτητη από τις συντεταγμένες, υπολογίζοντας το ολοκλήρωμα καταλήγουμε ότι

$$\mathbf{m} = -\frac{J_c}{4} Va \left(1 - \frac{a}{3b}\right) \mathbf{e}_z$$

όπου \mathbf{e}_z είναι το μοναδιαίο διάνυσμα στην διεύθυνση του άξονα z . Άρα η κρίσιμη πυκνότητα ρεύματος μπορεί να υπολογιστεί από τον βρόγχο υστέρησης από τη σχέση

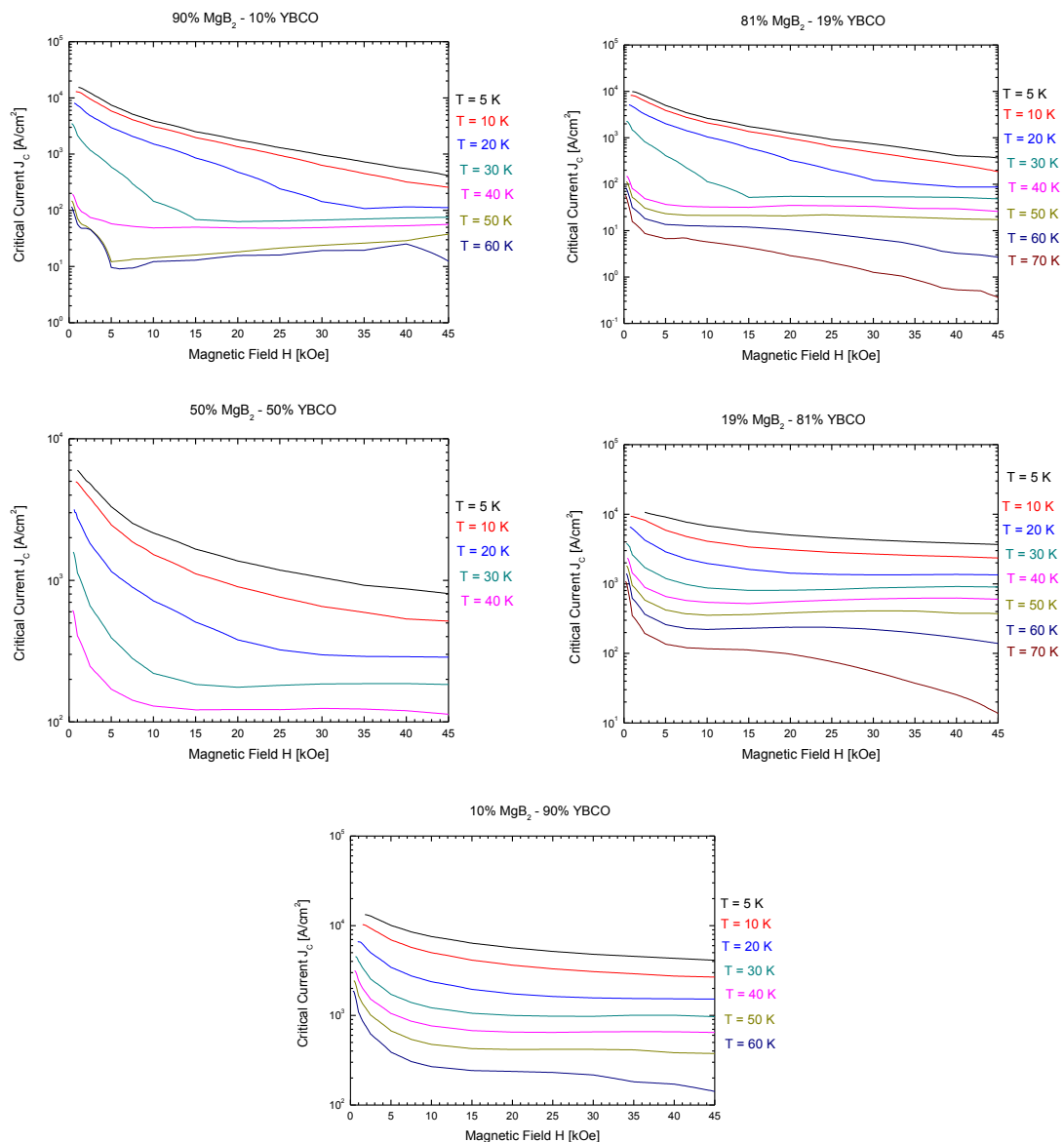
$$J_c = \frac{60b}{(3ab - a^2)V} (m_{\downarrow} - m_{\uparrow})$$

όπου m_{\downarrow} και m_{\uparrow} είναι αντίστοιχα ο φθίνων και η αύξων κλάδος του βρόγχου υστέρησης του υπεραγώγιμου δείγματος.

Σε χαμηλότερα πεδία από αυτά που έχουμε το ελάχιστο του αύξοντα βρόγχου και σε ισχυρά πεδία $H > 45kOe$ δεν υπολογίζουμε το κρίσιμο ρεύμα. Αυτά τα τμήματα τα απορρίπτουμε διότι στα πεδία χαμηλής έντασης είναι η πρώτη φορά που το υλικό μαγνητίζεται και δεν απεικονίζει τον βρόγχο υστέρησης. Θα έπρεπε να μετρήσουμε ολόκληρο βρόγχο και σε αρνητικά πεδία για να μπορέσουμε να αξιοποιήσουμε τις τιμές σε μηδενικά μαγνητικά πεδία. Τα ισχυρά πεδία δεν τα λαμβάνουμε υπόψη επειδή έχουμε αντιστροφή του πεδίου από αύξων σε φθίνων με αποτέλεσμα και σε αυτή την περίπτωση να μην έχουμε αξιόπιστους υπολογισμούς για το κρίσιμο ρεύμα. Να σημειώσουμε ότι οι τιμές των κρίσιμων ρευμάτων προέρχονται από τις μαγνητικές μετρήσεις στο SQUID οι οποίες εξάγονται εμμέσως από τις μετρήσεις της μαγνητικής ροπής.

3.6.1 $MgB_2 - YBa_2Cu_3O_7$

Σε αυτή την ενότητα παρουσιάζουμε τα αποτελέσματα από τους υπολογισμούς μας στα δείγματα του $MgB_2 - YBa_2Cu_3O_7$. Σε όλα τα δείγματα έχουμε κοινές παρατηρήσεις που αφορούν ποιοτικά την συμπεριφορά των δειγμάτων. Η αύξηση της θερμοκρασίας και η αύξηση του μαγνητικού πεδίου προκαλούν μείωση στην ικανότητα να διαρρέονται οι υπεραγωγοί από ηλεκτρικό ρεύμα. Σε όλα τα δείγματα η πυκνότητα κρίσιμου ρεύματος σε ασθενή μαγνητικά πεδία και στην θερμοκρασία των $5K$ είναι της τάξης των $10^4 Acm^{-2}$. Λεπτομερέστερη ανάλυση θα κάνουμε στην επόμενη ενότητα, όπου παρουσιάζουμε τα διάφορα δείγματα σε κοινά διαγράμματα θερμοκρασίας.

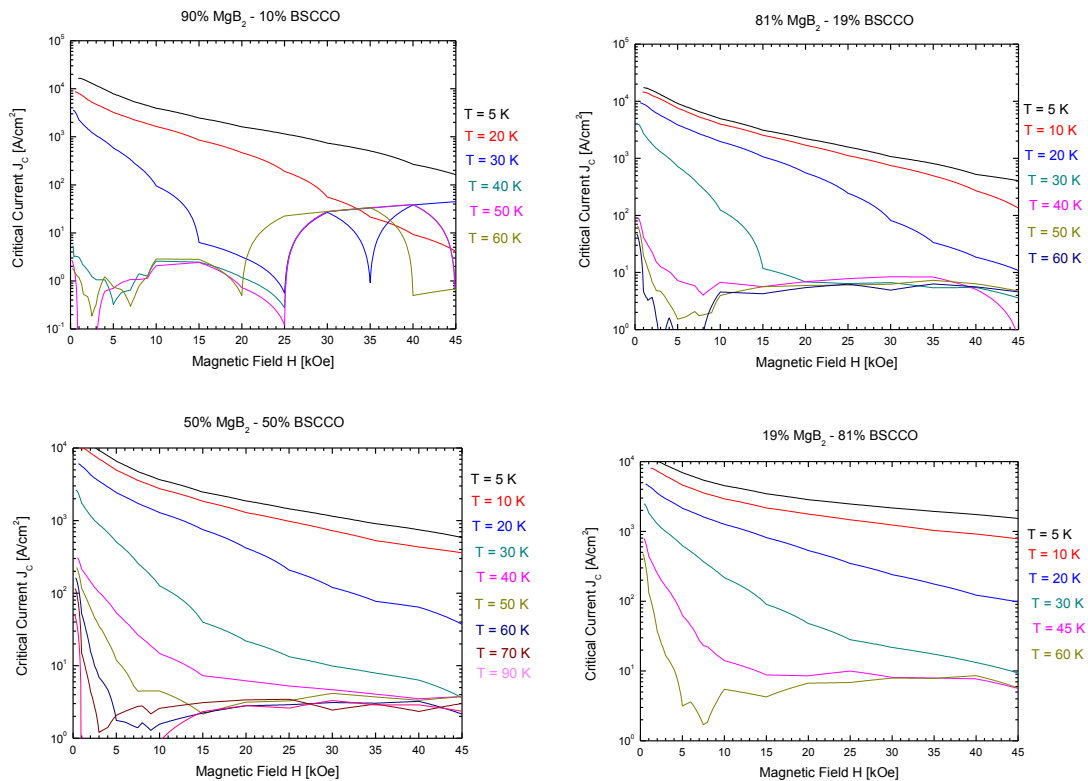


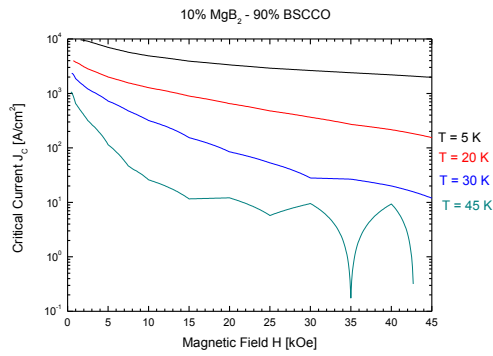
Σχήμα 3.6.3 Το κρίσιμο ρεύμα συναρτήσει του εφαρμοζόμενου εξωτερικού Μαγνητικού Πεδίου σε διάφορες θερμοκρασίες για τους υβριδικούς υπεραγωγούς $MgB_2 - YBa_2Cu_3O_7$.

3.6.2 $MgB_2 - Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$

Σε αυτή την ενότητα παρουσιάζουμε τα αποτελέσματα από τους υπολογισμούς μας στα δείγματα του $MgB_2 - Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$. Σε όλα τα δείγματα έχουμε κοινές παρατηρήσεις που αφορούν ποιοτικά την συμπεριφορά των δειγμάτων για θερμοκρασιών μέχρι $30K$, όπου το 100% του όγκου των δειγμάτων βρίσκεται στην υπεραγώγιμη φάση. Όπως και στην οικογένεια των υλικών με το $YBCO$ η αύξηση της θερμοκρασίας και η αύξηση του μαγνητικού πεδίου προκαλούν μείωση στην ικανότητα να διαρρέονται οι υπεραγωγοί από ηλεκτρικό ρεύμα. Σε υψηλότερες θερμοκρασίες, το ρεύμα που μπορεί να διαρρεύσει από τα δείγματα είναι τάξεις μεγέθους μικρότερης έντασης. Λεπτομερέστερη ανάλυση θα κάνουμε στην επόμενη ενότητα, όπου παρουσιάζουμε τα διάφορα δείγματα σε κοινά διαγράμματα θερμοκρασίας.

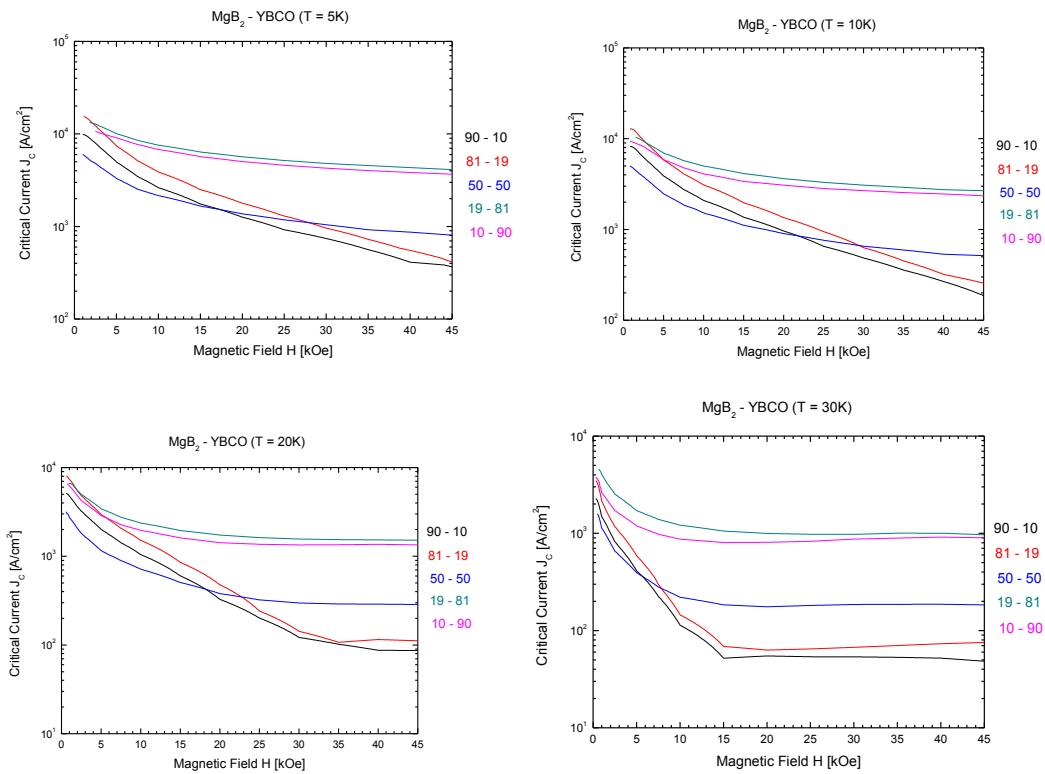
Να σημειώσουμε ότι στα γραφήματα κάποιων δειγμάτων οι καμπύλες εμφανίζουν ακανόνιστο σχήμα και απότομες μεταβολές της κλίσης. Αυτό συμβαίνει λόγω της μικρής μαγνητικής διπολικής ροπής που εμφάνισαν αυτά τα δείγματα κατά τη διάρκεια των μαγνητικών μετρήσεων. Αντίστοιχο ακανόνιστο σχήμα παρουσιάζουν και οι αντίστοιχοι βρόγχοι υστέρησης, από όπου έχουμε πάρει τα δεδομένα για τον υπολογισμό των κρίσιμων ρευμάτων.

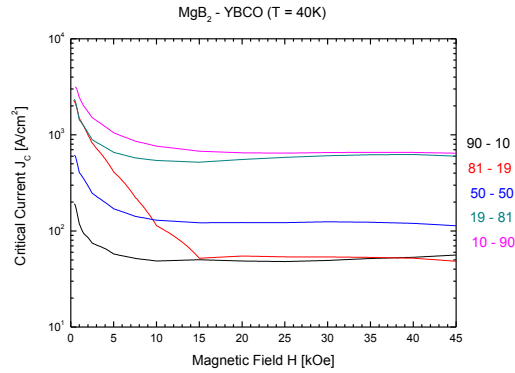




Σχήμα 3.6.4 Το κρίσιμο ρεύμα συναρτήσει του εφαρμοζόμενου εξωτερικού Μαγνητικού Πεδίου σε διάφορες θερμοκρασίες για τους υβριδικούς υπεραγωγούς $MgB_2 - Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$.

3.6.3 Σύγκριση του κρίσιμου ρεύματος των υβριδικών υπεραγωγών $MgB_2 - YBa_2Cu_3O_7$ σε ίσες θερμοκρασίες





Σχήμα 1 Το κρίσιμο ρεύμα συναρτήσεως του εφαρμοζόμενου εξωτερικού Μαγνητικού Πεδίου σε Θερμοκρασίες $T = 5, 10, 20, 30, 40K$ για διάφορες αναλογίες κατ' όγκο του υβριδικού υπεραγωγού $MgB_2 - YBa_2Cu_3O_7$.

Σε αυτή την ενότητα θα κάνουμε μερικές συγκρίσεις για την πυκνότητα κρίσιμου ρεύματος στα διάφορα δείγματα $MgB_2 - YBa_2Cu_3O_7$ σε κοινές θερμοκρασίες. Στη θερμοκρασία των $5K$ το δείγμα με το μέγιστο κρίσιμο ρεύμα χαρακτηρίζεται αυτό με το ποσοστό κατ' όγκο $19\% YBCO$ με τιμή $1.5 \cdot 10^4 Acm^{-2}$ σε μαγνητικά πεδία $H < 2kOe$, ενώ σε ισχυρότερα πεδία την μέγιστη πυκνότητα κρίσιμου ρεύματος έχει το $81\% YBCO$ με $1.3 \cdot 10^4 Acm^{-2}$ στα $2kOe$ και με $4 \cdot 10^3 Acm^{-2}$ στα $45kOe$. Το δοκίμιο $90\% YBCO$ έχει πολύ μικρές διαφορές και σχεδόν σταθερές με το $81\% YBCO$. Σε όλα τα πεδία το $19\% YBCO$ πετυχαίνει υψηλότερες τιμές ρεύματος συγκριτικά με το $10\% YBCO$, με τιμές ρεύματος της τάξης του $10^4 Acm^{-2}$ σε πεδία μικρής έντασης, ενώ στα $45kOe$ η τιμή του κρίσιμου ρεύματος πέφτει στην τιμή των $400 Acm^{-2}$, όσο περίπου στον Χαλκό σε θερμοκρασία περιβάλλοντος. Το δείγμα με το $50\% YBCO$ διαρρέεται από $6 \cdot 10^3 Acm^{-2}$ στα $2kOe$ και $8 \cdot 10^2 Acm^{-2}$ στα $45kOe$.

Μένοντας σε ποιοτικές παρατηρήσεις να σημειώσουμε ότι τα δείγματα με μικρά ποσοστά $YBCO$ έχουν μεγάλες διαφορές στην τιμή του κρίσιμου ρεύματος συναρτήσεως του μαγνητικού πεδίου, σε αντίθεση με τα δείγματα με υψηλά ποσοστά $YBCO$ που επιδεικνύουν μεγάλη σταθερότητα. Αποδεικνύεται δηλαδή, ότι το MgB_2 επηρεάζεται έντονα από την ύπαρξη μαγνητικού πεδίου σε αντίθεση με το $YBCO$, το οποίο είναι πιο ανθεκτικό.

Στη θερμοκρασία των $10K$ έχουμε να κάνουμε τις ίδιες παρατηρήσεις όσον αφορά στα ποιοτικά συμπεράσματα με την θερμοκρασία των $5K$. Ποσοτικά σε πεδία $1kOe$ το $19\% YBCO$ χαρακτηρίζεται από κρίσιμο ρεύμα $1.3 \cdot 10^4 Acm^{-2}$, στα $3kOe$ το $19\% YBCO$ και το $81\% YBCO$ έχουν ρεύμα $9 \cdot 10^3 Acm^{-2}$ και σε πεδίο $45kOe$ το $81\% YBCO$ διαρρέεται από $2.7 \cdot 10^3 Acm^{-2}$.

Στη θερμοκρασία των $20K$ έχουμε να κάνουμε τις ίδιες παρατηρήσεις όσον αφορά στα ποιοτικά συμπεράσματα με την θερμοκρασία των $5K$. Ποσοτικά σε πεδία $1kOe$ το $19\% YBCO$ χαρακτηρίζεται από κρίσιμο ρεύμα $8 \cdot 10^3 Acm^{-2}$, στα $2kOe$ το

19% *YBCO* και το 81% *YBCO* έχουν ρεύμα $6 \cdot 10^3 \text{ Acm}^{-2}$ και σε πεδίο 45kOe το 81% *YBCO* διαρρέεται από $1.5 \cdot 10^3 \text{ Acm}^{-2}$.

Στη θερμοκρασία των 30K παρατηρούμε διαφορετική συμπεριφορά σε μαγνητικά πεδία $H < 10\text{kOe}$, όπου το κρίσιμο ρεύμα των δειγμάτων φθίνει καθώς αυξάνεται το πεδίο, ενώ σε ισχυρότερα πεδία η πυκνότητα κρίσιμου ρεύματος παραμένει σχεδόν σταθερή με μια ανεπαίσθητη αύξηση. Στα πεδία χαμηλής έντασης έχουμε με φθίνουσα σειρά κρίσιμου ρεύματος τα δείγματα 81% *YBCO*, 90% *YBCO*, 19% *YBCO*, 10% *YBCO* και με την μικρότερη τιμή κρίσιμου ρεύματος χαρακτηρίζεται το δείγμα με τα ίσα ποσοστά των δύο φάσεων.

Σε όλο το φάσμα του μαγνητικού πεδίου το μεγαλύτερο κρίσιμο ρεύμα έχει το δείγμα 81% *YBCO* με ένταση $4 \cdot 10^3 \text{ Acm}^{-2}$ στα 1kOe , $1.2 \cdot 10^3 \text{ Acm}^{-2}$ στα 10kOe και 10^3 Acm^{-2} στα 45kOe . Σε πεδία ισχυρότερα των 10kOe τα δύο δείγματα με υψηλά ποσοστά MgB_2 χαρακτηρίζονται από κρίσιμο ρεύμα μικρότερο των 100 Acm^{-2} , ένδειξη η οποία μαρτυρά ότι αυτά τα υλικά έχουν χάσει την υπεραγώγιμη κατάσταση και πλέον αδυνατούν να διαρρέυσουν από ηλεκτρικό ρεύμα.

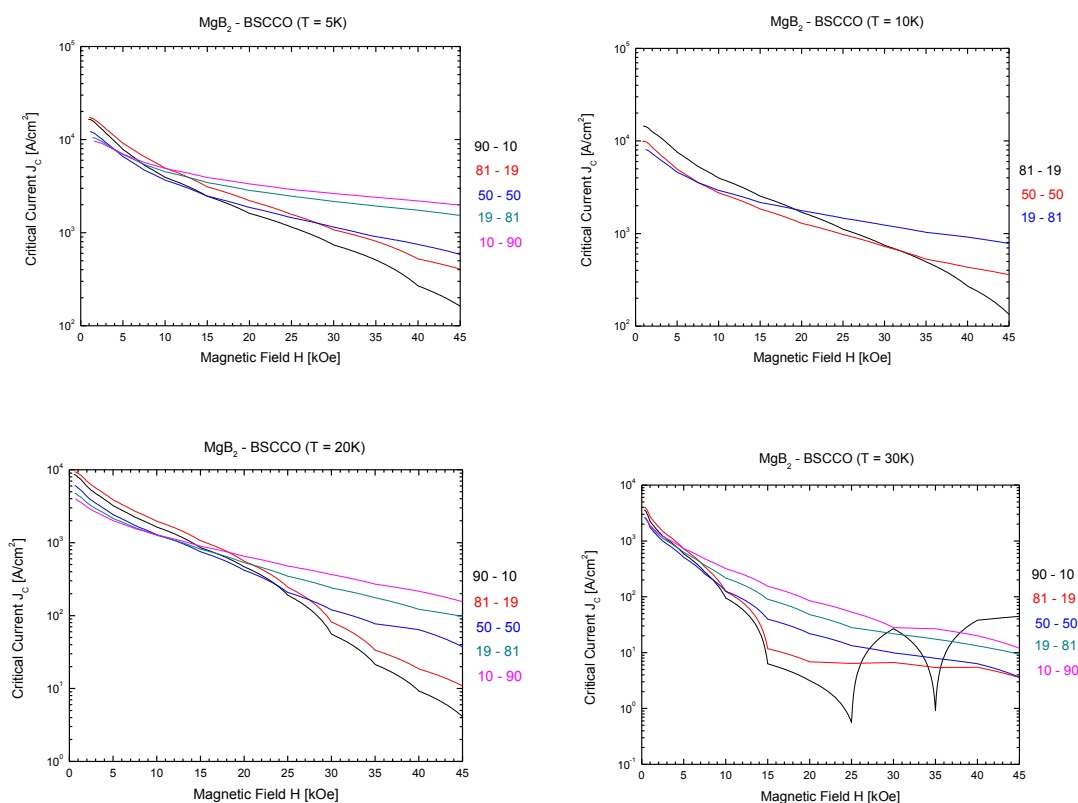
Στη θερμοκρασία των 40K το MgB_2 έχει επανέρθει στην κανονική κατάσταση και μόνο ένα ποσοστό του συνολικού όγκου των δειγμάτων βρίσκεται στην υπεραγώγιμη κατάσταση. Σε όλο το φάσμα των μαγνητικών πεδίων τη μέγιστη πυκνότητα ρεύματος έχει το 90% *YBCO* με ένταση ρεύματος $3 \cdot 10^3 \text{ Acm}^{-2}$ σε πεδίο έντασης 1kOe , 760 Acm^{-2} στα 10kOe και 650 Acm^{-2} στα 45kOe . Το δείγμα με 81% *YBCO* ακολουθεί με μικρές διαφορές, ενώ μικρότερες τιμές κρίσιμου ρεύματος έχει το 50% *YBCO* το 10% *YBCO*. Να παρατηρήσουμε ότι το γράφημα του δείγματος 19% *YBCO* για πεδία μεγαλύτερα των 15kOe δεν συνέβη με αυτό που θα περιμέναμε βλέποντας τον αντίστοιχο βρόγχο υστέρησης, ο οποίος είναι πολύ στενός και σχεδόν σταθερός. Οι πραγματικές τιμές του ρεύματος είναι της τάξης των 100 Acm^{-2} , δηλαδή πρόκειται για κάποιο σφάλμα στον υπολογισμό.

Στη θερμοκρασία των 50K τα δείγματα με μεγάλα ποσοστά MgB_2 εμφανίζουν πολύ μικρή φέρουσα ικανότητα σε όλο το φάσμα των εντάσεων των μαγνητικών πεδίων. Τα δείγματα με μεγάλα ποσοστά *YBCO* παρουσιάζουν σχεδόν σταθερή τιμή κρίσιμου ρεύματος έντασης $(400 \pm 50) \text{ Acm}^{-2}$ για $H > 15\text{kOe}$. Σε πεδίο έντασης 0.4kOe το δείγμα με 90% *YBCO* έχει κρίσιμο ρεύμα $2.4 \cdot 10^3 \text{ Acm}^{-2}$ και το 81% *YBCO* ρεύμα $1.8 \cdot 10^3 \text{ Acm}^{-2}$.

Στη θερμοκρασία των 60K έχουμε αντίστοιχη συμπεριφορά με την θερμοκρασία των 50K . Τα δείγματα με μεγάλα ποσοστά *YBCO* παρουσιάζουν σχεδόν σταθερή τιμή κρίσιμου ρεύματος έντασης $(190 \pm 50) \text{ Acm}^{-2}$ για $H > 15\text{kOe}$. Σε πεδίο έντασης 0.3kOe το δείγμα με 90% *YBCO* έχει κρίσιμο ρεύμα $1.9 \cdot 10^3 \text{ Acm}^{-2}$ και το 81% *YBCO* ρεύμα $1.4 \cdot 10^3 \text{ Acm}^{-2}$.

3.6.4 Σύγκριση του κρίσιμου ρεύματος των υβριδικών υπεραγωγών $MgB_2 - Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ σε ίσες θερμοκρασίες

Σε αυτή την ενότητα θα κάνουμε μερικές συγκρίσεις για την πυκνότητα κρίσιμου ρεύματος στα διάφορα δείγματα $MgB_2 - Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ σε κοινές θερμοκρασίες. Στη θερμοκρασία των 5K το δείγμα με το μέγιστο κρίσιμο ρεύμα χαρακτηρίζεται αυτό με το ποσοστό κατ' όγκο 19% BSCCO μέχρι τα 10kOe με τιμή $1.7 \cdot 10^4 Acm^{-2}$ σε μαγνητικό πεδίο 1kOe και $5 \cdot 10^3 Acm^{-2}$ στα 10kOe. Σε μεγαλύτερα πεδία το προβάδισμα έχει το 90% BSCCO με την ίδια τιμή ρεύματος στα 10kOe με το 19% BSCCO και με $2 \cdot 10^3 Acm^{-2}$ στα 45kOe. Σε όλα τα πεδία το 19% BSCCO πετυχαίνει υψηλότερες τιμές ρεύματος συγκριτικά με το 10% BSCCO. Σε πεδία $H < 5kOe$ το 81% BSCCO έχει μεγαλύτερη τιμή κρίσιμου ρεύματος συγκριτικά με το 90% BSCCO, όμως στα μεγαλύτερα πεδία η κατάσταση αντιστρέφεται. Γενικά, τα δείγματα με μικρά ποσοστά BSCCO χαρακτηρίζονται από μεγαλύτερη αστάθεια συγκριτικά με τα δείγματα με πού BSCCO στα μαγνητικά πεδία, αποδεικνύοντας ότι και το BSCCO, εκτός του YBCO, είναι πιο ανθεκτικό από το MgB_2 .



Σχήμα 83 Το κρίσιμο ρεύμα συναρτήσεως του εφαρμοζόμενου εξωτερικού Μαγνητικού Πεδίου σε Θερμοκρασίες $T = 5, 10, 20, 30K$ για διάφορες αναλογίες κατ' όγκο του υβριδικού υπεραγωγού $MgB_2 - Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$.

Στη θερμοκρασία των 10K δεν έχουμε μετρήσει τα δείγματα με αναλογίες των φάσεων 10% – 90%. Από τα υπόλοιπα δείγματα τα μέγιστα κρίσιμα ρεύματα τα έχουν τα δείγματα με 19% *BSCCO* σε μαγνητικά πεδία μικρής έντασης και σε ισχυρά πεδία το 81% *BSCCO*. Σε πεδίο 1kOe το 19% *BSCCO* χαρακτηρίζεται από κρίσιμο ρεύμα $1.4 \cdot 10^4 \text{ Acm}^{-2}$, στα 19kOe το 19% *BSCCO* και το 81% *BSCCO* έχουν ρεύμα $1.8 \cdot 10^3 \text{ Acm}^{-2}$ και σε πεδίο 45kOe το 81% *BSCCO* διαρρέεται από 800 Acm^{-2} .

Στη θερμοκρασία των 20K παρατηρείται μια αντιστροφή των τιμών των κρίσιμων ρευμάτων στα δείγματα με όριο την ένταση μαγνητικού πεδίου μεταξύ στα 15kOe και 25kOe. Για $H < 15kOe$ έχουμε σε φθίνουσα σειρά τα δείγματα 19% *BSCCO*, 10% *BSCCO*, 50% *BSCCO*, 81% *BSCCO* και με το μικρότερο κρίσιμο ρεύμα είναι το 90% *BSCCO*. Στα πεδία $H > 25kOe$ η προηγούμενη σειρά αντιστρέφεται.

Σε πεδίο 1kOe το 19% *BSCCO* χαρακτηρίζεται από κρίσιμο ρεύμα $9 \cdot 10^3 \text{ Acm}^{-2}$, στα 18kOe το 19% *BSCCO* και το 90% *BSCCO* έχουν ρεύμα 740 Acm^{-2} και σε πεδίο 45kOe το 90% *BSCCO* διαρρέεται από 160 Acm^{-2} .

Στη θερμοκρασία των 30K όλα τα δείγματα σε πεδία χαμηλής έντασης χαρακτηρίζονται από τιμή κρίσιμου ρεύματος με $(3 \pm 1) \cdot 10^3 \text{ Acm}^{-2}$ με πρώτο να έρχεται το 19% *BSCCO*. Σε πεδία $H > 5kOe$ το μεγαλύτερο κρίσιμο ρεύμα εμφανίζει το 90% *BSCCO* με 700 Acm^{-2} , ενώ το ίδιο δείγμα έχει 12 Acm^{-2} στα 45kOe. Το ακανόνιστο σχήμα του 10% *BSCCO* μπορούμε να θεωρήσουμε ότι προέρχεται από τη διάδοση σφαλμάτων από τις αρχικές μετρήσεις και δεν θα πρέπει να το λάβουμε υπόψη μας.

Στη θερμοκρασία των 40K το MgB_2 έχει επανέρθει στην κανονική κατάσταση και μόνο ένα ποσοστό του συνολικού όγκου των δειγμάτων βρίσκεται στην υπεραγώγιμη κατάσταση. Στα δύο δείγματα με μεγάλο ποσοστό MgB_2 είναι εμφανές το ακανόνιστο σχήμα, που σε όλα του τα σημεία τα κρίσιμα ρεύματα είναι ασθενεστέρα των 100 Acm^{-2} . Οι αντίστοιχοι βρόγχοι υστέρησης μας προϊδεάζουν για αυτό το αποτέλεσμα. Το δείγμα με το 50% *YBCO* χαρακτηρίζεται από κρίσιμο ρεύμα 250 Acm^{-2} σε πεδίο έντασης 1kOe, 15 Acm^{-2} στα 10kOe και λιγότερο από 4 Acm^{-2} στα 45kOe.

Τα δείγματα με υψηλά ποσοστά *YBCO* τα μετρήσαμε στη θερμοκρασία των 45K. Σε πεδίο 0.4kOe το μέγιστο κρίσιμο ρεύμα ανέρχεται σε $1.1 \cdot 10^3 \text{ Acm}^{-2}$ για το δείγμα 90% *YBCO* και 800 Acm^{-2} για το 81% *YBCO*. Σε πεδίο 4.2kOe και 5.5kOe τα δύο παραπάνω δείγματα αντίστοιχα, το κρίσιμο ρεύμα είναι 100 Acm^{-2} . Για μεγαλύτερα πεδία δεν έχει νόημα να μιλάμε για κρίσιμο ρεύμα, καθώς τα σφάλματα από τις μικρές μαγνητικές ροπές των δειγμάτων, αρχίζουν και κάνουν τα αποτελέσματα αναξιόπιστα.

Στη θερμοκρασία των 50K όλα τα δείγματα χαρακτηρίζονται από πολύ χαμηλές εντάσεις κρίσιμης πυκνότητας ρεύματος. Ενδεικτικά το δείγμα με 50% *BSCCO* παρουσιάζει κρίσιμο ρεύμα 225 Acm^{-2} σε πεδίο 0.4kOe.

Αντίστοιχα αποτελέσματα έχουμε και για την θερμοκρασία των 60K. Ενδεικτικά σε πεδίο 0.3kOe το 81% *BSCCO* χαρακτηρίζεται από κρίσιμη πυκνότητα ρεύματος 477 Acm^{-2} και το 50% *BSCCO* έχει ρεύμα 162 Acm^{-2} . Το ρεύμα στο 81% *BSCCO* πέφτει στα 100 Acm^{-2} σε πεδίο μικρότερο των 1.3kOe.

Παρακάτω συγκρίνουμε τις δύο οικογένειες υλικών. Σε χαμηλές θερμοκρασίες και μαγνητικά πεδία χαμηλής έντασης το υλικό που έχει την μεγαλύτερη τιμή κρίσιμης πυκνότητας ρεύματος είναι το 19% *BSCCO*, ενώ σε ισχυρά πεδία και υψηλές θερμοκρασίες κυριαρχεί το 81% *YBCO*. Στα δείγματα που είχαν μεγάλα ποσοστά από *MgB₂* πετύχαιναν συνολικά καλύτερες τιμές κρίσιμου ρεύματος στις χαμηλές θερμοκρασίες μέχρι και 20K και σε ασθενή μαγνητικά πεδία. Φαίνεται ότι το *BSCCO* συνεργαζόταν καλύτερα με το *MgB₂* στις παραπάνω συνθήκες. Όσο οι θερμοκρασίες και η ένταση των μαγνητικών πεδίων αυξανόταν, τόσο ευνοούνταν τα δείγματα με μεγάλα ποσοστά *YBCO*, το οποίο αποδείχθηκε πολύ σταθερό σε αυτές τις συνθήκες. Το *MgB₂* ήταν η πιο επιρρεπής φάση στις συνθήκες υψηλών θερμοκρασιών και πεδίων.

Για την επιβεβαίωση των παραπάνω υπενθυμίζουμε κάποια ποσοτικά αποτελέσματα. Στην θερμοκρασία των 5K και σε πεδία πολύ μικρής έντασης το υλικό με το μεγαλύτερο κρίσιμο ρεύμα είναι το 19% *BSCCO* με ένταση $1.7 \cdot 10^4 \text{ Acm}^{-2}$. Σε ισχυρά πεδία της τάξης των 45kOe το μεγαλύτερο ρεύμα έχει το δείγμα 81% *YBCO* με $4 \cdot 10^3 \text{ Acm}^{-2}$. Στους 30K και μικρά πεδία το μεγαλύτερο ρεύμα έχουν το 81% *YBCO* και το 19% *BSCCO* με $4 \cdot 10^3 \text{ Acm}^{-2}$, ενώ σε ισχυρά πεδία επικρατεί το 81% *YBCO* με 10^3 Acm^{-2} . Στους 60K επικρατεί το 90% *YBCO*, όπου σε ασθενή πεδία έχει κρίσιμο ρεύμα $1.9 \cdot 10^3 \text{ Acm}^{-2}$ και σε ισχυρά πεδία 142 Acm^{-2} .

Μια παρατήρηση που μπορούμε να κάνουμε μεταξύ των αναλογιών των δύο φάσεων είναι ότι τα υλικά με τις ίδιες αναλογίες (50% – 50%) είχαν εν γένει τις χειρότερες επιδόσεις. Αντίστοιχα, τις καλύτερες τις είχαν τα υλικά με αναλογίες 19% – 81% κι όχι στις ακραίες περιπτώσεις του 10% – 90%.

Σύνοψη - γενικά συμπεράσματα - μελλοντική εργασία

Στην παρούσα διπλωματική εργασία παρασκευάστηκαν οι υπεραγωγοί MgB_2 , $YBa_2Cu_3O_7$ και $Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ και στη συνέχεια κατασκευάστηκαν υβριδικά υπεραγωγία δείγματα αποτελούμενα από συμπιεσμένη σκόνη $MgB_2 - YBa_2Cu_3O_7$ και $MgB_2 - Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$. Η κατασκευή των υβριδικών δοκιμών έγινε με συμπίεση κόνεων των δύο υπεραγωγών σε κυλινδρική μήτρα διαμέτρου 2cm και υδραυλική πρέσα. Πραγματοποιήθηκε χαρακτηρισμός με δεδομένα περίθλασης ακτίνων X και με μαγνητικές μετρήσεις. Για το μαγνητικό χαρακτηρισμό των συμπιεσμένων δοκιμών, κόπηκαν ορθογώνια δείγματα τυπικών διαστάσεων $2 \times 2 \times 0.5\text{mm}^3$, τα οποία μετρήθηκαν στο μαγνητόμετρο SQUID και στο επιδεκτόμετρο εναλλασσόμενου ρεύματος. Οι μετρήσεις συνεχούς ρεύματος έγιναν σε σταθερή θερμοκρασία σαν συνάρτηση του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Οι μετρήσεις εναλλασσόμενου ρεύματος έγιναν σε σταθερό μαγνητικό πεδίο σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας σε διάφορα πλάτη του ac-μαγνητικού πεδίου. Από τους μαγνητικούς βρόγχους υστέρησης εκτιμήθηκε το κρίσιμο ρεύμα χρησιμοποιώντας το πρότυπο του Bean για την κρίσιμη κατάσταση του υπεραγωγού.

Από τα ακτινογραφήματα των ακτίνων X παρατηρήθηκε ότι η συμπίεση δεν μεταβάλλει το κρυσταλλογραφικό σύστημα. Το MgB_2 κρυσταλλώνεται σε εξαγωνικό πλέγμα, ενώ το $YBa_2Cu_3O_7$ και το $Bi_{1.7}Pb_{0.3}Sr_2Ca_2Cu_3O_{10}$ σε ορθορομβικό, αλλά είδαμε κάποιες ελάχιστες αλλαγές στις ακμές των μοναδιαίων κυψελίδων. Χρησιμοποιώντας το εμπειρικό μοντέλο του March αποκαλύψαμε ότι με την μηχανική συμπίεση οι κρυσταλλίτες των υπεραγωγών $Y123$ και $Bi2223$ αποκτούν ισχυρό προσανατολισμό στον άξονα εφαρμογής της εξωτερικής πίεσης (c||άξονα εφαρμογής της πίεσης). Σε όλα τα προσανατολισμένα δείγματα οι κρυσταλλίτες παίρνουν την μορφή πλακιδίων.

Για τις μαγνητικές μετρήσεις σε σταθερή θερμοκρασία συναρτήσει του μαγνητικού πεδίου έχουμε να αναφέρουμε τα εξής. Σε μηδενικά μαγνητικά πεδία και χαμηλές θερμοκρασίες μέχρι και 30K τα δείγματα που αποκτούσαν τις μεγαλύτερες μαγνητίσεις ήταν τα $90\% MgB_2 - 10\% BSCCO$ και $81\% MgB_2 - 19\% BSCCO$. Στις μεγαλύτερες θερμοκρασίες υψηλότερες τιμές μαγνήτισης είχαν τα δείγματα $19\% MgB_2 - 81\% YBCO$ και $10\% MgB_2 - 90\% YBCO$. Συμπεραίνουμε λοιπόν ότι στις χαμηλές θερμοκρασίες, όπου το MgB_2 βρίσκεται στην υπεραγωγία φάση, είναι αυτό που έχει τις μεγαλύτερες ικανότητες μαγνήτισης και ότι το $BSCCO$ συνεργάζεται καλύτερα με το MgB_2 συγκριτικά με το $YBCO$. Σε υψηλές θερμοκρασίες, όμως, το $YBCO$ είναι η φάση η οποία έχει καλύτερα αποτελέσματα μαγνήτισης και παρόλο που η κρίσιμη θερμοκρασία του $BSCCO$ είναι υψηλότερη από του $YBCO$ (108K έναντι 92K), το $BSCCO$ χάνει την ικανότητα μαγνήτισης σε χαμηλότερες θερμοκρασίες. Εντός μαγνητικού πεδίου είναι ενδιαφέρον το γεγονός ότι τις μέγιστες μαγνητίσεις τις αποκτούν τα δείγματα με αναλογίες των δύο φάσεων $19\% - 81\%$ κι όχι τα ακραία δείγματα με αναλογίες $10\% - 90\%$. Και σε αυτήν την περίπτωση σε χαμηλές θερμοκρασίες υπερισχύουν τα υλικά με μικρά ποσοστά $BSCCO$, ενώ στις υψηλές θερμοκρασίες το προβάδισμα παίρνουν τα δείγματα με υψηλή περιεκτικότητα στο

YBCO.

Από τους μαγνητικούς βρόγχους υστέρησης εκτιμήσαμε το κρίσιμο ρεύμα χρησιμοποιώντας το πρότυπο του Bean για την κρίσιμη κατάσταση του υπεραγωγού. Μερικά από τα συμπεράσματα που προέκυψαν είναι τα εξής. Σε χαμηλές θερμοκρασίες και μαγνητικά πεδία χαμηλής έντασης το υλικό που έχει την μεγαλύτερη τιμή κρίσιμης πυκνότητας ρεύματος είναι το 81% MgB_2 – 19% *BSCCO*, ενώ σε ισχυρά πεδία και υψηλές θερμοκρασίες κυριαρχεί το 19% MgB_2 – 81% *YBCO*. Στα δείγματα που είχαν μεγάλα ποσοστά από MgB_2 πετύχαιναν συνολικά καλύτερες τιμές κρίσιμου ρεύματος στις χαμηλές θερμοκρασίες μέχρι και 20K και σε ασθενή μαγνητικά πεδία. Φαίνεται ότι το *BSCCO* συνεργαζόταν καλύτερα με το MgB_2 στις παραπάνω συνθήκες. Όσο οι θερμοκρασίες και η ένταση των μαγνητικών πεδίων αυξανόταν, τόσο ευνοούνταν τα δείγματα με μεγάλα ποσοστά *YBCO*, το οποίο αποδείχθηκε πολύ σταθερό σε αυτές τις συνθήκες. Το MgB_2 ήταν η πιο επιρρεπής φάση στις συνθήκες υψηλών θερμοκρασιών και πεδίων. Για την επιβεβαίωση των παραπάνω υπενθυμίζουμε κάποια ποσοτικά αποτελέσματα. Στην θερμοκρασία των 5K και σε πεδία πολύ μικρής έντασης το υλικό με το μεγαλύτερο κρίσιμο ρεύμα είναι το 81% MgB_2 – 19% *BSCCO* με ένταση $1.7 \cdot 10^4 \text{ Acm}^{-2}$. Σε ισχυρά πεδία της τάξης των 45kOe το μεγαλύτερο ρεύμα έχει το δείγμα 19% MgB_2 – 81% *YBCO* με $4 \cdot 10^3 \text{ Acm}^{-2}$. Στους 30K και μικρά πεδία το μεγαλύτερο ρεύμα έχουν το 19% MgB_2 – 81% *YBCO* και το 81% MgB_2 – 19% *BSCCO* με $4 \cdot 10^3 \text{ Acm}^{-2}$, ενώ σε ισχυρά πεδία επικρατεί το 19% MgB_2 – 81% *YBCO* με 10^3 Acm^{-2} . Στους 60K επικρατεί το 90% *YBCO*, όπου σε ασθενή πεδία έχει κρίσιμο ρεύμα $1.9 \cdot 10^3 \text{ Acm}^{-2}$ και σε ισχυρά πεδία 142 Acm^{-2} . Μια παρατήρηση που μπορούμε να κάνουμε μεταξύ των αναλογιών των δύο φάσεων είναι ότι τα υλικά με τα ίδια ποσοστά (50% – 50%) είχαν εν γένει τις χειρότερες επιδόσεις. Αντίστοιχα, τις καλύτερες τις είχαν τα υλικά με αναλογίες 19% – 81% κι όχι στις ακραίες περιπτώσεις του 10% – 90%.

Ο συνδυασμός στατικών μαγνητικών μετρήσεων και μετρήσεων εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας μας παρέχουν ισχυρές ενδείξεις ότι το υπεραγώγιμο ρεύμα ρέει μεταξύ των κρυσταλλιτών και των δύο υπεραγωγών.

Στο μέλλον θα μπορούσαν να γίνουν μετρήσεις ηλεκτρικής αντίστασης σε δείγματα στα οποία υπάρχει μία επιφάνεια που ενώνει τους δύο υπεραγωγούς για να εκτιμηθεί περαιτέρω το κρίσιμο ρεύμα της διεπιφάνειας. Επίσης θα ήταν ενδιαφέρον να μελετηθούν υβριδικά δείγματα τα οποία έχουν κατασκευαστεί σε μεγαλύτερες πιέσεις.

Αναφορές

1. V.V. Schmidt, The Physics of Superconductors, Introduction to Fundamentals and Applications, Μετάφραση στα αγγλικά P. Muller, A.V. Ustinov, Εκδόσεις Springer, New York 1997 (Original Edition: Nauka Publishers, Moskau 1982)
2. W. Buckel, R. Kleiner, Superconductivity, Fundamentals and Applications, 2nd Edition, Εκδόσεις WILEY-VCH, Weinheim 2004
3. C. Kittel, Εισαγωγή στη Φυσική Στερεάς Καταστάσεως, 5^η Έκδοση, Μετάφραση Χ. Παπαγεωργόπουλος, Εκδόσεις Γ. Πνευματικού, Αθήνα 1979
4. D.J. Griffiths, Εισαγωγή στην Ηλεκτροδυναμική, Τόμος Ι, Μετάφραση Σ. Αρβανιτίδης, Πανεπιστημιακές Εκδόσεις Κρήτης, Ηράκλειο 2005
5. Ε.Ν. Οικονόμου, Φυσική Στερεάς Κατάστασης, Τόμος Ι, Πανεπιστημιακές Εκδόσεις Κρήτης, Ηράκλειο 1997
6. Ε.Ν. Οικονόμου, Φυσική Στερεάς Κατάστασης, Τόμος ΙΙ, Πανεπιστημιακές Εκδόσεις Κρήτης, Ηράκλειο 2003
7. Σ.Η. Παπαδόπουλος, Φυσική Στερεάς Κατάστασης, Τόμος ΙΙ (Δηλεκτρικές, Οπτικές και Μαγνητικές Ιδιότητες της Ύλης και Υπεραγωγιμότητα), 2^η Έκδοση, Εκδόσεις ΕΜΠ, Αθήνα 2003
8. M. Eisterer, Magnetic properties and critical currents of MgB₂, Superconductor Science and Technology, 20: R47-R73, 2007
9. T.P. Beales, J. Jutson, L.L. Lay, M. Molgg, Comparison of the powder-in-tube processing properties of two $(Bi_{2-x}Pb_x)Sr_2Ca_2Cu_3O_{10+\delta}$ powders, J. Mater. Chem, 7(4), 653-659, 1997
10. S.M. Green, Y. Mei, A.E. Manzi, H.L. Luo, R. Ramesh, G. Thomas, Effects of compositional variations on the properties of superconducting $(BiPb)_2Sr_2Ca_2Cu_3O_\delta$, J. Appl. Phys. 66(2), 1989
11. H.K. Lee, K.W. Lee, K. Park, N.M. Huang, O.K. Oh, J.S. Kim, K.H. Yoo, Y.B. Kim, C.S. Kim, Y.K. Cho, J.C. Park, Preparation and properties of Pb-doped Bi-Sr-Ca-Cu-O superconductors, J. Appl. Phys. 66(4), 1989
12. K. Togano, H. Kumakura, H. Maeda, E. Yanagisawa, K. Takahashi, Properties of Pb-doped Bi-Sr-Ca-Cu-O superconductors, Appl. Phys. Lett. 53(14), 1988
13. E. du Tremolet de Lacheisserie, D. Gignoux, M. Schlenker, Magnetism: Materials & Applications, Selected by Grenoble Sciences, 2005
14. An introduction to the program FullProf 2000, version July 2001
15. Μ.Σ. Μπουρουσιάν, Χημεία Στερεάς Κατάστασης, Εκδόσεις ΕΜΠ, Αθήνα 2005
16. Εργαστηριακές Ασκήσεις Ατομικής και Μοριακής Φυσικής, Εκδόσεις ΕΜΠ, Αθήνα 2008
17. PPMS Resistivity Option User's Manual
18. Γ. Παπαγεωργίου, Ιδιότητες της Ύλης Φλαξονίων Μονοκρυστάλλων του Υπεραγωγού $YBa_2Cu_3O_{6+x}$ κοντά στο όριο Αντισηδηρομαγνητικής - Υπεραγωγικής Βασικής Κατάστασης, Μεταπτυχιακή Διπλωματική Εργασία, Εθνικό και Καποδιστριακό Πανεπιστήμιο Αθηνών, Τμήμα Φυσικής, Αθήνα 2010

19. Μ.Ν. Καλογεράκης, Σύνθεση και Μελέτη της Σιδηρομαγνητικής Ένωσης $La_{1-x}Ca_xMnO_3$, ($0.25 \leq x \leq 0.5$), Διπλωματική Εργασία, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, Αθήνα 2010
20. Σ. Κούρτης, Μελέτη συνύπαρξης singlet υπεραγωγίων φάσεων και κυμάτων πυκνότητας, Διπλωματική Εργασία, Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, Σχολή Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών, Αθήνα 2009
21. Μ. Πίσσας, Σημειώσεις για την άσκηση μαγνητικές μετρήσεις υλικών του Μαθήματος Μέθοδοι Χαρακτηρισμού Υλικών.
22. www.ptable.com
23. http://en.wikipedia.org/wiki/Ginzburg-Landau_theory
24. http://en.wikipedia.org/wiki/Magnesium_diboride
25. <http://en.wikipedia.org/wiki/YBCO>
26. <http://en.wikipedia.org/wiki/BSCCO>

