



# ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ

ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ  
ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ

## Μελέτη του Διαγράμματος Φάσεων της Ύλης Φλαξονίων του Υπεραγωγού $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ με Μετρήσεις Εναλλασσόμενης Μαγνητικής Επιδεκτικότητας σε Κεκλιμένο Μαγνητικό Πεδίο

ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ

της

**ΑΘΑΝΑΣΙΑΣ ΜΠΡΑΧΟΥ**

Ερευνητικός Επιβλέπων : Μ. Πίσσας  
Διευθυντής Ερευνών INN ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ»

Ακαδημαϊκός Επιβλέπων : Ε. Λιαροκάτης  
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Οκτώβριος 2015





ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ  
ΣΧΟΛΗ ΕΦΑΡΜΟΣΜΕΝΩΝ ΜΑΘΗΜΑΤΙΚΩΝ  
ΚΑΙ ΦΥΣΙΚΩΝ ΕΠΙΣΤΗΜΩΝ  
ΤΟΜΕΑΣ ΦΥΣΙΚΗΣ

**Μελέτη του Διαγράμματος Φάσεων της Ύλης Φλαξονίων  
του Υπεραγωγού  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  με Μετρήσεις  
Εναλλασσόμενης Μαγνητικής Επιδεκτικότητας  
σε Κεκλιμένο Μαγνητικό Πεδίο**

**ΔΙΠΛΩΜΑΤΙΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ**

της

**ΑΘΑΝΑΣΙΑΣ ΜΠΡΑΧΟΥ**

**Ερευνητικός Επιβλέπων :** Μ. Πίσσας  
Διευθυντής Ερευνών INN ΕΚΕΦΕ «ΔΗΜΟΚΡΙΤΟΣ»

**Ακαδημαϊκός Επιβλέπων :** Ε. Λιαροκάπης  
Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Εγκρίθηκε από την τριμελή εξεταστική επιτροπή την 9 Οκτωβρίου 2015.

(Υπογραφή)

.....

Μιχάλης Πίσσας

Διευθ. Ερευνών INN ΕΚΕΦΕ "Δ"

(Υπογραφή)

.....

Ευθύμιος Λιαροκάπης

Καθηγητής Ε.Μ.Π.

(Υπογραφή)

.....

Λεωνίδας Τσέτσερης

Αν. Καθηγητής Ε.Μ.Π.

Αθήνα, Οκτώβριος 2015

.....

Αθανασία Χ. Μπράχου

Διπλωματούχος Εφαρμοσμένων Μαθηματικών και Φυσικών Επιστημών Ε.Μ.Π.

Copyright © Αθανασία Χ. Μπράχου, 2015

Με επιφύλαξη παντός δικαιώματος. 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 τον συγγραφέα.

Οι απόψεις και τα συμπεράσματα που περιέχονται σε αυτό το έγγραφο εκφράζουν τον συγγραφέα και δεν πρέπει να ερμηνευθεί ότι αντιπροσωπεύουν τις επίσημες θέσεις του Εθνικού Μετσόβιου Πολυτεχνείου.

Η διπλωματική εργασία συντάχτηκε στο πρόγραμμα επεξεργασίας κειμένου L<sup>A</sup>T<sub>E</sub>X.

Αφιερώνεται στους γονείς μου,

Χρυσόστομο και Κωνσταντίνα

και στον αδερφό μου

Ευάγγελο.



## ΠΕΡΙΛΗΨΗ

Σκοπός της διπλωματικής αυτής εργασίας είναι ο πειραματικός έλεγχος της θεωρίας για την ηλεκτρομαγνητική συμπεριφορά δοκιμίων από υπεραγωγούς δευτέρου είδους με ισχυρή δέσμευση φλαξονίων (flux lines pinning), οι οποίοι βρίσκονται σε κεκλιμένο εξωτερικό μαγνητικό πεδίο.

Η παρούσα εργασία ξεκινά με τη θεωρία της υπεραγωγιμότητας και την κατηγοριοποίηση των υπεραγωγών, σε τύπου I και II. Στη συνέχεια, αναλύονται οι βασικές αρχές που έχουν αναπτυχθεί για την εξήγηση του φαινομένου, σε μακροσκοπικό αλλά και μικροσκοπικό επίπεδο, από την ανακάλυψη του μέχρι σήμερα και ακολουθεί μια ανάλυση της γραμμικής ή μη συμπεριφοράς της αντίστασης των υπεραγωγών τύπου II. Παρουσιάζονται τα χαρακτηριστικά, η δομή και ο τρόπος λειτουργίας του οργάνου μέτρησης φυσικών ιδιοτήτων (Physical Property Measurement System) για μετρήσεις που αφορούν μαγνητικές ιδιότητες. Τέλος, αφού γίνει μια βιβλιογραφική ανασκόπηση σε ότι αφορά το διάγραμμα φάσεων της ύλης των φλαξονίων, ακολουθεί το πειραματικό μέρος όπου μελετήσαμε την ισχύ των μέχρι τώρα θεωριών για την εξάρτηση της ύλης των φλαξονίων από το μαγνητικό πεδίο και την θερμοκρασία.

### **Λέξεις κλειδιά:**

Υπεραγωγοί, Θεωρία της Υπεραγωγιμότητας, Υπεραγωγοί Υψηλών Θερμοκρασιών, Σύστημα Μέτρησης Φυσικών Ιδιοτήτων, Ύλη Φλαξονίων, Διάγραμμα Φάσεων της Ύλης των Φλαξονίων, Ατέλειες, Επίπεδα Διδυμίας, Μοντέλο Κρίσιμης Κατάστασης Bean,  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , Πλέγμα Φλαξονίων, Υγρό Φλαξονίων, Υαλώδης Φάση Φλαξονίων, Μετάβαση Φάσης Πρώτης Τάξης, Μετάβαση Τήξης, Μετάβαση Φάσης Δεύτερης Τάξης.

## **ABSTRACT**

The aim of this diploma thesis is the experimental verification of electromagnetic behavior theory for type II superconductors with strong flux pinning, in an inclined external magnetic field.

This paper starts with the theory of superconductivity and categorization of superconductors into type I and II. Moreover, the basic principles that have been developed to explain the phenomenon in a macroscopic and microscopic level, since it has been discovered are analyzed . An analysis of linear or non-behavioral resistance of type II superconductors follows. Physical Property Measurement System's characteristics, structure and manner of usage are presented for magnetic properties measurements. Finally, since a literature review in terms of vortex matter phase diagram have been done. The experimental part presents the study about the validity of previous theories for vortex matter dependence by magnetic field and temperature.

### **Keywords:**

Superconductors, Theory of Superconductivity, High Temperature Superconductors, Physical Properties Measurement System, Vortex Matter, Vortex Matter Phase Diagram, Defects, Twin Planes, Bean's Critical State Model,  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , Vortex Lattice, Vortex Liquid, Vortex Glass, First Order Phase Transition, Melting Transition, Second Order Phase Transition.



## **ΕΥΧΑΡΙΣΤΙΕΣ**

Η παρούσα εργασία ξεκίνησε ως πρακτική άσκηση στο Εθνικό Κέντρο Έρευνας Φυσικών Επιστημών (Ε.Κ.Ε.Φ.Ε. "Δημόκριτος"), της οποίας σκοπός ήταν ο πειραματικός έλεγχος της θεωρίας της ηλεκτρομαγνητικής συμπεριφοράς δοκιμίων σχήματος ορθογώνιου παραλληλεπίπεδου, από υπεραγωγό δευτέρου είδους με ισχυρή δέσμευση φλαζονίων (flux lines pinning), οι οποίοι βρίσκονται σε κεκλιμένο εξωτερικό μαγνητικό πεδίο. Οι μετρήσεις έγιναν σε κρυστάλλους του υπεραγωγού  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$  για μαγνητικά πεδία τα οποία σχηματίζουν γωνία  $\Theta$  με τον κρυσταλλογραφικό άξονα  $c$  του κρυστάλλου. Στη συνέχεια, τα αποτελέσματα των μετρήσεων μας οδήγησαν σε μια πιο εμπειριστατωμένη έρευνα της συμπεριφοράς των δοκιμίων.

Θα ήθελα να ευχαριστήσω τον επιβλέποντα της διπλωματικής αυτής εργασίας, Δρ. Μ.Πίσσα, που με εισήγαγε στον χώρο της υπεραγωγιμότητας και μου έδωσε την ευκαιρία να μελετήσω ένα πολύ ενδιαφέρον θέμα. Η συμβολή του ήταν καθοριστική στην εκπόνηση της παρούσας εργασίας.

Ευχαριστώ θερμά τον Καθηγητή Ευθύμιο Λιαροκάπη, τόσο για την αποδοχή της παρακολούθησης και αξιολόγησης της παρούσας εργασίας, όσο και για την προθυμία του να μου μεταδώσει τις γνώσεις του, σε ότι αφορά το θέμα της υπεραγωγιμότητας, έτσι ώστε να καλυφθούν τυχόν κενά και παρανοήσεις.

Ευχαριστώ τον Αν. Καθηγητή Λεωνίδα Τσέτσερη για την αποδοχή της παρακολούθησης και αξιολόγησης της διπλωματικής μου εργασίας, αλλά και για τις ουσιαστικές επισημάνσεις και παρατηρήσεις του.

Ακόμη, θα ήθελα να ευχαριστήσω την Ειρήνη Βαρούτη, υποψήφια Διδάκτορα της Σχολής Μηχανικών Μεταλλείων - Μεταλλουργών του Ε.Μ.Πολυτεχνείου, για την στήριξη και την πολύτιμη βοήθειά της.

Τέλος, ευχαριστώ τον αδερφό μου Ευάγγελο Μπράχο, τόσο για την ψυχολογική υποστήριξη, όσο και για την βοήθειά του σε πρακτικά θέματα, καθ'όλη την διάρκεια των σπουδών μου.

## Περιεχόμενα

<b>1 Γενικά για την Υπεραγωγιμότητα</b>	<b>3</b>
1.1 Υπεραγωγιμότητα . . . . .	3
1.2 Φαινομενολογία Υπεραγωγών Τύπου I . . . . .	4
1.3 Υπεραγωγοί τύπου II . . . . .	8
1.4 Αλληλεπίδραση μεταξύ φλαξονίων . . . . .	12
1.5 Θεωρία Ginzburg-Landau (GL) . . . . .	13
1.6 Θεωρία Bardeen, Cooper, Schrieffer (BCS) . . . . .	15
1.7 Φαινόμενο Josephson . . . . .	17
1.8 Ερπυσμός Φλαξονίων . . . . .	18
1.9 Ηλεκτροδυναμική Υπεραγωγών Παρουσία Ατελειών . . . . .	20
1.9.1 Πρότυπο Bardeen-Stephen . . . . .	23
1.9.2 Μοντέλο κρίσιμης κατάστασης Bean . . . . .	23
1.10 Υπεραγωγοί Υψηλών Θερμοκρασιών . . . . .	27
1.10.1 Υπεραγωγός $YBa_2Cu_3O_x$ . . . . .	28
<b>2 PPMS (Physical Property Measurement System)</b>	<b>31</b>

<b>3 Βιβλιογραφική Ανασκόπηση</b>	<b>38</b>
3.1 Μετάβαση φάσης πρώτης τάξης . . . . .	38
3.2 Μετάβαση φάσης Bragg glass . . . . .	41
3.3 Μετάβαση φάσης δεύτερης τάξης . . . . .	41
3.4 Ο ρόλος των ατελειών . . . . .	42
<b>4 Πειραματικά αποτελέσματα</b>	<b>45</b>
4.1 Γεωμετρικά χαρακτηριστικά των κρυστάλλων . . . . .	45
4.2 Μετρήσεις κρύσταλλου $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ με επίπεδα διδυμίας. . . . .	46
4.3 Μετρήσεις κρυστάλλου $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ χωρίς επίπεδα διδυμίας. . . . .	54
<b>5 Συζήτηση των αποτελεσμάτων</b>	<b>71</b>
<b>6 Συμπεράσματα</b>	<b>82</b>

# Κατάλογος Σχημάτων

1	Διάγραμμα φάσεων υπεραγωγών τύπου I. . . . .	6
2	Ανακάλυψη υπεραγώγιμων υλικών ανά την πορεία των χρόνων συναρτήσει της κρίσιμης θερμοκρασίας τους.[2] . . . . .	9
3	α) Πλέγμα φλαξονίων Abrikosov, β) Σχηματική αναπαράσταση πλέγματος φλαξονίων σε υπεραγωγό τύπου II. γ),δ) Κατανομές πυκνότητας υπεραγώγιμων ηλεκτρονίων και μαγνητικής επαγωγής κατά μήκος της γραμμής AB, ε) Δομή Φλαξονίου [1]. . . . .	10
4	Διάγραμμα φάσεων υπεραγωγών τύπου II. . . . .	11
5	Αλληλεπίδραση δύο παράλληλων φλαξονίων ίδιου προσανατολισμού σε άπειρο υπεραγωγό. [Schmidt, 1997, p.108] . . . . .	13
6	Κίνηση ηλεκτρονίων ανάμεσα στα κατιόντα και τοπική παραμόρφωση πλέγματος - Ζεύγος Cooper. . . . .	16
7	Επαφή Josephson [4]. . . . .	18
8	Το φλαξόνιο στον πυθμένα ενός δυναμικού που δημιουργείται από τις τυχαία κατανεμημένες κρυσταλλικές ατέλειες. α) Λόγω της θερμικής ενέργειας που του παρέχεται μπορεί να κινηθεί με ίση πιθανότητα και προς τις δυο κατευθύνσεις, β) Τα πηγάδια δυναμικού βρίσκονται σε ένα υπόβαθρο το οποίο εμφανίζει κλίση λόγω της δύναμης Lorentz που δέχονται τα φλαξόνια από τα ρεύματα που ρέουν στο σύστημα. . . . .	20

9	Κατανομή του μαγνητικού πεδίου και της πυκνότητας ρεύματος υπεραγωγού απείρου μήκους και πλάτους $2w$ για διάφορες τιμές του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου $\mathbf{H}  z$ άξονα. Με την κόκκινη γραμμή αναπαρίσταται η μαγνητική επαγωγή για διάφορες τιμές του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Στο αριστερό σχήμα φαίνονται οι χωρικές μεταβολές του $H(x)$ για αύξηση του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, ενώ το δεξιό σχήμα αφορά την 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 υπεραγωγού. . . . .	25
10	Η μοναδιαία κυψελίδα του υπεραγωγού $YBa_2Cu_3O_7$ . . . . .	29
11	Μονοκρύσταλλος του υπεραγωγού $YBa_2Cu_3O_x$ . Ο κρύσταλλος αποτελείται από περιοχές με παράλληλα επίπεδα διδυμίας(twin planes), τα οποία φαίνονται σαν ένα σύστημα παράλληλων γραμμών. . . . .	30
12	Τομή του PPMS. [11] . . . . .	32
13	Αριστερά φαίνεται η probe του PPMS και δεξιά ο θάλαμος στον οποίο εμπεριέχεται.[11] . . . . .	33
14	Σύστημα ανίχνευσης της διάταξης της εναλλασσόμενης επιδεκτικότητας[11]. . . .	35
15	Διαδικασία αλλαγής του μαγνητικού πεδίου σε υπεραγωγό μαγνήτη[11]. . . .	37
16	Διάγραμμα φάσεων της ύλης των φλαζονίων. [13] . . . . .	39
17	Γραφική παράσταση της αντίστασης συναρτήσει της θερμοκρασίας σε detwinned κρύσταλλο για μαγνητικά πεδία 0, 1, 3, 5, 7, 9, 12, 14, 16 και 18 T σε διεύθυνση παράλληλη με τον κρυσταλλογραφικό άξονα c. Η οξύτητα της μετάβασης εμφανίζεται στο εσωτερικό διάγραμμα. [12] . . . . .	40

18	Διάγραμμα φάσεων των φλαξονίων στον υπεραγωγό YBCO. [14] . . . . .	43
19	Ο κρύσταλλος 1 σε φωτογραφία από μικροσκόπιο πολωμένου φωτός. Στη φωτογραφία φαίνονται οι περιοχές με παράλληλα επίπεδα διδυμίας. . . . .	45
20	Ο κρύσταλλος 2 σε φωτογραφία από μικροσκόπιο πολωμένου φωτός στην οποία φαίνονται και τα επίπεδα διδυμίας του. . . . .	46
21	Διαγράμματα της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας $\chi(T)$ , συναρτήσει της θερμοκρασίας του κρυστάλλου 1 για διάφορες τιμές του εξωτερικού dc-μαγνητικού πεδίου και σε γωνία $\Theta = 0^\circ$ . Οι τιμές του πλάτους του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου που τέθηκαν ήταν 1, 5, 10 και 15 Oe. . . . .	47
22	Μεθοδολογία υπολογισμού της θερμοκρασίας $T_m$ . . . . .	50
23	Διάγραμμα φάσεων του κρυστάλλου 1 για γωνία $\theta = 0^\circ$ του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου με τον κρυσταλλογραφικό άξονα c του κρυστάλλου. . . . .	51
24	Διαγράμματα της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας συναρτήσει της θερμοκρασίας στον κρύσταλλο 1 για διάφορες τιμές του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου και σε γωνία $\theta = 30^\circ$ με αυτό. Οι τιμές του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου που τέθηκαν: 1, 5, 10 και 15 Oe . . . . .	52
25	Διάγραμμα φάσεων του κρυστάλλου 1 για γωνία $\theta = 30^\circ$ του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου με τον κρυσταλλογραφικό άξονα c του κρυστάλλου. . . . .	53
26	Διαγράμματα της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας συναρτήσει της θερμοκρασίας στον κρύσταλλο 1 για διάφορες τιμές του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου και σε γωνία $\theta = 60^\circ$ με αυτό. Οι τιμές του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου που τέθηκαν: 1, 5, 10, και 15 Oe . . . . .	54

27	Διάγραμμα φάσεων του κρυστάλλου 1 για γωνία $\theta = 60^\circ$ του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου με τον κρυσταλλογραφικό άξονα c του κρυστάλλου. . . . .	55
28	Διαγράμματα της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας συναρτήσει της θερμοκρασίας στον κρύσταλλο 2 για διάφορες τιμές του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου και σε γωνία $\theta = 0^\circ$ με αυτό. Οι τιμές του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου που τέθηκαν: 0.1, 0.1, 1, 5, 10, 15 Oe . . . . .	56
29	Διαγράμματα της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας συναρτήσει του μαγνητικού πεδίου στον κρύσταλλο 2 για διάφορες τιμές του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου και σε γωνία $\theta = 0^\circ$ με αυτό. Οι τιμές του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου που τέθηκαν: 0.1, 0.5, 1, 1.5, 2, 5, 15 Oe . . . . .	57
30	Μεθοδολογία υπολογισμού των μαγνητικών πεδίων $H_{ft}$ και $H^*$ . . . . .	59
31	Διάγραμμα φάσεων του κρυστάλλου 2 για γωνία $\Theta = 0^\circ$ του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου με τον κρυσταλλογραφικό άξονα c του κρυστάλλου. . . . .	60
32	Διαγράμματα της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας συναρτήσει της θερμοκρασίας στον κρύσταλλο 2 για διάφορες τιμές του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου και σε γωνία $\theta = 30^\circ$ με αυτό. Οι τιμές του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου που τέθηκαν: 0.1, 0.5, 1, 1.5, 2, 5, 15 Oe . . . . .	63
33	Διαγράμματα της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας συναρτήσει του μαγνητικού πεδίου στον κρύσταλλο 2 για διάφορες τιμές του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου και σε γωνία $\theta = 30^\circ$ με αυτό. Οι τιμές του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου που τέθηκαν: 0.1, 1, 2, 5, 10, 15 Oe . . . . .	64
34	Διάγραμμα φάσεων του κρυστάλλου 2 για γωνία $\theta = 30^\circ$ του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου με τον κρυσταλλογραφικό άξονα c του κρυστάλλου. . . . .	65



35	Διαγράμματα της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας συναρτήσει της θερμοκρασίας στον κρύσταλλο 2 για διάφορες τιμές του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου και σε γωνία $\theta = 45^\circ$ με αυτό. Οι τιμές του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου που τέθηκαν: 0.1, 0.5, 1, 1.5, 2, 5, 15 Oe . . . . .	66
36	Διαγράμματα της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας συναρτήσει του μαγνητικού πεδίου στον κρύσταλλο 2 για διάφορες τιμές της θερμοκρασίας και σε γωνία $\theta = 45^\circ$ με αυτό. Οι τιμές του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου που τέθηκαν: 0.1, 0.5, 1, 1.5, 2, 5, 10, 15 Oe . . . . .	67
37	Διάγραμμα φάσεων του κρυστάλλου 2 για γωνία $\theta = 45^\circ$ του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου με τον κρυσταλλογραφικό άξονα c του κρυστάλλου. . . . .	68
38	Διαγράμματα της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας συναρτήσει της θερμοκρασίας στον κρύσταλλο 2 για διάφορες τιμές του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου και σε γωνία $\theta = 75^\circ$ με αυτό. Οι τιμές του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου που τέθηκαν: 0.1, 1, 5, 10, 15 Oe . . . . .	69
39	Διάγραμμα φάσεων του κρυστάλλου 2 για γωνία $\theta = 75^\circ$ του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου με τον κρυσταλλογραφικό άξονα c του κρυστάλλου. . . . .	70
40	Θεωρητικά διάγραμμα φάσεων της ύλης φλαξονίων σχετικά με την ένωση 123 για $\delta T_c$ τύπο καρφώματος. Τα διαγράμματα υιοθετήθηκαν από την εργασία των Mikitik & Brandt[19]. . . . .	75
41	Θεωρητικά διάγραμμα φάσεων της ύλης φλαξονίων σχετικά με την ένωση 123 για $\ell$ τύπο καρφώματος. Τα διαγράμματα υιοθετήθηκαν από την εργασία των Mikitik & Brandt[19]. . . . .	75

- 42 Σχηματικό διάγραμμα φάσεων για υπεραγωγό δευτέρου είδους παρουσία σημειακών ατελειών. Οι φάσεις που προβλέπονται είναι η κανονική φάση, η φάση Bragg glass, και η άμορφη φάση φλαξονίων. Η γραμμή τήξης ξεκινά από την κρίσιμη θερμοκρασία και τερματίζεται στο κρίσιμο σημείο  $(T_{up}, H_{up})$ . Η γραμμή τάξης-αταξίας τερματίζεται στο σημείο τομής  $(T_i, H_i)$ . Η φάση που υπάρχει ανάμεσα από τη γραμμή τάξης αταξίας και τη γραμμή τήξης αποτελείται από στερεό και υγρό φλαξονίων (slush phase). Η άμορφη κατάσταση φλαξονίων και η υγρή κατάσταση φλαξονίων είναι ουσιαστικά η ίδια φάση με διαφορετικό, όμως, ιξώδες σε χαμηλές και υψηλές θερμοκρασίες. Το διάγραμμα υιοθετήθηκε από την εργασία των Mikitik, Brandt, Phys. Rev. B, **68**, 054509 (2003).[21] . . . . . 77
- 43 Σχηματικό διάγραμμα φάσεων για υπεραγωγό δευτέρου είδους παρουσία σημειακών ατελειών. Οι φάσεις που προβλέπονται είναι η κανονική φάση, η φάση Bragg glass, και η άμορφη φάση φλαξονίων. Η γραμμή τήξης ξεκινά από την κρίσιμη θερμοκρασία και ενώνεται συνεχώς με τη γραμμή τάξης αταξίας. Η άμορφη κατάσταση φλαξονίων και η υγρή κατάσταση φλαξονίων είναι ουσιαστικά η ίδια φάση με διαφορετικό, όμως, ιξώδες σε χαμηλές και υψηλές θερμοκρασίες. . . . . 78
- 44 Πειραματικό διάγραμμα φάσεων του κρυστάλλου 2 για μηδενική γωνία μεταξύ του άξονα  $c$  και του μαγνητικού πεδίου. Η ομοιότητα με το σχήμα 42 είναι προφανής. 79
- 45 Πειραματικό διάγραμμα φάσεων του κρυστάλλου 2 για γωνία μεταξύ του άξονα  $c$  και του μαγνητικού πεδίου  $30^0$ . Η ομοιότητα με το σχήμα 42 είναι προφανής. . . 80

## Σκοπός της Διπλωματικής Εργασίας

Στους υπεραγωγούς υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας με μέτρια ανισοτροπία και ασθενείς σημειακές ατέλειες, δύο γραμμές που περιγράφουν μετάβαση φάσης της ύλης φλαξονίων είναι γνωστές. Η γραμμή τήξης, όπου ένα σχεδόν τακτοποιημένο Bragg glass πλέγμα φλαξονίων, λειώνει θερμικά σε ένα υγρό φλαξονίων και μία μετάβαση τάξης αταξίας, η οποία χωρίζει την Bragg glass από μία άμορφη κατάσταση φλαξονίων. Σκοπός της διπλωματικής εργασίας αυτής είναι ο πειραματικός υπολογισμός των διαγραμμάτων φάσεων της ύλης φλαξονίων υπεραγωγών υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας, σε κεκλιμένο μαγνητικό πεδίο σε σχέση με τον κρυσταλλογραφικό άξονα  $c$  και σύγκριση τους με τις θεωρητικές προβλέψεις των G. P. Mikitik & E.H. Brandt Phys. Rev. B **68**, 054509 (2003). Οι μετρήσεις έγιναν σε δύο κρυστάλλους του υπεραγωγού  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ , ο ένας με ελάχιστα επίπεδα διδυμίας και ο δεύτερος με μεγάλο αριθμό περιοχών με επίπεδα διδυμίας, για μαγνητικά πεδία τα οποία σχηματίζουν γωνία  $\Theta$  με τον κρυσταλλογραφικό άξονα  $c$  του κρυστάλλου. Συγκεκριμένα, μελετήθηκε η εξάρτηση της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας του κρυστάλλου, συναρτήσει της θερμοκρασίας για σταθερό εξωτερικό μαγνητικό πεδίο, ή συναρτήσει του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου για σταθερή θερμοκρασία, για διάφορες τιμές της γωνίας  $\Theta$ . Για τα πειράματά μας χρησιμοποιήσαμε δύο κρυστάλλους που αναπτύχθηκαν με τη μέθοδο της αργής ψύξης τήγματος μείγματος ( $Y_2O_3 + BaCO_3 + CuO$ ), πλούσιου σε οξείδιο του χαλκού ( $CuO$ ) σε χωνευτήρι χρυσού. Μετά την ανάπτυξη των κρυστάλλων ακολούθησε ανόπτηση στους  $450^0$  C για 7 ημέρες. Οι διαστάσεις των κρυστάλλων μετρήθηκαν σε πολωτικό μικροσκόπιο. Οι μαγνητικές μετρήσεις έγιναν με τη βοήθεια του οργάνου μέτρησης φυσικών ιδιοτήτων PPMS της εταιρίας Quantum Design. Από τις μετρήσεις της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας εκτιμήθηκαν τα διαγράμματα φάσεων και για τους δύο κρυστάλλους. Τέλος, συγκρίναμε τα πειραματικά διαγράμματα φάσεων της ύλης φλαξονίων με τις θεωρητικές προβλέψεις.



# 1 Γενικά για την Υπεραγωγιμότητα

## 1.1 Υπεραγωγιμότητα

Το 1908, ο Ολλανδός φυσικός Heike Kamerlingh Onnes κατάφερε να υγροποιήσει το στοιχείο ήλιο (He). Έτσι, έχοντας πλέον την ικανότητα και τα μέσα να επιτύχει ιδιαίτερα χαμηλές θερμοκρασίες της τάξεως των μερικών μόλις βαθμών K, ξεκίνησε μια νέα σειρά πειραμάτων, όπου το 1911, παρατήρησε μια απότομη πτώση της ηλεκτρικής αντίστασης του υδραργύρου (Hg), η οποία πρακτικά μηδενιζόταν κάτω από τους 4.152 K [1]. Η θερμοκρασία, στην οποία μηδενίζεται απότομα η ηλεκτρική αντίσταση, ονόμαζεται κρίσιμη θερμοκρασία μετάβασης από την κανονική κατάσταση, στην υπεραγώγιμη (κρίσιμη θερμοκρασία,  $T_c$ ). Όταν η θερμοκρασία του υπεραγωγού είναι μεγαλύτερη της  $T_c$ , τότε αυτός είναι στην κανονική του κατάσταση, ενώ όταν είναι μικρότερη βρίσκεται στην υπεραγώγιμη κατάσταση. Τα επόμενα χρόνια, ακολούθησε η ανακάλυψη και άλλων υπεραγώγιμων στοιχείων από τον Onnes, ενώ παράλληλα, παρατήρησε ότι όταν εφάρμοζε στον υπεραγωγό ένα αρκετά ισχυρό πεδίο, η υπεραγωγιμότητα εξαφανιζόταν και το μέταλλο επέστρεφε στη συνηθισμένη του αγώγιμη κατάσταση. Έτσι ξεκίνησε η μελέτη του φαινομένου της υπεραγωγιμότητας. Το γεγονός ότι δεν υπήρχαν σαφείς ενδείξεις για την πρόβλεψη ενός τέτοιου φαινομένου, κάνουν την ανακάλυψη αυτή ιδιαίτερα σημαντική.

Το 1933, οι Meissner και Ochsenfeldt ανακάλυψαν μια ακόμη ξεχωριστή ιδιότητα των υπεραγωγών. Διαπίστωσαν ότι όταν βρίσκονται σε μαγνητικό πεδίο και για θερμοκρασίες κάτω της κρίσιμης, οι υπεραγωγοί γίνονται τέλεια διαμαγνητικά υλικά, αποβάλλοντας τη μαγνητική ροή από το εσωτερικό τους. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται φαινόμενο Meissner. Στη συνέχεια, οι Ginzburg και Landau, κατάφεραν το 1950, να εξηγήσουν με ιδιαίτερη επιτυχία το φαινόμενο της υπεραγωγιμότητας μακροσκοπικά, και να εξάγουν χρήσιμα συμπεράσματα για τις χαρακτηριστικές ιδιότητες πολλών υπεραγώγιμων υλικών. Παρόλα αυτά, οι πρώτοι που διατύπωσαν

τη δική τους θεωρία για την επεξήγηση της υπεραγωγιμότητας σε μικροσκοπική κλίμακα ήταν οι Bardeen, Cooper και Schrieffer το 1957 και η οποία είναι γνωστή ως θεωρία BCS. Η βασική αρχή της θεωρίας BCS είναι η ζεύξη των ηλεκτρονίων (ο σχηματισμός ζευγών Cooper) από την εμφάνιση ηλεκτροστατικών ελκτικών δυνάμεων μεταξύ όμοια φορτισμένων σωματιδίων που οφείλεται στην αλληλεπίδραση ηλεκτρονίου - φωνονίου. Την ίδια χρονιά, ο Abrikosov διαχώρισε τους υπεραγωγούς σε δύο κατηγορίες, στους υπεραγωγούς τύπου I και τύπου II. Στην πρώτη κατηγορία ανήκουν όλα τα υπεραγωγιμα χημικά στοιχεία εκτός του Νιοβίου, ενώ στην δεύτερη είναι τα υπεραγωγιμα κράματα, οι χημικές ενώσεις και το Νιόβιο, όπως επίσης και οι υπεραγωγοί υψηλών θερμοκρασιών. Η κύρια διαφορά μεταξύ των δύο τύπων είναι η συμπεριφορά τους όταν βρεθούν σε εξωτερικό μαγνητικό πεδίο.

## 1.2 Φαινομενολογία Υπεραγωγών Τύπου I

Όπως προαναφέραμε, οι Meissner και Ochsenfeldt, μελετώντας τις μαγνητικές ιδιότητες στο εσωτερικό δειγμάτων κασσιτέρου και μολύβδου, ανακάλυψαν ότι κατά τη μετάβαση από την κανονική στην υπεραγωγιμη φάση, ο υπεραγωγός αποβάλλει το μαγνητικό πεδίο από το εσωτερικό του. Το φαινόμενο αυτό ονομάστηκε φαινόμενο Meissner.

Η ιδιότητα αυτή **δεν οφείλεται** στον μηδενισμό της ηλεκτρικής αντίστασης, όπως θα περίμενε κανείς. Η μηδενική αντίσταση (ιδανικός αγωγός) έχει σαν συνέπεια να μην αλλάζει η μαγνητική επαγωγή στον όγκο του υπεραγωγού. Γι' αυτό η αποβολή του μαγνητικού πεδίου δεν πρέπει να ερμηνευθεί με βάση την ιδιότητα της μηδενικής αντίστασης, αλλά να θεωρηθεί ως μια επιπρόσθετη ιδιότητα των υπεραγωγών.

Η αποβολή του μαγνητικού πεδίου γίνεται με τη βοήθεια ρευμάτων στην επιφάνεια του υπεραγωγού, η ροή των οποίων αντιτίθεται του εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου. Αυτό σημαίνει ότι σε θερμοκρασίες χαμηλότερες από την κρίσιμη, η ένταση του μαγνητικού πεδίου **B** μηδενίζεται

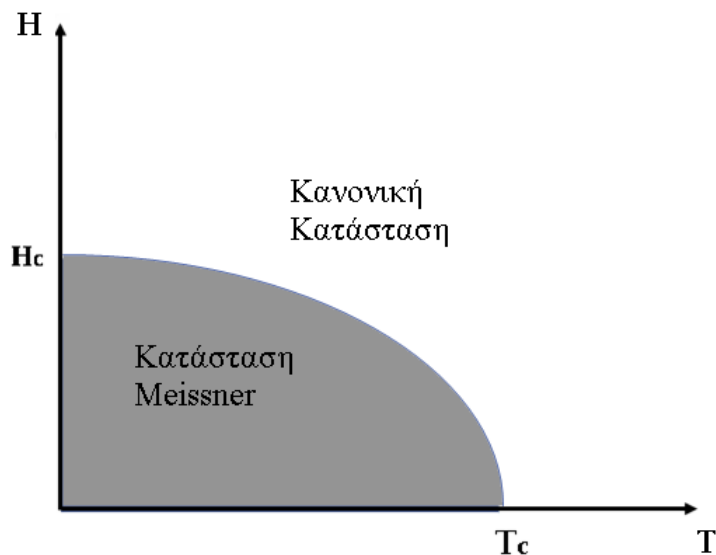
μέσα στο σώμα του υπεραγωγού. Σε περίπτωση που εξωτερικό πεδίο εφαρμοστεί σε θερμοκρασία υψηλότερη από την κρίσιμη και στη συνέχεια ακολουθήσει ψύξη του υλικού με σκοπό αυτό να περάσει στην υπεραγώγιμη φάση, έχει παρατηρηθεί ότι το πεδίο αυτό θα παραμένει εγκλωβισμένο στο σώμα του υπεραγωγού μέχρι τη στιγμή που η θερμοκρασία ξεπεράσει την κρίσιμη, όσο δηλαδή παραμένει το υλικό στην υπεραγώγιμη κατάσταση ανεξαρτήτως της ύπαρξης ή μη του εξωτερικά επιβαλλόμενου μαγνητικού πεδίου.

Ωστόσο, σε υπεραγώγιμα υλικά τύπου II επιτυγχάνεται μια νέα κατάσταση, η οποία ονομάζεται κατάσταση Abrikosov. Στην κατάσταση αυτή, το μαγνητικό πεδίο δεν αποβάλλεται εντελώς από το εσωτερικό του υπεραγωγού, όπως στην κατάσταση Meissner, αλλά περιορίζεται μέσα στο υλικό υπό μορφή μαγνητικών σωλήνων διαταγμένων σε εξαγωνικό πλέγμα. Αυτοί οι σωλήνες είναι στην κανονική κατάσταση, και περιβάλλονται από υπερρεύματα. Τέτοια υλικά μπορούν να υποβληθούν σε πολύ υψηλότερα εξωτερικά μαγνητικά πεδία και να παραμείνουν υπεραγώγιμα.

Οι υπεραγωγοί τύπου I, για θερμοκρασίες μικρότερες από τη θερμοκρασία μετάβασης, λειτουργούν σαν τέλειοι αγωγοί ( $\mathbf{E}=0$ ) και τέλεια διαμαγνητικά υλικά ( $\mathbf{B}=0$  στο εσωτερικό τους), δηλαδή απωθούν τελείως από το εσωτερικό τους τα εφαρμοζόμενα μαγνητικά πεδία (φαινόμενο Meissner). Τα πιο συνηθισμένα και απλά υπεραγώγιμα υλικά τύπου I είναι ο Pb, Hg, Sn, Cr, Zn. Ωστόσο, όταν το εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο ξεπεράσει μια κρίσιμη τιμή  $H_c$  ή αντίστοιχα την θερμοκρασία  $T_c$ , έχουμε καταστροφή της υπεραγώγιμης κατάστασης, με αποτέλεσμα το πεδίο να διεισδύει στον υπεραγωγό με  $\mathbf{B} = \mathbf{H}_0$ .

Στο εσωτερικό των υπεραγών τύπου I, το ηλεκτρικό πεδίο και η μαγνητική επαγωγή είναι μηδέν, δηλαδή  $\mathbf{E}=0$  και  $\mathbf{B}=0$ , αντίστοιχα. Οι βασικές ιδιότητες των υπεραγών αντλούνται από τις δύο παραπάνω σχέσεις. Από την ηλεκτροδυναμική έχουμε ότι η κάθετη συνιστώσα της μαγνητικής επαγωγής στη διεπιφάνεια δύο μέσων πρέπει να είναι συνεχής. Με άλλα λόγια :

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \Leftrightarrow (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) \cdot \hat{\mathbf{n}} = 0 \quad (1.1)$$



Σχήμα 1: Διάγραμμα φάσεων υπεραγωγών τύπου I.

όπου  $\mathbf{B}_1$  και  $\mathbf{B}_2$  η μαγνητική επαγωγή στο εσωτερικό και στο εξωτερικό του υπεραγωγού αντίστοιχα. Επειδή στο εσωτερικό ενός υπεραγωγού είναι  $\mathbf{B}=0$  θα πρέπει και  $\mathbf{B}_n=0$  στην επιφάνεια. Άρα, η συνθήκη συνέχειας της κάθετης συνιστώσας της μαγνητικής επαγωγής, σε συνδυασμό με την απαίτηση για μηδενισμό της μαγνητικής επαγωγής στο εσωτερικό του υπεραγωγού, μας οδηγεί στο συμπέρασμα ότι η μαγνητική επαγωγή στο εξωτερικό μέρος του υπεραγωγού (τύπου I) πρέπει να είναι παράλληλη με την επιφανειά του. Συνέπεια του φαινομένου Meissner είναι ότι αν θέσουμε έναν υπεραγωγό σε εξωτερικό μαγνητικό πεδίο, αυτός για να μηδενίσει το μαγνητικό πεδίο στο εσωτερικό του επάγει υπεραγωγίμα ρεύματα τα οποία ρέουν στην επιφανειά του. Η επιφανειακή κατανομή ρεύματος που χρειάζεται για να μηδενιστεί η μαγνητική επαγωγή στο εσωτερικό του υπεραγωγού μπορεί να υπολογιστεί από τη συνοριακή συνθήκη για την εφαπτομενική συνιστώσα της μαγνητικής επαγωγής. Από το νόμο του Ampere στη διεπιφάνεια δύο μέσων παίρνουμε :

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \Leftrightarrow \hat{\mathbf{n}} \times (\mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1) = \mu_0 \mathbf{K}_s \quad (1.2)$$

όπου  $\mu_0$  είναι η μαγνητική διαπερατότητα του κενού,  $\mathbf{J}$  η πυκνότητα ρεύματος,  $\mathbf{n}$  το μοναδιαίο διάνυσμα, κάθετο στην επιφάνεια και  $\mathbf{K}_s$  είναι η επιφανειακή κατανομή ρεύματος. Άρα, σε



συνδυασμό με την απαίτηση  $\mathbf{B}_1=0$ , προκύπτει ότι και η επιφανειακή κατανομή ρεύματος στο εσωτερικό του υπεραγωγού είναι:

$$\mathbf{K}_s = \mathbf{n} \times \mathbf{H}_0 \quad (1.3)$$

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

Τα επιφανειακά ρεύματα μπορούν να υπάρξουν μόνο όταν το υλικό βρίσκεται μέσα σε μαγνητικό πεδίο. Αν παρέμεναν και μετά την αφαίρεση του πεδίου, θα δημιουργούσαν το δικό τους πεδίο στον υπεραγωγό, πράγμα αδύνατο. Ωστόσο, όταν το μαγνητικό πεδίο ξεπεράσει μια κρίσιμη τιμή, τότε το δείγμα μεταβαίνει ξανά στην κανονική του κατάσταση και παύει να είναι υπεραγωγός. Η κρίσιμη αυτή θερμοκρασία είναι συνάρτηση της θερμοκρασίας και δίνεται από τον εξής τύπο:

$$H_c(T) = H_c(0) \left[ 1 - \left( \frac{T}{T_c} \right)^2 \right] \quad (1.4)$$

Τα προηγούμενα ισχύουν όταν το επιφανειακό υπεραγωγίμο ρεύμα ρέει σε μηδενικό πάχος (επιφανειακή κατανομή ρεύματος). Αν υποθέσουμε ότι το υπεραγωγίμο ρεύμα ρέει σε πεπερασμένο πάχος, τότε θα ισχύουν οι εξισώσεις London:

$$\mathbf{E} = \Lambda \left( \frac{\partial \mathbf{J}}{\partial t} + c^2 \nabla \rho \right) \quad (1.5)$$

$$\mathbf{B} = -\Lambda (\nabla \times \mathbf{J}) \quad (1.6)$$

όπου  $\Lambda = \frac{m}{n_s \cdot e^2}$ . Η εξίσωση 1.5 αναπαράγει την ιδιότητα του τέλει αγωγού και η εξίσωση 1.6 το φαινόμενο Meissner.

Αν χρησιμοποιήσουμε τις εξισώσεις του Maxwell για  $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$  και  $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E}$ , καταλήγουμε στις

εξισώσεις :

$$\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\lambda^2} \mathbf{E}^2 \quad (1.7)$$

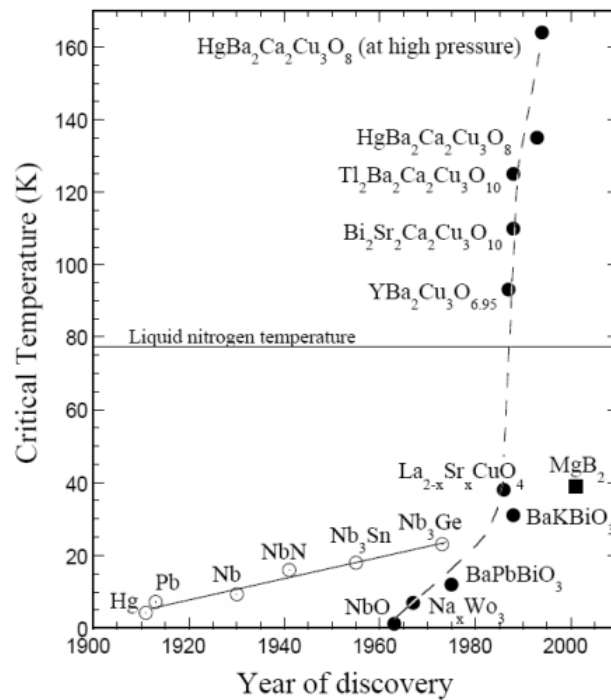
$$\nabla^2 \mathbf{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \mathbf{B}}{\partial t^2} = \frac{1}{\lambda^2} \mathbf{B}^2 \quad (1.8)$$

όπου  $\lambda = \sqrt{1/\mu_0}$  είναι το μήκος διεύθυνσης του London. Στη μόνιμη κατάσταση, η λύση των εξισώσεων 1.7, 1.8 περιγράφουν μια κατάσταση στην οποία το μαγνητικό και το ηλεκτρικό πεδίο μηδενίζονται εκθετικά από την επιφάνεια του υπεραγωγού με χαρακτηριστικό μήκος  $\lambda$ .

### 1.3 Υπεραγωγοί τύπου II

Τύπου II ονομάζονται οι υπεραγωγοί οι οποίοι αποβάλλουν τελείως από το εσωτερικό τους τα μικρής έντασης μαγνητικά πεδία, αλλά αποβάλλουν μόνο εν μέρει τα εφαρμοζόμενα μαγνητικά πεδία μεγάλης έντασης τα οποία εισέρχονται στο εσωτερικό τους ως δίνες μαγνητικής ροής, οι οποίες ονομάζονται φλαξόνια. Ο διαμαγνητισμός τους δεν είναι τέλειος, αλλά μερικός στα ισχυρά μαγνητικά πεδία.

Οι υπεραγωγοί τύπου II - που είναι κυρίως κράματα ή χημικές ενώσεις διαφέρουν από τους τύπου I, διότι εκτός της κατάστασης Meissner, εμφανίζουν και την κατάσταση Abrikosov, στην οποία το μαγνητικό πεδίο διεισδύει στο εσωτερικό του υπεραγωγού σε συγκεκριμένες περιοχές οι οποίες σχηματίζουν το εξαγωνικό πλέγμα Abrikosov. Η μετάβαση των υπεραγωγών τύπου II, από την κατάσταση Abrikosov στην κανονική κατάσταση, γίνεται μέσω μιας μετάβασης δευτέρας τάξης στην καμπύλη  $H_{c2}(T)$ , η οποία ονομάζεται δεύτερο κρίσιμο πεδίο. Σ' αυτή την κατηγορία υπεραγωγών ανήκουν και τα πολλαπλά οξειδία του χαλκού, γνωστά και σαν υπεραγωγοί υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας. Σε αυτούς επιτυγχάνονται οι υψηλότερες κρίσιμες θερμοκρασίες, όπως η θερμοκρασία ρεκόρ των 138 K για ένα υλικό με Hg. Άλλα υπεραγωγίμα υλικά τύπου II είναι: Tl, Ba, Ca, Cu, O. Στην κατάσταση Abrikosov, το μαγνητικό πεδίο είναι μη μηδενικό σε ορισμένες περιοχές του υπεραγωγού οι οποίες ονομάζονται φλαξόνια. Τα φλαξόνια δημιουρ-

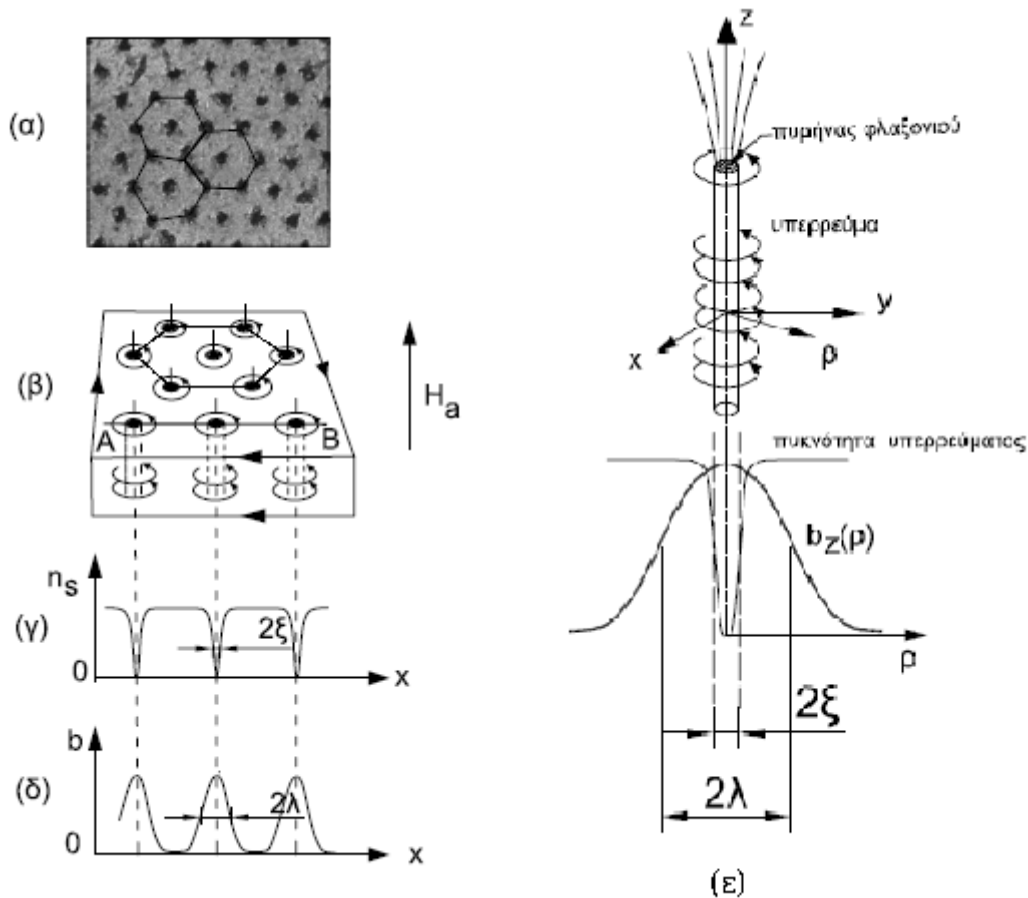


Σχήμα 2: Ανακάλυψη υπεραγωγίων υλικών ανά την πορεία των χρόνων συναρτήσει της κρίσιμης θερμοκρασίας τους.[2]

γούνται από δίνες υπερ-ρεύματος (ρεύμα από ζευγαρωμένα ηλεκτρόνια) οι οποίες ρέουν γύρω από τον πυρήνα του φλαξονίου. Κάθε δίνη, η διάμετρος της οποίας είναι της τάξης του μήκους διεύθυνσης του London  $\lambda$ , αποτελείται από έναν κανονικό πυρήνα, ο οποίος μπορεί να προσεγγιστεί με έναν μακρύ λεπτό κυλινδρικό άξονα παράλληλο στο εξωτερικό μαγνητικό πεδίο. Τα υπερρεύματα κυκλοφορούν γύρω από την περιφέρεια του κυλίνδρου σε τέτοια κατεύθυνση, ώστε το μαγνητικό πεδίο που θα δημιουργείται από αυτά, να συμπίπτει με το εξωτερικό πεδίο (δες σχήμα 3) και να είναι παράλληλο στους κανονικούς πυρήνες.

Επειδή στον πυρήνα του φλαξονίου, η παράμετρος τάξης (ανάλογη με την πυκνότητα υπεραγωγίων ηλεκτρονίων) του υπεραγωγού μηδενίζεται, τα φλαξόνια δεσμεύονται στις ατέλειες του υπεραγωγού (κάρφωμα φλαξονίου), με αποτέλεσμα να μην είναι δυνατή η κίνηση τους όταν ο υπεραγωγός διαρρέεται από ηλεκτρικό ρεύμα. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα, η πτώση τάσης λόγω της διέλευσης ηλεκτρικού ρεύματος να είναι εκθετικά μικρή, συνεπώς το ρεύμα θα ρέει χωρίς μείωση, για μεγάλα χρονικά διαστήματα. Τα φλαξόνια, στην κατάσταση ισορροπίας,

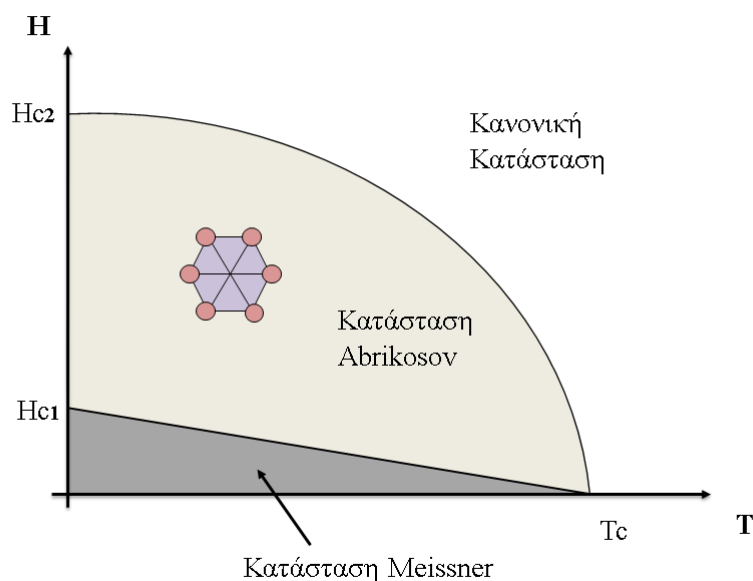
σχηματίζουν ένα εξαγωνικό (κανονικό) πλέγμα, που ονομάζεται πλέγμα Abrikosov.



Σχήμα 3: α) Πλέγμα φλαζονίων Abrikosov, β) Σχηματική αναπαράσταση πλέγματος φλαζονίων σε υπεραγωγό τύπου II. γ),δ) Κατανομές πυκνότητας υπεραγωγίμων ηλεκτρονίων και μαγνητικής επαγωγής κατά μήκος της γραμμής AB, ε) Δομή Φλαζονίου [1].

Καθώς αυξάνει το εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο, αυξάνει η πυκνότητα των φλαζονίων (ουσιαστικά έχουμε αλληλοεπικάλυψη των πυρήνων), με αποτέλεσμα να μειώνεται η διαμαγνητική ροπή και τελικά η μαγνητική ροή να διεισδύει πλήρως στο εσωτερικό του υπεραγωγού και το δείγμα να μεταβαίνει στην κανονική του κατάσταση.

Ωστόσο, ένας ιδανικός (χωρίς ατέλειες) υπεραγωγός τυπου II δεν μπορεί να μεταφέρει ρεύμα χωρίς αντίσταση. Αν του διοχετεύσουμε ηλεκτρικό ρεύμα, η δύναμη Lorentz μεταξύ φλαζονίων και εξωτερικού ρεύματος, θα τείνει να κινήσει τα φλαζόνια. Η κίνηση των φλαζονίων οδηγεί σε απώλεια ενέργειας, καθώς ο πυρήνας τους βρίσκεται στην κανονική κατάσταση. Από την



Σχήμα 4: Διάγραμμα φάσεων υπεραγωγών τύπου II.

κίνηση αυτή λοιπόν, δημιουργείται μια αντίσταση ανάλογη του πεδίου και όχι του ρεύματος. Παρατηρήθηκε ότι η παρουσία ατελειών στην μικτή κατάσταση εμποδίζει την κίνηση αυτή, σα να τα δεσμεύει. Το φαινόμενο αυτό οδηγεί σε μια μη αντιστρεπτή μαγνητική συμπεριφορά (μαγνητική υστέρηση).

Αν θέσουμε έναν υπεραγωγό τύπου II σε διαμήκη μαγνητικό πεδίο  $H_0$ , το οποίο αυξάνουμε σταδιακά από το μηδέν, θα δούμε ότι αυτός αρχικά θα ωθεί το πεδίο προς τα έξω, έτσι ώστε η μαγνητική επαγωγή στο εσωτερικό του να είναι μηδέν. Όταν, όμως, το πεδίο πάρει μια ορισμένη τιμή, θα αρχίσει να εμφανίζεται μια πεπερασμένη επαγωγή στο εσωτερικό του. Το πεδίο αυτό ονομάζεται πρώτο κρίσιμο πεδίο,  $H_{c1}$ . Με περαιτέρω αύξηση του μαγνητικού πεδίου, η επαγωγή θα μεγαλώσει μέχρι το πεδίο στο εσωτερικό να είναι ίσο με το εξωτερικό και το υλικό να μεταβεί στην κανονική κατάσταση. Αυτό είναι το δεύτερο κρίσιμο πεδίο,  $H_{c2}$ . Όμως σε ένα λεπτό επιφανειακό στρώμα, η υπεραγωγίμη κατάσταση θα παραμείνει μέχρι το πεδίο να φτάσει σε μια τιμή  $H_{c3} = 1.69H_{c2}$ , γνωστό ως τρίτο κρίσιμο πεδίο που οριακά καταστρέφει την υπεραγωγιμότητα και στο επιφανειακό στρώμα.

Στο σχήμα 4, βλέπουμε το διάγραμμα φάσεων για ένα υπεραγωγό τύπου II σε ένα εξωτερικό μαγνητικό πεδίο. Η υπεραγώγιμη κατάσταση αποτελείται από δύο καταστάσεις (φάσεις) την κατάσταση Meissner και την κατάσταση Abrikosov. Η δύο αυτές καταστάσεις χωρίζονται με την γραμμή του πρώτου κρίσιμου πεδίου ενώ η κατάσταση Abrikosov χωρίζεται από την κανονική κατάσταση με τη γραμμή του δεύτερου κρίσιμου πεδίου. Επειδή η κατάσταση Abrikosov αποτελείται από σωλήνες μαγνητικής ροής (ή δίνες υπεραγώγιμου ρεύματος) οι οποίοι σχηματίζουν ένα εξαγωνικό πλέγμα, θεωρούμε ότι αυτή η κατάσταση συνιστά ένα είδος «ύλης». Η ύλη αυτή ονομάζεται ύλη φλαζονίων.

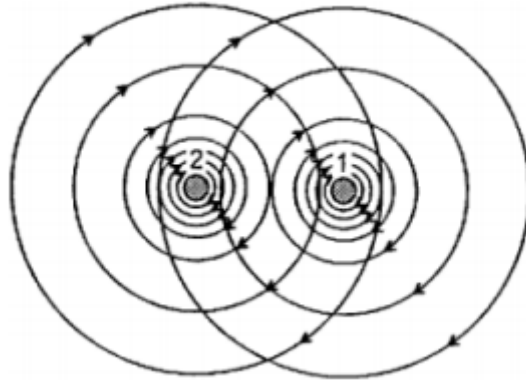
#### 1.4 Αλληλεπίδραση μεταξύ φλαζονίων

Ας δούμε τι γίνεται όταν υπάρχουν πολλά φλαζόνια και αλληλεπιδρούν μεταξύ τους, όπως συμβαίνει στην κατάσταση Abrikosov. Έστω ότι έχουμε δύο παράλληλα φλαζόνια, ίδιου προσανατολισμού, σε έναν άπειρο υπεραγωγό. Όσο η μεταξύ τους απόσταση είναι μεγαλύτερη του μήκους διείσδυσης London,  $d > \lambda$ , δεν θα υπάρξει κάποια αλληλεπίδραση μεταξύ τους. Όταν όμως  $d < \lambda$ , ο πυρήνας του ενός φλαζονίου κινείται στην περιοχή όπου κυκλοφορούν τα υπερρεύματα του άλλου, όπως βλέπουμε και στην παρακάτω εικόνα. Οι υπέρρευστες συνιστώσες των ταχυτήτων των ηλεκτρονίων αθροίζονται δεξιά της περιοχής "1" και αριστερά της "2", ενώ αφαιρούνται μεταξύ των πυρήνων των φλαζονίων. Αυτό σημαίνει ότι μεταξύ των δινών, η πίεση Bernoulli είναι μεγαλύτερη απ' ό,τι εκτός των δινών, δηλαδή έχουμε απόθεση μεταξύ των φλαζονίων.

Η δύναμη που αισθάνεται το φλαζόνιο εξαιτίας του άλλου είναι:

$$f_{1,2} = \mathbf{J}_s \times \frac{\Phi_0 \hat{e}_z}{c} \quad (1.9)$$

όπου  $\Phi_0$  η μαγνητική ροή και  $c$  η ταχύτητα του φωτός.



Σχήμα 5: Αλληλεπίδραση δύο παράλληλων φλαξονίων ίδιου προσανατολισμού σε άπειρο υπεραγωγό. [Schmidt, 1997, p.108]

### 1.5 Θεωρία Ginzburg-Landau (GL)

Η θεωρία GL είναι η μια φαινομενολογική θεωρία της υπεραγωγιμότητας, η οποία περιγράφει τα περισσότερα φαινόμενα της υπεραγωγιμότητας χρησιμοποιώντας θερμοδυναμικά επιχειρήματα, χωρίς να εξηγεί μικροσκοπικούς μηχανισμούς. Το σημείο κλειδί αυτής της θεωρίας είναι ότι ένας υπεραγωγός μπορεί σε κάθε σημείο του, να περιγραφεί με μία μιγαδική παράμετρος τάξης (κυματοσυνάρτηση)  $\Psi(\mathbf{r})$ , όπου  $\mathbf{r}$  η θέση του ηλεκτρονίου στο χώρο. Η κυματοσυνάρτηση αυτή εκφράζεται ως εξής:

$$\psi(r) = |\psi(r)| e^{i\theta(r)} \quad (1.10)$$

όπου  $\theta(r)$  είναι η φάση της κυματοσυνάρτησης. Κανονικοποιώντας την παράμετρο αυτή ώστε να ισχύει:

$$|\psi(r)|^2 = n_s \quad (1.11)$$

όπου  $n_s$  είναι η πυκνότητα των υπεραγωγίμων ηλεκτρονίων.

Η τιμή της κυματοσυνάρτησης είναι μη μηδενική για  $T < T_c$ , δηλαδή όταν έχουμε υπεραγωγιμότητα και μηδενίζεται για  $T > T_c$ .

Οι Ginzburg-Landau χρησιμοποιώντας τις βασικές ιδέες για τις μεταβάσεις δευτέρας τάξης,

πρότειναν ότι η ελεύθερη ενέργεια ενός υπεραγωγού, κοντά στη γραμμή του δεύτερου κρίσιμου πεδίου θα έχει τη μορφή:

$$F = F_n + a |\psi|^2 + \frac{\beta}{2} |\psi|^4 + \frac{1}{2m} |(-i\hbar\nabla - 2e\mathbf{A})\psi|^2 + \frac{|\mathbf{B}|^2}{2\mu_0} \quad (1.12)$$

όπου  $F_n$  η ελεύθερη ενέργεια στην κανονική φάση και  $\mathbf{A}$  το διανυσματικό δυναμικό,  $\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A}$ . Ελαχιστοποιώντας την ελεύθερη ενέργεια του υπεραγωγού καταλήγουμε στις επονομαζόμενες εξισώσεις Ginzburg-Landau:

$$a\psi^2 + \beta |\psi|^2 \psi + \frac{1}{2m} (-i\hbar\nabla - 2e\mathbf{A})^2 \psi = 0 \quad (1.13)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}; \mathbf{J} = \frac{2e}{m} \text{Re} \{ \psi^* (-i\hbar\nabla - 2e\mathbf{A}) \psi \} \quad (1.14)$$

Στα πλαίσια της θεωρίας GL, έγινε η εισαγωγή ενός νέου μεγέθους, το οποίο ονομάζεται μήκος συνάφειας  $\xi$  και δίνεται από τη σχέση:

$$\xi(T) = \sqrt{\frac{\hbar^2}{4m|a|}} \quad (1.15)$$

όπου  $m$  η ενεργός μάζα και  $a$  ένας παράγοντας ανάλογος του  $(T - T_c)$ .

Το μήκος συνάφειας είναι μια χαρακτηριστική κλίμακα, η οποία σχετίζεται με τις μεταβολές της παραμέτρου τάξης. Μπορούμε να θεωρήσουμε κατά την θεωρία BCS, που θα αναπτυχθεί εκτενέστερα παρακάτω, ότι το μήκος συνάφειας είναι η απόσταση κατά την οποία τα ζεύγη Cooper παραμένουν μαζί. Δηλαδή, κατά τη θεωρία αυτή το μήκος συνάφειας είναι συνδεδεμένο με την απόσταση στην οποία τα δύο ηλεκτρόνια ενός ζεύγους Cooper παραμένουν συσχετισμένα. Χρησιμοποιώντας το βάθος διείσδυσης, που αναφέρθηκε παραπάνω, και το μήκος συνάφειας, οι Ginzburg-Landau όρισαν την παράμετρο GL η οποία συμβολίζεται με  $\kappa$  ισούται με:

$$\kappa = \frac{\lambda}{\xi} \quad (1.16)$$

Το αδιάστατο αυτό μέγεθος χαρακτηρίζει τον κάθε υπεραγωγό και επιτρέπει την κατηγοριοποίησή του σε τύπου I και II. Όταν  $\kappa > 1/\sqrt{2}$  έχουμε υπεραγωγό τύπου II, αλλιώς τύπου I.



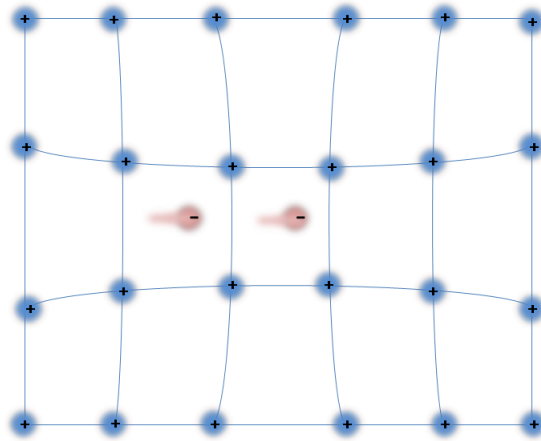
Η μετάβαση, από την κανονική στην υπεραγώγιμη φάση, είναι πρώτης τάξης για τους υπεραγωγούς τύπου I και δεύτερης τάξης για τους υπεραγωγούς τύπου II. Η μετάβαση σε μηδενικό μαγνητικό πεδίο από την υπεραγώγιμη στην κανονική κατάσταση είναι δεύτερης τάξης, στην οποία δεν υπάρχει λανθάνουσα θερμότητα.

## 1.6 Θεωρία Bardeen, Cooper, Schrieffer (BCS)

Η θεωρία BSC εξηγεί το φαινόμενο της υπεραγωγιμότητας σε μικροσκοπικό επίπεδο και βασίζεται στην σύζευξη των ηλεκτρονίων. Καθώς τα ηλεκτρόνια κινούνται μέσα στο μέταλλο, αλληλεπιδρούν με τους πυρήνες, οι οποίοι δημιουργούν τοπικές παραμορφώσεις του φορτίου - δηλαδή περιοχές με μεγαλύτερη πυκνότητα θετικού φορτίου γύρω τους - οι οποίες διαδίδονται μέσα στην πλεγματική δομή καθώς το ηλεκτρόνιο ταξιδεύει και προκαλούν, με τη σειρά τους, νέες παραμορφώσεις στο περιοδικό δυναμικό. Ένα άλλο ηλεκτρόνιο που βρίσκεται σε κάποια απόσταση, έλκεται από αυτήν την τοπική θετική πυκνότητα φορτίου που διαδίδεται μαζί με το πρώτο ηλεκτρόνιο. Ουσιαστικά, δηλαδή, πρόκειται για μια αλληλεπίδραση ηλεκτρονίου-φωνονίου.

Τα ηλεκτρόνια φαίνονται σαν να είναι «δεμένα» με κάποιο τρόπο. Το ένα δεν αφήνει το άλλο να «χτυπήσει» πάνω στο κρυσταλλικό πλέγμα και έτσι δεν υπάρχουν σκεδάσεις, άρα μηδενίζεται η ηλεκτρική αντίσταση του υλικού. Στα ζεύγη Cooper, όπως ονομάστηκαν, το μπροστινό ηλεκτρόνιο συνδέεται, μέσω του φωνονίου του πλέγματος, με αυτό που το ακολουθεί και «ανοίγει το δρόμο» για το πίσω, το οποίο δε συναντά πλέον αντίσταση. Όμως και το μπροστινό που ηγείται δεν εμφανίζει την ιδιοστροφορμή ενός μοναχικού ηλεκτρονίου, ώστε να αντιδρά με τον κρύσταλλο όπως συνήθως, καθώς το σύστημα των δύο ηλεκτρονίων έχει πλέον συνολικά ιδιοστροφορμή ακέραιο αριθμό (0 ή 1, όχι  $\pm 1/2$  όπως το μοναχικό ηλεκτρόνιο).

Η βασική αλληλεπίδραση μεταξύ των ηλεκτρονίων, η οποία είναι υπεύθυνη για την υπεραγωγι-



Σχήμα 6: Κίνηση ηλεκτρονίων ανάμεσα στα κατιόντα και τοπική παραμόρφωση πλέγματος - Ζεύγος Cooper.

μότητα, εξασφαλίζεται από το ισοτοπικό φαινόμενο. Αποδείχθηκε πειραματικά ότι διαφορετικά ισότοπα του ίδιου υπεραγωγού έχουν διαφορετικές κρίσιμες θερμοκρασίες, όπως προκύπτει από τη σχέση:

$$T_c \cdot M^a = \text{σταθερό} \quad (1.17)$$

όπου  $M$  η μάζα του ισότοπου και  $a$  μια χαρακτηριστική τιμή για κάθε υπεραγωγό.

Οι αποστάσεις μεταξύ των ηλεκτρονίων σε ένα ζεύγος Cooper είναι μερικό πολλαπλάσιο των πλεγματικών αποστάσεων των ατόμων. Το μπροστινό ηλεκτρόνιο παραμορφώνει το πλέγμα, κατά τη διέλευσή του μέσα από αυτό, λόγω του φορτίου του. Η παραμόρφωση του πλέγματος που κλείνει πίσω από το οδεύον ηλεκτρόνιο εμφανίζει θετικό φορτίο που παγιδεύει, έλκοντας, το δεύτερο ηλεκτρόνιο πίσω από το πρώτο, με πολύ χαλαρό δεσμό. Η κατάσταση αυτή των δύο ηλεκτρονίων είναι μια δέσμια κατάσταση, και τα ζεύγη αυτά είναι οι φορείς του ρεύματος κατά την υπεραγωγιμότητα.

*Γιατί όμως τα ζεύγη αυτά έχουν τόσο υψηλή αγωγιμότητα;*

Η θεωρητική απάντηση είναι ότι ένα ζεύγος Cooper είναι πιο σταθερό ενεργειακά από ένα

μεμονωμένο ηλεκτρόνιο. Φυσικά αυτό εξηγείται επειδή το ζεύγος Cooper είναι πιο ανθεκτικό κατά τις σκεδάσεις με τις ταλαντώσεις του πλέγματος, καθώς η έλξη του κάθε ηλεκτρονίου με τον συνεταιρό του βοηθάει και τα δύο να μην ξεφεύγουν από την πορεία τους. Τα ζεύγη Cooper κινούνται μέσα στο πλέγμα, σχετικά ανεπηρέαστα από τις θερμικές ταλαντώσεις, κάτω από την κρίσιμη θερμοκρασία.

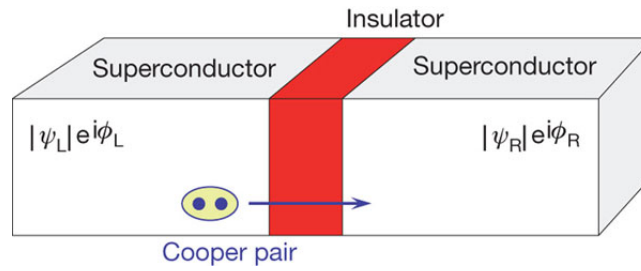
Η θεωρία BCS όμως, προβλέπει μια θεωρητική μέγιστη τιμή για κρίσιμη θερμοκρασία, της τάξης των 30-40 K, καθώς πάνω από αυτήν, η θερμική ενέργεια θα απαιτούσε αλληλεπιδράσεις ηλεκτρονίων-φωονίων πολύ υψηλής ενέργειας για να δημιουργηθούν και να παραμείνουν σταθερά τα ζεύγη Cooper. Ωστόσο σήμερα γνωρίζουμε υπεραγωγούς με υψηλή κρίσιμη θερμοκρασία, που σπάει το όριο των 30-40 K, φτάνει τους 150 K, για τους οποίους η θεωρία BCS δεν μπορεί να εξηγήσει αυτή την υπεραγωγιμότητα.

## 1.7 Φαινόμενο Josephson

Ένα ακόμη σημαντικό σημείο στην ιστορία της υπεραγωγιμότητας ήταν η ανακάλυψη του φαινομένου Josephson, φαινόμενο το οποίο σχετίζεται με την διέλευση υπεραγωγίμου ρεύματος μεταξύ δύο υπεραγωγών, οι οποίοι χωρίζονται από ένα στρώμα μονωτικού υλικού. Η διάταξη αυτή είναι γνωστή ως επαφή Josephson [3]. Η μονωτική στρώση μπορεί μεν να χωρίζει τους δύο υπεραγωγούς, ωστόσο αφήνει τη δυνατότητα σύζευξης αυτών μέσω του φαινομένου σήραγγος. Με αυτό τον τρόπο, ηλεκτρόνια μπορούν να περάσουν από τον ένα υπεραγωγό στον άλλον διαμέσου του μονωτή ακολουθώντας την εξίσωση ρεύματος:

$$J(t) = J_0 \sin \left[ \delta_0 + \frac{q}{\hbar} \int_0^t V(t) dt \right] \quad (1.18)$$

όπου ο παράγοντας  $J_0$  εξαρτάται από χαρακτηριστικά της επαφής,  $\delta_0$  η διαφορά φάσης των κυματοσυναρτήσεων στους δύο υπεραγωγούς και  $V$  η διαφορά δυναμικού μεταξύ τους.



Σχήμα 7: Επαφή Josephson [4].

Το φαινόμενο δημιουργίας ρεύματος, χωρίς την εφαρμογή ηλεκτρικού ή μαγνητικού πεδίου, ονομάζεται φαινόμενο Josephson συνεχούς ρεύματος (DC). Το υπεραγώγιμο αυτό συνεχές ρεύμα  $J$  που περνά μέσα από την επαφή, είναι ανάλογο του ημιτόνου της διαφοράς φάσης  $\delta_0$  των κυματοσυναρτήσεων στις δύο πλευρές της και το εύρος τιμών του κυμαίνεται από  $-J_0$  έως  $J_0$ , όπως προκύπτει από την σχέση :

$$J = J_0 \sin \delta_0 \quad (1.19)$$

Αν θεωρήσουμε ότι στα άκρα της επαφής Josephson εφαρμόζεται μια σταθερή τάση, τότε η εξίσωση του ρεύματος παίρνει την εξής μορφή :

$$J = J_0 \sin(\delta_0 - \omega t) \quad (1.20)$$

όπου  $\omega \equiv \frac{2|e|V}{\hbar}$ . Δηλαδή, η εφαρμογή της τάσης προκαλεί ένα εναλλασσόμενο ρεύμα υψηλής συχνότητας και έτσι προκύπτει το φαινόμενο Josephson εναλλασσόμενου ρεύματος (AC).

## 1.8 Ερπυσμός Φλαζονίων

Τα φλαζόνια δεσμεύονται στις διάφορες κρυσταλλικές ατέλειες του υπεραγωγού, προκειμένου να ελαχιστοποιηθεί η ελεύθερη ενέργεια του συστήματος. Το κέρδος της ενέργειας που προκύπτει είναι ίσο με την ενέργεια αλληλεπίδρασης του φλαζονίου  $U_k$  με το σύνολο των κέντρων καρφώματος. Αν με κάποιο τρόπο, δώσουμε ενέργεια ίση με  $U_k$  στο φλαζόνιο, θα αποδεσμευτεί από το δυναμικό καρφώματος και θα έχουμε την κίνησή του. Με την κατάσταση αυτή ασχο-

λήθηκαν οι Anderson και Kim, εισάγοντας το μοντέλο του ερπυσμού των φλαξονίων (flux creep model). Το μοντέλο αυτό προτείνει ότι ο ερπυσμός των φλαξονίων προέρχεται από δέσμες φλαξονίων, οι οποίες μεταπηδούν σε γειτονικές ατέλειες, δηλαδή ο ερπυσμός αναφέρεται σε ολόκληρα τμήματα του πλέγματος. Ο λόγος για τον οποίο αναφέρεται σε δέσμες φλαξονίων, είναι γιατί το εύρος του  $\lambda$  που αφορά την αλληλεπίδραση των φλαξονίων είναι μεγάλο, σε σχέση με την απόσταση μεταξύ των φλαξονίων, γεγονός που ενθαρρύνει την συλλογική κίνηση.

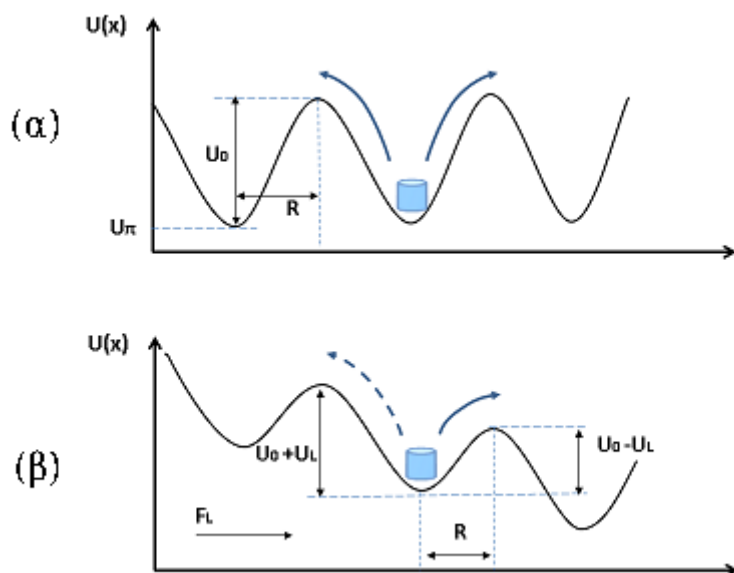
Ο ρυθμός μεταπήδησης περιγράφεται από την σχέση :

$$R = \omega_0 e^{-F_0/kT} \quad (1.21)$$

όπου  $\omega_0$  είναι μια χαρακτηριστική συχνότητα του κραδασμού των φλαξονίων και  $F_0$  η ελεύθερη ενέργεια ενεργοποίησης, δηλαδή η αύξηση της ελεύθερης ενέργειας του συστήματος όταν τα φλαξόνια είναι μεταξύ δυο θέσεων όπου η ελεύθερη ενέργεια είναι σε τοπικό ελάχιστο. Όταν δεν υπάρχει κάποια εξωτερική δύναμη, τότε η διεύθυνση στην οποία μεταπηδούν είναι πιθανή και από τις δυο μεριές, έτσι ώστε να μην δημιουργείται κάποιο ρεύμα.

Όταν το φλαξόνιο είναι παγιδευμένο σε μια κατάσταση, πρέπει να προσφερθεί ενέργεια σε αυτό, έτσι ώστε να υπάρξει κίνηση. Στο απόλυτο μηδέν, δεν μπορεί να υπάρξει κάποια κίνηση, αλλά όταν η θερμοκρασία αυξηθεί, αυξάνεται και η πιθανότητα μεταπήδησης του φλαξονίου λόγω θερμικής ενέργειας.

Στην περίπτωση που στο πλέγμα των φλαξονίων ασκείται μια δύναμη Lorentz, τότε η κατανομή της χωρικής ενέργειας θα εμφανίζει μια κλίση, η οποία εμφανίζεται εξαιτίας των υπερρευμάτων που δημιουργούνται, λόγω της δύναμης  $F_L$  και η οποία ευνοεί την κίνηση προς τα δεξιά, όπως φαίνεται στο παραπάνω σχήμα. Αυτό έχει σαν αποτέλεσμα τη δημιουργία ηλεκτρικού πεδίου, η συνιστώσα του οποίου είναι παράλληλη με το ρεύμα  $J$  και επομένως τη δημιουργία απωλειών.



Σχήμα 8: Το φλαζόνιο στον πυθμένα ενός δυναμικού που δημιουργείται από τις τυχαία κατανεμημένες κρυσταλλικές ατέλειες. α) Λόγω της θερμικής ενέργειας που του παρέχεται μπορεί να κινηθεί με ίση πιθανότητα και προς τις δυο κατευθύνσεις, β) Τα πηγάδια δυναμικού βρίσκονται σε ένα υπόβαθρο το οποίο εμφανίζει κλίση λόγω της δύναμης Lorentz που δέχονται τα φλαζόνια από τα ρεύματα που ρέουν στο σύστημα.

## 1.9 Ηλεκτροδυναμική Υπεραγωγών Παρουσία Ατελειών

Όταν ένας υπεραγωγός τύπου II βρίσκεται σε θερμοκρασία μικρότερη της  $T_c$  και επιβάλλουμε σε αυτόν ένα μαγνητικό πεδίο  $\mathbf{H}$ , με  $H_{c1} < H < H_{c2}$ , τότε αρχίζουν να εισέρχονται στο εσωτερικό του κβάντα μαγνητικής ροής, τα φλαζόνια, όπως προαναφέρθηκε. Αν σ' αυτή την κατάσταση διοχετευθεί ηλεκτρικό ρεύμα, πυκνότητας  $\mathbf{J}_{\text{ext}}$ , στον υπεραγωγό, τότε ένα φλαζόνιο δέχεται μια δύναμη ανα μονάδα μήκους Lorentz,  $\mathbf{F}_L = \mathbf{J}_{\text{ext}} \times \Phi_0$ , όπου  $\Phi_0 = h/2e = 2 \cdot 10^{-15} T \cdot m^2$  το κβάντο μαγνητικής ροής. Αν θεωρήσουμε τη μέση μαγνητική επαγωγή πολλών φλαζονίων  $\mathbf{B}$ , η δύναμη Lorentz ανά μονάδα όγκου θα δίνεται από τη σχέση  $\mathbf{F}_L = \mathbf{J}_{\text{ext}} \times \mathbf{B}$ . Όσο η δύναμη αυτή είναι μικρότερη της δύναμης καρφώματος, τα φλαζόνια δεν μετακινούνται. Ωστόσο, σε μια κρίσιμη τιμή  $J_c$ , η δύναμη Lorentz υπερिशύχει της δύναμης καρφώματος και τότε τα φλαζόνια αρχίζουν

να κινούνται. Μια ακόμη αιτία της κίνησης των φλαζονίων είναι η θερμική ενεργοποίηση του πλέγματος των φλαζονίων. Όπως έδειξε ο Josephson, η κίνηση των φλαζονίων δημιουργεί ηλεκτρικό πεδίο:

$$\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v}, \quad (1.22)$$

όπου  $\mathbf{v}$  η ταχύτητα κίνησης των φλαζονίων.

Ο υπολογισμός της μαγνητικής ροπής ενός υπεραγωγού (ποσότητα που μετράμε στο εργαστήριο) σε εξωτερικό μαγνητικό πεδίο, μπορεί να γίνει με λύση των εξισώσεων του Maxwell και μιας φαινομενολογικής έκφρασης για την ταχύτητα κίνησης των φλαζονίων [5], [6]. Αν υποθέσουμε ότι  $B \gg B_{c1}$  τότε μπορούμε να κάνουμε την προσέγγιση  $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$  και  $\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E}$  για το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο μέσα στον υπεραγωγό.

Αγνοώντας το ρεύμα μετατόπισης, οι εξισώσεις Maxwell παίρνουν τη μορφή:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \quad (1.23)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.24)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (1.25)$$

$$\mathbf{E} = \mathbf{B} \times \mathbf{v}. \quad (1.26)$$

Η ταχύτητα κίνησης των φλαζονίων, λόγω θερμικής διέγερσης από τα τοπικά ελάχιστα της ελεύθερης ενέργειας καρφώματος των φλαζονίων, θα δίνεται από τη σχέση:

$$\mathbf{v} = v_0 (\mathbf{J}/J_c) e^{-U(\mathbf{J})/k_B T} \quad (1.27)$$

όπου  $U(\mathbf{J})$  το δυναμικό καρφώματος. Στη βιβλιογραφία έχει προταθεί μεγάλος αριθμός εκφράσεων για το δυναμικό καρφώματος. Ενδεικτικά αναφέρουμε: (α) το πρότυπο Anderson-Kim όπου ισχύει:  $U(\mathbf{J}) = U_0(1 - \frac{J}{J_c})$  και έτσι η απόκριση θα είναι γραμμική, ωστόσο αυτό στην πραγματικότητα ισχύει για πολύ μικρές τιμές της πυκνότητας ρεύματος, (β) το πρότυπο θεωρίας συλλογικού καρφώματος φλαζονίων:  $U(\mathbf{J}) = (U_0/\mu)[(J/J_c)^\mu - 1]$  όπου η απόκριση

γίνεται μεγάλη και μη-γραμμική για μικρές πυκνότητες ρεύματος, ( $\gamma$ ) το πρότυπο της υαλώδους φάσης των φλαζονίων όπου έχει προταθεί η σχέση:  $U(J) = U_0 \ln(J/J_c)$ .

Για λόγους απλότητας, θα εξετάσουμε τις εξισώσεις Maxwell σε μια διάσταση, δηλαδή  $\mathbf{B} \parallel \mathbf{k}$ ,  $\mathbf{E} \parallel \mathbf{J} \parallel \mathbf{j}$ ,  $\mathbf{v} \parallel \mathbf{i}$ . Αν θεωρήσουμε το πρότυπο της υαλώδους φάσης για το δυναμικό καρφώματος, η εξίσωση της ταχύτητας των φλαζονίων παίρνει την μορφή:

$$v_y = v_0 e^{-U_0 \ln(J/J_c)/k_B T} = v_0 \left( \frac{J}{J_c} \right)^n, \quad (1.28)$$

όπου  $n = U_0/k_B T$ . Άρα, η σχέση ηλεκτρικού πεδίου-πυκνότητας ρεύματος θα είναι μη-γραμμική. **Δηλαδή, μπορούμε να θεωρήσουμε έναν υπεραγωγό στην κατάσταση Abrikosov, παρουσία ασθενών σημειακών κέντρων καρφώματος φλαζονίων, σαν ένα μη-γραμμικό ηλεκτρικό αγωγό.** Από τις παραπάνω εξισώσεις προκύπτει:

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \Rightarrow \frac{\partial E_y}{\partial x} = -\frac{\partial H_z}{\partial t} \quad (1.29)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} \Rightarrow \frac{\partial H_z}{\partial x} = -J_y. \quad (1.30)$$

Για την περίπτωση, όμως, της υπεραγωγίμης πλάκας, επειδή ισχύει  $E_y = B_z v_y = E_c (J_y/J_c)^n$ , επομένως η εξίσωση 1.29 παίρνει τη μορφή:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( E_c \left( \frac{J_y}{J_c} \right)^n \right) = -\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} \quad (1.31)$$

Αντικαθιστώντας την εξίσωση 1.30 στην εξίσωση 1.31 αυτή παίρνει τη μορφή:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( E_c \left( \frac{-\partial H_z}{J_c \partial x} \right)^n \right) = -\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t} \quad (1.32)$$

Τέλος αν υποθέσουμε ότι  $n$  είναι ένας περιττός αριθμός, τότε η εξίσωση 1.32 γίνεται:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left( E_c \left( \frac{\partial H_z}{J_c \partial x} \right)^n \right) = \mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t}. \quad (1.33)$$

Επομένως, καταλήγουμε στο συμπέρασμα, ότι η κίνηση των φλαζονίων σε έναν υπεραγωγό τύπου II, παρουσία κέντρων καρφώματος, μπορεί να περιγραφεί με μια **μη γραμμική εξίσωση**



**διάχυσης.** Όπως θα δούμε στη συνέχεια, η εξίσωση 1.33 για κατάλληλες τιμές του  $n$ , μπορεί να περιγράψει τις οριακές περιπτώσεις της κρίσιμης κατάστασης, του πρότυπου Bardeen-Stephen, της θερμικά υποβοηθούμενης ροής φλαζονίων και την περίπτωση του ερπυσμού φλαζονίων.

### 1.9.1 Πρότυπο Bardeen-Stephen

Για  $n=1$  έχουμε την περίπτωση κίνησης φλαζονίων σε ιδανικό υπεραγωγό τύπου II, όπου ισχύει το πρότυπο Bardeen-Stephen [7], [8]. Το μοντέλο αυτό υποθέτει ότι ο πυρήνας των φλαζονίων βρίσκεται στην κανονική κατάσταση και η ακτίνα του είναι περίπου ίση με το μήκος συνοχής  $\xi$ . Θέτοντας έναν συντελεστή  $\eta$ , η δύναμη ιξώδους ανά μονάδα μήκους των φλαζονίων, τα οποία κινούνται με ταχύτητα  $V_L$ , θα είναι ίση με  $\eta V_L$ . Έτσι καταλήγει στην παρακάτω εξίσωση, χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις London εξωτερικά του πυρήνα και το νόμο του Ohm στο εσωτερικό του :

$$\rho_f = \rho_n \frac{B}{B_{c2}} \quad (1.34)$$

όπου  $\rho_f$  η αντίσταση λόγω ροής των φλαζονίων και  $\rho_n$  η αντίσταση στην κανονική κατάσταση. άρα και  $\mathbf{E} = \rho_f \mathbf{J}$ .

Από την εξίσωση 1.33 προκύπτει :

$$\frac{1}{\mu_0 \rho_f} \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = \frac{\partial H_z}{\partial t} \quad (1.35)$$

δηλαδή μια εξίσωση διάχυσης με σταθερά διαχύσεως:  $\tau = \sqrt{\frac{1}{\mu_0 \rho_f}}$

### 1.9.2 Μοντέλο κρίσιμης κατάστασης Bean

Για  $n = \infty$  προκύπτει το μοντέλο κρίσιμης κατάστασης του Bean.

Αν  $\frac{\partial H_z / \partial x}{J_c} < 1$  τότε για  $n = \infty$ , το αριστερό μέλος της εξίσωσης 1.33 τείνει στο μηδέν, επομένως δεν μπορούμε να βγάλουμε κάποιο συμπέρασμα, ενώ αν  $\frac{\partial H_z / \partial x}{J_c} > 1$  τότε θα τείνει στο άπειρο.

Άρα η μόνη περίπτωση που ανταποκρίνεται στην πραγματικότητα είναι για  $\frac{\partial H_z / \partial x}{J_c} \equiv 1$ , η οποία για ένα μονοδιάστατο πρόβλημα θα πάρει την εξής μορφή:

$$\frac{\partial H_z}{\partial x} = \pm J_c \quad (1.36)$$

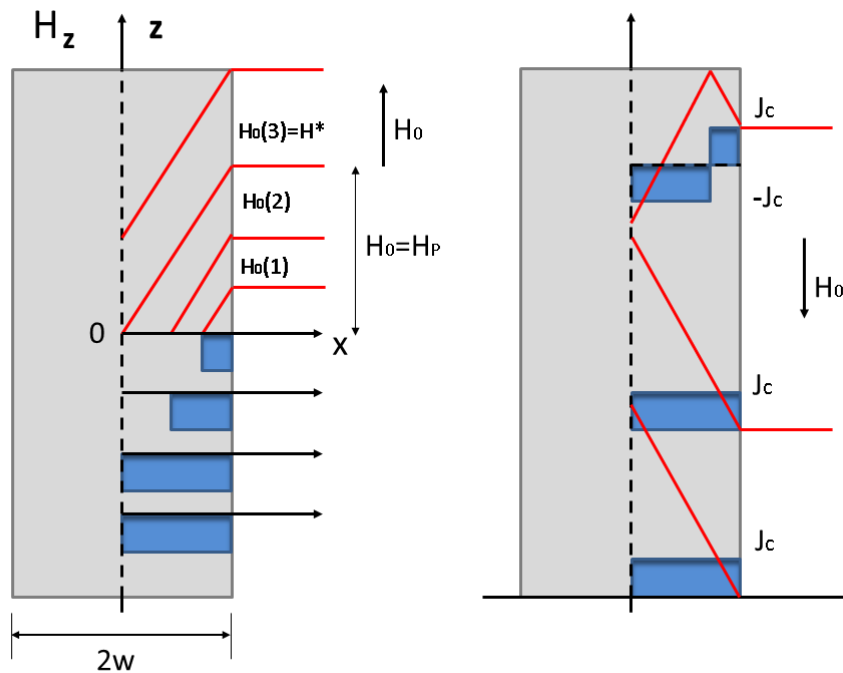
Μια σημαντική παράμετρος που προκύπτει από το μοντέλο Bean είναι το μαγνητικό πεδίο  $H_p$  για το οποίο έχουμε πλήρη διείσδυση, ως το κέντρο του δείγματος και όπου η πυκνότητα ρεύματος, μέτρου  $J_c$ , θα διαρρέει όλη την διατομή του υπεραγωγού. Οι λύσεις που προσφέρει το μοντέλο αυτό, εξαρτώνται από τη γεωμετρία και τον προσανατολισμό του δείγματος σε σχέση με το επιβαλλόμενο μαγνητικό πεδίο. Για έναν κρύσταλλο απείρου μήκους και πλάτους  $d$ :  $H_p = J_c d / 2$ .

Το πρότυπο Bean [9] περιγράφει την ηλεκτρομαγνητική συμπεριφορά υπεραγωγών δευτέρου είδους με ισχυρή δέσμευση φλαξονίων και λέμε ότι ο υπεραγωγός βρίσκεται σε κρίσιμη κατάσταση, αναφερόμενοι στην χωρική κατανομή των 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 σχέση:

$$\nabla \times B = \pm \mu_0 J_c \quad (1.37)$$

όπου υποθέσαμε ότι  $H_{c1} \approx 0$ , άρα  $\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H}$ .

Σύμφωνα με το μοντέλο αυτό, η κατανομή των φλαξονίων στον υπεραγωγό καθορίζεται από την ισορροπία μεταξύ ηλεκτρομαγνητικών κινητήριων δυνάμεων και δυνάμεων καρφώματος στις ατέλειες του υπεραγωγού. Κάθε φορά που το μαγνητικό πεδίο αλλάζει, φλαξόνια εισέρχονται ή εξέρχονται στον υπεραγωγό. Σε περίπτωση που οι κινητήριες δυνάμεις υπερिशύσουν αυτές του καρφώματος, τότε τα φλαξόνια αναδιατάσσονται σε μια άλλη μετασταθή κατάσταση, έτσι ώστε να ξανακαρφωθούν όλα και να αποκατασταθεί ξανά η ισορροπία με το εξωτερικό πεδίο [10].



Σχήμα 9: Κατανομή του μαγνητικού πεδίου και της πυκνότητας ρεύματος υπεραγωγού απείρου μήκους και πλάτους  $2w$  για διάφορες τιμές του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου  $\mathbf{H}||z$  άξονα. Με την κόκκινη γραμμή αναπαρίσταται η μαγνητική επαγωγή για διάφορες τιμές του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου. Στο αριστερό σχήμα φαίνονται οι χωρικές μεταβολές του  $H(x)$  για αύξηση του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου, ενώ το δεξιό σχήμα αφορά την 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 υπεραγωγού.

Τα προφίλ του μαγνητικού πεδίου μέσα στο δείγμα δίνονται από την παρακάτω σχέση:

$$B_z(x) = \begin{cases} 0, & |x| < a \\ \mu_0(|x| - a)j_c, & a \leq x \leq w \\ H, & x > w \end{cases} \quad (1.38)$$

όπου  $a$  είναι η απόσταση του μετώπου της ροής από το κέντρο του δείγματος.

Μετά την πλήρη διεύδυση των μαγνητικών γραμμών στο δείγμα, καθώς το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο αυξάνεται, θα αυξηθεί και το μαγνητικό πεδίο μέσα στον υπεραγωγό, διατηρώντας το ίδιο προφίλ. Στην περίπτωση που το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο αρχίσει να μειώνεται, μεταβάλλονται, αντίστοιχα, η μαγνητική ροή και η κατανομή του ρεύματος στον υπεραγωγό. Η μείωση αυτή σημαίνει και αντίστοιχη μείωση της πυκνότητας των φλαξονίων στα άκρα του δείγματος, καθώς αρχίζουν να εξέρχονται από τον υπεραγωγό και με αυτό τον τρόπο διατηρείται μια αρνητική κλίση της ευθείας, ίση με  $dB/dx$ , για κάθε τιμή του πεδίου. Το ρεύμα αλλάζει πρόσημο στις περιοχές αυτές, αλλά το μέτρο του παραμένει ίσο με  $J_c$ . Όταν το πεδίο αντιστρέφεται, προφανώς αντιστρέφεται και το ρεύμα, δημιουργώντας έτσι υψηλές τιμές εγκλωβισμένης μαγνητικής ροής στον υπεραγωγό, όταν η ένταση του εξωτερικού πεδίου μηδενιστεί.

Όταν είναι γνωστό το  $B_z(x)$ , τότε μπορούμε να υπολογίσουμε την ποσότητα που δίνει την μαγνήτιση του υπεραγωγού από τη σχέση:

$$M_z = \int_{-w}^w (B_z(x) - H_0) dx$$

Αν το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο είναι μία περιοδική συνάρτηση του χρόνου, για παράδειγμα:

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

τότε η μαγνήτιση και η χρονική παράγωγος της μαγνήτισης θα είναι περιοδικές συναρτήσεις με την ίδια περίοδο  $T=2\pi/\omega$  και επειδή η μαγνήτιση είναι περιοδική συνάρτηση, μπορεί να

αναπτυχθεί σε σειρά Fourier σύμφωνα με τη σχέση :

$$M(t) = \frac{M_0}{2} + \sum_{n=1}^{\infty} [M'_n \cos(n\omega t) + M''_n \sin(n\omega t)] \quad (1.39)$$

όπου

$$M'_n = \frac{2}{T} \int_0^T M(t) \cos(n\omega t) dt, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (1.40)$$

$$M''_n = \frac{2}{T} \int_0^T M(t) \sin(n\omega t) dt, \quad n = 0, 1, 2, \dots \quad (1.41)$$

Οι συνιστώσες της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας σε φάση και με διαφορά φάσης  $90^\circ$  με το εξωτερικό πεδίο ορίζονται από τις σχέσεις :

$$\chi'_n = \frac{M'_n}{H_{ac}} \quad (1.42)$$

και

$$\chi''_n = \frac{M''_n}{H_{ac}} \quad (1.43)$$

Η  $\chi'_n$  ονομάζεται και πραγματικό μέρος της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας, ενώ η  $\chi''_n$  φανταστικό μέρος. Η πρώτη συνιστώσα ( $n=1$ ) ονομάζεται θεμελιώδης συνιστώσα της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας.

Η ποσότητα  $\chi = \chi' + j\chi''$  ονομάζεται μιγαδική μαγνητική επιδεκτικότητα.

## 1.10 Υπεραγωγοί Υψηλών Θερμοκρασιών

Το βασικό δομικό στοιχείο των υπεραγωγών υψηλών θερμοκρασιών (High  $T_c$  Superconductors) είναι η δομή περοβοκίτη. Οι περοβοκίτες είναι ενώσεις με γενικό τύπο  $ABX_3$ , όπου τα A και B είναι κατιόντα και το X ανιόν, συνήθως το οξυγόνο.

Ακόμη δεν υπάρχει συγκεκριμένη θεωρία για να εξηγήσει επακριβώς τις ιδιότητες των υπεραγωγών υψηλού σημείου μετάβασης, όμως περιγράφονται από τη θεωρία BCS. Οι βασικές διαφορές από τους κλασσικούς υπεραγωγούς προκύπτουν από τις ενδογενείς ιδιότητες του υλικού.

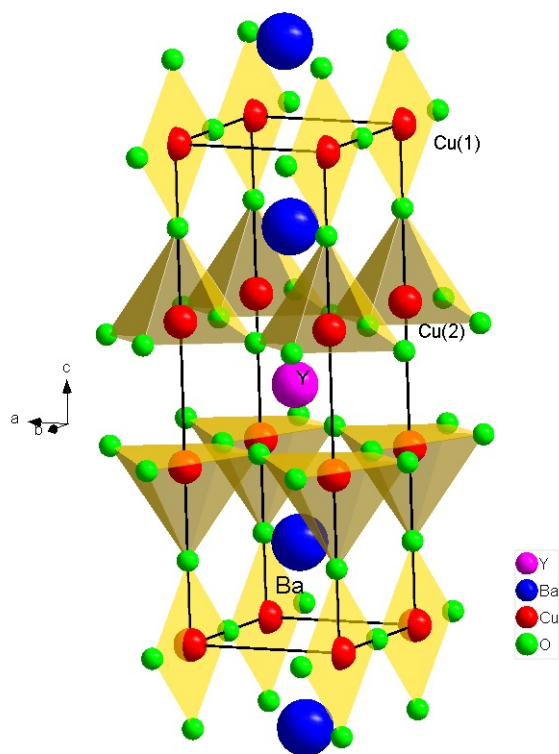
Μια ιδιότητα των υπεραγωγών μεγάλης κρίσιμης θερμοκρασίας είναι ότι ακόμη και μια ατέλεια διεπιφάνειας μπορεί να καταστείλει την υπεραγωγιμότητα. Μια δεύτερη σημαντική ιδιότητα των High- $T_c$  υπεραγωγών είναι η μεγάλη τους ανισοτροπία, η οποία προκαλείται από την στρωματοειδή δομή του κρυστάλλου. Όμως, σειρές πειραμάτων δείχνουν ότι αυτοί οι υπεραγωγοί είναι ομοιογενείς, δηλαδή η στρωματοειδής κρυσταλλική τους δομή 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.

### 1.10.1 Υπεραγωγός $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$

Το  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$  (Yttrium Barium Copper Oxide με  $0 \leq x \leq 7$  ή  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  με  $0 \leq \delta \leq 1$ ) είναι γνωστό και με το όνομα YBCO και είναι ο πρώτος υπεραγωγός που ανακαλύφθηκε σε θερμοκρασία υψηλότερη από το σημείο βρασμού του αζώτου ( $\approx 77 \text{ K}$ ). Η στοιχειομετρία του οξυγόνου ( $x$ ) αποτελεί καθοριστικής σημασίας παράμετρο για τις μεταβολές στη δομή και τις φυσικές ιδιότητες του υπεραγωγού YBCO, ακόμα και εξαφάνιση της υπεραγωγιμότητας για  $x < 6.4$ . Η βέλτιστη οξυγονομένη σύνθεση, δηλαδή αυτή με  $T_c \sim 93 \text{ K}$ , αντιστοιχεί σε  $x \sim 6.92$ .

Το YBCO κρυσταλλώνεται στο ορθορομβικό σύστημα στην ομάδα συμμετρίας χώρου  $Pmmm$ . Η μοναδιαία κυψελίδα μπορεί να θεωρηθεί σαν στοιβαξη τριών κύβων δομής περοβσκίτη, με πλεγματικές σταθερές 3.81, 3.88, 11.63 Å. Ο κεντρικός κύβος περιέχει στο κέντρο το Υ(ύτριο) και οι θέσεις των Ο(οξυγόνων) στο επίπεδο του Υ είναι κενές. Οι δυο ακραίοι κύβοι στο κέντρο τους έχουν Βα(βάριο), ενώ η μια θέση του Ο είναι κενή. Οι κορυφές των κύβων είναι κατειλημμένες από Cu(χαλκό).

Όπως βλέπουμε στην εικόνα 10, η δομή του YBCO αποτελείται από τέσσερα στρώματα. Τα όρια του κάθε στρώματος οριοθετούνται από τα τετράγωνα  $\text{CuO}_4$  και κάθετα σε αυτά τα επίπεδα υπάρχουν επίπεδα  $\text{CuO}_2$ , τα οποία μοιράζονται στις κορυφές. Η κρυσταλλική δομή του



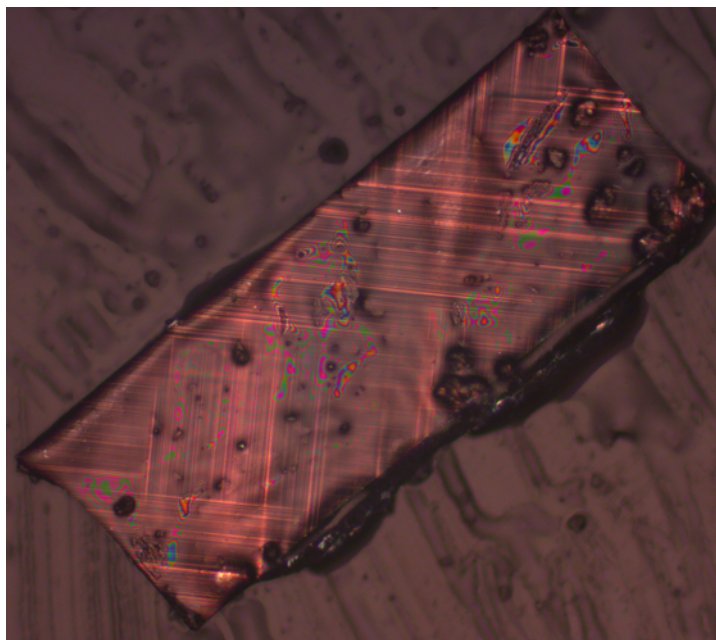
Σχήμα 10: Η μοναδιαία κυψελίδα του υπεραγωγού  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ .

υπεραγωγού YBCO μπορεί επίσης να περιγραφεί σαν παράλληλα επίπεδα  $\text{CuO}_2$ , κάθετα στον κρυσταλλογραφικό άξονα c. Υπάρχουν δύο είδη επιπέδων Cu. Το πρώτο είδος διαχωρίζεται από επίπεδα που περιέχουν ένα τετραγωνικό πλέγμα Y και το δεύτερο διαχωρίζεται από επίπεδα που περιέχουν Ba. Τα συντακτικά πολύεδρα των Cu με το οξυγόνο, στο πρώτο είδος επιπέδων, είναι πυραμίδες, ενώ στο δεύτερο, τετράγωνα που σχηματίζουν αλυσίδες. Τα κενά στις αλυσίδες ατόμων οξυγόνου παίζουν καθοριστικό ρόλο στην εκδήλωση υπεραγωγιμότητας. Εδώ έχουμε ζεύγη Cooper αποτελούμενα από οπές. Τα επίπεδα  $\text{CuO}_2$  αποτελούν αγωγίμα επίπεδα στα οποία κινούνται διδιάστατα ρεύματα ζευγών Cooper. Επομένως, το YBCO είναι υπεραγωγός p-type (οι οπές είναι οι φορείς του ρεύματος). Κατά μήκος του άξονα c, η κανονική αγωγιμότητα είναι κατά μια τάξη μεγέθους μικρότερη σε σχέση με τα επίπεδα ab, δηλαδή χαρακτηρίζεται από ισχυρή ανισοτροπία.

Το YBCO, ως μονοκρυστάλλος, έχει πολύ υψηλή τιμή της πυκνότητας κρίσιμου ρεύματος,

ενώ ως πολυκρυσταλλικό υλικό μπορεί να διαρρέεται από πολύ μικρό ρεύμα, διατηρώντας την υπεραγώγιμη κατάστασή του. Αυτό οφείλεται στα όρια των κρυσταλλιτών (grain boundaries) του υλικού, όπου όταν η γωνία μεταξύ τους είναι μεγαλύτερη από  $5^\circ$ , τα υπερρεύματα δεν μπορούν να διασχίσουν τα σύνορα.

Όσον αφορά τις μηχανικές ιδιότητες, το YBCO είναι εύθραυστο, όπως αναμένεται να είναι σαν οξείδιο, κάτι που φέρνει δυσκολίες σε τεχνολογικές εφαρμογές, αφού η διαμόρφωσή του σε σύρματα με οποιαδήποτε συμβατική μέθοδο καθίσταται αδύνατη.



Σχήμα 11: Μονοκρύσταλλος του υπεραγωγού  $YBa_2Cu_3O_x$ . Ο κρύσταλλος αποτελείται από περιοχές με παράλληλα επίπεδα διδυμίας(twin planes), τα οποία φαίνονται σαν ένα σύστημα παράλληλων γραμμών.

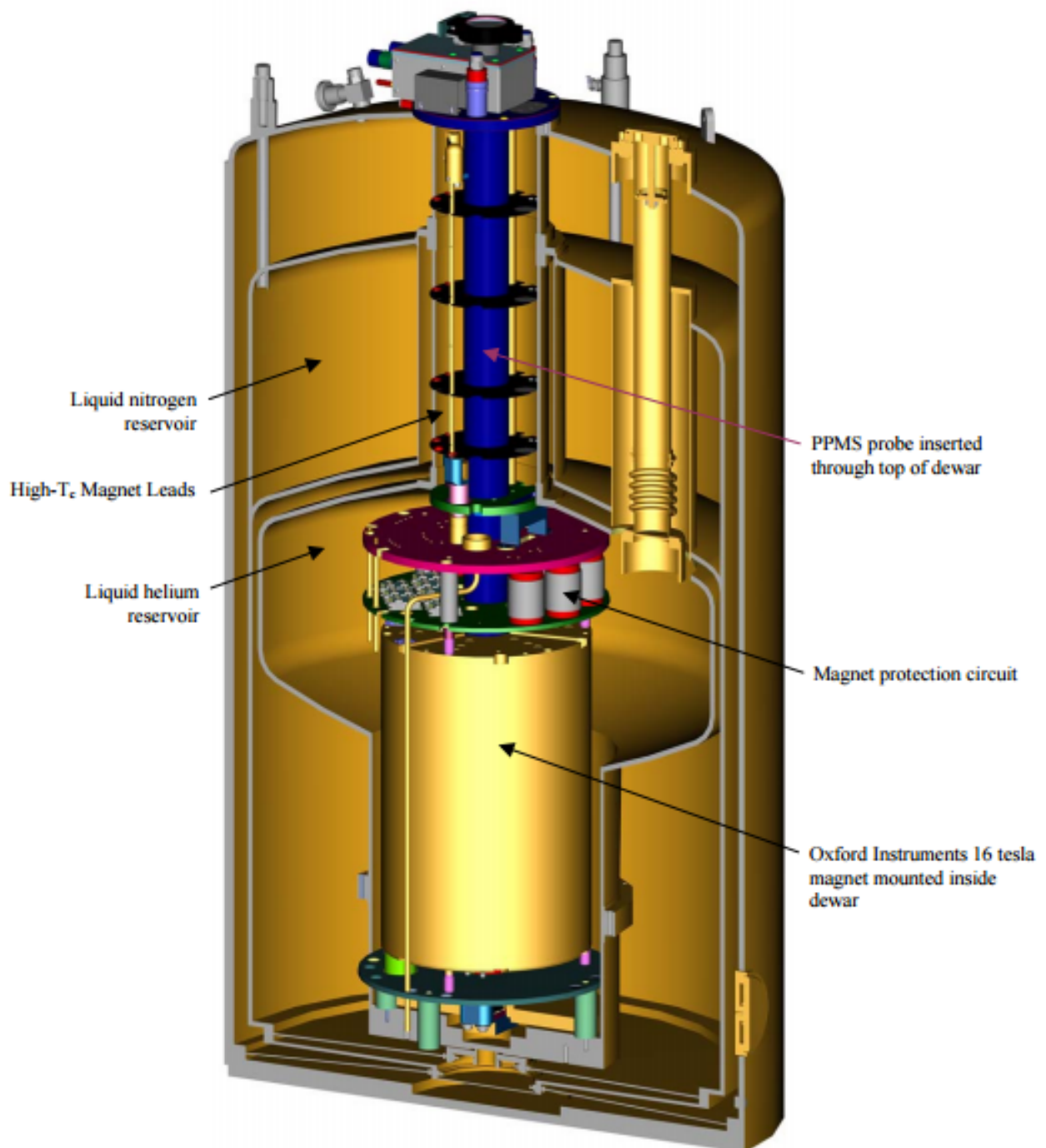


## 2 PPMS (Physical Property Measurement System)

Οι μετρήσεις αυτής της διπλωματικής εργασίας έγιναν στην μετρητική διάταξη εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας του συστήματος PPMS. Πρόκειται για ένα σύστημα μέτρησης φυσικών ιδιοτήτων, ανοιχτής αρχιτεκτονικής, της εταιρίας Quantum Design[11] και χρησιμοποιείται σε μετρήσεις που αφορούν μαγνητικές ιδιότητες (εναλλασσόμενη μαγνητική επιδεκτικότητα, μαγνήτιση), την ηλεκτρική αντίσταση, την μαγνητοαντίσταση, την αντίσταση Hall, την ειδική θερμότητα και την θερμική αγωγιμότητα. Αποτελείται από έναν υπεραγώγιμο μαγνήτη και εκτελεί μετρήσεις σε θερμοκρασίες 1.8 έως 400 K και μαγνητικό πεδίο από -16 έως 16 tesla (ανάλογα με το μαγνήτη που έχει χρησιμοποιηθεί) σε AC αλλά και DC μαγνήτιση με τη βοήθεια του λογισμικού MultiVu.

Αποτελείται από έναν κρουστάτη, δηλαδή ένα κυλινδρικό δοχείο με χωρητικότητα υγρού ηλίου 65 L, το οποίο είναι απαραίτητο για την ψύξη του μαγνήτη και την επίτευξη μεταβλητών θερμοκρασιών στο χώρο του δείγματος. Για την ελαχιστοποίηση της κατανάλωσης του υγρού ηλίου, το δοχείο είναι διπλότοιχο, με υψηλό κενό ανάμεσα στα τοιχώματα και επιπλέον, θωρακίζεται θερμικά από ένα δοχείο υγρού αζώτου χωρητικότητας 45 L στο πάνω μέρος του, όπως φαίνεται στην εικόνα 12.

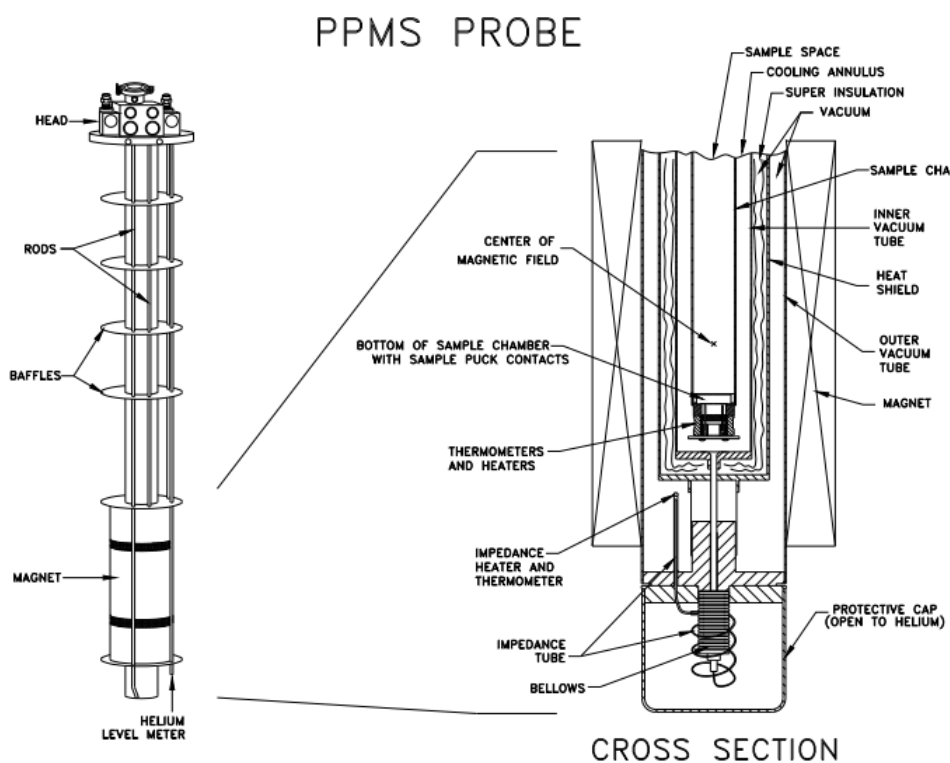
Στον κρουστάτη εισάγεται η probe, η οποία αποτελείται από τον χώρο του δείγματος και τον υπεραγώγιμο μαγνήτη. Αναλυτικότερα, αποτελείται από ομόκεντρους σωλήνες από ανοξείδωτο χάλυβα και άλλα σημαντικά στοιχεία, μεταξύ των οποίων υπάρχει κενό, έτσι ώστε το εξωτερικό στρώμα να απομονώνει τον θάλαμο του δείγματος από το υγρό ήλιο, προλαμβάνοντας την ανταλλαγή θερμότητας. Μια "ασπίδα" θερμότητας από αλουμίνιο, στην περιοχή του κενού, κατευθύνει την θερμότητα στο λαιμό του περιβλήματος, όπου δεν υπάρχει υγρό ήλιο. Παράλληλα, ένα μεταλλικό διάφραγμα, στο κάτω μέρος της probe, αποτρέπει την καταστροφή της λόγω θερμικής διαστολής, μεταξύ του εξωτερικού σωλήνα κενού και εκείνου της θερμικής ασπίδας, το



Σχήμα 12: Τομή του PPMS. [11]

οποίο προστατεύεται από ένα κάλυμμα στο κάτω μέρος, ωστόσο αυτό δεν είναι σφραγισμένο, με αποτέλεσμα το υγρό ήλιο να ρέει ελεύθερα σε αυτό.

Ο θάλαμος του δείγματος είναι κατασκευασμένος από χαλκό, έτσι ώστε να παρέχεται ομοιόμορφη θερμοκρασία και στο κάτω μέρος του υπάρχει ένα βύσμα 12 ακίδων, το οποίο συνδέεται με τα ηλεκτρονικά του συστήματος. Για τον έλεγχο της θερμοκρασίας, μια αντλία κενού τραβάει ήλιο εντός της δακτυλιοειδούς περιοχής, όπου θερμαντήρες θερμαίνουν το αέριο στη σωστή θερμοκρασία. Ο σχεδιασμός αυτός αυξάνει την ευελιξία του συστήματος, καθιστώντας το θάλαμο του δείγματος ένα ελεγχόμενο περιβάλλον. Με αυτό τον τρόπο, μας δίνεται η δυνατότητα μετρήσεων συναρτήσεως της θερμοκρασίας, με το βήμα που καθορίζει ο χρήστης.



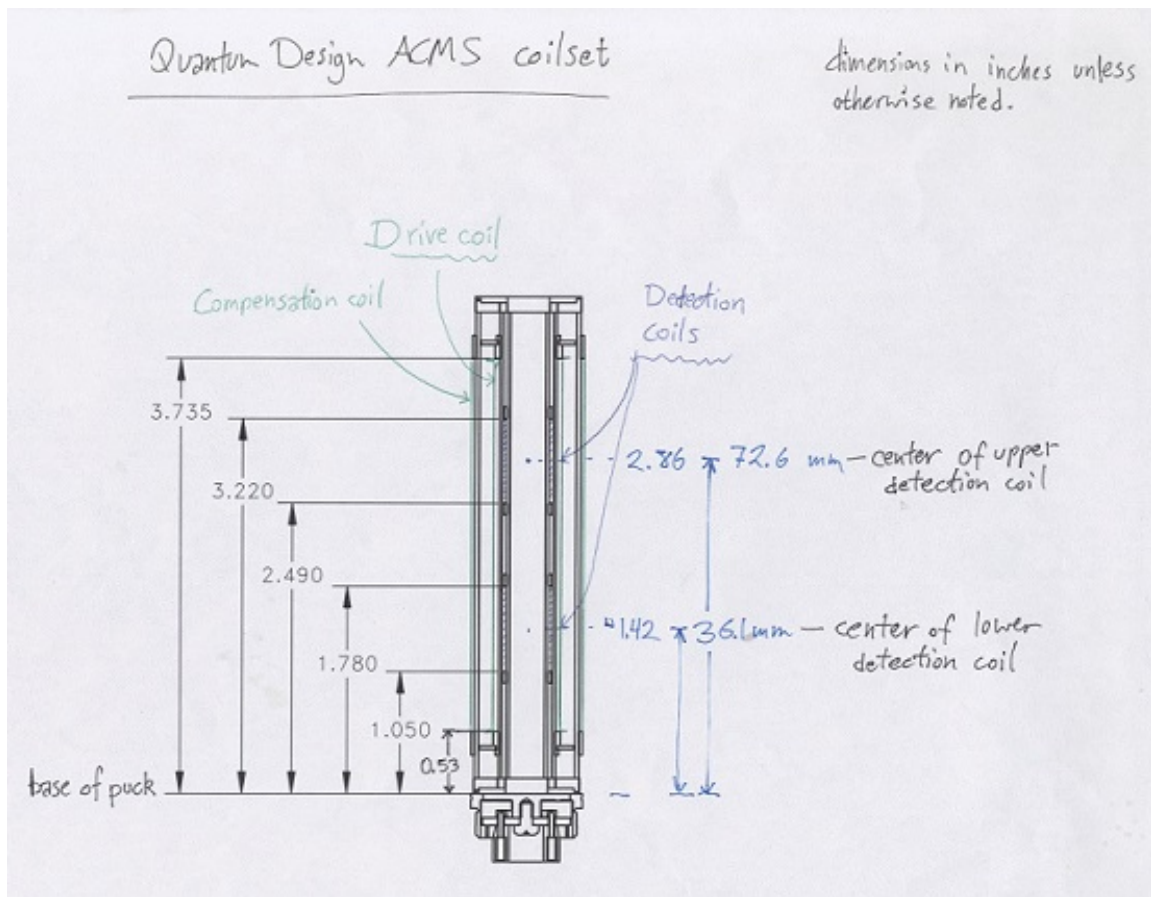
Σχήμα 13: Αριστερά φαίνεται η probe του PPMS και δεξιά ο θάλαμος στον οποίο εμπεριέχεται.[11]

Ο μαγνήτης που χρησιμοποιείται βρίσκεται στο εξωτερικό του ανιχνευτή, έτσι ώστε να είναι πάντα βυθισμένος στο υγρό ήλιο και είναι ένα υπεραγωγίμο σωληνοειδές από κράμα νιοβίου-τιτανίου ενσωματωμένο σε χαλκό. Οι μαγνήτες που χρησιμοποιούνται είναι 1, 7, 9, 14, ή 16

T.

Το σύστημα μέτρησης AC απόκρισης (AC Measurement System - ACMS) είναι μία τυπική γέφυρα Hartshorn, η οποία αποτελείται από έναν πλαστικό σωλήνα, όπου βρίσκονται δύο πηνία με ίδια γεωμετρικά χαρακτηριστικά (αριθμός σπειρών  $N_s$ , μήκος  $L_s$ , διάμετρος  $D_s$ ), τα ονομαζόμενα πηνία ανίχνευσης (δευτερεύοντα πηνία - detection coils), τοποθετημένα σε διάταξη δεύτερης παραγωγού, δηλαδή με αντίθετη σχετική φορά, τα οποία μετρούν την μαγνητική απόκριση του δείγματος. Αμέσως μετά, είναι τυλιγμένα δύο πηνία (κύκλωμα πρωτεύοντος πηνίου), το μήκος των οποίων καλύπτει το άθροισμα των μηκών των πηνίων ανίχνευσης σε αστατική διαμόρφωση με αριθμό σπειρών  $N_{p1}$ ,  $N_{p2}$  και διαμέτρους  $D_{p1}$ ,  $D_{p2}$  ( $N_{p1}D_{p1}^2 = N_{p2}D_{p2}^2$ ). Το κύκλωμα πρωτεύοντος πηνίου παρέχει άριστες θερμικές ιδιότητες, με αποτέλεσμα το σύστημα αυτό των πηνίων να παρέχει το εναλλασσόμενο μαγνητικό πεδίο συχνότητας από 1 έως 10 kHz και πλάτους 0.01 έως 15 Oe και επιπλέον να θωρακίζει τα πηνία ανίχνευσης από παρασιτικά σήματα.

Το σύστημα ανίχνευσης της διάταξης της εναλλασσόμενης επιδεκτικότητας (σχήμα 14) αποτελείται από δύο ομοαξονικά όμοια πηνία μήκους  $L$  με  $N$  σπείρες ανά μονάδα μήκους, αντίθετα τυλιγμένα, όπως προαναφέρθηκε. Για απλοποίηση των υπολογισμών που ακολουθούν, αγνοούμε την καμπύλωση των δυναμικών γραμμών στα άκρα των πηνίων. Επειδή τα δύο πηνία είναι «αντίθετα τυλιγμένα» και το πηνίο 1 είναι κενό, ενώ το πηνίο 2 περιέχει το δείγμα, η συνολική μαγνητική ροή θα ισούται με τη διαφορά της ροής του εξωτερικού πεδίου στο πηνίο 1 και της ροής της μαγνητικής επαγωγής στο εσωτερικό του δεύτερου πηνίου. Η μαγνητική ροή που δημιουργείται στο πηνίο 1 θα είναι  $\Phi_1 = B_0 \cdot S \cdot N$ , όπου  $N$  ο αριθμός των σπειρών του πηνίου,  $S$  η επιφάνεια του πηνίου και  $B = \mu_0 H_0$  η πυκνότητα μαγνητικής ροής του εξωτερικού πεδίου που θέσαμε και  $\mu_0$  η μαγνητική διαπερατότητα του κενού. Ενώ αυτή του άλλου πηνίου θα είναι  $\Phi_2 = B \cdot S \cdot N$ , όπου  $B = \mu_0 (M + H_0)$  η πυκνότητα μαγνητικής ροής που ανιχνεύεται λόγω της



Σχήμα 14: Σύστημα ανίχνευσης της διάταξης της εναλλασσόμενης επιδεκτικότητας[11].

μαγνήτισης  $M$  του υλικού και του πεδίου που θέσαμε.

$$\begin{aligned}
 \Phi &= \Phi_1 + \Phi_2 \\
 \Rightarrow \Phi &= \int (\mathbf{B}_1 + \mathbf{B}_2) dS \int N dz \\
 \Rightarrow \Phi &= \int (B_1 - B_2) dS \int N dz \quad (2.1) \\
 \Rightarrow \Phi &= \mu_0 \int (H_0 - M - H_0) dS \int N dz \\
 \Rightarrow \Phi &= -\mu_0 N V M
 \end{aligned}$$

όπου  $V$  ο όγκος των πηνίων. Η ολοκλήρωση ως προς  $z$  γίνεται για να λάβουμε υπόψη όλες τις σπείρες των πηνίων.

Σύμφωνα με τον νόμο του Faraday, η ηλεκτρεγερτική δύναμη δίνεται από τον τύπο:

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt} \Leftrightarrow \mathcal{E} = \mu_0 N V \frac{dM}{dt}$$

Χρησιμοποιώντας τους παραπάνω ορισμούς η ηλεκτρεγερτική δύναμη μπορεί να γραφεί ως

εξής:

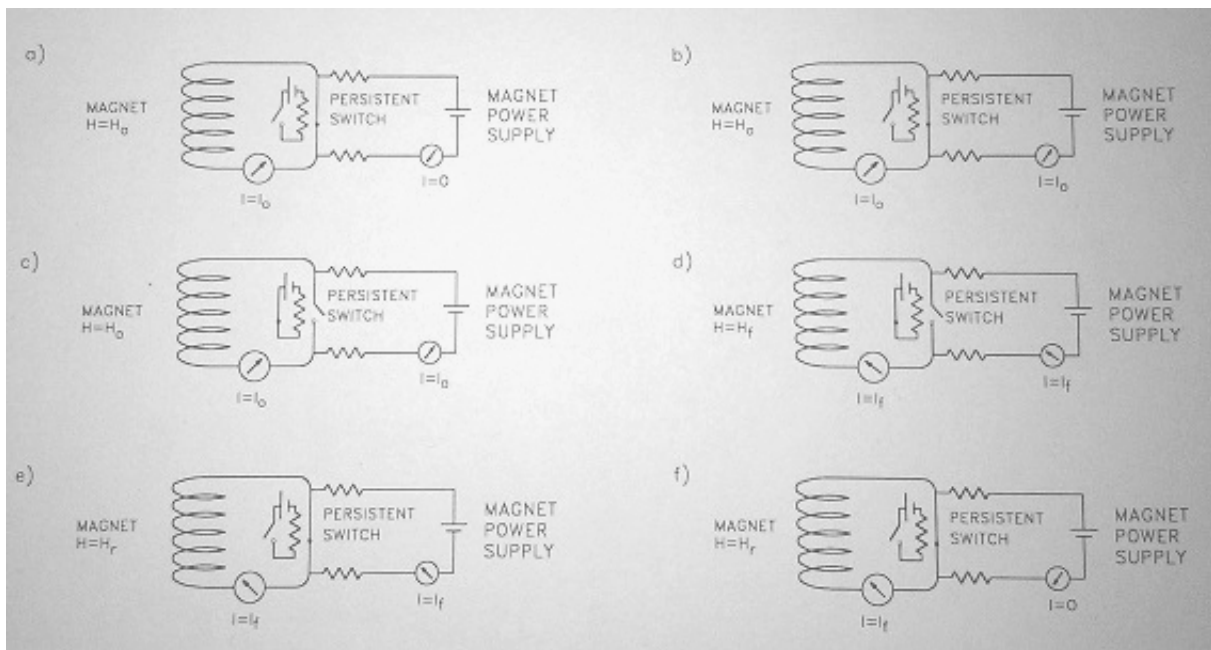
$$\mathcal{E} = \mu_0 NV \frac{dM}{dt} \Rightarrow \mathcal{E} = \mu_0 NV \sum_{n=1}^{\infty} [-H_{ac} \chi'_n \sin(n\omega t) + H_{ac} \chi''_n \cos(n\omega t)] \quad (2.2)$$

Άρα το σήμα σε φάση με το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο είναι ανάλογο του φανταστικού μέρους της μιγαδικής επιδεκτικότητας και το σήμα με διαφορά φάσης  $90^\circ$  είναι ανάλογο με το πραγματικό μέρος της.

Για μεγαλύτερη 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 πηνίο. Η ηλεκτρεγερτική δύναμη που αναπτύσσεται στα πηνία ανίχνευσης από αυτές τις τρεις μετρήσεις ενισχύεται, φιλτράρεται και ψηφιοποιείται με τη βοήθεια ενός μετατροπέα αναλογικού σε ψηφιακό σήμα. Στη συνέχεια, ακολουθεί μέτρηση των συνιστωσών Fourier της παραγώγου της μαγνήτισης, με την βοήθεια ενός ανιχνευτή που μπορεί να ανιχνεύσει διαφορές στην φάση του σήματος σε σχέση με την φάση του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου του πρωτεύοντος πηνίου. Εκτός των τριών μετρήσεων, καταγράφεται και η επαγόμενη τάση στα δύο πηνία βαθμονόμησης, για να καθοριστεί η φάση του εναλλασσόμενου εξωτερικού πεδίου.

Ο μηχανισμός με τον οποίο θέτουμε ένα μαγνητικό πεδίο από την τιμή  $H_0$  στην  $H_f$  στους υπεραγωγίσιμους μαγνήτες φαίνεται στην εικόνα 15. Όπως βλέπουμε, αρχικά η παροχή ρεύματος αντιστοιχεί το κατάλληλο ρεύμα για το μαγνητικό πεδίο που θέλουμε να ορίσουμε και στη συνέχεια ανοίγει ο διακόπτης, έτσι ώστε ο μαγνήτης να φτάσει την τιμή αυτή. Όσο ο persistent switch heater είναι υπεραγωγίσιμος, ο μαγνήτης θα βρίσκεται σε μια σταθερή κατάσταση. Στη συνέχεια, ο persistent switch heater κλείνει, έτσι ώστε ο μαγνήτης να είναι και πάλι υπεραγωγίσιμος. Το ρεύμα του μαγνήτη δεν υφίσταται απώλειες, επομένως η παροχή ρεύματος μπορεί να οθήσει.

Όπως προαναφέρθηκε, το PPMS χρησιμοποιείται και σε άλλου τύπου μετρήσεις οι οποίες δεν



Σχήμα 15: Διαδικασία αλλαγής του μαγνητικού πεδίου σε υπεραγώγιμο μαγνήτη[11].

αναλύονται στην παρούσα εργασία.

### 3 Βιβλιογραφική Ανασκόπηση

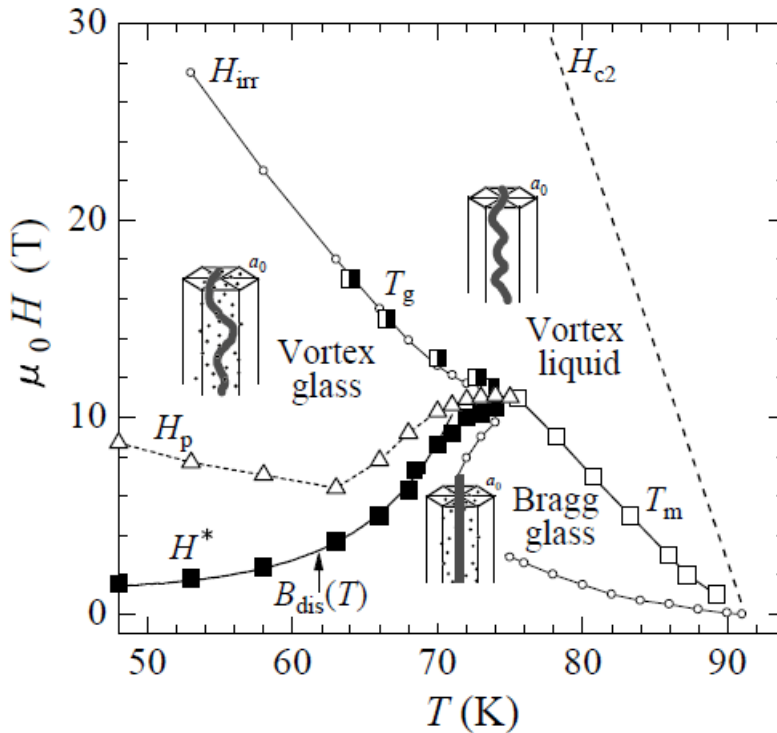
Το διάγραμμα φάσεων της ύλης των φλαξονίων στους υπεραγωγούς εμφανίζει μεγάλη ποικιλία από καταστάσεις (φάσεις). Σε αρκετά μεγάλες θερμοκρασίες, το πλέγμα φλαξονίων τήκεται μέσω μίας μετάβασης πρώτης τάξης (σύμφωνα με θερμοδυναμικές και μαγνητικές μετρήσεις) και πλέον έχει εντελώς διαφορετική στατική και δυναμική συμπεριφορά. Η ποικιλία αυτή στις φάσεις της υπεραγώγιμης κατάστασης προκύπτει από την συνεισφορά τριών ενεργειών: (α) θερμικής, (β) αλληλεπίδρασης φλαξονίων, (γ) καρφώματος και σύζευξης φλαξονίων μεταξύ των στρωμάτων[12], τα μεγέθη των οποίων εξαρτώνται από το μαγνητικό πεδίο, την θερμοκρασία και την αταξία του συστήματος. Η θερμική ενέργεια οδηγεί το σύστημα στην υγρή φάση, η αλληλεπίδραση φλαξονίων ευνοεί την πλεγματική φάση (κατάσταση Abrikosov, η ενέργεια καρφώματος εισάγει αταξίες, ενώ η ενέργεια σύζευξης τείνει να ευθυγραμμίσει τα φλαξόνια. Η ποικιλία των φάσεων αυτών και η αναλογία τους με αυτές της ατομικής ύλης, δημιούργησε τον όρο "ύλη φλαξονίων".

#### 3.1 Μετάβαση φάσης πρώτης τάξης

Σύμφωνα με διάφορες μετρήσεις που έχουν γίνει κατά καιρούς σε υπεραγωγούς  $YBa_2Cu_3O_{7-\delta}$ , μια ασυνέχεια στην μαγνήτιση, μια θερμοδομετρική ανωμαλία και μια απότομη μεταβολή στην αντίσταση, οδηγούν στο συμπέρασμα ότι γίνεται μια μετάβαση φάσης πρώτης τάξης στο πλέγμα των φλαξονίων.

Η πρώτη πειραματική ένδειξη σχετικά με την τήξη των φλαξονίων προέκυψε από μετρήσεις μαγνητοαντίστασης σε κρύσταλλο  $YBa_2Cu_3O_7$ , θέτοντας το δείγμα σε εξωτερικό μαγνητικό πεδίο και ροή εξωτερικού ρεύματος. Τα φλαξόνια, μέσω της δύναμης Lorentz ( $\mathbf{F}_L = \mathbf{J} \times \mathbf{B}$ ), κινούνται και την κίνηση αυτή μπορεί κανείς να παρατηρήσει μέσα από την πτώση της



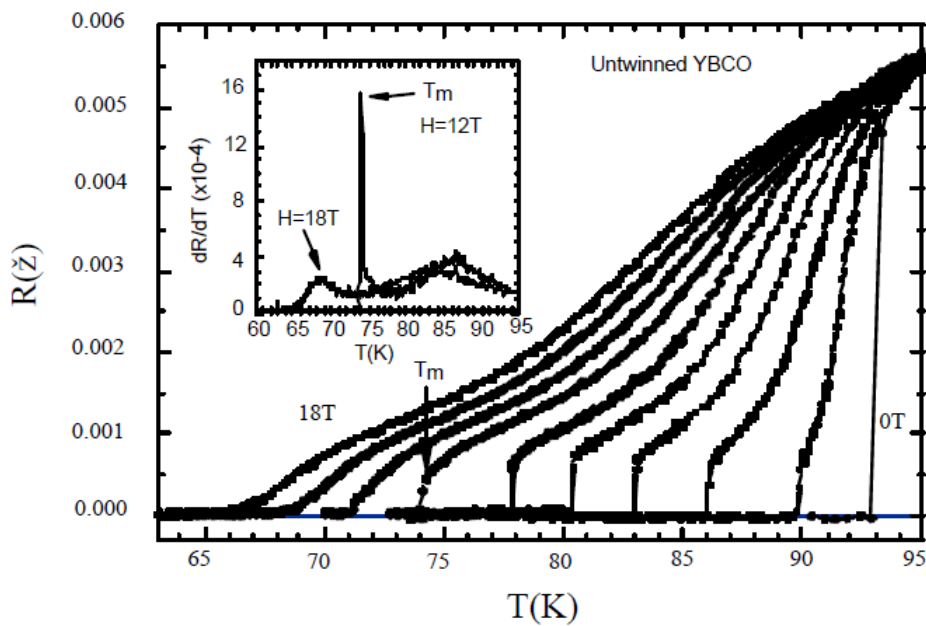


Σχήμα 16: Διάγραμμα φάσεων της ύλης των φλαζονίων. [13]

ηλεκτρικής τάσης, η οποία είναι ανάλογη με την ταχύτητα των φλαζονίων ( $E = B \times v$ ). Η μαγνητοαντίσταση είναι αρκετά ευαίσθητη στο κάρφωμα, το οποίο αλλάζει στο σημείο τήξης.

Ο ξαφνικός μηδενισμός της αντίστασης σε μηδενικό πεδίο σηματοδοτεί την κρίσιμη θερμοκρασία  $T_c$ , ενώ βλέπουμε ότι καθώς αυξάνουμε το πεδίο, η αντίσταση φτάνει μια ορισμένη τιμή και στη συνέχεια μηδενίζεται ακαριαία, γεγονός που οφείλεται στην κίνηση των φλαζονίων. Ο ξαφνικός αυτός μηδενισμός συμβαίνει μέχρι μια ορισμένη θερμοκρασία  $T_m$ , που εξαρτάται από το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο και η οποία αποτελεί το onset του ισχυρού καρφώματος στην στερεά κατάσταση και υποδηλώνει μετάβαση φάσης πρώτης τάξης. Παρατηρούμε όμως, ότι για υψηλά πεδία δεν υπάρχει κάποια απότομη μεταβολή, άρα χάνεται ο χαρακτήρας της μετάβασης σε ένα κρίσιμο σημείο [12], [14].

Η υγρή και στέρεα φάση έχουν διαφορετική συμπεριφορά σε μετρήσεις μαγνητοαντίστασης. Η καμπύλη ρεύματος-τάσης (I-V) στα υγρά είναι γραμμική, ενώ στα στερεά περιμένουμε να



Σχήμα 17: Γραφική παράσταση της αντίστασης συναρτήσει της θερμοκρασίας σε detwinned κρύσταλλο για μαγνητικά πεδία 0, 1, 3, 5, 7, 9, 12, 14, 16 και 18 T σε διεύθυνση παράλληλη με τον κρυσταλλογραφικό άξονα c. Η οξύτητα της μετάβασης εμφανίζεται στο εσωτερικό διάγραμμα.

[12]

υπάρχει ένα συγκεκριμένο κρίσιμο ρεύμα, κάτω από το οποίο δεν υπάρχει κάποια σταθερή κατάσταση κίνησης φλαζονίων. Πάνω από αυτό το κρίσιμο ρεύμα περιμένουμε μια μη γραμμική καμπύλη I-V.

Σε αυτό το σημείο, είναι σημαντικό να διαχωρίζουμε τα φαινόμενα τήξης από φαινόμενα καρφώματος φλαζονίων. Το κάρφωμα μπορεί να μειώσει σημαντικά την αντίσταση της υγρής φάσης και να είναι εφικτός ο υπολογισμός του ως σημείο τήξης. Για παράδειγμα, όταν έχουμε πυκνά επίπεδα διδυμίας, η αντίσταση μειώνεται ξαφνικά όταν ξεκινάει το κάρφωμα των φλαζονίων στην υγρή φάση και αυτό θα μπορούσε να μεταφραστεί λάθος ως μετάβαση τήξης. Κάποια χαρακτηριστικά του καρφώματος σε επίπεδα διδυμίας ή σημειακού καρφώματος είναι: η κατάπνιξη της οξυίας πτώσης κατά την τήξη αλλά και της μη-γραμμικότητας στην αντίσταση.

### 3.2 Μετάβαση φάσης Bragg glass

Μελέτες που έγιναν στο πλέγμα φλαζονίων, όταν υπάρχει ασθενής αταξία σε αυτό, υπέδειξαν την ύπαρξη μιας μετάβασης φάσης Bragg glass σε χαμηλά μαγνητικά πεδία, η οποία συνδέεται και με το κρίσιμο σημείο της μετάβασης φάσης πρώτης τάξης. Οι [15] παρατήρησαν ένα δεύτερο peak στη μαγνήτιση κοντά στο κρίσιμο σημείο της μετάβασης τήξης και ότι η απότομη αύξηση της μαγνήτισης, κάτω από αυτό, προκύπτει από μεταβάση φάσης από την υαλώδη στην Bragg glass κατάσταση.

Κατά την Bragg glass φάση της ύλης των φλαζονίων, έχουμε ένα σχεδόν τέλειο πλέγμα, εφόσον όμως όμως αυτά ωθούνται να κινηθούν, παρά τις δυνάμεις καρφώματος, θα έχουμε τήξη σε υγρό φλαζονίων με μια μετάβαση φάσης πρώτης τάξης. Με την αύξηση του μαγνητικού πεδίου, εισάγονται στο δείγμα περισσότερα φλαζόνια, επομένως το τυχαίο pinning τους δημιουργεί αταξία, άρα και το σύστημα υφίσταται μια μετάβαση φάσης στην υαλώδη φάση.

### 3.3 Μετάβαση φάσης δεύτερης τάξης

Σύμφωνα με πειραματικές μετρήσεις [13], υπάρχει μια κρίσιμη τιμή του πεδίου ( $H_{CP}$ ) όπου ο χαρακτήρας της μετάβασης φάσης πρώτης τάξης χάνεται και γίνεται δεύτερης τάξης. Το κρίσιμο αυτό σημείο εξαρτάται από ατέλειες και άλλες παραμέτρους του υλικού. Οι κενές θέσεις του οξυγόνου λειτουργούν ως σημειακές ατέλειες τυχαία κατανεμημένες στον κρύσταλλο, έτσι για μικρότερες θερμοκρασίες, φλαζόνια της υγρής φάσης είναι "παγωμένα" στην υαλώδη φάση. Η θεωρία υαλώδους φάσης των φλαζονίων δίνει την εξάρτηση της γραμμικής αντίστασης από την θερμοκρασία ως εξής:

$$\rho(T) \propto (T - T_g)^s \quad (3.1)$$

όπου  $T_g$  η θερμοκρασία υαλώδους μετάβασης και  $s$  ένας κρίσιμος εκθέτης ( $s \simeq (6 - 8)$ ).

### 3.4 Ο ρόλος των ατελειών

Η μετάβαση τήξης της ύλης των φλαζονίων και η φύση τους στην στέρεα κατάσταση εξαρτάται σε μεγάλο βαθμό από την ύπαρξη ατελειών. Σε συστήματα με μεγάλο βαθμό ατελειών, η υγρή φάση παρουσιάζει μετάβαση φάσης δεύτερης τάξης, ανάλογα με τον τύπο των ατελειών. Πιο συγκεκριμένα, παρουσία τυχαία κατανεμημένων σημειακών ατελειών και καθώς το πεδίο αυξάνεται, θα αυξηθούν και οι ατέλειες στον κρύσταλλο, με αποτέλεσμα η μετάβαση φάσης πρώτης τάξης να φτάσει σε ένα κρίσιμο σημείο, όπου θα αλλάξει στην συνεχή μετάβαση φάσης δεύτερης τάξης.

Η εισαγωγή αταξιών καρφώματος μεταβάλλει την συμπεριφορά των δινών, καθώς δημιουργεί μη-γραμμικότητα στις καμπύλες I-V σε καταστάσεις κινούμενων φλαζονίων και καθορίζει τις δυνάμεις μετακίνησης για την κατάσταση "ξεκαρφώματος" στα κρίσιμα ρεύματα και για μεταβάσεις από την πλαστική στην ελαστική κίνηση. Η κίνηση των δινών μπορεί να εμποδιστεί από το κάρφωμα των φλαζονίων.

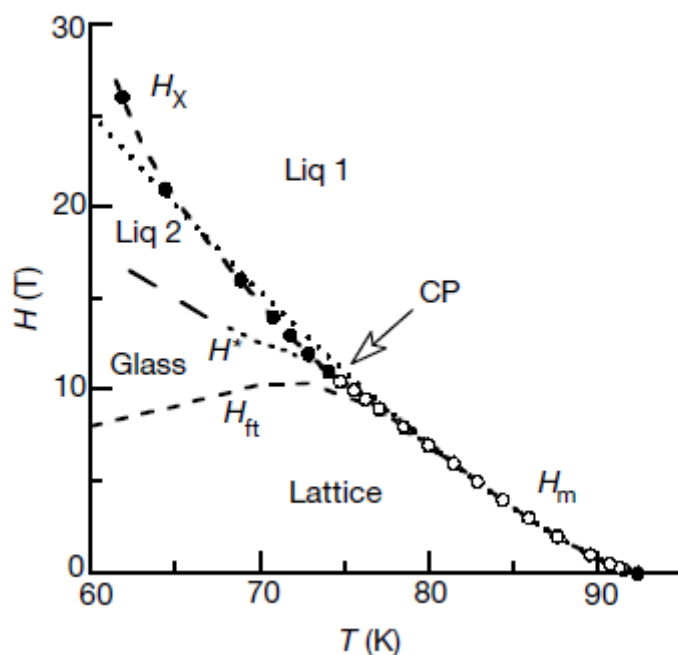
Σε δίνες σχεδόν παράλληλες με τα επίπεδα διδυμίας, η δύναμη καρφώματος που δημιουργείται εξαρτάται κυρίως από τον προσανατολισμό. Όσο το πεδίο αποκλίνει από το επίπεδο των twin boundaries, οι δίνες παραμένουν καρφωμένες στο μήκος του επιπέδου τους και το μέρος που δεν είναι καρφωμένο συνδέει τα γειτονικά επίπεδα. Το μήκος του τμήματος που είναι καρφωμένο καθορίζεται από τη συνεισφορά της ενέργειας καρφώματος, η οποία ευνοεί την παγίδευση στο επίπεδο και της ελαστικής ενέργειας που ευνοεί την ευθυγράμμιση με το εφαρμοζόμενο πεδίο. Η δύναμη καρφώματος είναι ανάλογη με το μήκος των δινών που είναι παγιδευμένο στα επίπεδα, το ποίο μειώνεται με την αύξηση της γωνίας μεταξύ μαγνητικού πεδίου και  $t/b$ .

Σύμφωνα με τον Crabtree, μετρήσεις της αντίστασης συναρτήσκει της γωνίας ανάμεσα στον κρυσταλλογραφικό άξονα  $c$  και τη διεύθυνση του πεδίου, σε σταθερό εξωτερικό πεδίο και σταθερή θερμοκρασία, έκαναν φανερό τη διαφορά μεταξύ του καρφώματος σε επίπεδα διδυμίας και

του ιστροπικού καρφώματος σε σημειακές ατέλειες. Επίσης, με τον ίδιο τρόπο μπορούμε να βρούμε την θερμοκρασία στην οποία εμφανίζεται το onset του καρφώματος, καθώς εκεί θα εμφανιστεί πτώση της αντίστασης για πρώτη φορά.

Σε κρυστάλλους με αραιά twin planes παρατηρείται μια διακριτική εξάρτηση της αντίστασης με την γωνία  $\theta$ , δηλαδή τη γωνία που σχηματίζει το μαγνητικό πεδίο με τον κρυσταλλογραφικό άξονα  $c$  του κρυστάλλου, η οποία οφείλεται στο κάρφωμα των φλαξονίων σε αυτά. Επίσης, εδώ έχουμε πιο ελαφρώς μείωση της αντίστασης στην υγρή φάση και χαμηλότερη θερμοκρασία onset. Σε τέτοιους κρυστάλλους, η περιοχή μεταξύ του onset και της μετάβασης φάσης πρώτης τάξης περιέχει ένα υγρό με καρφωμένα φλαξόνια.

Οι Bouquet *et al.* [14], σύμφωνα με τις μετρήσεις τους κοντά στην γραμμή τήξης σε χαμηλά πεδία, παρατήρησαν το λεγόμενο fishtail, δηλαδή μια πλατιά δεύτερη κορυφή  $H_{ft}$  που εμφανίζεται στον βρόχο υστέρησης, η οποία υπάρχει μέχρι και το κρίσιμο σημείο και προαναγγέλει την μετάβαση από την πλεγματούδη φάση στην υαλώδη.



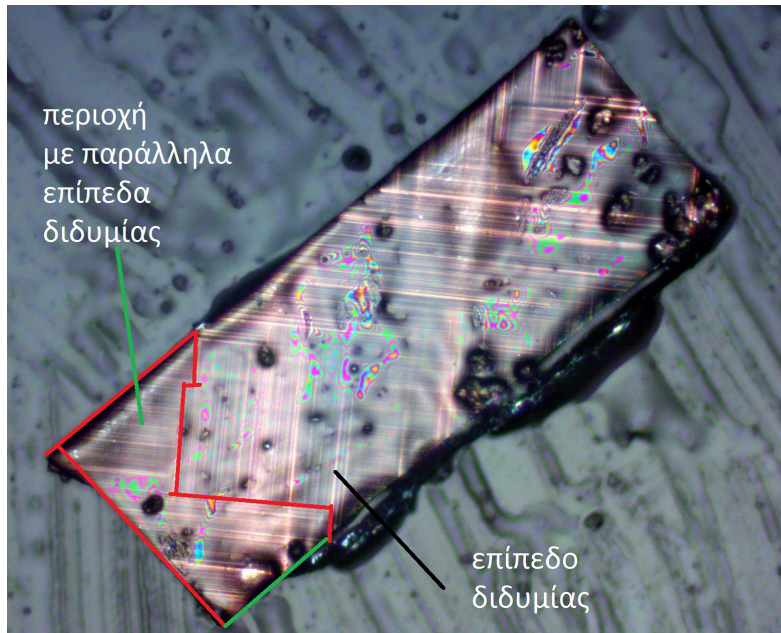
Σχήμα 18: Διάγραμμα φάσεων των φλαξονίων στον υπεραγωγό YBCO. [14]

Στο διάγραμμα φάσεων, η καμπύλη που αναπαριστά τις τιμές των  $H_{ft}$  εμφανίζεται για χαμηλές τιμές της θερμοκρασίας έως το κρίσιμο σημείο και καθώς πλησιάζει την melting line ( $H_m$ ), η κλίση της αλλάζει από θετική σε αρνητική. Πάνω από το κρίσιμο σημείο δεν παρουσιάζονται αυτά τα peak, ωστόσο εμφανίζεται ένα βήμα στο διάγραμμα της μαγνήτισης συναρτήσει του πεδίου, το οποίο ορίζει την μετάβαση φάσης δεύτερης τάξης  $H_x$ . Τα σημεία  $H^*$  αντιπροσωπεύουν το κλείσιμο του βρόχου υστέρησης, δηλαδή το σημείο κάτω από το οποίο η μη-αντιστρεψιμότητα είναι σημαντική. Η σχέση μεταξύ της γραμμής τήξης και της  $H_{ft}$  στο διάγραμμα υποδηλώνει την αυξανόμενη αταξία του στερεού με την αύξηση του πεδίου. Το onset της μη-αντιστρεψιμότητας της μαγνήτισης και αυτό της πεπερασμένης αντίστασης σχετίζονται με την τήξη του στερεού φλαξονίων. Στην γραμμή της  $H^*$  παρατηρούμε την αλλαγή της κλίσης κοντά στο κρίσιμο σημείο και πως είναι η κατοπτρική της  $H_{ft}$ . Η συμπεριφορά αυτή μας οδηγεί στο συμπέρασμα ότι για πεδία κοντά στο κρίσιμο σημείο  $H_{CP}$ , η τήξη της υαλώδους φάσης γίνεται στην περιοχή έναρξης της μη-αντιστρεψιμότητας.

## 4 Πειραματικά αποτελέσματα

### 4.1 Γεωμετρικά χαρακτηριστικά των κρυστάλλων

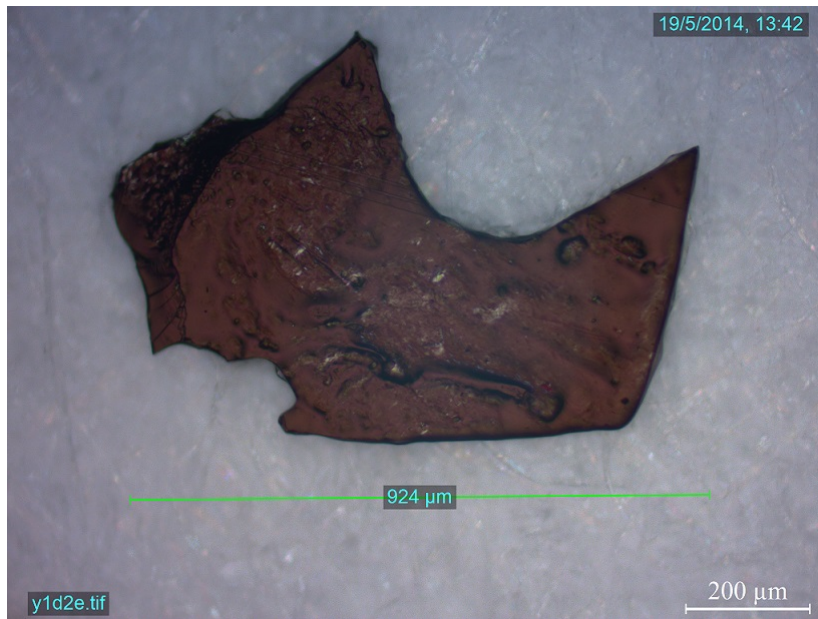
Για την εκτέλεση του πειράματος, χρησιμοποιήσαμε δύο κρυστάλλους, οι οποίοι παρασκευάστηκαν μαζί. Τα γεωμετρικά τους χαρακτηριστικά προσδιορίστηκαν σε μικροσκόπιο πολωμένου φωτός. Ο ένας κρύσταλλος (ο οποίος στη συνέχεια θα αναφέρεται ως κρύσταλλος 1) διαθέτει περιοχές με πυκνό δίκτυο από επίπεδα διδυμίας (twin planes) και έχει τις εξής διαστάσεις: μήκος  $L = 878 \mu\text{m}$ , πλάτος  $w = 345 \mu\text{m}$ , πάχος  $t = 62 \mu\text{m}$  και η κρίσιμη θερμοκρασία του είναι  $T_c = 93 \text{ K}$ .



Σχήμα 19: Ο κρύσταλλος 1 σε φωτογραφία από μικροσκόπιο πολωμένου φωτός. Στη φωτογραφία φαίνονται οι περιοχές με παράλληλα επίπεδα διδυμίας.

Ο δεύτερος κρύσταλλος (κρύσταλλος 2), όπως φαίνεται στο σχήμα 20, είναι ακανόνιστου σχήματος και έχει ελάχιστα twin planes, παρόλο που φτιάχτηκε μαζί με τον κρύσταλλο 1 και δεν ακολούθησε καμία άλλη τεχνική για εξάλειψη των επιπέδων διδυμίας (natural detwinned crystal).

Η κρίσιμη θερμοκρασία του είναι  $T_c = 92.5 \text{ K}$ .



Σχήμα 20: Ο κρύσταλλος 2 σε φωτογραφία από μικροσκόπιο πολωμένου φωτός στην οποία φαίνονται και τα επίπεδα διδυμίας του.

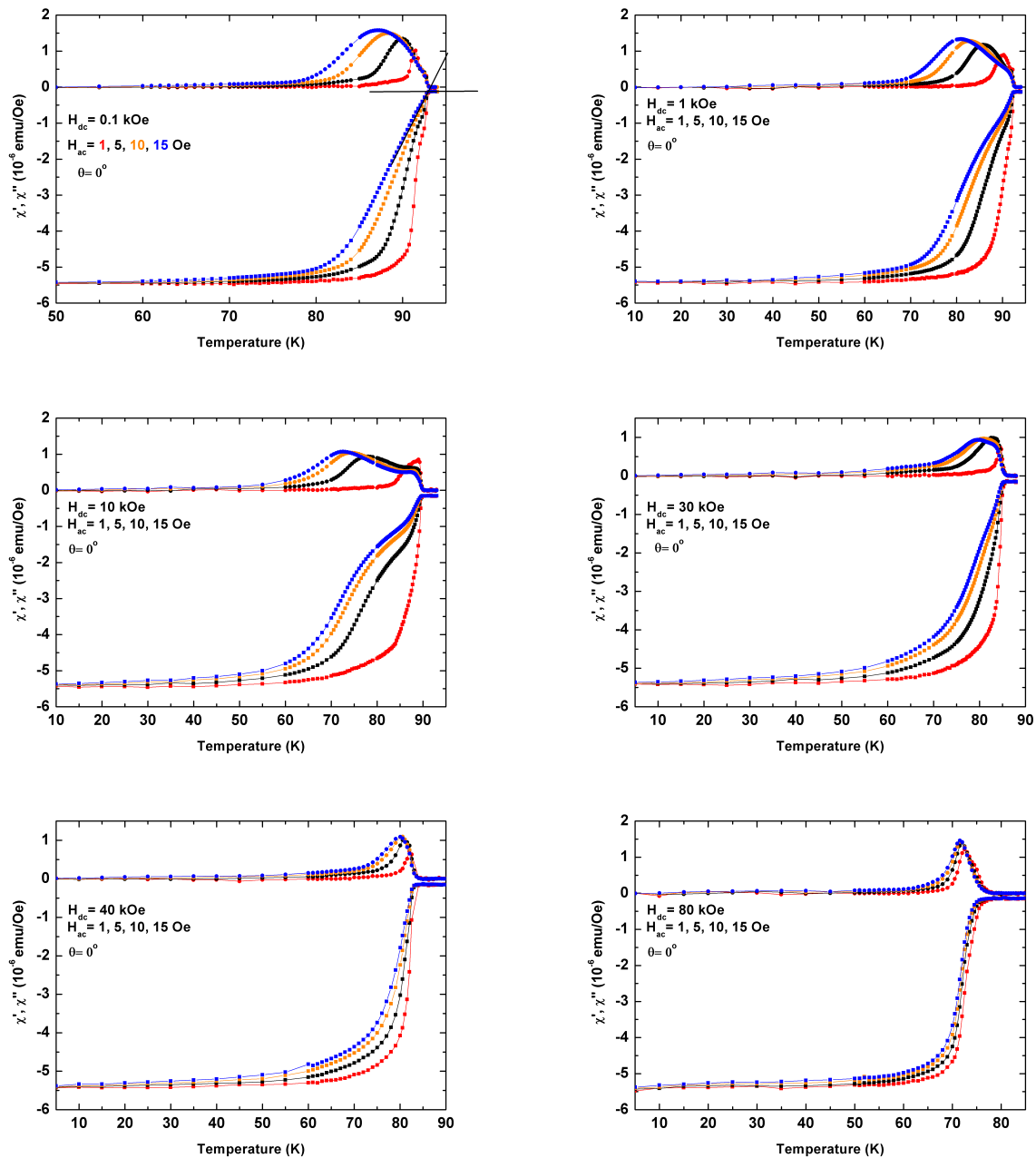
Στη συνέχεια κατασκευάσαμε holders από πλέξιγκλας υπό γωνία  $0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$  και  $75^\circ$  για να τοποθετήσουμε το υλικό με τέτοιο τρόπο, ώστε ο κρυσταλλογραφικός του άξονας  $c$  να σχηματίζει την εκάστοτε γωνία με το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο το οποίο θέσαμε στο όργανο μέτρησης φυσικών ιδιοτήτων PPMS για να μετρήσουμε την εναλλασσόμενη μαγνητική επιδεκτικότητα σαν συνάρτηση του μαγνητικού πεδίου και της θερμοκρασίας.

#### 4.2 Μετρήσεις κρύσταλλου $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ με επίπεδα διδυμίας.

Στα παρακάτω διαγράμματα φαίνονται κάποια ενδεικτικά αποτελέσματα των μετρήσεων  $ac$  μαγνητικής επιδεκτικότητας του κρυστάλλου 1 σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας, σε σταθερό μαγνητικό πεδίο. Οι μετρήσεις έγιναν για γωνίες  $0^\circ$ ,  $30^\circ$  και  $60^\circ$  μεταξύ της διεύθυνσης του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου και του κρυσταλλογραφικού άξονα  $c$  του κρυστάλλου. Όλες οι μετρήσεις έγιναν στην ίδια συχνότητα  $f = 5111 \text{ Hz}$ .



Στο σχήμα 21 φαίνονται οι μετρήσεις του πραγματικού και φανταστικού μέρους της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας του κρυστάλλου 1 σε μαγνητικό πεδίο παράλληλο με τον κρυσταλλογραφικό άξονα c του δείγματος ( $\Theta = 0^\circ$ ) σε διάφορα μαγνητικά πεδία.



Σχήμα 21: Διαγράμματα της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας  $\chi(T)$ , συναρτήσεως της θερμοκρασίας του κρυστάλλου 1 για διάφορες τιμές του εξωτερικού dc-μαγνητικού πεδίου και σε γωνία  $\Theta = 0^\circ$ . Οι τιμές του πλάτους του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου που τέθηκαν ήταν 1, 5, 10 και 15 Oe.

Στα διαγράμματα αυτά παρατηρούμε ότι σε μία συγκεκριμένη θερμοκρασία, το πραγματικό μέρος της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας αρχίζει να παίρνει αρνητικές τιμές (διαμαγνητική συμπεριφορά), γεγονός που σχετίζεται με τη μετάβαση του υπεραγωγού από την κατάσταση υγρού φλαζονίων στην κατάσταση Bragg glass ή άμορφη κατάσταση φλαζονίων. Είναι αξιοσημείωτο ότι για μικρές τιμές του εξωτερικού dc-μαγνητικού πεδίου, το πραγματικό μέρος της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας  $\chi'(T)$  μηδενίζεται απότομα, κάτι το οποίο σχετίζεται με την απότομη πώση της ειδικής ηλεκτρικής αντίστασης[13] και την εκκίνηση (onset) του καρφώματος των φλαζονίων. Το onset στο peak του  $\chi''(T)$  δεν σχετίζεται με το  $H_{ac}$  πεδίο, καθώς οι καμπύλες ταυτίζονται, επομένως μπορούμε να συμπεράνουμε ότι το onset συνδέεται με τη μετάβαση από το υγρό φλαζονίων στην άμορφη ή την Bragg glass κατάσταση. Ωστόσο βλέπουμε ότι το μέγεθος και το πλάτος του peak εξαρτάται από το πεδίο. Όσο το  $H_{ac}$  αυξάνεται, η κορυφή μετακινείται σε μικρότερες θερμοκρασίες. Για μεγαλύτερες τιμές του  $H_{dc}$ , η κορυφή είναι πιο στενή και δεν εξαρτάται από το  $H_{ac}$  πεδίο. Θα μπορούσε κάποιος να συμπεράνει ότι αυτές προσεγγιστικά ταυτίζονται. Για μεγάλες τιμές του πλάτους του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου, στην καμπύλη του  $\chi'(T)$  εμφανίζεται ένα "γόνατο", με μικρή κλίση (δες μέτρηση για  $H_{dc} = 10$  kOe του σχήματος 21). Ταυτόχρονα με την εμφάνιση του γονάτου στην  $\chi'(T)$ , ένα δεύτερο peak στην καμπύλη  $\chi''(T)$ , για μεγάλες τιμές του  $H_{ac}$ -μαγνητικού πεδίου, αναπτύσσεται. Η πρώτη κορυφή στην  $\chi''(T)$  αντιστοιχεί με την απότομη πώση του  $\chi'(T)$ . Το μικρό αυτό peak εμφανίζεται λόγω του ενισχυμένου καρφώματος εξαιτίας του μαλακώματος που υφίσταται το πλέγμα των φλαζονίων όσο πλησιάζει προς την τήξη του. Αντίστοιχα, βλέπουμε μια μείωση του διαμαγνητισμού, εξού και η εμφάνιση του γονάτου. Γνωρίζοντας το σχήμα των καμπυλών  $\chi'(T)$  και  $\chi''(T)$  στην περίπτωση του προτύπου Bean, η απότομη μείωση του  $\chi'(T)$  αντιστοιχεί σε μία απότομη αύξηση του κρίσιμου ρεύματος και η ανάπτυξη του γονάτου σε μία αύξηση του κρίσιμου ρεύματος με μικρή κλίση. Το μέγιστο στην  $\chi''(T)$  συνδέεται με την συνθήκη

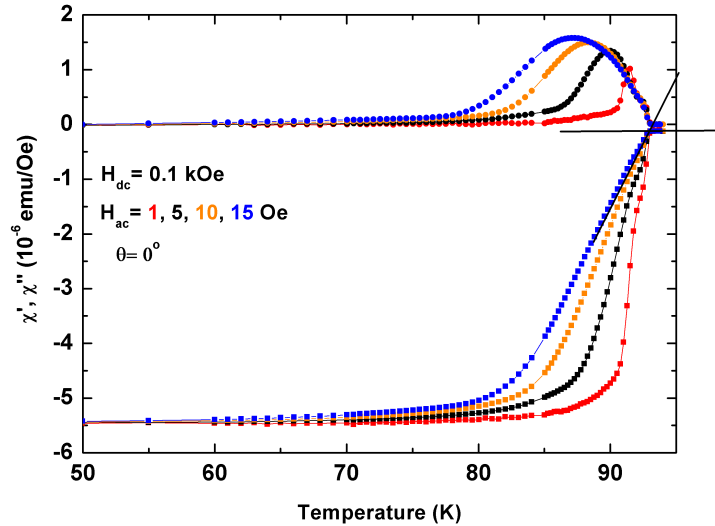
$$H_{ac} \approx J_c d / 2$$

όπου  $J_c$  είναι η πυκνότητα κρίσιμου ηλεκτρικού ρεύματος και  $d$  το πάχος του κρυστάλλου. Η συμπεριφορά που παρατηρείται στις μετρήσεις για  $H_{dc} = 0.1, 1, 10, 30$  kOe δείχνει μία έντονη εξάρτηση από το πλάτος του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου και μπορεί να προέλθει από σχέσεις ηλεκτρικού πεδίου-πυκνότητας ρεύματος με ισχυρή μη-γραμμικότητα ( $E = E_c(J/J_c)^n$ ,  $n \gg 1$ ). Είναι αξιοπρόσεκτο ότι σε μεγάλα dc-μαγνητικά πεδία η εξάρτηση από το  $H_{ac}$  γίνεται ασθενέστερη (δες μέτρηση για  $H_{dc} = 80$  kOe του σχήματος 21). Οι συγκεκριμένες μετρήσεις δείχνουν μία σχεδόν ανεξάρτητη από το  $H_{ac}$  συμπεριφορά, η οποία θα μπορούσε να αποδοθεί, προσεγγιστικά σε μία γραμμική σχέση  $E \approx \rho_{ff}J$ . Εναλλακτικά, κάποιος θα μπορούσε να εξηγήσει το σχήμα των καμπυλών  $\chi''(T)$  θεωρώντας ότι για μεγάλα dc-μαγνητικά πεδία, η αύξηση του κρίσιμου ρεύματος είναι πολύ απότομη, με αποτέλεσμα η συνθήκη  $H_{ac} \approx J_c d/2$ , να συμβαίνει σε ένα στενό θερμοκρασιακό διάστημα. Για να διασαφηνιστεί αυτό το ζήτημα χρειάζονται μετρήσεις σε διαφορετικές συχνότητες.

Από τα διαγράμματα αυτά υπολογίσαμε τη θερμοκρασία τήξης  $T_m$  (melting temperature), όπου συμβαίνει μετάβαση φάσης πρώτης τάξης και η οποία αποτελεί το onset του ισχυρού καρφώματος των φλαξονίων στη στερεά κατάσταση. Παρακάτω δίνεται ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα υπολογισμού της θερμοκρασίας  $T_m$ .

Στο σημείο, όπου πλέον το πραγματικό μέρος της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας έχει μηδενιστεί, φέρνουμε μια ευθεία γραμμή παράλληλη με τον οριζόντιο άξονα και στη συνέχεια φέρνουμε άλλη μια ευθεία, η οποία έχει την κλίση της καμπύλης πριν το σημείο μηδενισμού. Η καμπύλη που χρησιμοποιήθηκε είναι αυτή που αντιστοιχεί σε εναλλασσόμενο πεδίο 15 Oe. Η θερμοκρασία  $T_m$  (αντίστοιχα το πεδίο  $H_m$ ) δίνεται από την τομή των δύο ευθειών με ένα σφάλμα  $\pm 0.5$  K.

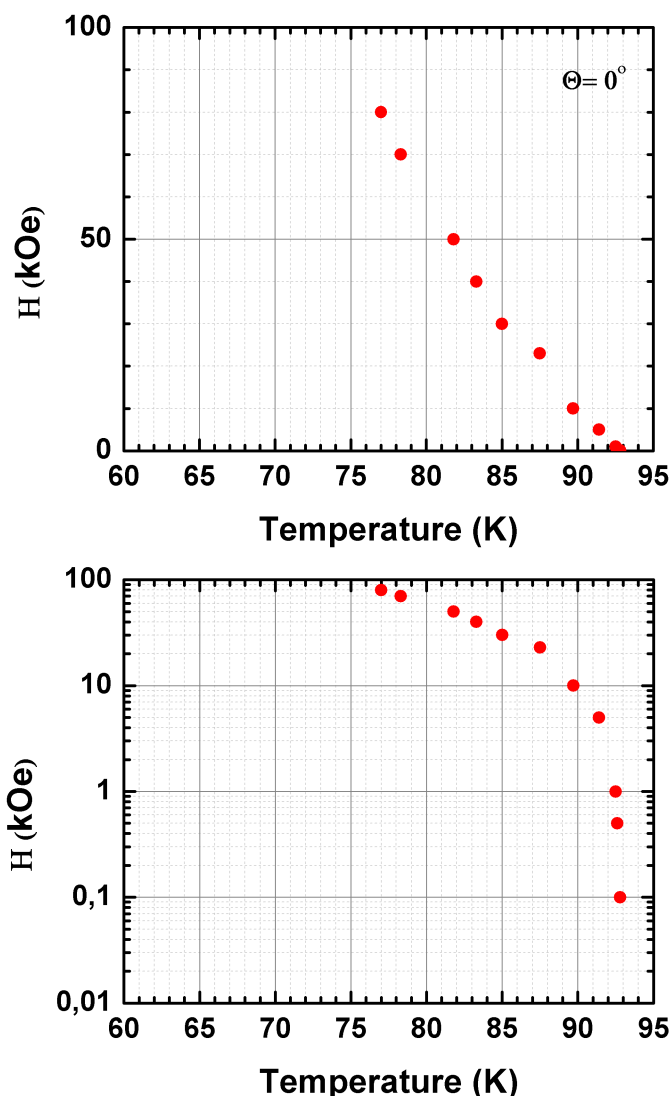
Με τον υπολογισμό των σημείων αυτών, μπορούμε να κατασκευάσουμε τα διαγράμματα φάσεων της ύλης των φλαξονίων. Στα διαγράμματα φάσεων δεν εμφανίζονται τα σφάλματα, καθώς αυτά



Σχήμα 22: Μεθοδολογία υπολογισμού της θερμοκρασίας  $T_m$ .

καλύπτονται από το πλάτος των συμβόλων.

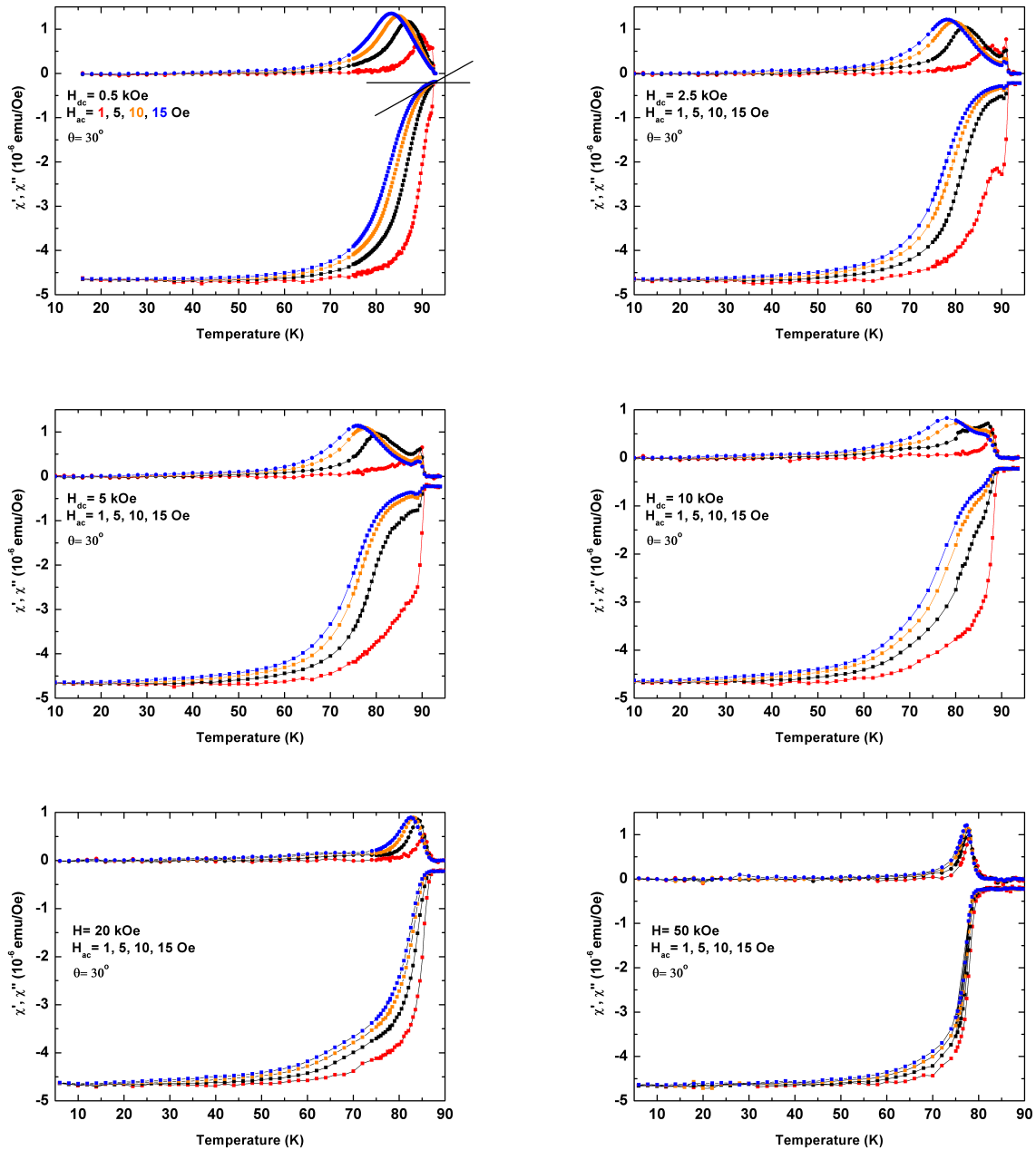
Παρουσιάζεται η γραμμή τήξης  $H_m(T)$ , η οποία χωρίζει την στερεά φάση του πλέγματος των φλαξονίων από την υγρή και περιγράφεται θερμοδυναμικά από μια μετάβαση πρώτης τάξης. Μιλώντας για υγρή φάση φλαξονίων, πρέπει να τονιστεί ότι ο τρισδιάστατος χαρακτήρας "σωλήνων" μαγνητικής ροής που εκτείνονται σε όλο το πάχος του υπεραγωγού δεν χάνεται. Η γραμμή αυτή βρίσκεται χαμηλότερα από την γραμμή  $H_{c2}$ , όπου ο κρύσταλλος μεταβαίνει στην κανονική του κατάσταση και παύει να είναι υπεραγωγίμος. Η γραμμή  $H_{c2}$  τώρα είναι μια γραμμή διασταύρωσης crossover και όχι μια γραμμή μετάβασης φάσης. Η αρνητική κλίση της γραμμής αυτής υποδηλώνει ότι το υγρό φλαξονίων σε μεγάλα μαγνητικά πεδία θα είναι πυκνότερο από το στερεό φλαξονίων.



Σχήμα 23: Διάγραμμα φάσεων του κρυστάλλου 1 για γωνία  $\theta = 0^\circ$  του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου με τον κρυσταλλογραφικό άξονα c του κρυστάλλου.

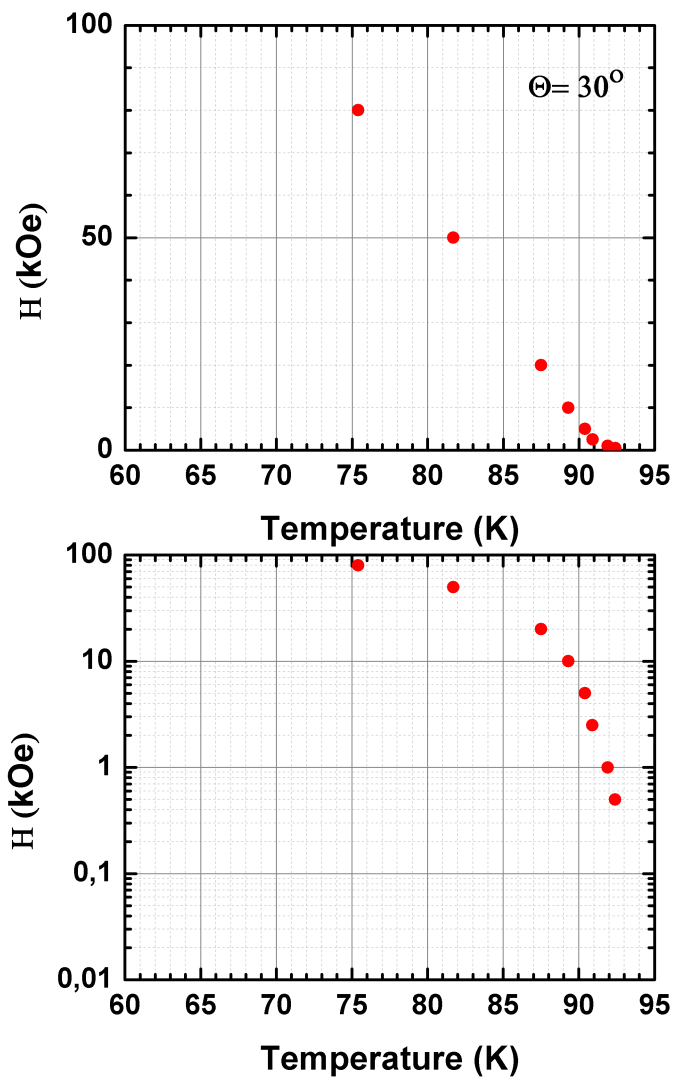
Στο σχήμα 24 φαίνονται οι μετρήσεις για τον κρύσταλο 1 για γωνία  $30^\circ$  μεταξύ του εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου και του κρυσταλλογραφικού άξονα c.

Στα διαγράμματα της εικόνας 24 παρατηρούμε μια απότομη αύξηση του διαμαγνητικού σήματος στην καμπύλη του  $\chi'(T)$  για μαγνητικά πεδία μικρότερα των 10 kOe και ταυτόχρονα ένα δεύτερο peak στο  $\chi''(T)$ . Η ακαριαία αύξηση του διαμαγνητικού σήματος μας οδηγεί στο συμπέρασμα ότι κάτω από αυτή την θερμοκρασία το υγρό φλαξονίων στερεοποιείται. Το στερεό φλαξονίων, σε αντίθεση με το υγρό, μπορεί να υποστηρίξει ένα πεπερασμένο κρίσιμο ρεύμα, το οποίο, καθώς η θερμοκρασία μειώνεται, αυτό αυξάνεται με μικρό ρυθμό. Είναι ενδιαφέρον



Σχήμα 24: Διαγράμματα της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας συναρτήσει της θερμοκρασίας στον κρύσταλλο 1 για διάφορες τιμές του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου και σε γωνία  $\theta = 30^\circ$  με αυτό. Οι τιμές του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου που τέθηκαν: 1, 5, 10 και 15 Oe

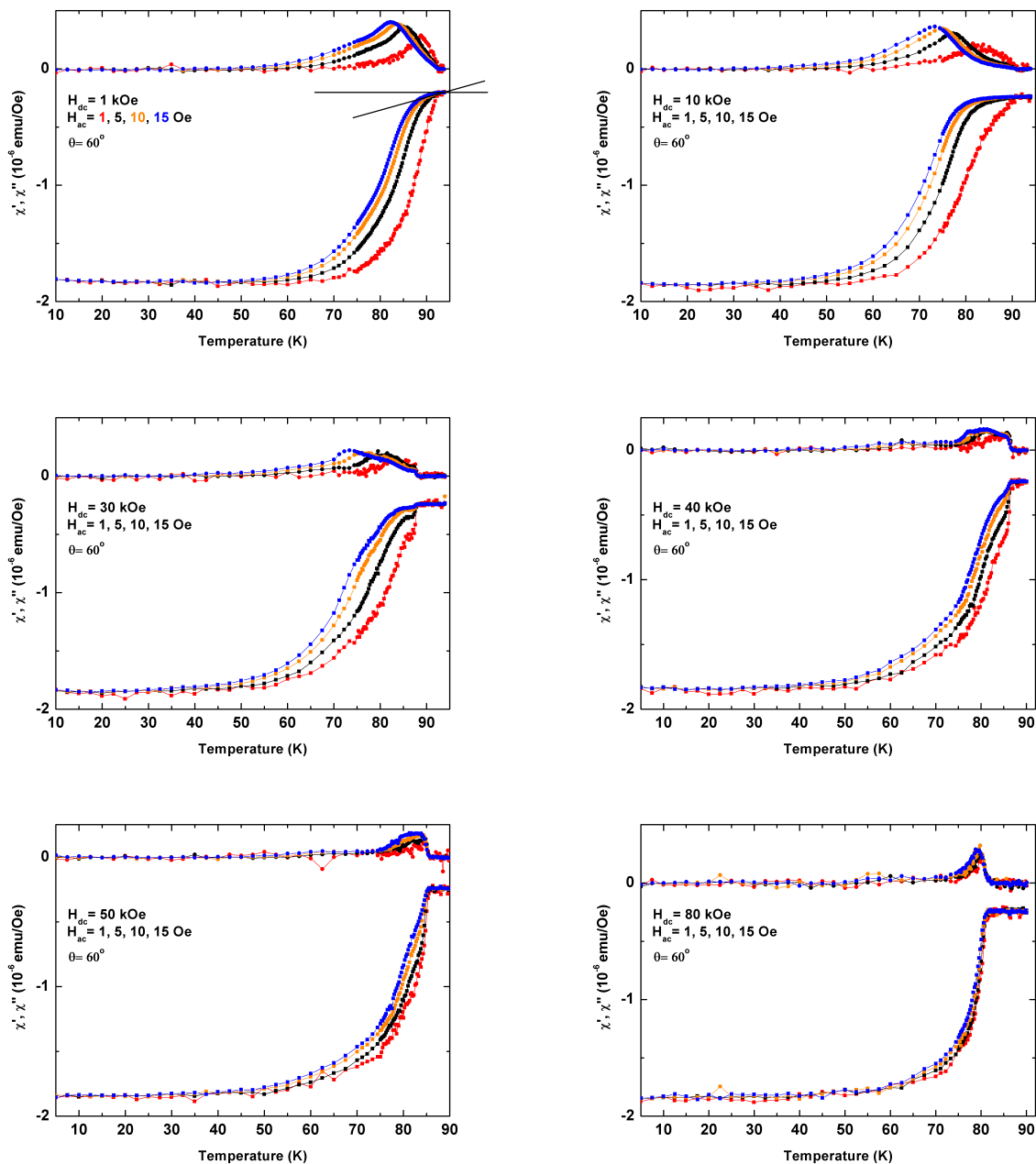
να τονίσουμε τις μετρήσεις για  $H_{dc} = 2.5$  και 5 kOe, στις οποίες η απότομη αύξηση του κρίσιμου ρεύματος συνοδεύεται με ένα χαμηλού υψούς τοπικό μέγιστο. Από αυτές τις μετρήσεις εκτιμήσαμε επίσης το διάγραμμα φάσεων, το οποίο φαίνεται στο σχήμα 25.



Σχήμα 25: Διάγραμμα φάσεων του κρυστάλλου 1 για γωνία  $\theta = 30^\circ$  του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου με τον κρυσταλλογραφικό άξονα c του κρυστάλλου.

Στο σχήμα 26 φαίνονται οι μετρήσεις για γωνία  $60^\circ$  μεταξύ του εφαρμοζόμενου μαγνητικού πεδίου και του κρυσταλλογραφικού άξονα c του δείγματος, ενώ σχήμα 27 το διάγραμμα φάσεων που προέκυψε από αυτές.

Οι συγκεκριμένες μετρήσεις αποκαλύπτουν ένα σημαντικό αποτέλεσμα. Η απότομη αύξηση του διαμαγνητικού σήματος παρατηρείται τώρα σε μετρήσεις που έγιναν σε μεγάλα μαγνητικά πεδία (δες μετρήσεις για  $H_{dc} = 30, 40$  και  $50$  kOe του σχήματος 26. Αυτό το πειραματικό γεγονός υποδηλώνει ότι τα επίπεδα διδυμίας, για αυτή τη γωνία, δρουν πλέον σαν σημειακά κέντρα καρφώματος.

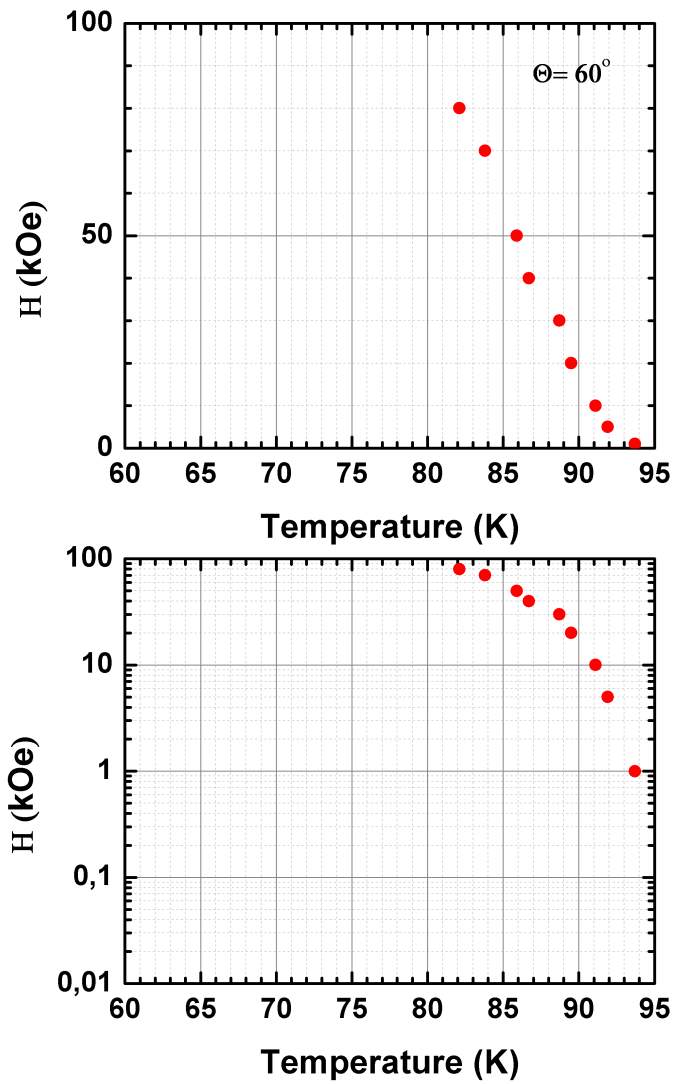


Σχήμα 26: Διαγράμματα της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας συναρτήσει της θερμοκρασίας στον κρύσταλλο 1 για διάφορες τιμές του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου και σε γωνία  $\theta = 60^\circ$  με αυτό. Οι τιμές του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου που τέθηκαν: 1, 5, 10, και 15 Oe

### 4.3 Μετρήσεις κρυστάλλου $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ χωρίς επίπεδα διδυμίας.

Για τον κρύσταλλο 2, τα αποτελέσματα των μετρήσεων *ac* μαγνητικής επιδεκτικότητας σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας, σε σταθερό μαγνητικό πεδίο, φαίνονται στα παρακάτω διαγράμμα-

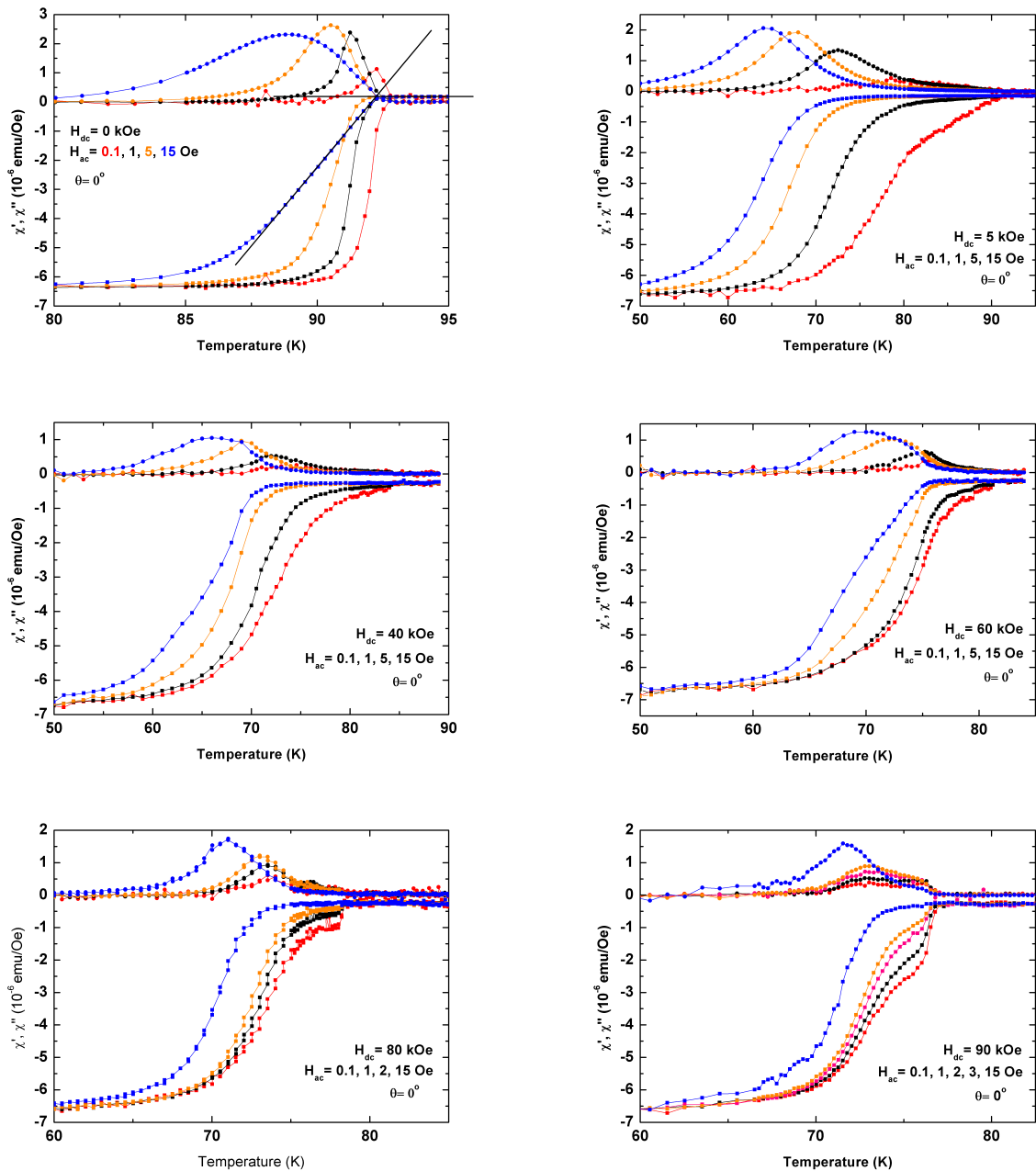




Σχήμα 27: Διάγραμμα φάσεων του κρυστάλλου 1 για γωνία  $\theta = 60^\circ$  του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου με τον κρυσταλλογραφικό άξονα c του κρυστάλλου.

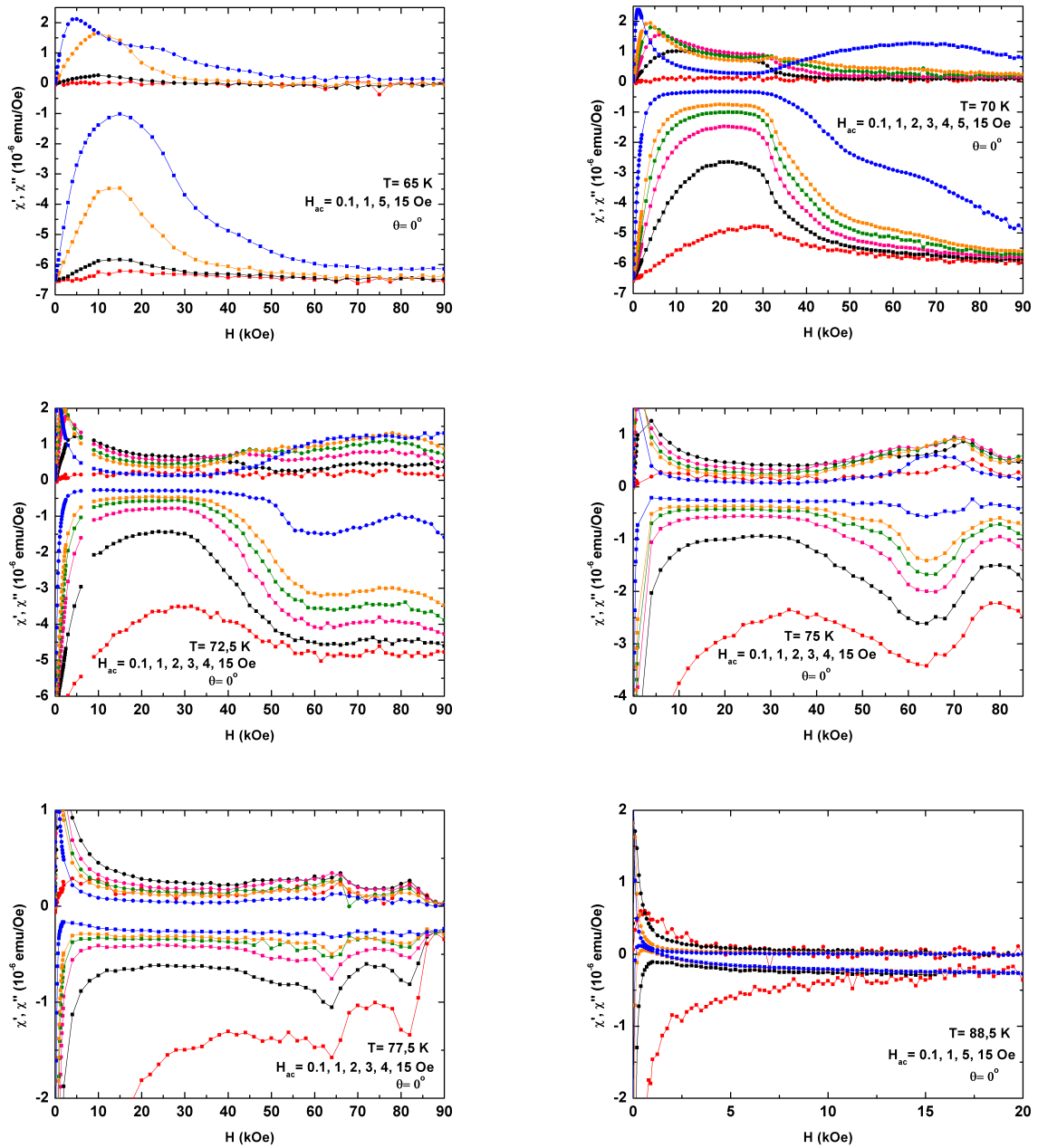
τα. Οι μετρήσεις έγιναν για γωνίες  $0^\circ$ ,  $30^\circ$ ,  $45^\circ$  και  $75^\circ$  μεταξύ της διεύθυνσης του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου και του κρυσταλλογραφικού άξονα c του κρυστάλλου. Στο σχήμα 28 φαίνονται οι μετρήσεις σε μαγνητικό πεδίο παράλληλο με τον κρυσταλλογραφικό άξονα c του δείγματος, δηλαδή σε γωνία  $0^\circ$ .

Ακολουθούν κάποιες ενδεικτικές μετρήσεις της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας συναρτήσει του μαγνητικού πεδίου, σε σταθερή θερμοκρασία, για διάφορες τιμές του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου.



Σχήμα 28: Διαγράμματα της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας συναρτήσει της θερμοκρασίας στον κρύσταλλο 2 για διάφορες τιμές του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου και σε γωνία  $\theta = 0^\circ$  με αυτό. Οι τιμές του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου που τέθηκαν: 0.1, 0.1, 1, 5, 10, 15 Oe

Η σημαντική διαφορά των μετρήσεων της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας συναρτήσει της θερμοκρασίας, σε σχέση με τον κρύσταλλο 1, είναι σε μαγνητικά πεδία έως και 50 kOe, όπου το πραγματικό μέρος μειώνεται με μικρό ρυθμό κατά την ψύξη, γεγονός που υπο-



Σχήμα 29: Διαγράμματα της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεικτικότητας συναρτήσει του μαγνητικού πεδίου στον κρύσταλλο 2 για διάφορες τιμές του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου και σε γωνία  $\theta = 0^\circ$  με αυτό. Οι τιμές του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου που τέθηκαν: 0.1, 0.5, 1, 1.5, 2, 5, 15 Oe

δηλώνει μικρές τιμές του κρίσιμου ρεύματος. Μόνο όταν ο κρύσταλλος ψυχθεί αρκετά κάτω από το  $T_c$ , το κρίσιμο ρεύμα μπορεί να θωρακίσει μαγνητικά τον κρύσταλλο. Παράλληλα, αν εξετάσουμε προσεκτικά την εκκίνηση του διαμαγνητικού σήματος θα ανακαλύψουμε (σε μικρές

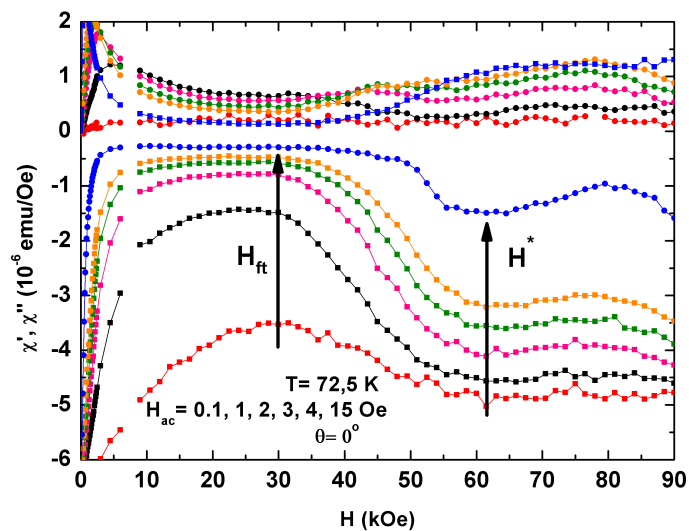
τιμές του  $H_{ac}$ ) ένα μικρού ύψους βήμα, το οποίο σηματοδοτεί τη μετάβαση από την υγρή, στην στερεά κατάσταση φλαξονίων. Για πεδία κοντά στα 50 kOe, το διαμαγνητικό βήμα ανιχνεύεται με δυσκολία. Σε μεγαλύτερες τιμές του μαγνητικού πεδίου, το ύψος του διαμαγνητικού βήματος αυξάνει (δες μετρήσεις για 80 και 90 kOe στο σχήμα 28). Όπως θα δούμε στη συζήτηση των αποτελεσμάτων, αυτή η συμπεριφορά μπορεί να σχετίζεται με την ύπαρξη της φάσης slush φλαξονίων. Είναι ενδιαφέρον να επισημανούμε ότι οι καμπύλες  $\chi'$  για μεγάλα μαγνητικά πεδία μοιάζουν μ' αυτές του κρυστάλλου 1, όταν παρατηρείται επίσης διαμαγνητικό βήμα.

Οι μετρήσεις σαν συνάρτηση του σταθερού μαγνητικού πεδίου για σταθερή θερμοκρασία αποκάλυψαν την ύπαρξη του φαινομένου κορυφής στην καμπύλη του κρίσιμου ρεύματος για σταθερή θερμοκρασία,  $J_c(H_{dc}, T)$ . Σε χαμηλές θερμοκρασίες το πραγματικό μέρος εμφανίζει μη μονότονη μεταβολή με τη θερμοκρασία. Σύμφωνα με το πρότυπο Bean, η ποσότητα  $\chi'(H_{dc})$  (για μεγάλα πλάτη του εναλλασσόμενου πεδίου) μας παρέχει μία εικόνα (σχηματικά) της μεταβολής του κρίσιμου ρεύματος. Είναι, λοιπόν, προφανές ότι οι μετρήσεις του σχήματος 29 για  $T = 65$  και  $70$  K σχετίζονται με μία μεγάλη εύρους κορυφή στην πεδιακή εξάρτηση του κρίσιμου ρεύματος. Σε υψηλότερες θερμοκρασίες, το εύρος και το υψος της κορυφής μειώνεται, με αποτέλεσμα αυτό να μετατρέπεται σε ένα μικρό τοπικό ελάχιστο στις καμπύλες  $\chi'(H_{dc})$ . Οι μετρήσεις μας αποκάλυψαν δύο τοπικά ελάχιστα για  $T=77.5$  K. Αυτή η συμπεριφορά υπάρχει και σε χαμηλότερες θερμοκρασίες, αλλά επειδή η δεύτερη κορυφή συμβαίνει για  $H > 90$  kOe, δεν μπορούμε να την παρατηρήσουμε με το διαθέσιμο μαγνητικό πεδίο του PPMS.

Ως γνωστόν, όσο αυξάνουμε το μαγνητικό πεδίο στον υπεραγωγό εισέρχονται κι άλλα φλαξόνια και η αλληλεπίδρασή τους γίνεται ακόμα πιο ισχυρή και ικανή να εξουδετερώσει την δύναμη καρφώματος. Έτσι, θα περίμενε κανείς ότι η μαγνήτιση (σε απόλυτη τιμή) θα μειώνεται, όσο αυξάνουμε το πεδίο. Ωστόσο, η μαγνήτιση σε υπεραγωγούς υψηλών θερμοκρασιών, αυξάνεται ξανά με την αύξηση του πεδίου. Αυτή η συμπεριφορά είναι αποτέλεσμα ενός τοπικού μέγιστου στη μεταβολή του κρίσιμου ρεύματος με το μαγνητικό πεδίο. Το οποίο ονομάζεται φαινόμενο

κορυφής. Το φαινόμενο κορυφής έχει συσχετιστεί με τη μετάβαση από την κατάσταση Bragg glass στην άμορφη κατάσταση φλαξονίων.

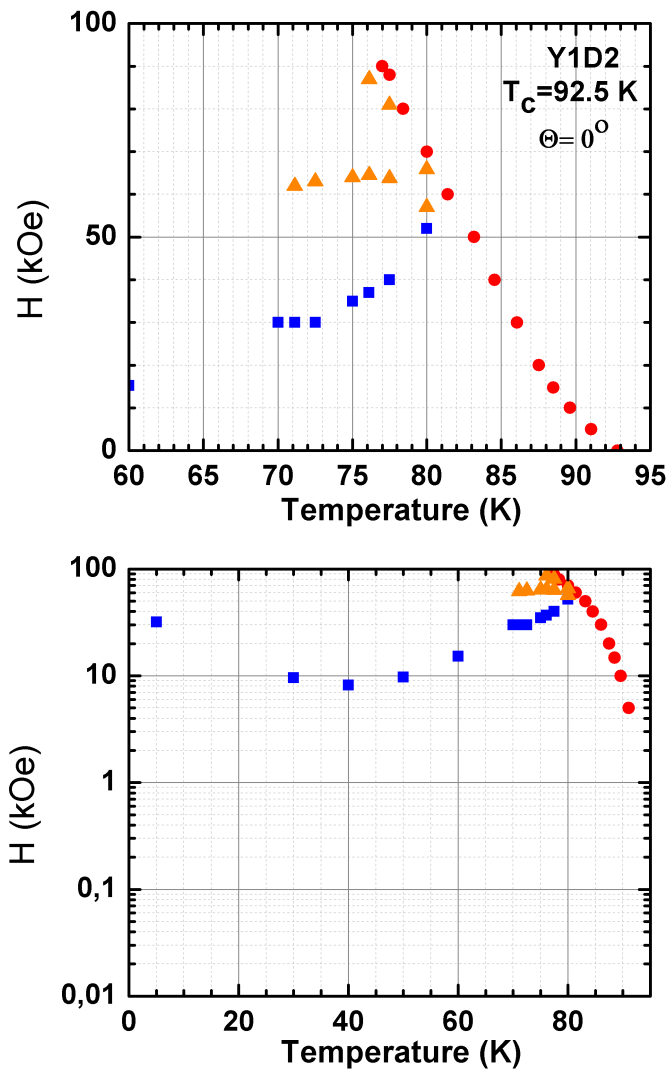
Από τα διαγράμματα  $\chi'(H_{dc})$  υπολογίσαμε το μαγνητικό πεδίο που καθορίζει την μετάβαση από την Bragg glass στην υαλώδη κατάσταση,  $H_{ft}$  και το οποίο εμφανίζεται ως onset της τοπικής αύξησης του κρίσιμου ρεύματος. Επιπλέον, από τα διαγράμματα αυτά εξάγουμε και το πεδίο που αντιστοιχεί στο μέγιστο του κρίσιμου ρεύματος,  $H^*$ . Στο σχήμα 30 δίνεται ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα υπολογισμού των μαγνητικών πεδίων  $H_{ft}$  και  $H^*$ .



Σχήμα 30: Μεθοδολογία υπολογισμού των μαγνητικών πεδίων  $H_{ft}$  και  $H^*$ .

Με αυτόν τον τρόπο προκύπτει το διάγραμμα φάσεων που φαίνεται στο σχήμα 31.

Το διάγραμμα 31 παρουσιάζει μια πιο ολοκληρωμένη εικόνα του διαγράμματος φάσεων του πλέγματος των φλαξονίων, για τον ανισοτροπικό κρύσταλλο  $YBa_2Cu_3O_7$ . Όπως και στα προηγούμενα διαγράμματα, βλέπουμε την γραμμή τήξης  $H_m(T)$ , η οποία χωρίζει την υγρή φάση των φλαξονίων από την στερεά και περιγράφεται θερμοδυναμικά από μια μετάβαση πρώτης τάξης. Η γραμμή αυτή βρίσκεται χαμηλότερα από την γραμμή  $H_{c2}$ , όπου ο κρύσταλλος μεταβαίνει στην κανονική του κατάσταση και παύει να είναι υπεραγώγιμος. Η αρνητική κλίση της γραμμής αυτής υποδηλώνει ότι το υγρό φλαξονίων, σε μεγάλα μαγνητικά πεδία, θα είναι πυκνότερο από



Σχήμα 31: Διάγραμμα φάσεων του κρυστάλλου 2 για γωνία  $\Theta = 0^\circ$  του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου με τον κρυσταλλογραφικό άξονα c του κρυστάλλου.

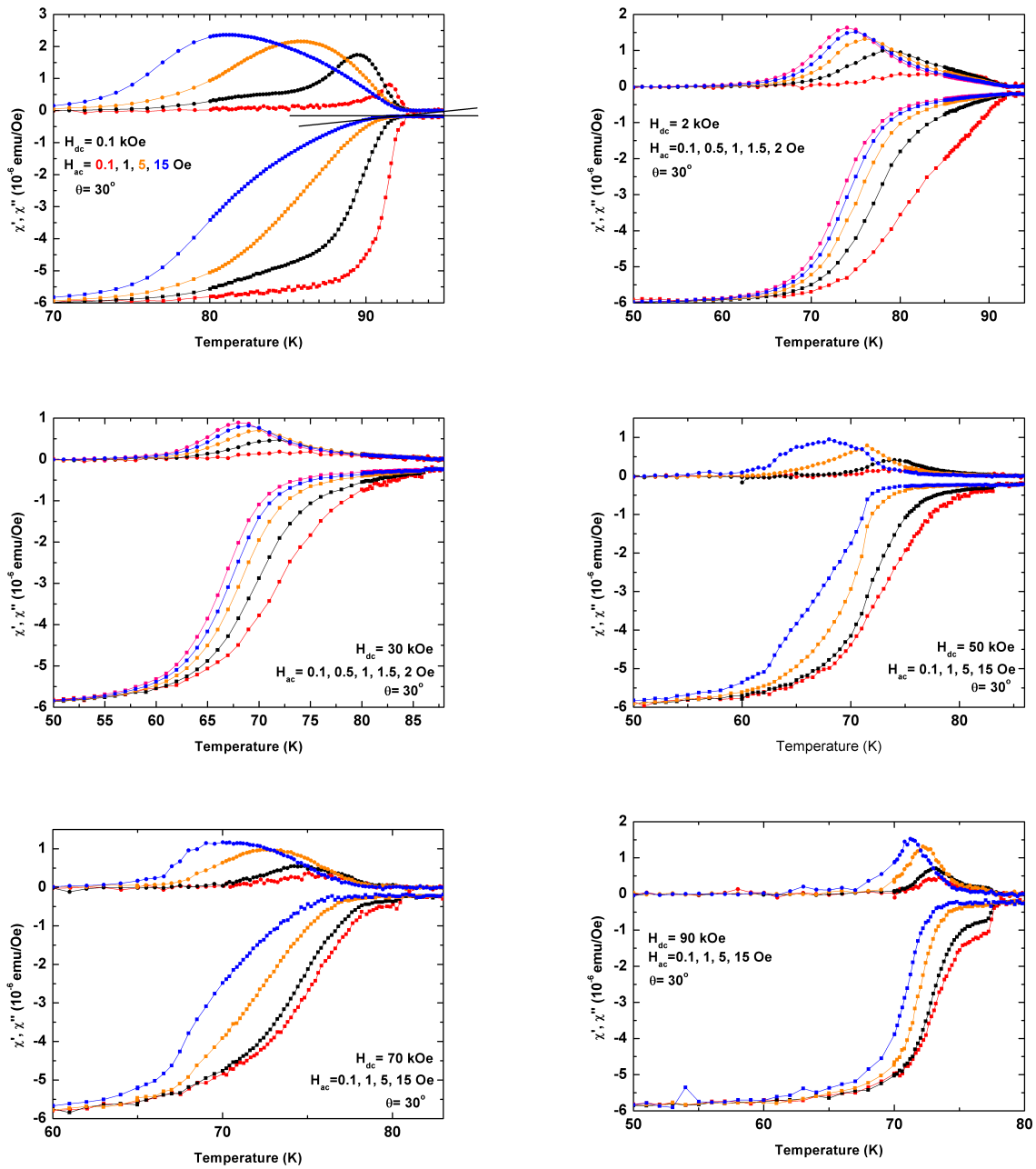
το στερεό φλαζονίων. Για χαμηλότερες θερμοκρασίες και μαγνητικά πεδία, το στερεό πλέγμα των φλαζονίων μεταβαίνει σε μια υαλώδη κατάσταση, η μετάβαση αυτή παρουσιάζεται στο διάγραμμα ως  $H_{ft}$ . Σε συμφωνία με τη βιβλιογραφία, βλέπουμε ότι η κλίση της  $H_{ft}$  αυξάνεται όσο πλησιάζει την γραμμή τήξης, μέχρι ένα κρίσιμο σημείο, όπου εξαφανίζεται. Η σχέση των δυο αυτών γραμμών υποδηλώνει την αυξανόμενη αταξία του στερεού με την αύξηση του πεδίου. Για μεγαλύτερες τιμές του μαγνητικού πεδίου, η υαλώδης φάση του πλέγματος των φλαζονίων τήκεται και η μετάβαση αυτή αντιπροσωπεύεται στο διάγραμμα φάσεων από την γραμμή  $H^*(T)$ . Η γραμμή αυτή ξεκινά έχοντας μια θετική κλίση, η οποία στη συνέχεια αλλάζει σε αρνητική εώς

το σημείο που τερματίζεται κοντά στην γραμμή τήξης.

Στα επόμενα παρουσιάζουμε μετρήσεις για τον κρύσταλλο 2 σε διαφορές γωνίες του μαγνητικού πεδίου με τον  $c$ -άξονα του κρυστάλλου. Πρακτικά, οι συγκεκριμένες μετρήσεις δεν διαφέρουν ποιοτικά από αυτές για  $\Theta = 0$ . Η μόνη διαφορά είναι η μετατόπισή τους σε υψηλότερες θερμοκρασίες (όλα τα χαρακτηριστικά σημεία των μετρήσεων μετατοπίζονται σε υψηλότερες θερμοκρασίες), προφανώς λόγω της ανισοτροπίας του κρυστάλλου. Αυτό το συμπέρασμα είναι σημαντικό, διότι αποκαλύπτει ιστροπικά κέντρα καρφόματος (σημειακές ατέλειες).

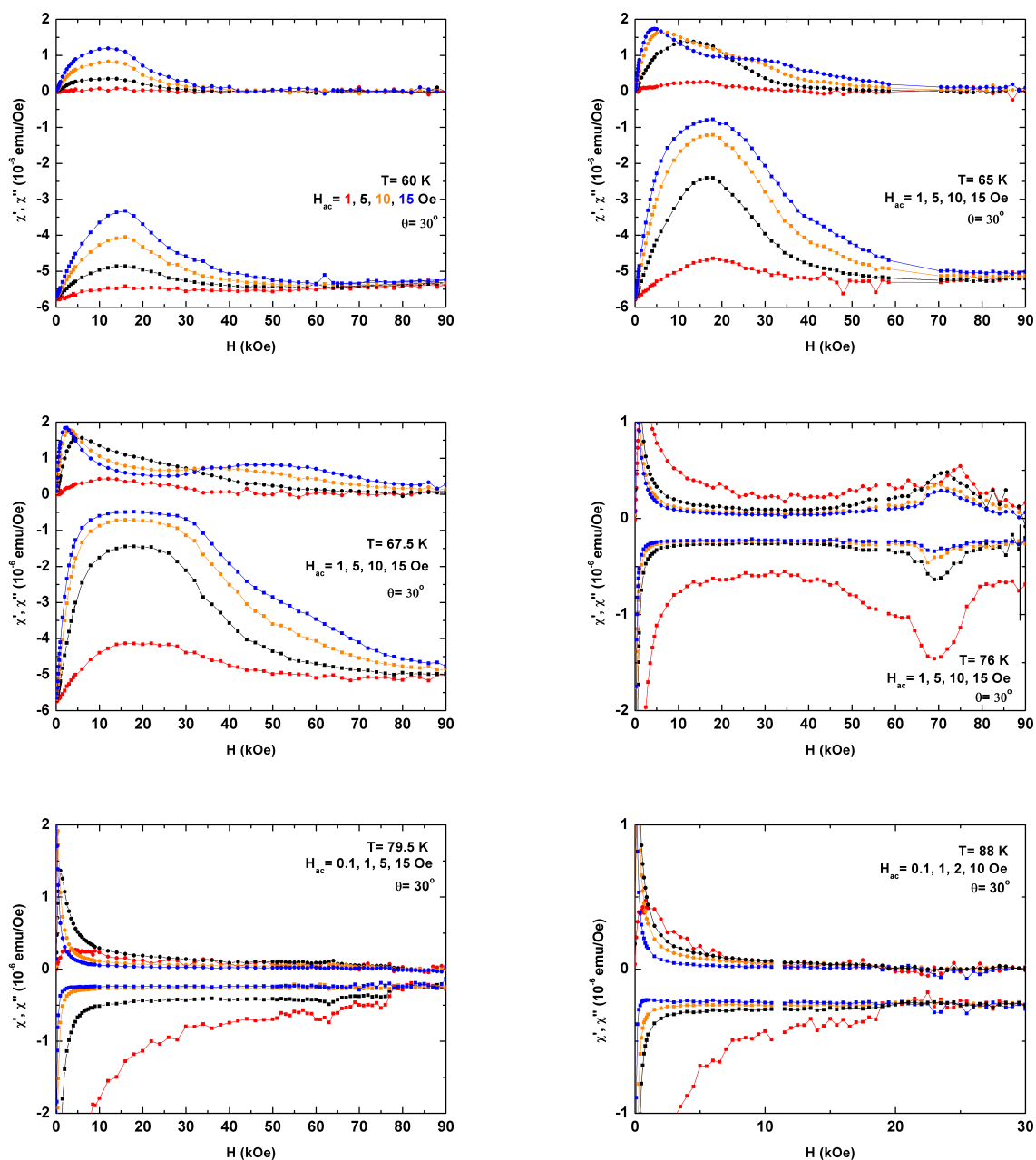
Για μετρήσεις σε μαγνητικό πεδίο που σχηματίζει γωνία  $30^\circ$  με τον κρυσταλλογραφικό άξονα  $c$  του δείγματος:





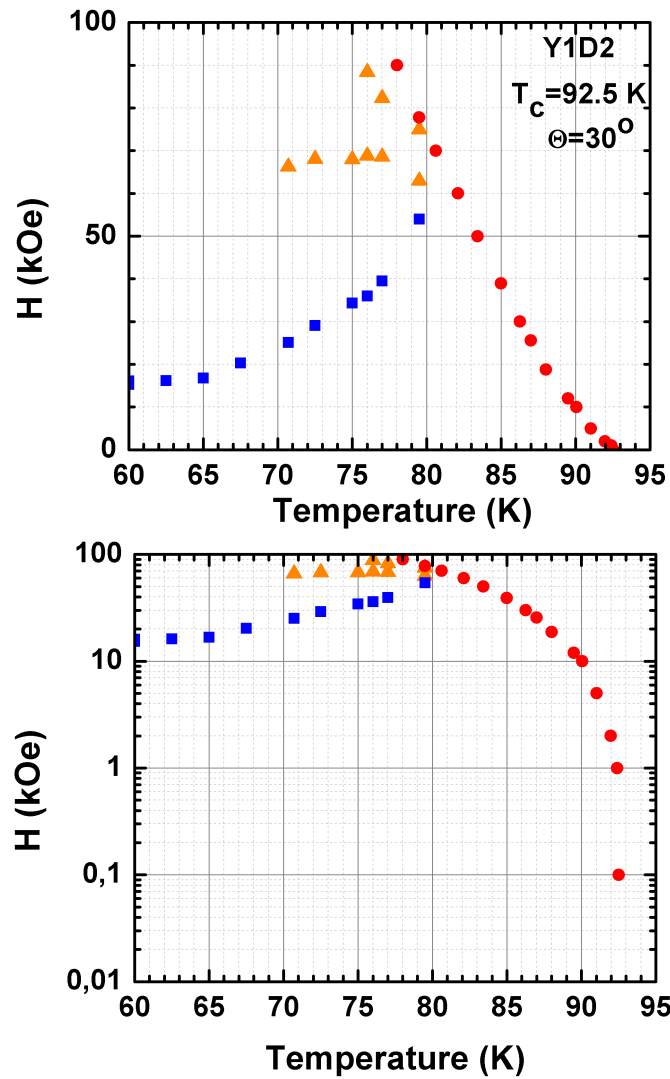
Σχήμα 32: Διαγράμματα της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας συναρτήσει της θερμοκρασίας στον κρύσταλλο 2 για διάφορες τιμές του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου και σε γωνία  $\theta = 30^\circ$  με αυτό. Οι τιμές του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου που τέθηκαν: 0.1, 0.5, 1, 1.5, 2, 5, 15 Oe

Για μετρήσεις σε μαγνητικό πεδίο που σχηματίζει γωνία  $45^\circ$  με τον κρυσταλλογραφικό άξονα  $c$  του δείγματος:

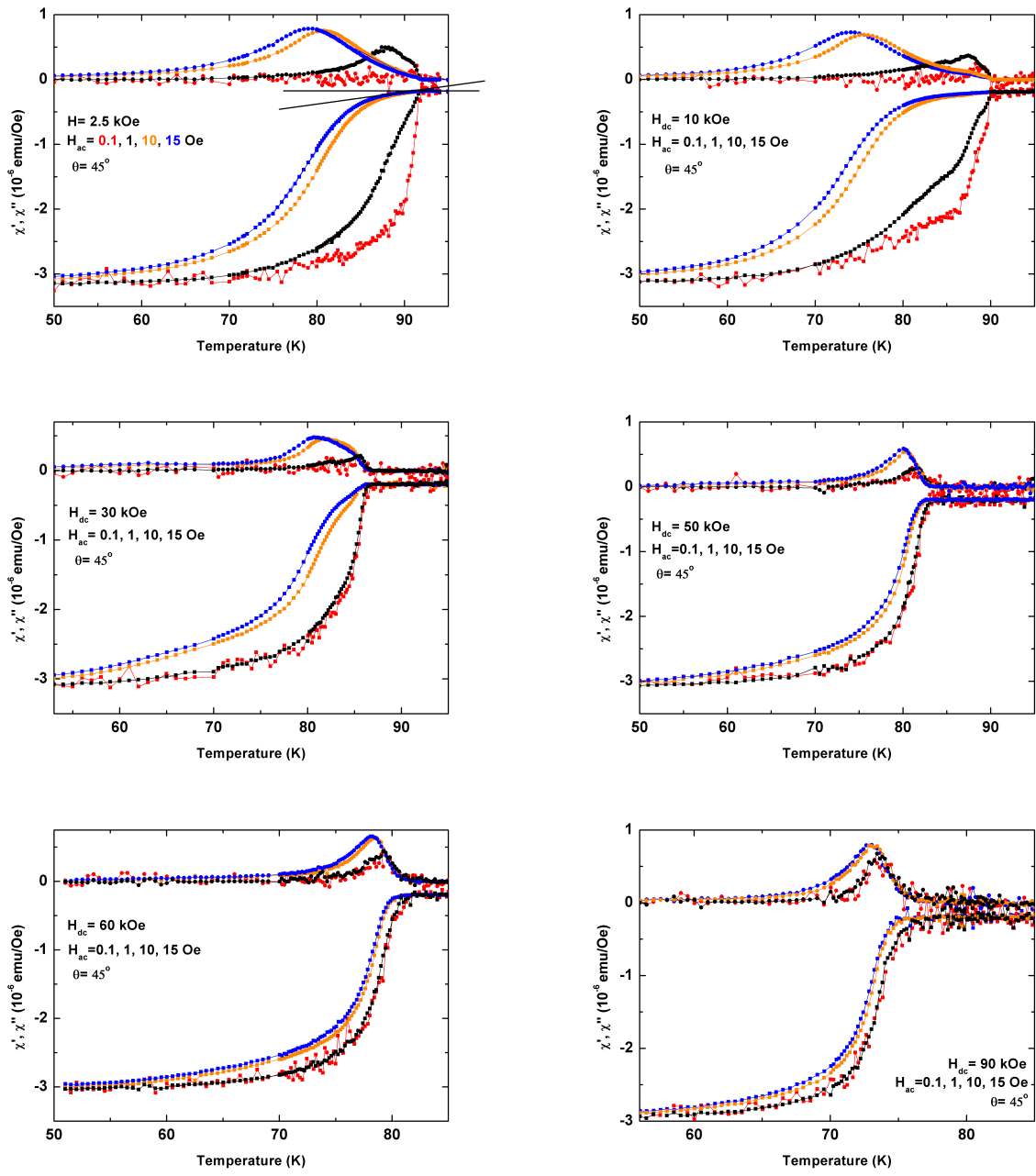


Σχήμα 33: Διαγράμματα της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεικτικότητας συναρτήσει του μαγνητικού πεδίου στον κρύσταλλο 2 για διάφορες τιμές του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου και σε γωνία  $\theta = 30^\circ$  με αυτό. Οι τιμές του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου που τέθηκαν: 0.1, 1, 2, 5, 10, 15 Oe

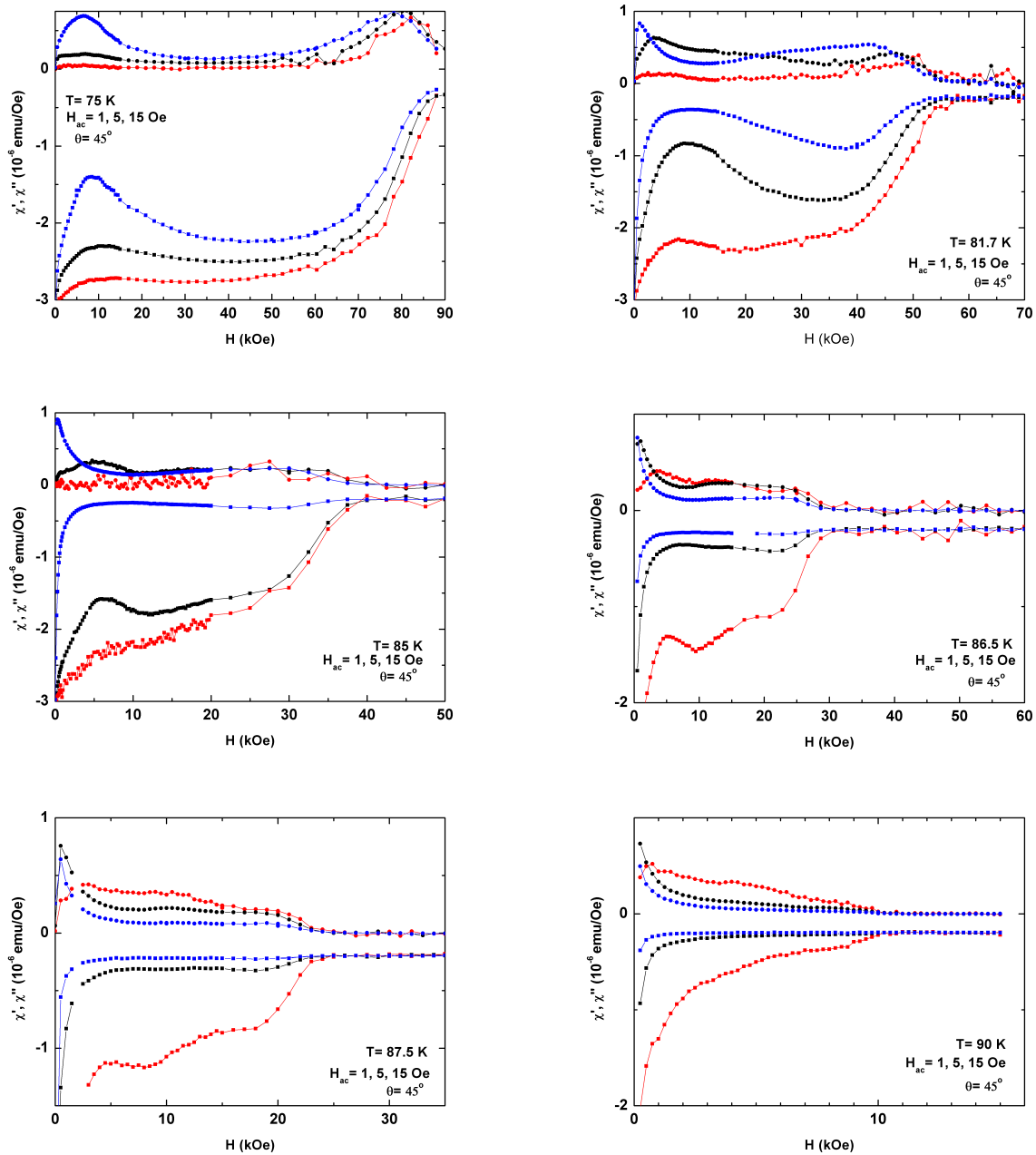
Για μετρήσεις σε μαγνητικό πεδίο που σχηματίζει γωνία  $75^\circ$  με τον κρυσταλλογραφικό άξονα  $c$  του δείγματος: Σε αυτή την γωνία, ο κρύσταλλος έχει πολύ μεγάλη κλίση και οι μετρήσεις που παίρνουμε δεν δίνουν κάποιο σημαντικό αποτέλεσμα.



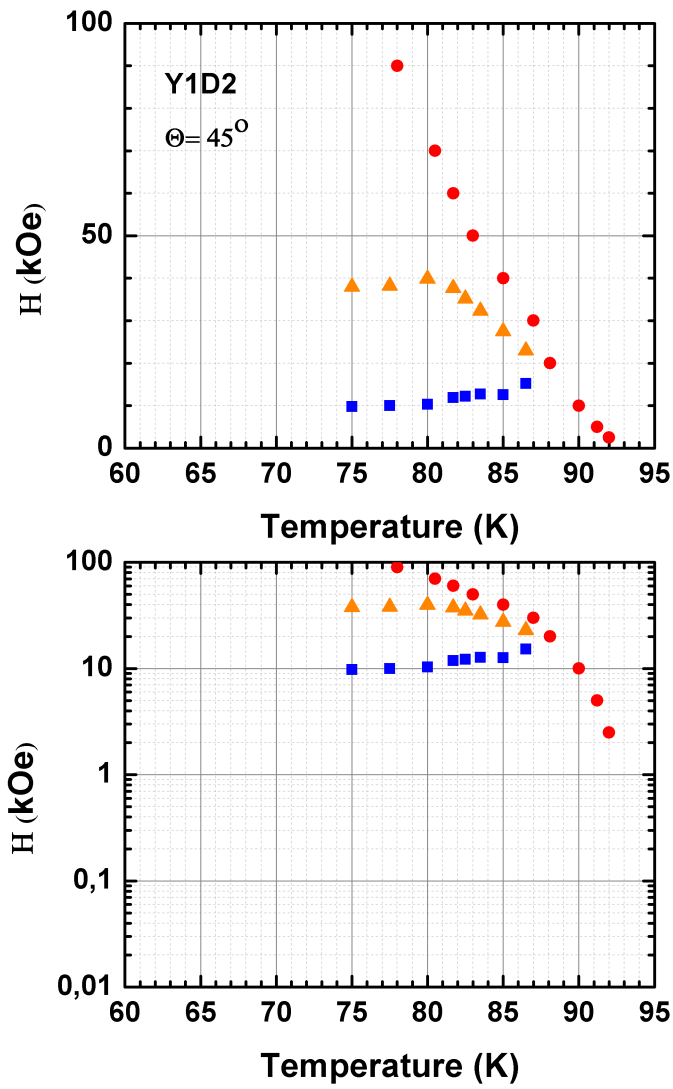
Σχήμα 34: Διάγραμμα φάσεων του κρυστάλλου 2 για γωνία  $\theta = 30^\circ$  του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου με τον κρυσταλλογραφικό άξονα c του κρυστάλλου.



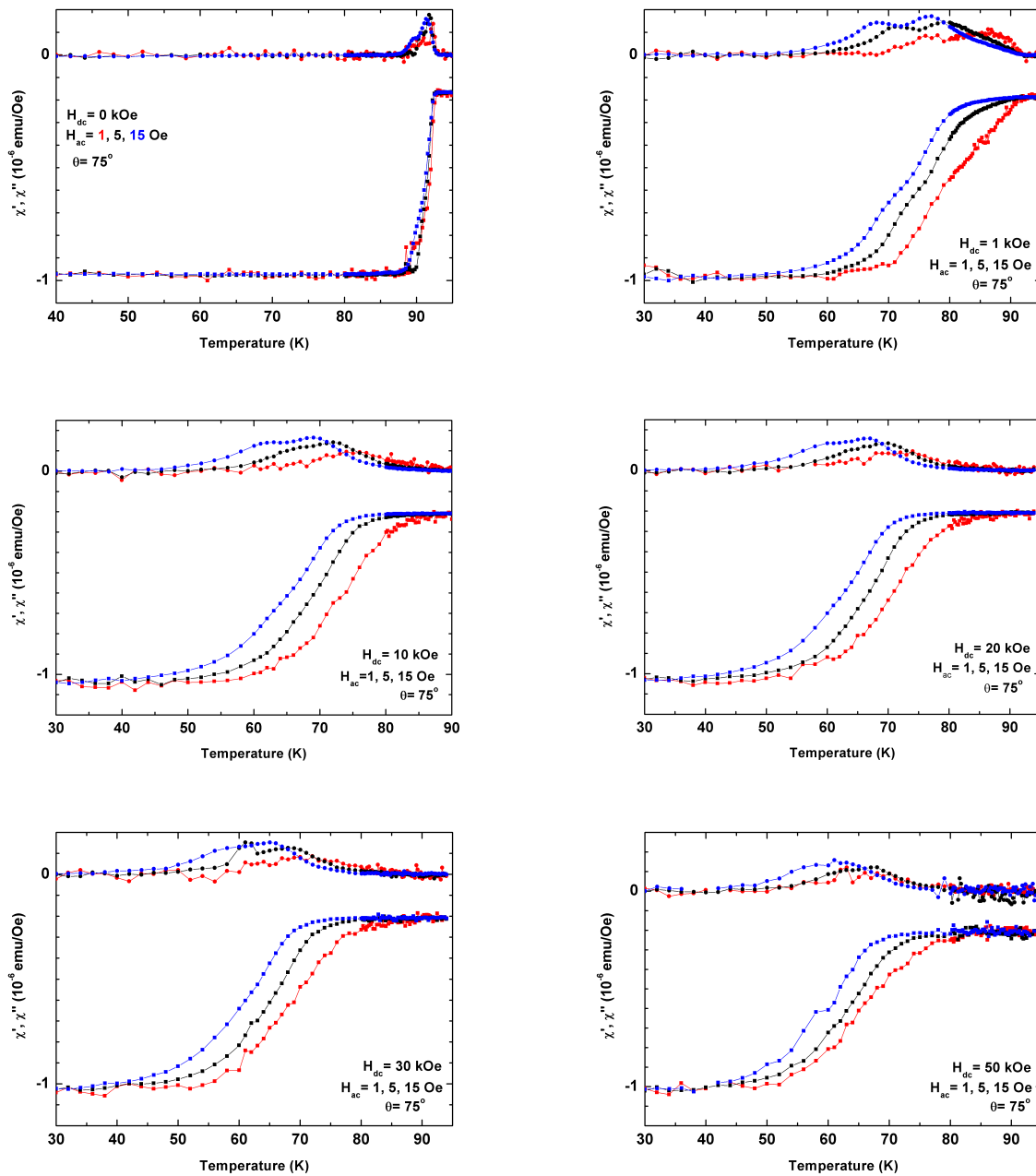
Σχήμα 35: Διαγράμματα της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας συναρτήσει της θερμοκρασίας στον κρύσταλλο 2 για διάφορες τιμές του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου και σε γωνία  $\theta = 45^\circ$  με αυτό. Οι τιμές του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου που τέθηκαν: 0.1, 0.5, 1, 1.5, 2, 5, 15 Oe



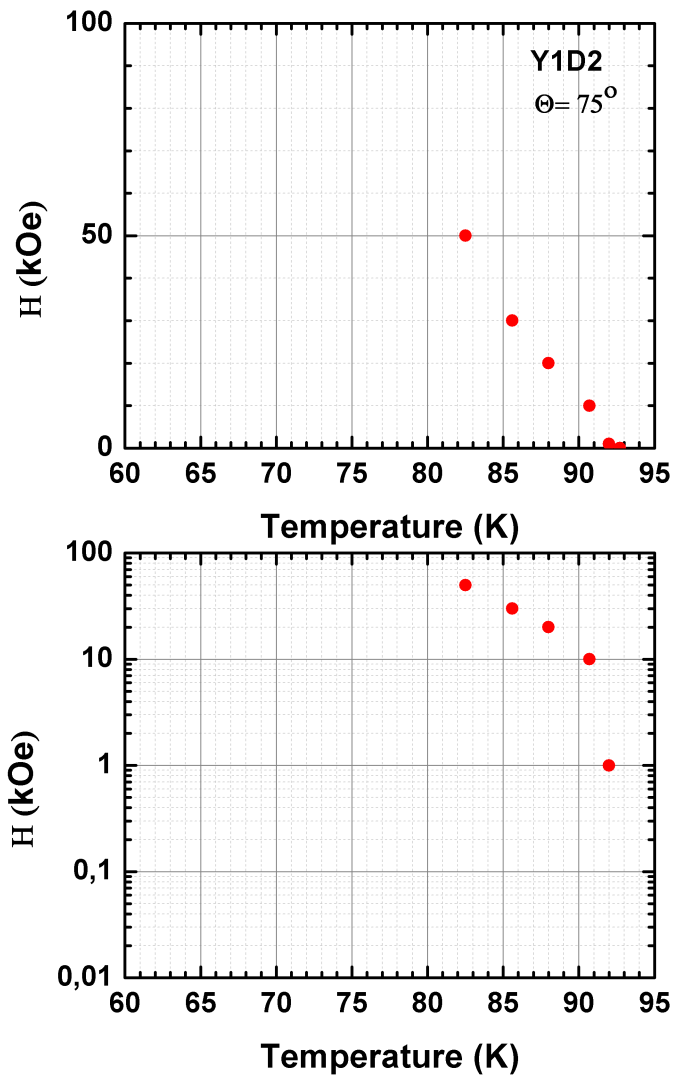
Σχήμα 36: Διαγράμματα της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας συναρτήσει του μαγνητικού πεδίου στον κρύσταλλο 2 για διάφορες τιμές της θερμοκρασίας και σε γωνία  $\theta = 45^\circ$  με αυτό. Οι τιμές του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου που τέθηκαν: 0.1, 0.5, 1, 1.5, 2, 5, 10, 15 Oe



Σχήμα 37: Διάγραμμα φάσεων του κρυστάλλου 2 για γωνία  $\theta = 45^\circ$  του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου με τον κρυσταλλογραφικό άξονα  $c$  του κρυστάλλου.



Σχήμα 38: Διαγράμματα της εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεκτικότητας συναρτήσει της θερμοκρασίας στον κρύσταλλο 2 για διάφορες τιμές του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου και σε γωνία  $\theta = 75^\circ$  με αυτό. Οι τιμές του εναλλασσόμενου μαγνητικού πεδίου που τέθηκαν: 0.1, 1, 5, 10, 15 Oe



Σχήμα 39: Διάγραμμα φάσεων του κρυστάλλου 2 για γωνία  $\theta = 75^\circ$  του εξωτερικού μαγνητικού πεδίου με τον κρυσταλλογραφικό άξονα  $c$  του κρυστάλλου.



## 5 Συζήτηση των αποτελεσμάτων

Στους συμβατικούς υπεραγωγούς (υπεραγωγοί χαμηλής κρίσιμης θερμοκρασίας), οι ιδιότητες της ύλης φλαζονίων μπορούν να περιγραφούν ικανοποιητικά με τη θεωρία μέσου πεδίου. Ο λόγος γι' αυτό είναι η μικρή επιρροή των θερμικών διακυμάνσεων. Αντίθετα, στους υπεραγωγούς με υψηλή κρίσιμη θερμοκρασία (όπως ο υπεραγωγός  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$  που μελετήσαμε) η μικρή τιμή του μήκους συσχέτισης ( $\xi \propto 10 - 50\text{\AA}$ ), η υψηλή κρίσιμη θερμοκρασία ( $T_c \sim 100\text{ K}$ ) και η δισδιάστατη κρυσταλλική δομή (υψηλή ανισοτροπία) κάνουν σημαντικό το ρόλο των θερμικών διακυμάνσεων[16].

Η παράμετρος που περιγράφει το μέγεθος των θερμικών διακυμάνσεων είναι ο αριθμός Ginzburg[16]. Ο συγκεκριμένος αριθμός, ισούται με το λόγο μεταξύ της θερμικής ενέργειας και της ενέργειας συμπύκνωσης της υπεραγωγίσιμης κατάστασης και δίνεται από τον τύπο[16]

$$Gi = \frac{1}{2} \left( \frac{k_B T_c}{H_c^2(0) \epsilon \xi_{ab}^3(0)} \right)^2$$

όπου  $H_c(0)$  είναι το θερμοδυναμικό κρίσιμο μαγνητικό πεδίο,  $\epsilon = \lambda_{ab}/\lambda_c = \xi_c/\xi_{ab}$  είναι η παράμετρος ανισοτροπίας,  $\lambda_{ab}$  ( $\xi_{ab}$ ),  $\lambda_c$  ( $\xi_c$ ) είναι το μήκος διείσδυσης (συσχέτισης), στο κρυσταλλογραφικό επίπεδο  $ab$ , και τον άξονα  $c$ , αντίστοιχα.

Στους υπεραγωγούς δευτέρου είδους, χαμηλών θερμοκρασιών ο αριθμός Ginzburg είναι πολύ μικρός ( $< 10^{-9}$ ), με αποτέλεσμα η μετάβαση στην κανονική κατάσταση, με αύξηση του μαγνητικού πεδίου, να είναι δευτέρας τάξης. Αυτό έχει σαν συνέπεια, η παράμετρος τάξης να μηδενίζεται συνεχώς, όταν το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο γίνει ίσο με το δεύτερο κρίσιμο μαγνητικό πεδίο ( $H_{c2}(T)$ ). Όπως έχουμε αναφέρει στην εισαγωγή, σ' αυτή την περίπτωση το διάγραμμα φάσεων αποτελείται από τις φάσεις Meissner και Abrikosov. Από την άλλη πλευρά στους υπεραγωγούς υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας ο αριθμός Ginzburg είναι αρκετές τάξεις μεγέθους μεγαλύτερος. Αυτή η διαφορά ενισχύει το ρόλο των θερμικών διακυμάνσεων, οδηγώντας σε τήξη του πλέγματος φλαζονίων (Abrikosov Lattice) αρκετά χαμηλότερα από το δεύτερο κρίσιμο μαγνη-

τικό πεδίο, το οποίο σ' αυτή την περίπτωση αναπαριστά μία ομαλή μετάβαση, από την υγρή κατάσταση φλαζονίων στην κανονική κατάσταση. Η μετάβαση τήξης διαχωρίζει την κατάσταση Abrikosov σε στερεό και υγρό φλαζονίων.

Αν, επιπρόσθετα, λάβουμε υπόψη τις ατέλειες (disorder) το διάγραμμα φάσεων του υπεραγωγού τροποποιείται δραστικά. Συγκεκριμένα, ένα από τα σενάρια που έχουν προταθεί είναι η μετατροπή του πλέγματος Abrikosov σε άμορφη υαλώδη κατάσταση και μία φάση που είναι μεταξύ υαλώδους και τακτοποιημένης κατάστασης Bragg glass,[17]. Το είδος της φάσης καθορίζεται από το σχετικό μέγεθος μεταξύ θερμικής, ελαστικής και ενέργειας καρφώματος. Οι εξισώσεις που προσδιορίζουν την μετάβαση από τη μία φάση στην άλλη, προσδιορίζονται από την ισότητα δύο ενεργειών [18].

Οι ατέλειες μπορούν να ληφθούν ποσοτικά υπόψη μέσω του πηλίκου,  $\nu$ , του ανοιγμένου μήκους συσχέτισης  $D \equiv \epsilon \xi_{ab}/L_c$  και του αριθμού Ginzburg

$$\nu = (2\pi)^{1/2} D^3 / G_i^{1/2}.$$

Αυτό το πηλίκιο περιγράφει ποσοτικά την ισχύ της δύναμης καρφώματος των φλαζονίων. Το μήκος  $L_c = (\epsilon^4 \epsilon_0^2 / n f_{pin}^2)^{1/3}$  ονομάζεται "μήκος συλλογικού καρφώματος φλαζονίου" ( $n$  και  $f_{pin}$  είναι ο αριθμός των κέντρων καρφώματος και το μέτρο της δύναμης καρφώματος,  $\epsilon_0 = (\Phi_0/4\pi\lambda)^2$  είναι η γραμμική μηχανική τάση (line tension) του φλαζονίου και  $\Phi_0$  το κβάντο μαγνητικής ροής.

Το διάγραμμα φάσεων της ύλης φλαζονίων έχει υπολογιστεί θεωρητικά, από τους Mikitik & Brandt[19], χρησιμοποιώντας το κριτήριο Lindemann. Κεντρικό ρόλο, σε αυτού του είδους τους υπολογισμούς, παίζει η μέση σχετική τετραγωνική μετατόπιση δύο φλαζονίων (mean-squared relative displacement of two vortices (correlation function)) που απέχουν απόσταση  $r$ , η οποία ορίζεται από την εξίσωση:

$$B_{T,dis}(R, L) \equiv \langle [\mathbf{u}(R, L) - \mathbf{u}(0, 0)]^2 \rangle, \quad (5.1)$$

όπου  $\langle \dots \rangle$  δηλώνει θερμικό (T) και τυχαίο (dis) μέσο όρο. Από το  $B$  κάποιος καθορίζει δύο κλίμακες μήκους  $R_c$  και  $R_a$  στο επίπεδο  $xy$  (και όμοια  $L_c$  και  $L_a$  παράλληλα με τον άξονα  $z$ ) τέτοιες ώστε  $B(R_c, 0)_{\text{dis}} \sim \max(\xi^2, \langle u^2 \rangle_T)$  και  $B(R_a, 0)_{T, \text{dis}} \sim a^2$ , αντίστοιχα.  $R_c$  είναι το επονομαζόμενο Larkin-Onchinikov μήκος καρφώματος[20] και  $R_a$  είναι το μήκος, πάνω από το οποίο, η μετατόπιση των φλαξονίων αυξάνει λογαριθμικά[17]. Ο γεωμετρικό τόπος των σημείων  $(T, H)$ , στα οποία συμβαίνει η μετάβαση τάξης-αταξίας, μπορεί να υπολογιστεί από την εξίσωση:

$$B(R_a = a)_{T, \text{dis}} = c_L^2 a^2,$$

όπου  $c_L$  είναι η φαινομενολογική σταθερά Lindemann,  $a \approx (\Phi_0/H)^{1/2}$  είναι η απόσταση μεταξύ των φλαξονίων.

Αν αγνοήσουμε το ρόλο των θερμικών διακυμάνσεων, η ποσότητα  $B$  εξαρτάται από το είδος καρφώματος, το οποίο καθορίζεται από τη σχέση του μήκους καρφώματος Larkin  $L_c$  με το μήκος  $L_0 = \epsilon a$ . Το μήκος  $L_0$  προσδιορίζεται από την εξίσωση[16]  $B(a, 0) = B(0, L_0)$ . Όταν  $L_c < L_0$ , η ύλη φλαξονίων βρίσκεται στην επονομαζόμενη κατάσταση ατομικού καρφώματος φλαξονίου (single-vortex pinning regime-  $H_{sv}$ ). Σ' αυτή την κατάσταση, η γραμμή τάξης-αταξίας καθορίζεται από την εξίσωση

$$h_{\text{dis}} = 2\pi c_L^2 (\epsilon\xi/c_L L_c)^{-\alpha}, \quad (5.2)$$

όπου  $h_{\text{dis}} = H_{\text{dis}}/H_{c2}$ ,  $H_{c2} = \Phi_0/2\pi\xi_{ab}^2$  το δεύτερο κρίσιμο πεδίο και  $\alpha \approx 3$ . Θα πρέπει να σημειώσουμε ότι για να ισχύει, αυτοσυνεπώς, η ανισότητα  $H_{\text{dis}} < H_{sv} = \Phi_0\epsilon^2/L_c^2$  είναι απαραίτητο  $c_L < \epsilon\xi/L_c$ .

Εναλλακτικά, όταν  $L_c > L_0$  ή  $T > T_1$  (όπου  $\epsilon\xi(T_1)/L_c(T_1) = c_L$ ), η έκφραση του  $B$ , η οποία ισχύει για την κατάσταση μικρής και μεγάλης δεσμίδας φλαξονίων (the small-bundle and large bundle regimes), θα πρέπει να χρησιμοποιηθεί. Η γραμμή τάξης-αταξίας σ' αυτή την κατάσταση δίνεται[19] από την λύση της εξίσωσης:

$$h_{\text{dis}}(1 - h_{\text{dis}})^3 = 2\pi c_L^2 (\epsilon\xi/c_L L_c)^6 (1 - h_{sv})^3, \quad (5.3)$$

όπου  $h_{sv} = H_{sv}/H_{c2} = 2\pi(\epsilon\xi/L_c)^2$ .

Αν υποθέσουμε ότι η εκκίνηση  $(T_o, H_o)$  του φαινομένου κορυφής ταυτίζεται με τη μετάβαση τάξης αταξίας, για να αναπαραχθούν τα πειραματικά δεδομένα, θα πρέπει να υποθέσουμε τα ακόλουθα : (α)  $D = \epsilon\xi(0)/L_c(0) < c_L$ , (β) κάρφωμα φλαξονίων τύπου  $\delta\ell$  και (γ)  $\xi(T)/\xi(0) = \lambda(T)/\lambda(0) = (1 - T^2/T_c^2)^{-1/2}$ .

Η γραμμή τήξης (για  $h_m > h_{sv}$ ), αγνοώντας την επίδραση των κέντρων καρφώματος, μπορεί να υπολογιστεί κάνοντας χρήση του κριτηρίου Lindemann,  $\langle u^2 \rangle_T = c_L^2 a^2$ . Χρησιμοποιώντας την παραπάνω εξίσωση για  $\langle u^2 \rangle_T$ :

$$t \left( \frac{Gi}{h_{c2}(t)} \right)^{1/2} h_m^{1/2} f(h_m) - 2\pi c_L^2 = 0, \quad (5.4)$$

όπου  $h_m = H_m/H_{c2}$ .

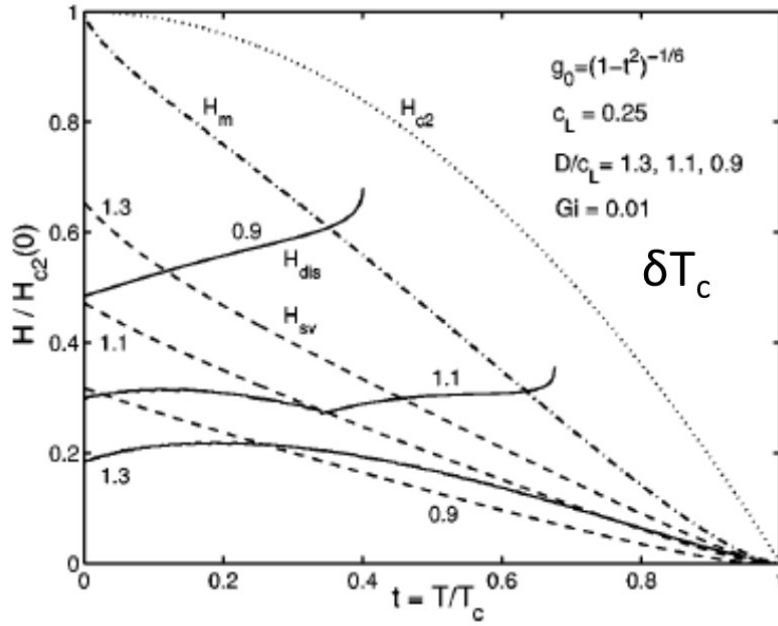
Μετά από κατάλληλη τροποποίηση της ποσότητας  $B_{T,dis}$ , το σύνορο που προσδιορίζει την κατάσταση ατομικού καρφώματος φλαξονίου μπορεί να υπολογιστεί από τη λύση της εξίσωσης:

$$h_{sv}^{1/2}(t) - (2\pi)^{1/2} D(t) + t(Gi/h_{c2}(t))^{1/2} f(h_{sv}(t)) = 0. \quad (5.5)$$

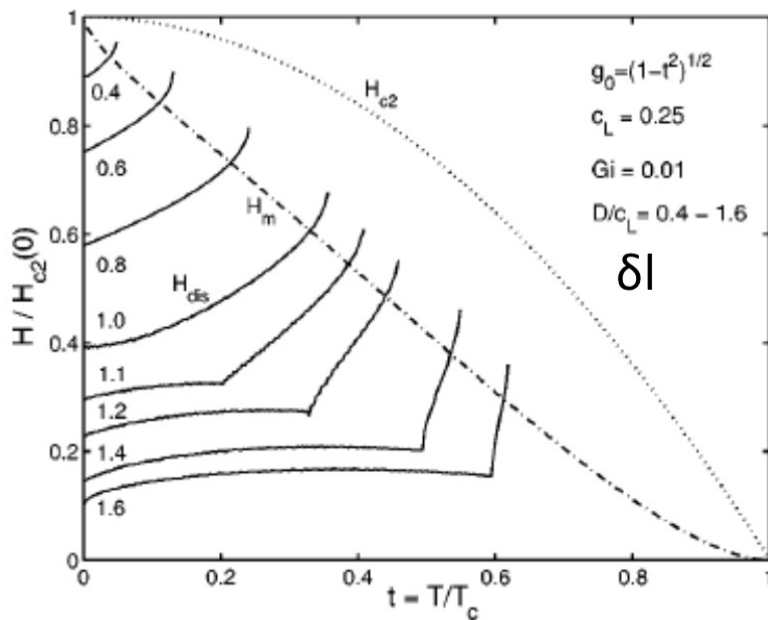
Η γραμμή τάξης αταξίας (για  $h_{dis} > h_{sv}$ ) μπορεί να βρεθεί από τη λύση της εξίσωσης

$$h_{dis}(1 - h_{dis})^3 \left[ 1 + t \left( \frac{Gi}{h_{c2}} \right)^{1/2} \frac{f(h_{dis})}{(h_{dis})^{1/2}} \right]^4 - 2\pi c_L^2 \left( \frac{D(t)}{c_L} \right)^6 [1 - h_{sv}(t)]^3 = 0 \quad (5.6)$$

Στα σχήματα 40 και 41 φαίνονται τα διαγράμματα φάσεων για  $\delta T_c$  και  $\delta\ell$  τύπους καρφώματος φλαξονίων. Αν τα συγκρίνουμε με τα πειραματικά που υπολογίσαμε για  $\Theta = 0$ , μπορούμε να συμπεράνουμε ότι τα αναπαράγουν ικανοποιητικά. Επιπρόσθετα, για να αναπαράγουμε τη γραμμή τάξης-αταξίας, θα πρέπει να ισχύει  $D = 0.11$ . Στα επόμενα σχήματα, αναπαράγουμε τα θεωρητικά διαγράμματα φάσεων της ύλης φλαξονίων από την εργασία των Mikitik & Brandt[19], τα οποία περιγράφουν ικανοποιητικά τα διαγράμματα που υπολογίσαμε πειραματικά.



Σχήμα 40: Θεωρητικά διάγραμμα φάσεων της ύλης φλαξονίων σχετικά με την ένωση 123 για  $\delta T_c$  τύπο καρφώματος. Τα διαγράμματα υιοθετήθηκαν από την εργασία των Mikitik & Brandt[19].



Σχήμα 41: Θεωρητικά διάγραμμα φάσεων της ύλης φλαξονίων σχετικά με την ένωση 123 για  $l$  τύπο καρφώματος. Τα διαγράμματα υιοθετήθηκαν από την εργασία των Mikitik & Brandt[19].

Είναι σημαντικό να αναφέρουμε ότι η γραμμή τήξης επηρεάζεται από τις ατέλειες. Στα παραπάνω, αγνοήσαμε την επίδραση των ατελειών στην γραμμή τήξης. Αν λάβουμε υπόψη τις ατέλειες, τότε η γραμμή τήξης θα δίνεται από την εξίσωση:

$$k_B T = E_{\text{pin}} + E_{\text{El}} \quad (5.7)$$

όπου  $E_{\text{pin}}$  και  $E_{\text{El}}$  η ενέργεια καρφώματος και η ελαστική ενέργεια. Η προηγούμενη εξίσωση δηλώνει ότι θα έχουμε τήξη του πλέγματος φλαξονίων όταν η θερμική ενέργεια γίνει συγκρίσιμη με το άθροισμα της ελαστικής ενέργειας του πλέγματος φλαξονίων και της ενέργειας καρφώματος των φλαξονίων.

Επιπρόσθετα, οι Giamarchi Le Doussal πρότειναν ένα γενικευμένο κριτήριο Lindemann που προσδιορίζει ταυτόχρονα τη γραμμή τήξης και τη γραμμή τάξης-αταξίας

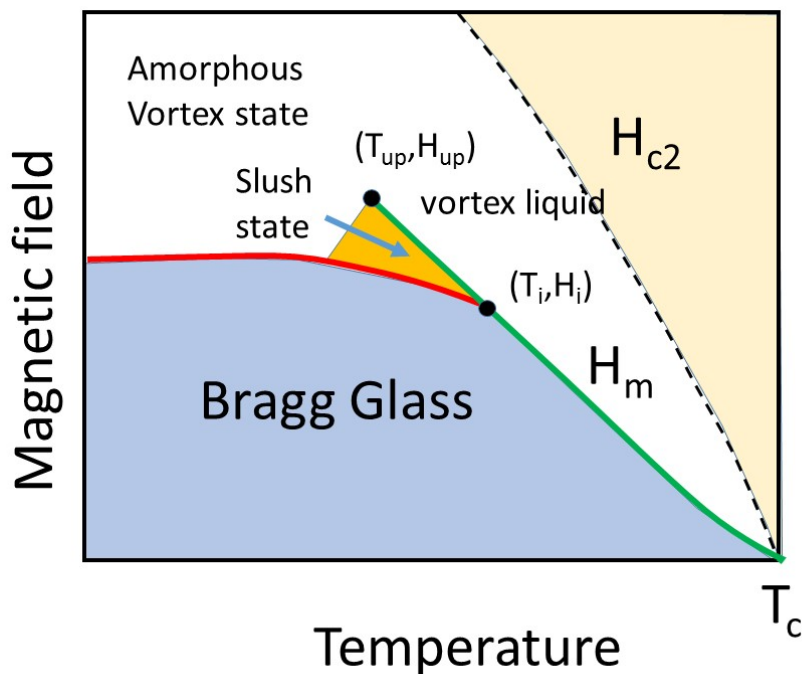
$$u_{\text{total}}^2 = c_L^2 a^2$$

όπου  $c_L$  είναι η σταθερά Lindemann (0.1-0.2) και  $u_{\text{total}} \sim \sqrt{2u_T^2 + u^2(a, 0)}$  είναι η μέση τετραγωνική διακύμανση της απόστασης γειτονικών φλαξονίων, η οποία οφείλεται στις θερμικές διακυμάνσεις και τις ατέλειες. Οι Mikitik και Brandt έχουν παρουσιάσει ισχυρά επιχειρήματα, τα οποία οδηγούν στο συμπέρασμα ότι τα δύο κριτήρια δίνουν τα ίδια αποτελέσματα.

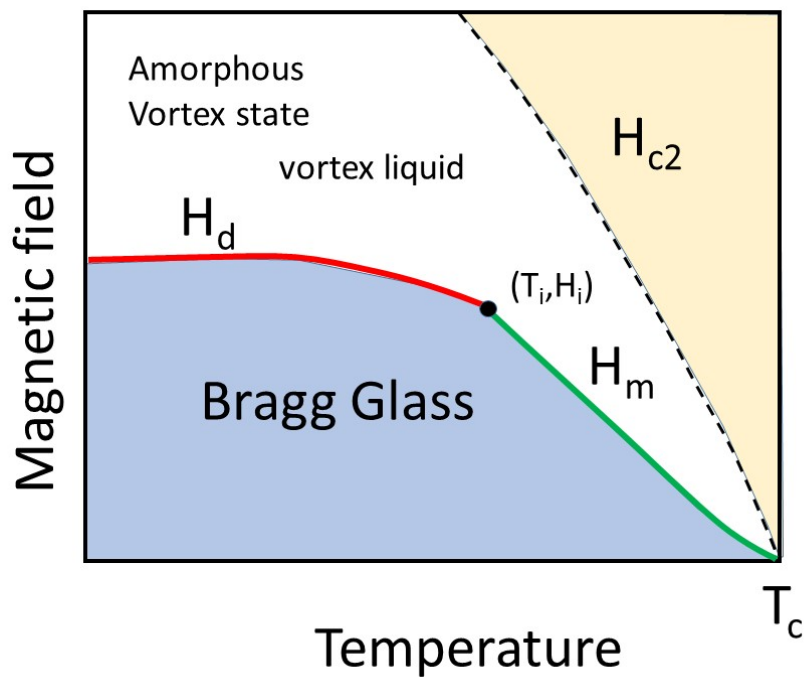
Στα παρακάτω σχήματα, φαίνονται σχηματικά τα διαγράμματα φάσεων της ύλης φλαξονίων που μπορούν να προκύψουν από τα προαναφερθέντα κριτήρια.

Με άμεση σύγκριση των πειραματικών διαγραμμάτων φάσεων της ύλης φλαξονίων του κρυστάλλου, χωρίς επίπεδα διδυμίας για μηδενική και μη μηδενική γωνία μεταξύ του άξονα  $c$  του κρυστάλλου και του μαγνητικού πεδίου, αποκαλύπτεται το σημαντικό συμπέρασμα ότι το διάγραμμα φάσεων του σχήματος 42 έχει πολλές ομοιότητες με αυτά (δες σχήματα 44 και 45).

Τελειώνοντας, κρίναμε σκόπιμο να αναφερθούμε εν συντομία στο φαινόμενο κορυφής του κρίσιμου ρεύματος. Το φαινόμενο κορυφής στους υπεραγωγούς χαμηλής κρίσιμης θερμοκρασίας

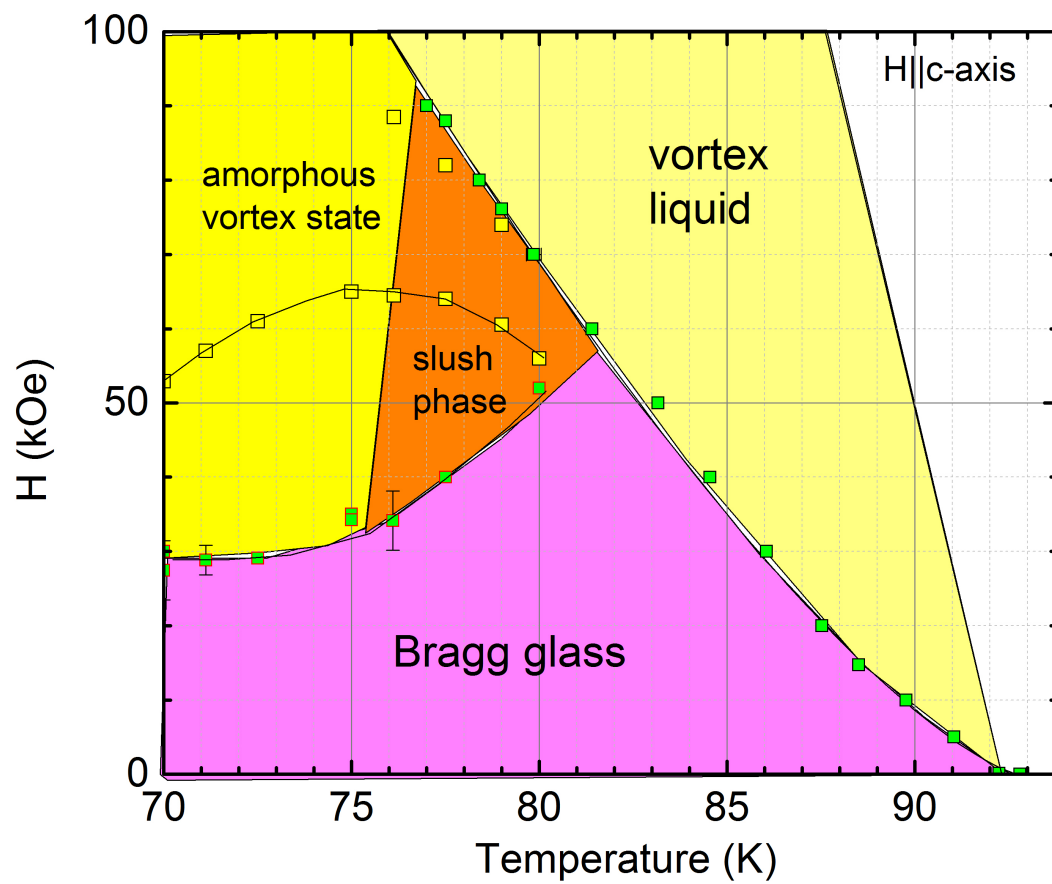


Σχήμα 42: Σχηματικό διάγραμμα φάσεων για υπεραγωγό δευτέρου είδους παρουσία σημειακών ατελειών. Οι φάσεις που προβλέπονται είναι η κανονική φάση, η φάση Bragg glass, και η άμορφη φάση φλαζονίων. Η γραμμή τήξης ξεκινά από την κρίσιμη θερμοκρασία και τερματίζεται στο κρίσιμο σημείο  $(T_{up}, H_{up})$ . Η γραμμή τάξης-αταξίας τερματίζεται στο σημείο τομής  $(T_i, H_i)$ . Η φάση που υπάρχει ανάμεσα από τη γραμμή τάξης αταξίας και τη γραμμή τήξης αποτελείται από στερεό και υγρό φλαζονίων (slush phase). Η άμορφη κατάσταση φλαζονίων και η υγρή κατάσταση φλαζονίων είναι ουσιαστικά η ίδια φάση με διαφορετικό, όμως, ιξώδες σε χαμηλές και υψηλές θερμοκρασίες. Το διάγραμμα υιοθετήθηκε από την εργασία των Mikitik, Brandt, Phys. Rev. B, **68**, 054509 (2003).[21]

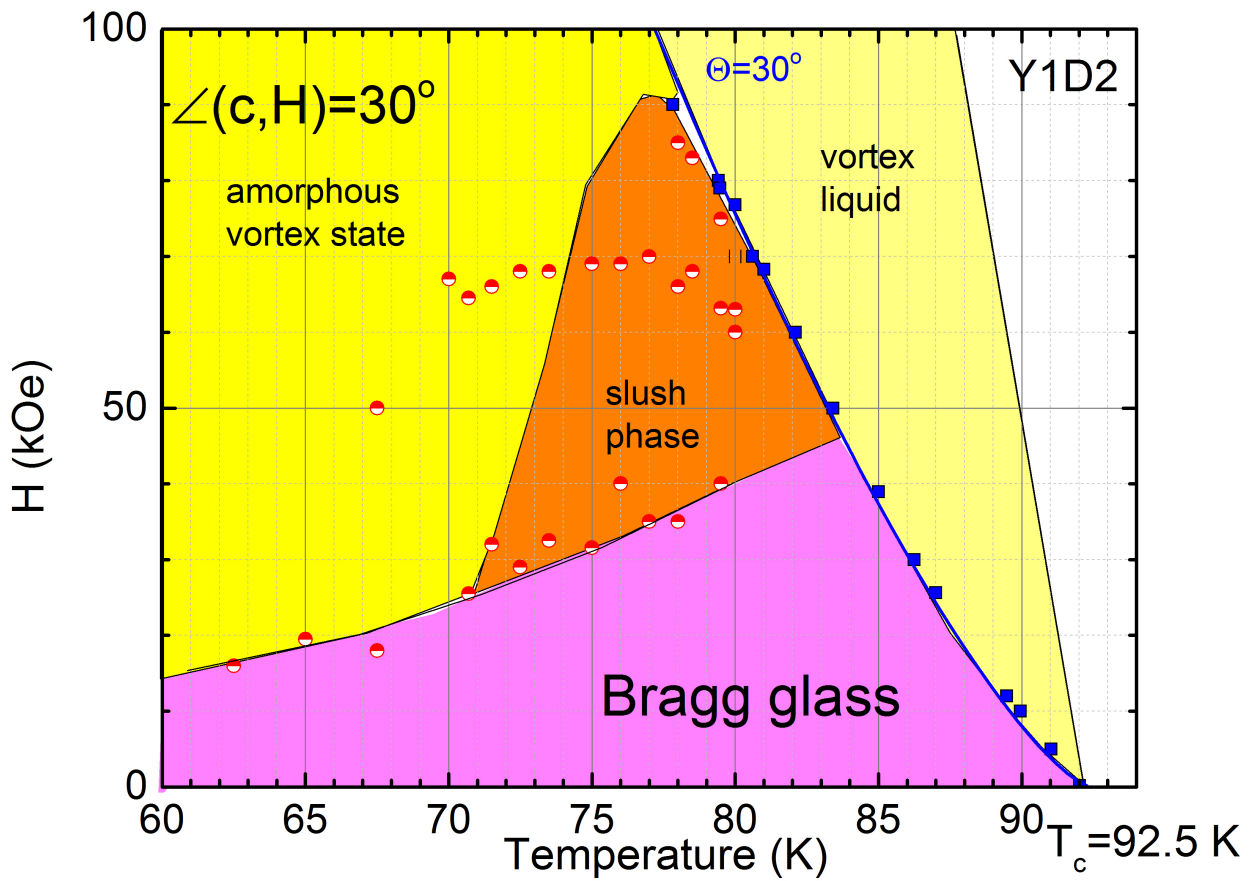


Σχήμα 43: Σχηματικό διάγραμμα φάσεων για υπεραγωγό δευτέρου είδους παρουσία σημειακών ατελειών. Οι φάσεις που προβλέπονται είναι η κανονική φάση, η φάση Bragg glass, και η άμορφη φάση φλαζονίων. Η γραμμή τήξης ξεκινά από την κρίσιμη θερμοκρασία και ενώνεται συνεχώς με τη γραμμή τάξης αταξίας. Η άμορφη κατάσταση φλαζονίων και η υγρή κατάσταση φλαζονίων είναι ουσιαστικά η ίδια φάση με διαφορετικό, όμως, ιξώδες σε χαμηλές και υψηλές θερμοκρασίες.





Σχήμα 44: Πειραματικό διάγραμμα φάσεων του κρυστάλλου 2 για μηδενική γωνία μεταξύ του άξονα  $c$  και του μαγνητικού πεδίου. Η ομοιότητα με το σχήμα 42 είναι προφανής.



Σχήμα 45: Πειραματικό διάγραμμα φάσεων του κρυστάλλου 2 για γωνία μεταξύ του άξονα  $c$  και του μαγνητικού πεδίου  $30^\circ$ . Η ομοιότητα με το σχήμα 42 είναι προφανής.

παρατηρείται κοντά στη γραμμή του δεύτερου κρίσιμου μαγνητικού πεδίου. Αντίθετα, στους υπεραγωγούς υψηλής κρίσιμης θερμοκρασίας, το φαινόμενο κορυφής παρατηρείται μακριά από την γραμμή  $H_{c2}(T)$  αλλά και κοντά. Η πρώτη θεωρητική προσπάθεια για την εξήγηση του φαινομένου κορυφής έγινε από τον Pippard[22]. Ο Pippard πρότεινε ότι, επειδή η ενέργεια για διάτμηση του πλέγματος φλαζονίων τείνει στο μηδέν (κοντά στη γραμμή του δεύτερου κρίσιμου μαγνητικού πεδίου), πιο γρήγορα από την ενέργεια καρφώματος, επιτρέπει στο πλέγμα να παραμορφωθεί πλαστικά γύρω από τα κέντρα καρφώματος, με αποτέλεσμα να δεσμεύονται τα φλαζόνια καλύτερα. Η βέλτιστη εκμετάλλευση των κέντρων καρφώματος από τα φλαζόνια οδηγεί σε αύξηση του κρίσιμου πεδίου.

Στη συνέχεια, οι Larkin, Ovchinnikov[20] απέδωσαν τη μείωση των ελαστικών σταθερών του πλέγματος φλαζονίων, στην μετάβαση από την τοπική, στην μη τοπική ελαστικότητα. Οι Larkin, Ovchinnikov βασίστηκαν στην ανακάλυψη του [23] ότι το πλέγμα φλαζονίων είναι πιο μαλακό για παραμορφώσεις συμπίεσης ή λογισμού, μικρού μήκους κύματος σε σύγκριση με ομοιόμορφες παραμορφώσεις (παραμορφώσεις μεγάλου μήκους κύματος). Αυτή η συμπεριφορά σταματά όταν η ακτίνα  $R_c$  γίνεται της τάξης της πλεγματικής σταθεράς του πλέγματος φλαζονίων  $a$ . Σ' αυτή την περιοχή, το κρίσιμο ρεύμα μειώνεται σαν  $J_c \sim (1 - b)$ . Πρόσφατα, η εκκίνηση του φαινομένου κορυφής έχει συνδεθεί με τον κατακλυσμό εξαρμώσεων στο πλέγμα φλαζονίων (proliferation of dislocations in the flux-line lattice) [17], με αποτέλεσμα να έχουμε μετάβαση από την κατάσταση Bragg glass στην άμορφη κατάσταση.

## 6 Συμπεράσματα

Χρησιμοποιώντας έναν κρύσταλλο με επίπεδα διδυμίας και έναν δεύτερο χωρίς επίπεδα διδυμίας του υπεραγωγού  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ , εκτελέσαμε μετρήσεις εναλλασσόμενης μαγνητικής επιδεικτικότητας σαν συνάρτηση της θερμοκρασίας, για σταθερό μαγνητικό πεδίο και του μαγνητικού πεδίου για σταθερή θερμοκρασία, για διάφορες τιμές της γωνίας ( $\Theta$ ) του κρυσταλλογραφικού άξονα  $c$  με το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο. Χρησιμοποιώντας τις μετρήσεις, προσδιορίσαμε τα διαγράμματα φάσης της ύλης φλαξονίων. Η ομοιότητα των διαγραμμάτων φάσης της ύλης φλαξονίων του κρυστάλλου χωρίς επίπεδα διδυμίας για μεταβλητή γωνία  $\Theta$ , υπονοεί ότι οι ατέλειες είναι ιστροπικά κέντρα καρφώματος, πιθανόν κενά ή συσσωματώματα οξυγόνου. Τα συγκεκριμένα διαγράμματα μπορούν να αναπαραχθούν μόνο αν χρησιμοποιήσουμε το γενικευμένο κριτήριο (εξίσωση 5.7) προσδιορισμού της γραμμής τήξης, υποθέτοντας ένα  $\delta T_c$  τύπο καρφώματος με αριθμό Ginzburg  $Gi \sim (0.001 - 0.01)$  και  $D/c_L \geq 1.1$ . Ο κρύσταλλος με τα επίπεδα διδυμίας εμφανίζει διαφορετικά διαγράμματα φάσεων για μη μηδενικές τιμές της γωνίας  $\Theta$  σε σύγκριση με αυτό για  $\Theta = 0$ . Προφανώς, για  $\Theta = 0$  τα επίπεδα διδυμίας δρουν σαν επιφανειακά κέντρα καρφώματος, ενώ για  $\Theta > 0$  σαν σημειακά κέντρα καρφώματος.

## Αναφορές

- [1] Μ. Πίσσας, *Εισαγωγή στην Υπεραγωγιμότητα*. Ελληνικό Ανοικτό Πανεπιστήμιο, 2005.
- [2] A. Marouchkine, *Room Temperature Superconductivity*. Cambridge International Science Publishing, 2004.
- [3] Σ. Παπαδόπουλος, *Φυσική Στερεάς Κατάστασης*. Εθνικό Μετσόβιο Πολυτεχνείο, 2003.
- [4] J. Q. You, Nori, Franco, «Atomic physics and quantum optics using superconducting circuits», *Nature*, τόμ. 474, σσ. 589–597, 2011.
- [5] G. Blatter, et al, «Vortices in high-temperature superconductors», *Reviews of Modern Physics*, τόμ. 66, 1994.
- [6] E.H. Brandt, «Superconductors of thin thickness in a perpendicular magnetic field: strips and slabs», *Physical Review B*, τόμ. 50, σσ. 4246–4264, 1996.
- [7] M. Tinkham, *Introduction to superconductivity*. Dover Publications, 1996, σσ. 162–186.
- [8] H. Ullmaier, *Irreversibility Properties of Type II superconductors*. Springer-Verlag, 1975.
- [9] C. P. Bean, «Magnetization of High-Field Superconductors», *Reviews of Modern Physics*, τόμ. 36, σσ. 31–38, 1964.
- [10] L. Prigozhin, «On the Bean critical-state model in superconductivity», σσ. 1–15, 2003.
- [11] Quantum Design, *PPMS Brochure*.
- [12] G.W. Crabtree, et al., *Vortex melting and the liquid state in  $YBa_2Cu_3O_7$* , σειρά Applied Sciences. Kluwer Academic Publishers, 1998.
- [13] T. Nishizaki, et al., «Vortex-matter phase diagram in  $YBa_2Cu_3O_7$ », *Superconductor Science and Technology*, τόμ. 13, σσ. 1–11, 2000.
- [14] F. Bouquet, et al., «An unusual phase transition to a second liquid vortex phase in the superconductor  $YBa_2Cu_3O_7$ », *Nature*, τόμ. 411, σσ. 448–451, 2001.

- [15] T. Nishizaki, *et al.*, «Anomalous magnetization and field-driven disordering transition of a vortex lattice in untwinned  $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ », *Physical Review*, τόμ. 58, σσ. 11 169–11 172, 1998.
- [16] E.H. Brandt, «The flux-line lattice in superconductors», *Reports on Progress in Physics*, τόμ. 58, σσ. 1465–1594, 1995.
- [17] T. Giamarchi, *et al.*, *Vortex phases. High Magnetic Fields: Applications in Condensed Matter Physics and Spectroscopy*, p.314, ed. C. Berthier *et al.*, Springer-Verlag, 2001.
- [18] T.Giamarchi, *et al.*, «Phase diagrams of flux lattices with disorder», *Physical Review B*, τόμ. 55, σ. 6577, 1997.
- [19] G. P. Mikitik, and E. H. Brandt, «Peak effect, vortex-lattice melting line, and order-disorder transition in conventional and high- $T_c$  superconductors», *Physical Review B*, τόμ. 64, σ. 184 514, 2001.
- [20] A. I. Larkin and Yu. N. Ovchinnikov, «Pinning in type II superconductors», *Journal of Low Temperature Physics*, τόμ. 34, σσ. 409–428, 1979.
- [21] G. P. Mikitik, and E. H. Brandt, «Effect of Pinning on the Vortex-Lattice Melting Line in Type-II Superconductors», *Physical Review Letters*, τόμ. 68, σ. 054 509, 2003.
- [22] A. B. Pippard, «A possible mechanism for the peak effect in type II superconductors», *Philosophical Magazine*, τόμ. 19, σ. 217, 1967.
- [23] E. H. Brandt, «Elastic energy of the vortex state in type II superconductors. I. High inductions», *Journal of Low Temperature Physics*, τόμ. 26, σ. 709, 1977.