

1.B. Υπεραγωγός υψηλών θερμοκρασιών

Απαραίτητες γνώσεις

- ✓ Ηλεκτρική αγωγιμότητα μετάλλων
- ✓ Βασικές έννοιες μαγνητισμού (παραμαγνητισμός, διαμαγνητισμός, μαγνητική ροπή, μαγνητική δύναμη)
- ✓ Κρίσιμα φαινόμενα

Προτεινόμενη βιβλιογραφία

1. C. Kittel «Εισαγωγή στη Φυσική Στερεάς Κατάστασης» Εκδόσεις Πνευματικού, Αθήνα
2. Superconductivity, H.Ibach, H.Lueth "Solid State Physics"

Περιεχόμενο της άσκησης

Στη άσκηση αυτή:

A) θα γίνει μέτρηση της ηλεκτρικής αντίστασης ενός δείγματος υπεραγωγού υψηλών θερμοκρασιών ($\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_x$, $x=6.9$) στη περιοχή θερμοκρασιών 77-300 K. Η μετάβαση στη υπεραγώγιμη κατάσταση θα διαπιστωθεί με το μηδενισμό της αντίστασης του δείγματος στη "κρίσιμη θερμοκρασία, T_c ".

B) Θα παρατηρηθεί η αιώρηση ενός δείγματος υπεραγωγού που βρίσκεται μέσα σε ανομοιογενές μαγνητικό πεδίο. Η αιώρηση είναι συνέπεια του φαινομένου Meissner, (=στο εσωτερικό συμπαγούς υπεραγωγού το μαγνητικό πεδίο είναι πάντοτε μηδέν) που αποτελεί χαρακτηριστική ιδιότητα των υπεραγωγών. Με βάση τα αποτελέσματα των μετρήσεων θα προσδιορισθούν:

α) η κρίσιμη θερμοκρασία, T_c

β) το "πλάτος" της μετάβασης ΔT , στην υπεραγώγιμη κατάσταση.

γ) η εξάρτηση της ειδικής αντίστασης του δείγματος από τη θερμοκρασία, $\rho=f(T)$, για $T > T_c$.

1. Εισαγωγή

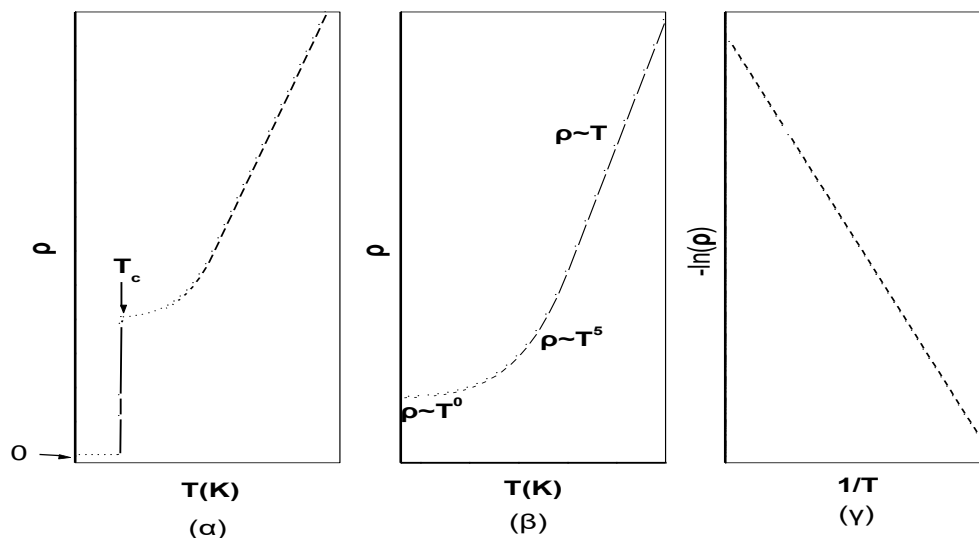
Η υπεραγωγιμότητα ανακαλύφθηκε το 1911 από τον Kammerlingh Onnes και είναι ένα από τα πλέον εντυπωσιακά μακροσκοπικά φαινόμενα με κβαντική προέλευση. Παρατηρείται σε χαμηλές θερμοκρασίες. Με βάση τη μικροσκοπική θεωρία (BCS) στη κατάσταση της υπεραγωγιμότητας τα ηλεκτρόνια αγωγιμότητας σχηματίζουν ζεύγη: "κρύο, καιρός για δύο"¹. Αυτό γίνεται με τη βοήθεια των ιόντων του πλέγματος. Τα ηλεκτρόνια ενός ζεύγους έχουν αντίθετες ορμές και αντιπαράλληλα spin. Ένα ζεύγος συμπεριφέρεται ως μποζόνιο, και το σύνολο των ζευγών υπακούει στη στατιστική Bose. Έτσι η υπεραγωγιμότητα συνδέεται με μια σειρά ασυνήθιστων για τη κλασική φυσική φαινομένων (μηδενισμός αντίστασης, φαινόμενο Meissner, κβάντωση μαγνητικής ροής, φαινόμενα Josephson) που επηρέασαν αποφασιστικά την εξέλιξη της βασικής φυσικής αλλά και της έρευνας σε διάφορους κλάδους της επιστήμης (ΙΑτρική, Βιολογία, Γεωλογία). Με την ανακάλυψη των "υπεραγωγών υψηλών θερμοκρασιών" το 1987 από τους K. A. Mueller και G. Bednorz οι ερευνητικές δραστηριότητες στην περιοχή της υπεραγωγιμότητας αναζωογονήθηκαν. Πέρα από το ενδιαφέρον για τη βασική φυσική η κατηγορία αυτή των υπεραγωγών συγκεντρώνει και εντονότερο τεχνολογικό ενδιαφέρον, επειδή ακριβώς η ψύξη που απαιτείται (υγρό άζωτο) είναι διαθέσιμη σε χαμηλό κόστος.

2. Ηλεκτρικές και μαγνητικές ιδιότητες των υπεραγωγών.

Με την έννοια **υπεραγωγιμότητα** συνδέεται μια χαρακτηριστική ιδιότητα πολλών στερεών, να μεταβαίνουν σε **κατάσταση μηδενικής ηλεκτρικής αντίστασης** σε θερμοκρασίες χαμηλότερες μιας κρίσιμης, T_c . Η μετάβαση από την κανονική στην υπεραγωγίμη κατάσταση και αντιστρόφως, λαμβάνει χώρα απότομα όπως φαίνεται ποιοτικά στο σχήμα 1α. Η τυπική εξάρτηση της ειδικής αντίστασης $\rho = f(T)$ για ένα 'κανονικό' μέταλλο, αντίστοιχα για ένα ημιαγωγό φαίνεται στο σχήμα. 1β, 1γ. Ιδεατά η μετάβαση στην υπεραγωγίμη κατάσταση αποτυπώνεται σαν ασυνεχής μεταβολή της $\rho = \rho(T)$ από μια πεπερασμένη τιμή (για $T > T_c$) σε τιμή μηδέν (για $T < T_c$). Πειραματικά η μετάβαση παρατηρείται σε μια στενή περιοχή θερμοκρασίας, ΔT . Το ΔT εξαρτάται από πολλούς ενδογενείς (π.χ. συγκέντρωση και είδος προσμίξεων, δομικές ατέλειες κ.α.) και εξωγενείς (π.χ. πειραματικές ατέλειες) παράγοντες.

Ο μηδενισμός της ηλεκτρικής αντίστασης συνδέει το φαινόμενο της υπεραγωγιμότητας με τα ηλεκτρόνια αγωγιμότητας ("ελεύθερα ηλεκτρόνια") των μετάλλων. Υποδεικνύει ότι στην υπεραγωγίμη κατάσταση η σκέδαση των ευκίνητων φορέων φορτίου στα ταλαντούμενα ιόντα, τις προσμίξεις και τις εν γένει ατέλειες του υλικού καθίσταται αναποτελεσματική ως προς τη δημιουργία απωλειών.

Διευκρινίζεται, βέβαια, ότι δεν είναι βεβαιωμένο αν στην υπεραγωγίμη κατάσταση η ειδική αντίσταση είναι ακριβώς μηδέν. Από τα σχετικά πειράματα προσδιορίστηκαν τιμές, κατά 10^{14} χαμηλότερες από την ειδική αντίσταση στην κανονική κατάσταση. Υπό συνθήκες εναλλασσομένου ηλεκτρομαγνητικού πεδίου, στην περιοχή υψηλών συχνοτήτων ($\omega \approx \text{GHz}$), η ειδική αντίσταση ενός υπεραγωγού παραμένει και στην υπεραγωγίμη κατάσταση πεπερασμένη.



Σχήμα 1: Χαρακτηριστική εξάρτηση της ειδικής αντίστασης, ρ , από τη θερμοκρασία για: (α) υπεραγωγό, (β) 'κανονικό' μέταλλο και (γ) ημιαγωγό.

Εκτός από το μηδενισμό της ηλεκτρικής αντίστασης οι υπεραγωγοί χαρακτηρίζονται από ένα επι πλέον φαινόμενο: Ένα μαγνητικό πεδίο με τιμή μικρότερη μιας κρίσιμης, H_c , δεν μπορεί να εισέλθει στο εσωτερικό ενός συμπαγούς τεμαχίου που βρίσκεται στην υπεραγώγιμη κατάσταση. Αυτό συμβαίνει σε όλη την έκταση εκτός από μια λεπτή περιοχή στην επιφάνεια που ονομάζεται "μήκος διείσδυσης", $\lambda(T)$, με τυπικές τιμές για $T \ll T_c$ μερικές εκατοντάδες Å. Στην περιοχή αυτή η παράλληλη στην επιφάνεια συνιστώσα της έντασης του πεδίου μειώνεται εκθετικά, $H(x) = H(0)\exp(-x/\lambda)$, προς το εσωτερικό του υπεραγωγού. Στην επιφάνεια του υπεραγωγού διεγείρεται ένα ηλεκτρικό ρεύμα θωράκισης, το οποίο επάγει μαγνητικό πεδίο ίσου μέτρου και αντίθετης φοράς προς το εξωτερικά εφαρμοζόμενο. Αυτό ισχύει ανεξάρτητα αν προηγήθηκε η εφαρμογή του πεδίου από την ψύξη του υλικού σε $T < T_c$, ή το αντίστροφο. Κατά συνέπεια η συνιστάμενη μαγνητική επαγωγή

$$B = \mu_0(H + M) = 0, \quad H < H_c \quad (1)$$

(όπου M = μαγνήτιση του υπεραγωγού)

είναι πάντοτε μηδέν στο εσωτερικό ενός υπεραγωγού. Το φαινόμενο αυτό ονομάζεται **φαινόμενο Meissner-Ochsenfeld** και διακρίνει τους *υπεραγωγούς* ($\rho = 0$, $M = -H$) από τους "τέλειους αγωγούς" (=υλικά με $\rho = 0$).

Σύμφωνα με τη σχέση (1), το φαινόμενο Meissner συνεπάγεται ότι ένας υπεραγωγός παρουσιάζει **ιδεατή διαμαγνητική συμπεριφορά** (δηλ. $\chi = M/H = -1$).

Η Μαγνητική ροπή $M = M/V$ του υπεραγωγού μεταβάλλεται έτσι ώστε πάντα να αντισταθμίζεται το εξωτερικά εφαρμοζόμενο μαγνητικό πεδίο. Όταν το εξωτερικό πεδίο υπερβεί την κρίσιμη τιμή H_C , (που εξαρτάται από τη θερμοκρασία) η υπεραγωγιμότητα καταστρέφεται. Το $H_C(T=0)$ διαφέρει από υλικό σε υλικό με τιμές από $\sim 10^{-6}T$ έως δεκάδες T ($1T = 10^4$ Gauss).

Η ύπαρξη **κρίσιμου μαγνητικού πεδίου** ισοδυναμεί με την ύπαρξη **κρίσιμου υπεραγωγίμου ρεύματος** (που εκφράζεται συνήθως ως κρίσιμη πυκνότητα ρεύματος, J_C) που μπορεί να ρέει σε ένα υπεραγωγό. Αυτό είναι ευνόητο επειδή προφανώς ένα εξωτερικά επιβαλλόμενο ρεύμα, δημιουργεί πεδίο $H \propto J$ στο χώρο που περιβάλλει τον υπεραγωγό. Όταν το πεδίο αυτό φθάσει (στην επιφάνεια του υπεραγωγού) τιμή συγκρίσιμη με την H_C η υπεραγωγιμότητα καταστρέφεται. Η κρίσιμη πυκνότητα ρεύματος, $J_C (\cong H_C / \lambda(T) \mu_0)$, εξαρτάται από τη θερμοκρασία, με ισχυρότερο τρόπο από ότι το μαγνητικό πεδίο.

Η παραπάνω περιγραφή του φαινομένου Meissner είναι ακριβής για τους ονομαζόμενους υπεραγωγούς **τύπου I** που είναι τα μεταλλικά στοιχεία (εκτός Nb). Στους υπεραγωγούς **τύπου II** (κράματα, μεταλλικές ενώσεις) η διείσδυση του μαγνητικού πεδίου στο εσωτερικό του υπεραγωγού γίνεται σταδιακά για τιμές του πεδίου από μια αρχική κρίσιμη τιμή H_{C1} έως μια τελική H_{C2} , πάνω από την οποία η υπεραγωγιμότητα καταστρέφεται. Στην ενδιάμεση περιοχή («μικτή κατάσταση») η μαγνητική ροή διεισδύει στο εσωτερικό του υπεραγωγού σε μορφή κβάντων ροής, τα οποία είναι περιοδικά διατεταγμένα, σχηματίζοντας ένα πλέγμα.

Σύμφωνα με τα παραπάνω, η μετάβαση από την υπεραγωγίμη στην κανονική κατάσταση, δηλαδή η καταστροφή της υπεραγωγιμότητας, μπορεί να προκληθεί:

- α) με αύξηση της θερμοκρασίας ($T > T_C$),
- β) με εφαρμογή ενός εξωτερικού μαγνητικού πεδίου ($H > H_C(T)$) στην περιοχή $T < T_C$.
- γ) με ροή υψηλής πυκνότητας ρεύματος ($J > J_C(T)$) στην περιοχή $T < T_C$.

ή με συνδυασμό των β) και γ).

3. Βασικά στοιχεία της μικροσκοπικής περιγραφής στα πλαίσια της θεωρίας BCS.

Ισοτοπικό φαινόμενο

Το πείραμα δείχνει ότι η περιοδικότητα του πλέγματος δεν είναι απαραίτητη για την ύπαρξη της υπεραγωγιμότητας (υπάρχουν άμορφοι υπεραγωγοί). Το πείραμα βεβαιώνει επίσης ότι η κρίσιμη

θερμοκρασία T_C , μεταβάλλεται με τη μάζα m των ατόμων του στερεού και μάλιστα για ορισμένα στοιχεία (Sn, Zn, Pb, Hg, Tl) προκύπτει:

$$T_C \propto m^{-1/2} \quad (2)$$

Η εξάρτηση αυτή προσδιορίστηκε σε πειράματα με βάση τα ισότοπα ενός εκάστοτε στοιχείου και είναι γνωστή ως **"ισοτοπικό φαινόμενο"**. Ο εκθέτης στη σχέση 2, σε πολλές περιπτώσεις δεν είναι 1/2. Ανεξάρτητα από αυτό, η σχέση 2 καθιστά αδιαμφισβήτητο ότι οι πλεγματικές ταλαντώσεις (φωνόνια) διαδραματίζουν σημαντικό ρόλο στην εμφάνιση της υπεραγωγιμότητας: άλλως είναι δύσκολο να εξηγηθεί πως το T_C (που αφορά στα ηλεκτρόνια) είναι δυνατό να εξαρτάται από τον αριθμό των νετρονίων στον πυρήνα ενός στοιχείου.

Η μικροσκοπική περιγραφή της υπεραγωγιμότητας πρέπει συνεπώς να βασίζεται σε μηχανισμό που π.χ. να επιτρέπει ροή ρεύματος απουσία απωλειών κατά την σκέδαση και να εμπεριέχει την αλληλεπίδραση των ηλεκτρονίων αγωγιμότητας με τα φωνόνια. Ο μηχανισμός αυτός προτάθηκε από τον Cooper (1956) και διαμορφώθηκε το 1957 από τους Bardeen, Cooper και Schrieffer στην ευρέως σήμερα αποδεκτή θεωρία **BCS**.

Η έννοια του ζεύγους Cooper

Η θεωρία BCS εισάγει ως βασικό στοιχείο την έννοια του ζεύγους Cooper. Το ζεύγος Cooper αποτελείται από δύο ηλεκτρόνια αγωγιμότητας με ενέργειες κοντά στην ενέργεια Fermi, E_F , και με αντίθετες ορμές και spin. Στο συνήθη συμβολισμό το ζεύγος Cooper παρίσταται ως $(\mathbf{k}\uparrow, -\mathbf{k}\downarrow)$, όπου το κυματόνισμα \mathbf{k} προσδιορίζει την ηλεκτρονιακή ορμή και τα βέλη $\uparrow\downarrow$ την κατεύθυνση του spin. Για να υπάρξει σύζευξη πρέπει βέβαια η συνιστάμενη αλληλεπίδραση των ηλεκτρονίων του ζεύγους να είναι ελκτική. Η ποιοτική εικόνα που δίδεται συνήθως για την κατανόηση της προέλευσης της ελκτικής αυτής αλληλεπίδρασης με τη συνδρομή των φωνονίων, είναι η εξής: Ένα ηλεκτρόνιο με ενέργεια Fermi, και με ταχύτητα v_F ($\approx 10^8$ cm/s) που σε κάποια περιοχή έλκει ηλεκτροστατικά τα ιόντα του στερεού προκαλεί ασθενείς μετατοπίσεις των εν λόγω ιόντων προς το μέρος του. Οι μετατοπίσεις αυτές μπορούν να μεταδοθούν και να αποσβεστούν με αργό ρυθμό (ως χαρακτηριστική ταχύτητα μπορεί να θεωρηθεί η ταχύτητα του ήχου που είναι πολύ μικρότερη της v_F). Ένα δεύτερο ηλεκτρόνιο με ενέργεια E_F (και ορμή αντίθετη), που αλληλεπιδρά με τα μετατοπισμένα ιόντα, αντιλαμβάνεται τη διαταραχή αυτή ως ένα πλεόνασμα θετικού φορτίου (σε σχέση με τον υπόλοιπο κρύσταλλο) και έλκεται προς την περιοχή τους. Κατά τη διαδικασία αυτή δεν αλληλεπιδρά ισχυρά (με δυνάμεις Coulomb) με το πρώτο ηλεκτρόνιο, το οποίο λόγω της μεγάλης ταχύτητας του έχει ήδη απομακρυνθεί από την περιοχή που εξετάζεται. Έτσι, συνολικά, δημιουργείται για τα δύο ηλεκτρόνια μια έμμεση ελκτική αλληλεπίδραση με τη βοήθεια της παραμόρφωσης του πλέγματος και της δυναμικής του (με ανταλλαγή φωνονίων). Αυτή θεωρείται η αιτία του σχηματισμού του ζεύγους Cooper και στα πλαίσια της θεωρίας BCS λαμβάνεται ανεξάρτητη της ορμής.

Ο ορισμός του ζεύγους εμφανίζεται αυθαίρετος ως προς την επιλογή των ορμών των δύο ηλεκτρονίων, αλλά δεν είναι: Μπορεί να δείχθει ότι όταν τα ηλεκτρόνια έχουν αντίθετες ορμές εννοείται ισχυρά η δημιουργία ζευγών σύμφωνα με τον παραπάνω μηχανισμό.

Η γεωμετρική διάσταση του ζεύγους Cooper μπορεί να εκτιμηθεί με βάση τις ταχύτητες που αναφέρθηκαν παραπάνω: η εκτίμηση δείχνει ότι τα ηλεκτρόνια του ζεύγους απέχουν μεταξύ τους κατά 10^3 - 10^4 Å. Αυτό σημαίνει ότι το ζεύγος Cooper είναι μεσοσκοπική οντότητα.

Το ενεργειακό χάσμα

Η ενέργεια ενός ζεύγους Cooper, E_z , είναι χαμηλότερη, από το άθροισμα των ενεργειών που θα είχαν τα ηλεκτρόνια εάν ήταν ασύζευκτα. Επομένως το ζεύγος χαρακτηρίζεται από μια ενέργεια σύνδεσης $-2\Delta = E_z - 2E_F < 0$.

Η ενέργεια 2Δ μπορεί να κατανοηθεί ως η ελάχιστη ενέργεια που μπορεί να απορροφηθεί από ένα ζεύγος για να προκαλέσει τη διάσπαση του. Κατά συνέπεια οι ενεργειακές καταστάσεις που καταλαμβάνονται από ζεύγη Cooper χωρίζονται από ενεργειακό χάσμα από τις καταστάσεις ασύζευκτων ηλεκτρονίων. Δηλαδή, στο φάσμα διέγερσης των υπεραγωγών, για $T < T_c$ δημιουργείται (συμμετρικά ως προς την E_F) απαγορευμένη περιοχή ενεργειών για τα ζεύγη με πλάτος που τείνει σε σταθερή τιμή $2\Delta(0)$ για $T=0$. Προσεγγιστική εκτίμηση για το πλάτος του χάσματος προκύπτει με βάση τη σχέση $2\Delta(0) \approx k_B T_c$ που εκφράζει την συνθήκη θερμικής διάσπασης ενός ζεύγους και δίνει $\Delta \approx 1$ meV. Η ύπαρξη ενεργειακού χάσματος αποτελεί βασική πρόβλεψη της θεωρίας BCS, που εξηγεί όλες τους τις ιδιότητες και επιβεβαιώνεται από πολλά διαφορετικά πειράματα.

Ο υπολογισμός του ενεργειακού χάσματος στα πλαίσια της θεωρίας BCS δίνει:

$$\Delta(T) = 1.74 \Delta(T=0) (1 - T/T_c)^{1/2} \quad (T \leq T_c, H=0) \quad (3)$$

Το ενεργειακό χάσμα των υπεραγωγών διαφέρει από το αντίστοιχο των ημιαγωγών ουσιαστικά διότι:

- α) είναι συνυφασμένο με τη δυναμική του πλέγματος και όχι με στατικές ιδιότητες του και
- β) εξαρτάται από τη θερμοκρασία ισχυρά (εξ. 3) και μηδενίζεται στην κρίσιμη θερμοκρασία.

Τα δύο ηλεκτρόνια του ζεύγους Cooper, όπως προαναφέρθηκε, έχουν αντίθετο σπιν. Το ζεύγος, παρά τη μεσοσκοπική του έκταση, θεωρούμενο ως σωματίο με συνολικό σπιν μηδέν, δεν υπακούει πλέον στη στατιστική Fermi-Dirac αλλά στη στατιστική Bose-Einstein η οποία επιτρέπει σε **όλα τα ζεύγη** να βρεθούν στην **ίδια ενεργειακή κατάσταση**. Στην εικόνα αυτή, τα ηλεκτρόνια αγωγιμότητας ενός υπεραγωγού που σε θερμοκρασία T (για $T=0$ θα είναι όλα τα ηλεκτρόνια αγωγιμότητας) έχουν σχηματίσει ζεύγη Cooper βρίσκονται στην ίδια ενεργειακή κατάσταση, κατά $\Delta(T)$ χαμηλότερη από την E_F . Το

υπεραγωγίμο στερεό βρίσκεται σε μια ενεργειακή κατάσταση με χαμηλότερη ενέργεια η οποία αντιστοιχεί στην κατάσταση της υπεραγωγιμότητας σύμφωνα με τη θεωρία BCS.

Η κρίσιμη θερμοκρασία

Ο λεπτομερής υπολογισμός για την κρίσιμη θερμοκρασία ενός υπεραγωγού με βάση την θεωρία BCS για $H=0$ δίδει:

$$k_B T_c = 1.14 \hbar (\omega_D / \pi) \exp(-1/V_0 D(E_{F0})) \quad (4)$$

στο όριο $V_0 D(E_{F0}) \ll 1$.

Όπου: \hbar =σταθερά του Planck,

ω_D = συχνότητα Debye,

V_0 = μέτρο ενέργειας αλληλεπίδρασης ηλεκτρονίου-φωνονίου

$D(E_{F0})$ = πυκνότητα καταστάσεων των ηλεκτρονίων αγωγιμότητας στην ενέργεια Fermi (για $T=0$).

Η κρίσιμη θερμοκρασία των "συνηθισμένων" (μεταλλικών) υπεραγωγών, εξηγείται ποσοτικά με την εξ. 4. Εκτείνεται από πολύ χαμηλές θερμοκρασίες $\approx 0.3 \cdot 10^{-3}$ K για το Ρόδιο (Rh) έως 9.2 K για το Νιόβιο (Nb) για τα στοιχεία του περιοδικού πίνακα και φθάνει σε ορισμένες μεταλλικές ενώσεις μέχρι περίπου 23 K (π.χ. Nb_3Ge , $T_c=23$ K ή Nb_3Sn , $T_c=18$ K).

Από την εξίσωση 4 φαίνεται ότι:

ι) επιβεβαιώνει με φυσικό τρόπο το ισοτοπικό φαινόμενο, εξίσωση (3), επειδή σύμφωνα με την θεωρία των πλεγματικών ταλαντώσεων στο μοντέλο Debye ισχύει: $\omega_D \propto m^{-1/2}$

ίί) προβλέπει ότι 'κακοί μεταλλικοί αγωγοί' σε ψηλές θερμοκρασίες, (π.χ. $T=300$) K ($\rightarrow V_0$ = ισχυρό), εάν είναι υπεραγωγοί, θα έχουν υψηλό T_c .

Υπεραγωγίμο ρεύμα και κρίσιμο ρεύμα.

Ο κύριος στόχος της θεωρίας είναι φυσικά να εξηγήσει τις θεμελιώδεις ιδιότητες της υπεραγωγίμης κατάστασης: το μηδενισμό της αντίστασης και το φαινόμενο Meissner. Στην ενότητα αυτή θα εξηγηθεί πώς ο σχηματισμός ζευγών Cooper και οι ιδιότητες της βασικής κατάστασης που προβλέπονται από τη θεωρία BCS οδηγούν στην απουσία απωλειών κατά τη ροή υπεραγωγίμου ρεύματος.

Θεωρούμε την πυκνότητα ρεύματος $\mathbf{J}_s = -n_s e \mathbf{v}$ που μεταφέρεται από ζεύγη Cooper πυκνότητας $n_s/2$ και ταχύτητας \mathbf{v} . Η ορμή ενός ηλεκτρονίου θα είναι $m\mathbf{v} = (\hbar/2\pi)\mathbf{k}$, ενώ όλα τα ζεύγη θα έχουν την ίδια ορμή $\mathbf{P}_\zeta = (\hbar/2\pi)\mathbf{K}_\zeta$ και συνεπώς $\mathbf{k} = 1/2 \mathbf{K}_\zeta = -(2\pi m/n_s e \hbar) \mathbf{J}_s$.

Η κατάσταση αυτή διαφέρει από την κατάσταση μηδενικού ρεύματος ($\mathbf{k}_0 \uparrow, -\mathbf{k}_0 \downarrow$) ως προς μια μετατόπιση (κατά $1/2 \mathbf{K}_z$) του συστήματος συντεταγμένων στον χώρο \mathbf{k} . Αποδεικνύεται ότι στην κατάσταση που μεταφέρει ηλεκτρικό ρεύμα οι παράμετροι $\Delta(T)$, V_0 και το μέτρο της κυματοσυνάρτησης που περιγράφει την υπεραγωγίμη κατάσταση, παραμένουν αναλλοίωτα. Η μεταφορά του ρεύματος από ζεύγη Cooper αντιστοιχεί σε κατάσταση του συστήματος με την ενέργεια της κατάστασης που δεν μεταφέρει ρεύμα. Άρα δεν υπάρχουν απώλειες, ή ισοδυνάμως, το ρεύμα μεταφέρεται χωρίς αντίσταση.

Η κινητική ενέργεια ενός ηλεκτρονίου του ζεύγους Cooper θα αυξάνεται, βέβαια, με το \mathbf{K}_z , σύμφωνα με την σχέση $E(\mathbf{K}_z) = (\hbar^2/4\pi^2m)(k_F^2 + k_F K_z + 1/4 K_z^2)$. Η μεταβολή της που προκαλείται εξ αιτίας της ροής ρεύματος στην προσέγγιση $K_z \ll k_F$ θα είναι $\delta E(\mathbf{K}_z) \approx (\hbar^2/2\pi^2m)k_F K_z$ ανά ηλεκτρόνιο. Όταν λοιπόν $2\delta E(\mathbf{K}_z) \approx 2\Delta$, τα ζεύγη μπορούν να διασπασθούν και συνεπώς θα καταστραφεί η υπεραγωγιμότητα.

Το ανώτερο όριο για την κρίσιμη πυκνότητα υπεραγωγίμου ρεύματος, J_c , σύμφωνα με τις παραπάνω εξισώσεις θα είναι

$$J_c = -(2pe/h)n_s(T)\Delta(T)/k_F \quad (5)$$

4. Υπεραγωγιμότητα υψηλών θερμοκρασιών

Στα μέσα της δεκαετίας του 1980 ανακαλύφθηκαν ενώσεις μικτών οξειδίων με μεταλλική αγωγιμότητα που είναι υπεραγωγοί, με κρίσιμες θερμοκρασίες που φθάνουν έως και 130 K. Αυτή η κατηγορία των ενώσεων ονομάζονται υπεραγωγοί υψηλών θερμοκρασιών ή κεραμικοί υπεραγωγοί.

Η ύπαρξη της υπεραγωγιμότητας υψηλών θερμοκρασιών έχει παρατηρηθεί σε τρεις οικογένειες κεραμικών ενώσεων με αντιπροσώπους:

i) $(La, Ba)CuO_4$,

ii) $YBa_2Cu_3O_7$,

iii) $ABa_2Ca_{n-1}Cu_nO_{2+2n}$ ($A = Hg, Tl, Bi$) και $n=1,2,3$.

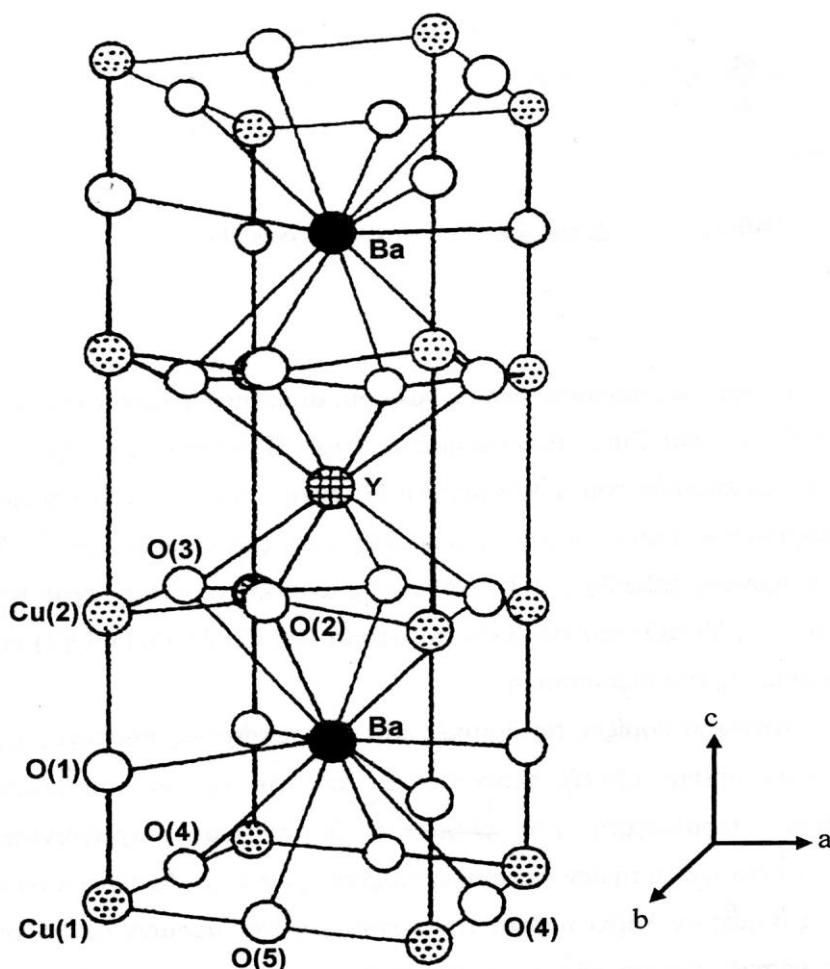
Όπως αναφέρθηκε ήδη η υψηλότερη κρίσιμη θερμοκρασία είναι $T_c=133$ K σε ενώσεις της οικογένειας ii) με $A=Hg$ ή Tl . Με την εφαρμογή εξωτερικής πίεσης η κρίσιμη θερμοκρασία ανέρχεται σε 160 K. Όμως, αυτές οι ενώσεις είναι επικίνδυνα τοξικές.

Οι ηλεκτρομαγνητικές ιδιότητες των υπεραγωγών υψηλών θερμοκρασιών (YYΘ) δεν διαφέρουν ουσιαστικά από τις αντίστοιχες των μεταλλικών (ενότητα 2). Αναφερόμαστε συνεπώς μόνο σε ορισμένα ιδιαίτερα χαρακτηριστικά των YYΘ.

a) Στοιχεία Δομής

Οι YYΘ κρυσταλλώνονται με δομή τύπου περοβσκίτη. Η διάταξη των ιόντων φαίνεται στο σχήμα 2 για την ένωση $YBa_2Cu_3O_7$. Η μοναδιαία κυψελίδα αποτελείται από τρεις περοβσκιτικές μονάδες (κύβοι με

άτομα Cu στις κορυφές και άτομα Ba/Y στο κέντρο) με κενά σε θέσεις του O. Διακρίνονται επίπεδα Cu-O₂ διατεταγμένα ανά δύο με μεταξύ τους απόσταση 3.2 Å κάθετα στον κρυσταλλογραφικό άξονα c και εκτεινόμενα κατά μήκος των κρυσταλλογραφικών κατευθύνσεων a και b. Μεταξύ τους υπάρχει το επίπεδο του Y, στο οποίο οι θέσεις του O είναι σπάνια κατειλημμένες. Κάθε ομάδα επιπέδων Cu-O₂ απέχει στην κατεύθυνση c από την επόμενη της κατά 8.2 Å και στο χώρο αυτό είναι διατεταγμένα τρία επίπεδα μετάλλου-O, που σύμφωνα με όλες τις πειραματικές ενδείξεις παρουσιάζουν μικρό ενδιαφέρον για την υπεραγωγιμότητα. Κατά μήκος του άξονα b διακρίνονται αλυσίδες Cu-O στη γειτονία του Ba. Ομοιες αλυσίδες διακρίνονται επίσης κατά μήκος του άξονα c.



Σχήμα 2: Διάταξη των κατιόντων και του οξυγόνου στην μοναδιαία κυψελίδα του ΥΥΘ $YBa_2Cu_3O_7$.

β) Ηλεκτρική αγωγιμότητα

i) $T > T_c$

Στην περιοχή $T > T_c$ παρατηρείται ανισοτροπία στην ηλεκτρική αγωγιμότητα των ΥΥΘ. Σύμφωνα με όλες τις ενδείξεις η μεταφορά των φορέων φορτίου λαμβάνει χώρα πάνω στα επίπεδα Cu-O₂ που φαίνονται στο

σχήμα 2 αλλά και κατά μήκος των μονοδιάστατων αλυσίδων Cu-O στις κρυσταλλογραφικές κατευθύνσεις b και c. Πειραματικά διαπιστώνεται από μετρήσεις σε μονοκρυσταλλικά δείγματα ότι

$$\rho_{ab} \ll \rho_c \text{ και } \rho_a < \rho_b$$

που δικαιολογείται με βάση την ανισοτροπία της δομής.

Η εξάρτηση της ειδικής αντίστασης από τη θερμοκρασία είναι μεταλλική, δηλ.:

$$\rho(T) = A + B \cdot T \quad (T > T_c, \quad A, B = \text{σταθερές}) \quad (6)$$

και ισχύει και για τις τρεις συνιστώσες ρ_a , ρ_b και ρ_c . Η ίδια εξάρτηση διαπιστώνεται και για πολυκρυσταλλικά δείγματα.

ii) $T < T_c$

Όλες οι ιδιότητες που χαρακτηρίζουν την κατάσταση της υπεραγωγιμότητας έχουν παρατηρηθεί και στους ΥΥΘ. Έχει επιβεβαιωθεί πειραματικά:

- το φαινόμενο Meissner. Οι υπεραγωγοί ΥΥΘ είναι υπεραγωγοί τύπου II.
- η ύπαρξη ενεργειακού χάσματος
- η κβάντωση της μαγνητικής ροής
- υπάρχουν ενδείξεις για το σχηματισμό ζευγών Cooper

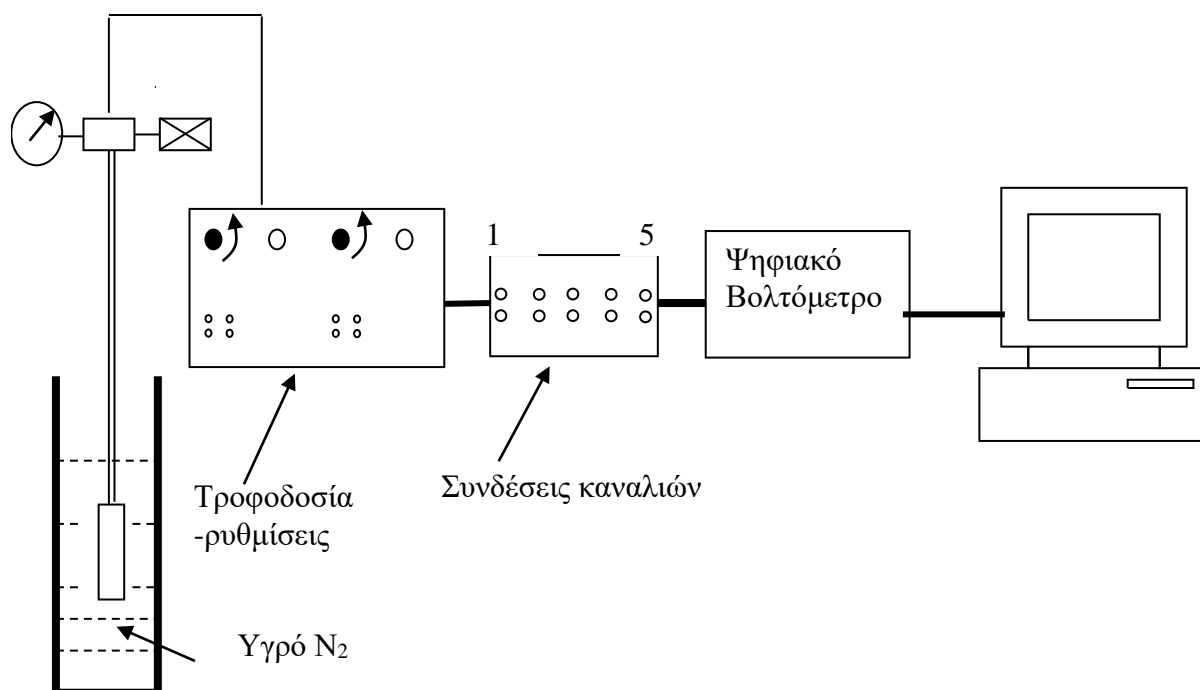
Η κρίσιμη θερμοκρασία δεν εξαρτάται από την κρυσταλλογραφική κατεύθυνση: δηλ., η τιμή της T_c είναι ίδια και για τις τρεις κρυσταλλογραφικές κατευθύνσεις a,b,c. Η υψηλή τιμή της κρίσιμης θερμοκρασίας, όμως, δεν μπορεί να εξηγηθεί με βάση την εξίσωση (4) ή βελτιωμένες μορφές αυτής. Έτσι, προς το παρόν, δεν είναι δυνατό η ΥΥΘ να αποδοθεί αποκλειστικά στον μηχανισμό αλληλεπίδρασης ηλεκτρονίου-φωνονίου στα πλαίσια της θεωρίας BCS. Το ισοτοπικό φαινόμενο των ιόντων του οξυγόνου, σχέση 3, σε αυτή την περίπτωση δεν οδηγεί σε σαφή συμπεράσματα.

Η ανισοτροπία στην ηλεκτρική αντίσταση που αναφέρθηκε παραπάνω αντικατοπτρίζεται σε ορισμένες παραμέτρους της υπεραγωγίμης κατάστασης. Π.χ. οι τιμές των κρίσιμων μαγνητικών πεδίων H_{c1} και H_{c2} και κατά συνέπεια και οι κρίσιμες πυκνότητες ρεύματος διαφέρουν σημαντικά σε σχέση με τις κρυσταλλογραφικές κατευθύνσεις.

5. Πειραματική διάταξη

Η πειραματική διάταξη φαίνεται στο σχήμα 3. Το κύριο μέρος της συσκευής είναι ένα μεταλλικό δοχείο σφραγισμένο αεροστεγώς (με Ινδίο) που, στο σχήμα 3, ευρίσκεται βυθισμένο σε υγρό άζωτο ($LN_2, T=77K$). Το δοχείο αυτό θα ονομάζεται «δοχείο κενού». Συνδέεται με ατσάλινο σωλήνα με τον χώρο

του εργαστηρίου, που μεταφέρει τις ηλεκτρικές συνδέσεις (δείγματος, θερμομέτρου, αντίστασης θέρμανσης). Στην κορυφή του σωλήνα υπάρχουν συνδεμένα:



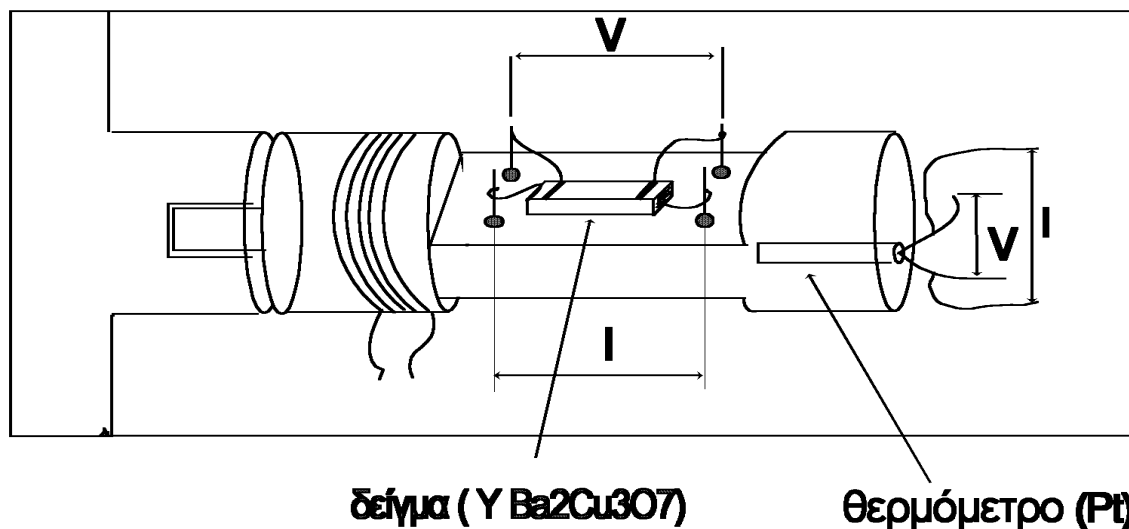
Σχήμα 3: Σχηματική παράσταση της συσκευής.

- α) ένα μανόμετρο (-1, +5 bar) για την παρακολούθηση της πίεσης κατά την ψύξη και
- β) μια βαλβίδα υπερπίεσης (1,050 bar) για την ασφάλεια σας (και της συσκευής).

Στο εσωτερικό του δοχείου κενού υπάρχει ο δειγματοφορέας, σχήμα 4, πάνω στον οποίο έχουν προσαρμοσθεί με κατάλληλο τρόπο:

- ι) το προς μελέτη δείγμα. Αυτό είναι ένα επίμηκες παραλληλεπίπεδο του υπεραγωγού $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{6.9}$. Η διατομή του (S) και η απόσταση των επαφών τάσης (l) που χρειάζονται στην ανάλυση θα σας δοθούν.
- ιι) ένα θερμομέτρο Pt. Αποτελείται από λεπτό σύρμα καθαρής Πλατίνας (Pt) που έχει αντίσταση $R=107 \Omega$ σε $T=300\text{K}$. Θα χρησιμοποιηθεί για τον προσδιορισμό της θερμοκρασίας του δείγματος: δηλαδή, θα

μετράται η αντίσταση του, R_{th} , και με την βοήθεια της βαθμονόμησης $R_{th}=f(T)$ που δίδεται στο διάγραμμα 1 θα προσδιορίζεται η θερμοκρασία T .



Σχήμα 4: Δειματοφορέας

Η μέτρηση της ηλεκτρικής αντίστασης τόσο του δείγματος όσο και της αντίστασης Pt (θερμόμετρο) θα πραγματοποιηθούν με την μέθοδο των τεσσάρων επαφών. Η διάταξη των επαφών φαίνεται στο σχήμα 4. Στις δυο εξωτερικές επαφές διοχετεύεται το ρεύμα I που διαρρέει το δείγμα, και στις δυο εσωτερικές επαφές μετράται η διαφορά δυναμικού V . Με την μέθοδο αυτή επιτυγχάνεται μέτρηση της ηλεκτρικής αντίστασης που είναι απαλλαγμένη από συνεισφορές που δεν οφείλονται στο μετρούμενο δείγμα (π.χ. αντίσταση επαφής).

Οι συνδεσμολογίες θερμομέτρου και δείγματος φαίνονται στο σχήμα 5. Στο σχήμα αυτό διακρίνεται επίσης η περιοχή της συσκευής (διακεκομμένη γραμμή) που βρίσκεται σε χαμηλές θερμοκρασίες.

Οι ηλεκτρικές συνδέσεις καταλήγουν στο "κουτί διανομής", σχήμα 3, που διακρίνεται επίσης (συνεχής γραμμή) στο σχήμα 5. Με την βοήθεια του πραγματοποιούνται οι ρυθμίσεις των ρευμάτων και γενικότερα επιτυγχάνεται έλεγχος της πειραματικής διαδικασίας. Τα κυρία λειτουργικά του στοιχεία είναι:

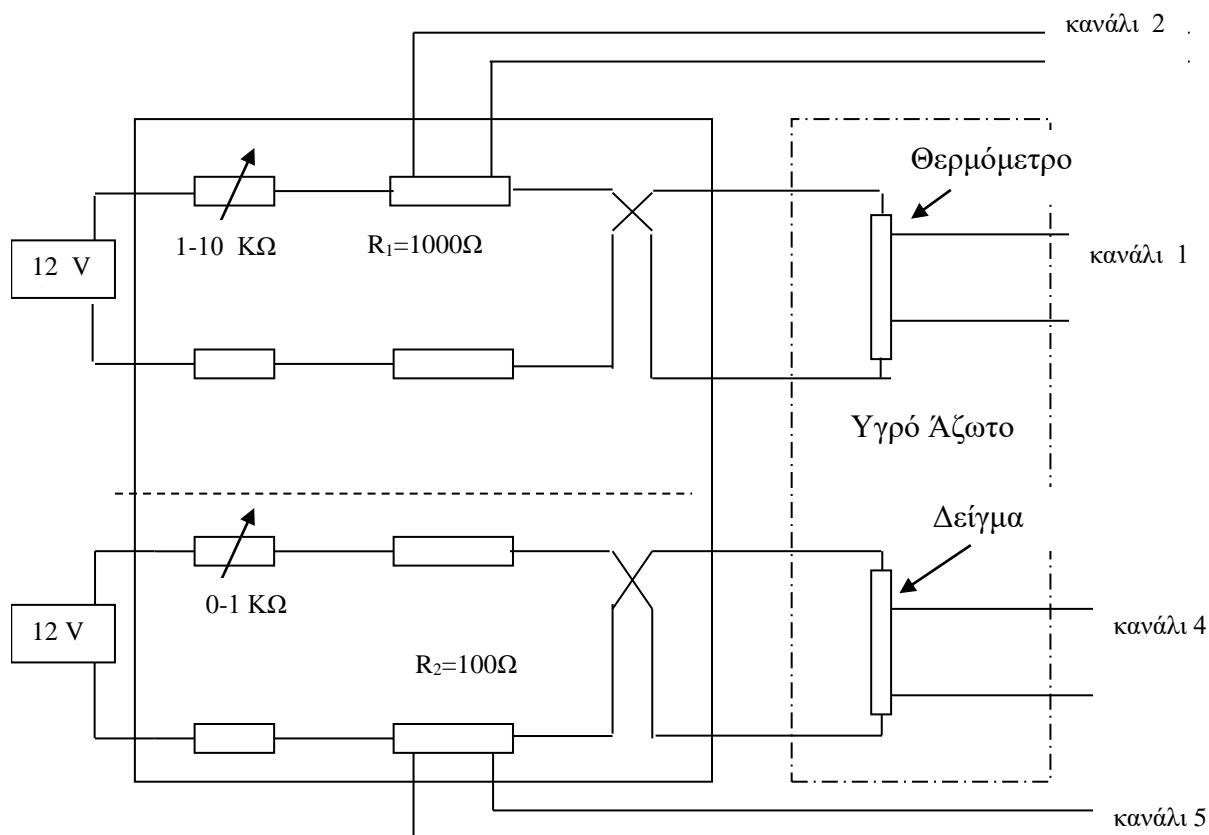
A: Κύκλωμα θερμομέτρου (αριστερά).

- Ποτενσιόμετρο 1-10 K Ω , που χρησιμεύει για τη ρύθμιση του ρεύματος I_{th} του θερμομέτρου.
- Αντιστροφέας του I_{th} , (μηχανικός διακόπτης On/off).
- είσοδος πηγής τάσης (12V, DC)
- σύνδεση ψηφιακού βολτομέτρου

B: Κύκλωμα δείγματος (δεξιά)

- Ποτενσιόμετρο 0-1 K Ω , που χρησιμεύει για την ρύθμιση του ρεύματος I_{sp} του δείγματος.
- Αντιστροφέας του I_{sp} , (μηχανικός διακόπτης On/off).

- είσοδος πηγής τάσης (12V, DC)
- σύνδεση ψηφιακού βολτομέτρου



Σχήμα 5: Ηλεκτρικά κυκλώματα θερμομέτρου και δείγματος. Με διακεκομμένη γραμμή περικλείεται η περιοχή που βρίσκεται σε χαμηλή θερμοκρασία.

6. Πειραματική διαδικασία

Η λήψη των πειραματικών δεδομένων θα γίνει με τη βοήθεια H/Y, με χρήση κατάλληλου λογισμικού (metro 2002) που μπορείτε να ενεργοποιήσετε με διπλό κλικ στο: «short-cut metro 2002» από την επιφάνεια εργασίας.

Μετα την ενεργοποίηση:

α) Πατάμε File, μετά Open και ανοίγουμε, από την επιφάνεια εργασίας, ένα template που έχει προετοιμασθεί κατάλληλα για την πραγματοποίηση της μέτρησης.

β) Μετονομάζουμε το template και το αποθηκεύουμε ως αρχείο xxuyzz. (xx=ημέρα, yy=μήνας zz=ακαδημαϊκό έτος). Συνιστάται να αποθηκεύεται στο φάκελο «αρχεία φοιτητών zz»)

Στο αρχείο που κατασκευάσατε υπάρχουν 9 κολώνες. Από αυτές οι 5 χρησιμοποιούνται για την λήψη πειραματικών τιμών και οι 4 για την πραγματοποίηση υπολογισμών, σύμφωνα με τα ακόλουθα:

Κολώνα 1: Μέτρηση τάσης στα άκρα της αντίστασης Πλατίνας (V_{th}). Η μέτρηση γίνεται χρησιμοποιώντας το κανάλι 1 του ψηφιακού βολτομέτρου (Κολώνα 1).

Κολώνα 2: Χρησιμοποιείται για τη μέτρηση του ρεύματος I_{th} που διαρρέει το θερμόμετρο. Χρησιμοποιείται το κανάλι 2. (Μετράτε η τάση στα άκρα σταθερής αντίστασης $R_{st}=1000 \Omega$).

Κολώνα 3: Υπολογίζεται η αντίσταση του θερμομέτρου $R_{th}=V_{th}/I_{th}$

Κολώνα 4: Καταγράφεται ο χρόνος

Κολώνα 5: Μέτρηση τάσης στα άκρα του δείγματος (V_m). Η μέτρηση γίνεται χρησιμοποιώντας το κανάλι 4 του ψηφιακού βολτομέτρου.

Κολώνα 6: Χρησιμοποιείται για τη μέτρηση του ρεύματος I_{sp} που διαρρέει το δείγμα. Χρησιμοποιείται το κανάλι 5. (Μετράται η τάση στα άκρα σταθερής αντίστασης $R_{st}=100 \Omega$).

Κολώνα 7: Μετράται το συστηματικό σφάλμα (offset) (V_{off}) του ψηφιακού βολτομέτρου. Η μέτρηση γίνεται χρησιμοποιώντας το κανάλι 3.

Κολώνα 8: Υπολογίζεται η τάση V_{sp} στα άκρα του δείγματος ($V_{sp}=V_m-V_{off}$).


Κολώνα 9: Υπολογίζεται η αντίσταση, R_{sp} , του δείγματος ($R_{sp}=V_{sp}/I_{sp}$)

Είναι εμφανές ότι οι πλέον χρήσιμες κολώνες είναι η 3 και η 9. Σημειώνεται ότι οι τιμές που διαβάζετε σε κάθε κολώνα είναι σε μονάδες SI.

α) Μέτρηση της ηλεκτρικής αντίστασης του δείγματος στην περιοχή 80-300 K

Πριν αρχίσετε την ψύξη της διάταξης:

1. Στο κύκλωμα του θερμομέτρου ρυθμίστε (με χρήση του ποτενσιόμετρου) το ρεύμα I_{th} . Συνήθως επιλέγουμε $I_{th} = 100 \mu A$. Σε κάθε περίπτωση το ρεύμα I_{th} δεν πρέπει να υπερβαίνει τα $500 \mu A$. Το ρεύμα δίδεται από την σχέση $I_{th} = V_{th}/R_1$, με $R_1 = 1000 \Omega$ και V_{th} την τάση στα άκρα του θερμομέτρου.
2. Μετρήστε την αντίσταση του θερμομέτρου. Δηλ. πατήστε F3 (ή το εικονίδιο «μ») και διαβάστε την τιμή στην κολώνα 3. Με την βοήθεια της βαθμονόμησης $R_{th}=f(T)$ (διάγραμμα 1) προσδιορίστε προσεγγιστικά την θερμοκρασία του δειγματοφορέα. Θα πρέπει να αντιστοιχεί σε θερμοκρασία δωματίου.
3. Στο κύκλωμα του δείγματος, αν είναι αναγκαίο, ρυθμίστε το ρεύμα I_{sp} ώστε $I_{sp} = 2-10 \text{ mA}$. (Η διαδικασία της ρύθμισης είναι εντελώς ανάλογη με την διαδικασία που ακολουθήσατε στο ερώτημα 1). $R_2 = 100 \Omega$.
4. Μετρήστε την αντίσταση του δείγματος ακολουθώντας την διαδικασία του ερωτήματος 2. Διαβάστε την τιμή της, R_{sp} , στην κολώνα 9.
5. Ενεργοποιήστε την αυτόματη λήψη πειραματικών δεδομένων: Πατήστε Data, μετα Program και (στο παράθυρο που εμφανίζεται) ορίστε τον ρυθμό αυτόματης λήψης πειραματικών σημείων delay, π.χ. κάθε 25 s.
6. **Αρχίστε την ψύξη**, βυθίζοντας τμηματικά και αργά το δοχείο κενού στο υγρό άζωτο. Η ένδειξη της πίεσης (στο μανόμετρο) πρέπει να μειώνεται. Ομοίως, πρέπει να μειώνονται οι τιμές V_{th} και V_{sp} (:μεταλλική συμπεριφορά). Ο δειγματοφορέας αναμένεται να φθάσει στη θερμοκρασία $T=77 \text{ K}$ σε περίπου 25 min και τότε θα έχετε στη διάθεση ένα πλήρες σετ πειραματικών σημείων (R_{th} , R_{sp}).

Σημειώνεται ότι: α) **Κατά τη διάρκεια της λήψης μπορείτε να απεικονίζετε το διάγραμμα $R_{sp}=f(R_{th})$ σε real time, αρκεί να πατήσετε το (κόκκινο) εικονίδιο:  και (στο παράθυρο που εμφανίζεται) να ορίσετε ως μεταβλητές x, y τις R_{th} και R_{sp} , αντίστοιχα.**

(β) **κάθε πειραματικό σημείο αποθηκεύεται αυτόματα στο αρχείο σας (xxyyzz.meas).**

7. Ανασηκώστε τη συσκευή, ώστε να αρχίσει να θερμαίνεται αργά. Για να το επιτύχετε πρέπει το δοχείο κενού της διάταξης να ευρίσκεται έξω από το υγρό άζωτο. Συνεχίστε τη λήψη πειραματικών δεδομένων ώστε να καταγράψετε την μετάβαση από την υπεραγωγική στην κανονική κατάσταση. Σταματήστε την καταγραφή όταν $T \approx 120$ K. Η αυτόματη λήψη απενεργοποιείται με «Control-F3»

Προσοχή: Το υγρό άζωτο μπορεί να προκαλέσει επικίνδυνα εγκαύματα. Οι μετακινήσεις της συσκευής πρέπει να είναι αργές. Η στερέωση της πρέπει απαραίτητα να αποκλείει περίπτωση απότομης βύθισής της.

β) Παρατήρηση της αιώρησης

Κατά την διάρκεια της ψύξης μπορείτε να παρατηρήσετε το φαινόμενο της αιώρησης που είναι συνέπεια του φαινομένου Meissner.

Οδηγίες: Η διάταξη που σας δίδεται αποτελείται από ένα υπεραγωγικό δίσκο και μικρούς μονίμους μαγνήτες. Τοποθετήστε τον δίσκο μέσα σε υγρό άζωτο (που θα μεταφερθεί με προσοχή από το δοχείο (Dewar) στο δοχείο από φελιζόλ και περιμένετε 2-3 min. Μεταφέρετε με την πλαστική λαβίδα ένα μικρό μαγνήτη και τοποθετήστε τον προσεκτικά σε απόσταση περίπου 4-5 mm συμμετρικά πάνω από τον δίσκο: Ο μαγνήτης πρέπει να αιωρείται. Γράψτε την εξίσωση της μηχανικής ισορροπίας.

Μπορείτε να κάνετε και το αντίστροφο: Βυθίστε τον δίσκο σε υγρό άζωτο ώστε να ψυχθεί και τοποθετήστε τον πάνω από μαγνητική πλάκα. Αιωρείται;

7. Ανάλυση και Επεξεργασία των πειραματικών δεδομένων.

Για την επεξεργασία συνίσταται η χρήση του προγράμματος Microcal Origin, ή άλλου προγράμματος κατάλληλου για την ανάλυση και την γραφική απεικόνιση των πειραματικών δεδομένων.

Πριν την εισαγωγή των πειραματικών τιμών στο «Origin» θα πρέπει να μετατραπούν σε ASCII. Η μετατροπή γίνεται μέσα από το πρόγραμμα metro 2002 ως εξής: Επιλέγουμε File, μετά «export ascii», και δίνουμε το ίδιο Filename (χωρίς ext.). Αποθηκεύουμε το αρχείο ascii που δημιουργείται στον ίδιο φάκελο. Ανοίγουμε το «Origin» και εισάγουμε (με: File, Import, Single ascii) το αρχείο αυτό στο φύλλο εργασίας του Origin. Κατά τη διαδικασία αυτή η σειρά των κολώνων παραμένει αμετάβλητη.

Απεικόνιση/ανάλυση:

1. Με δεδομένες τις τιμές της αντίστασης του θερμομέτρου R_{th} , και τις αντίστοιχες τιμές της αντίστασης του δείγματος, R_{sp}

α) μετατρέψτε πρώτα τις τιμές R_{th} σε τιμές θερμοκρασίας χρησιμοποιώντας την εξίσωση της βαθμονόμησης (διάγραμμα 1)

β) προσδιορίστε την ειδική αντίσταση του δείγματος, $\rho_{sp}(T) = R_{sp}(T) \cdot \frac{S}{l}$

όπου S η διατομή του δείγματος και l η απόσταση των επαφών τάσης (τα S και l θα σας δοθούν από τον διδάσκοντα).

2. Κατασκευάστε το διάγραμμα $\rho_{sp}=f(T)$.

Από το διάγραμμα αυτό προσδιορίστε:

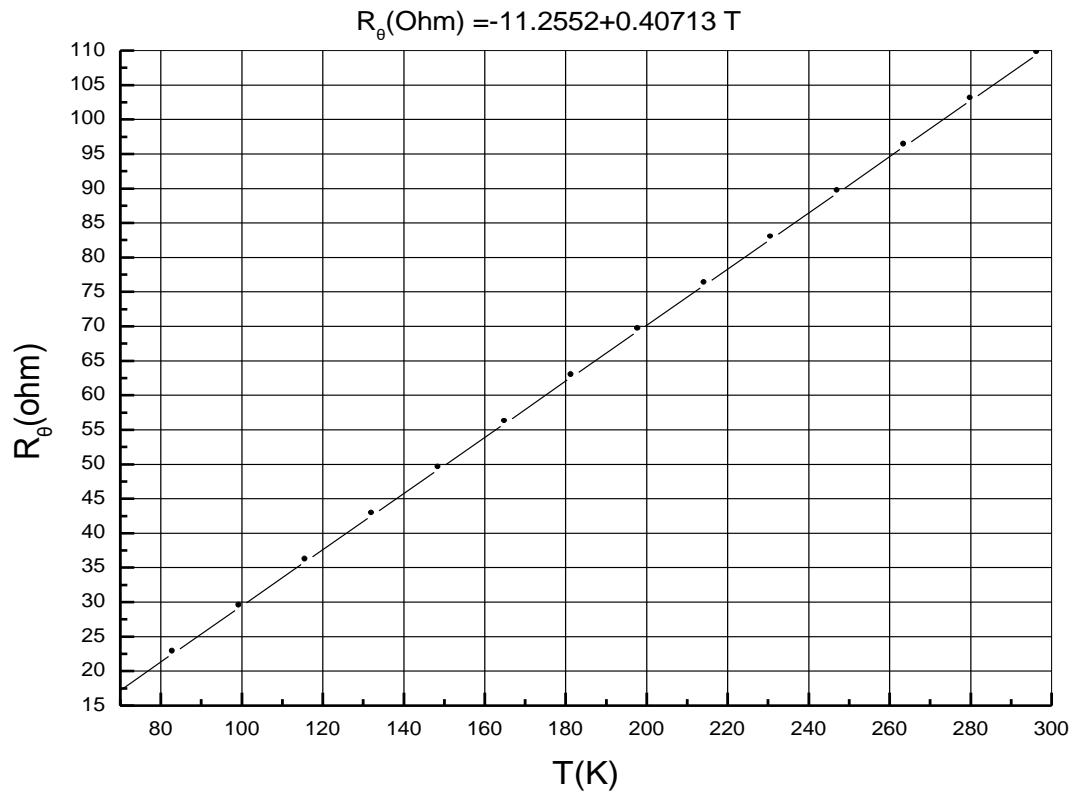
α) την κρίσιμη θερμοκρασία μετάβασης, T_c , του δείγματος σας στην υπεραγώγιμη κατάσταση. (Η T_c ορίζεται συνήθως ως $T_c=(T_1+T_2)/2$, με το $T_1(T_2)$ να αντιστοιχούν στα $0.1\Delta R_{sp}$ ($0.9\Delta R_{sp}$) όπου ΔR_{sp} η μεταβολή της αντίστασης κατά τη μετάβαση στην υπεραγώγιμη κατάσταση).

β) το πλάτος $\Delta T=(T_2-T_1)$ της μετάβασης. Αναφέρετε τους σημαντικότερους εξωγενείς παράγοντες (π.χ πειραματικές ατέλειες) από τους οποίους εξαρτάται το πλάτος της μετάβασης.

3. Επαναλάβετε την επεξεργασία του ερωτήματος 1 για τα πειραματικά δεδομένα που καταγράφηκαν κατά την θέρμανση του δείγματος δηλ. από 80-120K και συγκρίνετε τα αντίστοιχα διαγράμματα $\rho(T)$. Αν διαπιστώσετε την ύπαρξη υστέρησης, δηλ. ότι οι δυο καμπύλες δεν ταυτίζονται, προσδιορίστε το πλάτος του βρόγχου υστέρησης ποσοτικά και σχολιάστε την προέλευση της.

4. Εξετάσετε αν στην περιοχή $T>T_c$ τα πειραματικά δεδομένα που πήρατε μπορούν να περιγράφουν από εξίσωση της μορφής $\rho_{sp}(T)=A+BT$. Αν ναι, προσδιορίστε τους συντελεστές A και B με κατάλληλη προσομοίωση των πειραματικών δεδομένων. Πως εξηγείτε την γραμμικότητα;

5. Σχεδιάστε την μαγνητική ροπή του αιωρούμενου υπεραγώγιμου δισκίου πάνω από μαγνητική επίπεδη πλάκα. Σχεδιάστε την κατεύθυνση ροής του υπεραγώγιμου ρεύματος και εκφράστε την συνθήκη ισορροπίας των δυνάμεων που ασκούνται στο αιωρούμενο δισκίο σαν συνάρτηση των H_z , $\frac{\partial H_z}{\partial z}$, λαμβάνοντας υπ όψη τα γεωμετρικά στοιχεία και την μάζα του υπεραγωγού ($m=0.5$ g).



Διάγραμμα 1: Καμπύλη βαθμονόμησης θερμομέτρου