

Άσκηση 7

Νόμος των Wiedemann-Franz

7.1 Σκοπός

Σκοπός της άσκησης αυτής είναι η μέτρηση της σταθεράς Lorentz σε δύο διαφορετικά μέταλλα οι ιδιότητες των οποίων διαφέρουν σημαντικά. Η σταθερά του Lorentz μετράται μέσω της μέτρησης του λόγου της θερμικής αγωγιμότητας προς την αντίστοιχη ηλεκτρική. Οι μετρήσεις θα γίνουν στον χαλκό που αντιπροσωπεύει τους καλούς αγωγούς θερμότητας και ηλεκτρικού ρεύματος και στο νικέλιο που αντιπροσωπεύει τους κακούς αγωγούς.

7.2 Γενικά

Είναι γνωστό ότι η θερμική αγωγιμότητα των μετάλλων είναι εκατοντάδες φορές μεγαλύτερη από αυτήν των διηλεκτρικών υλικών. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι τα ελεύθερα ηλεκτρόνια που είναι υπεύθυνα για την ηλεκτρική αγωγιμότητα των μετάλλων είναι υπεύθυνα και για τη θερμική τους αγωγιμότητα. Έτσι, όσο μεγαλύτερη είναι η ηλεκτρική αγωγιμότητα του μετάλλου, τόσο μεγαλύτερη είναι η θερμική του αγωγιμότητα. Στα μέταλλα, η ομοιότητα στους μηχανισμούς διάδοσης του ηλεκτρικού φορτίου και της θερμότητας βρίσκει την έκφρασή της στον αρχικά πειραματικά διαπιστωμένο νόμο των Wiedemann-Franz (1853), σύμφωνα με τον οποίο, σε θερμοκρασία δωματίου (σωστότερα, σε θερμοκρασίες όχι πολύ χαμηλές, άνω της θερμοκρασίας Debye), στα μέταλλα, η θερμική αγωγιμότητα (λ) είναι ανάλογη προς την αντίστοιχη ηλεκτρική (σ). Δηλαδή, $\lambda \sim \sigma$ ή $\lambda/\sigma = \text{σταθ.}$ Παρατηρήθηκε ακόμη ότι ο λόγος λ/σ εξαρτάται από τη θερμοκρασία και η εξάρτηση αυτή είναι της μορφής:

$$\frac{\lambda}{\sigma} = LT \quad (7.1)$$

όπου T ($T > T_{\text{Debye}}$) είναι η απόλυτη θερμοκρασία του μετάλλου και L είναι ένας σταθερός αριθμός, ίδιος για όλα τα μέταλλα και ονομάζεται σταθερά του Lorentz. Συνεπώς, στα μέταλλα, ο λόγος $\lambda/\sigma T$ αναμένεται να είναι σταθερός.

Πίνακας 7.1

Μέταλλο	σ ($10^7 \Omega^{-1} \text{ m}^{-1}$)	λ ($\text{W m}^{-1} \text{ K}^{-1}$)	L ($10^{-8} \text{ W } \Omega \text{ K}^{-2}$)
Ag	6,15	423	2,45
Cu	5,82	387	2,27
Al	3,55	210	2,02
Na	2,1	135	2,18
Cd	1,3	102	2,64
Fe	1,00	67	2,31
Ni	1,46	91,5	2,14
Pb	0,45	34	2,56

Στον Πίνακα 7.1 δίνονται οι τιμές της ηλεκτρικής, (σ) και θερμικής (λ) αγωγιμότητας μερικών μετάλλων στους 293 K ($T = T_{\text{δομ}}$) καθώς και η πειραματική τιμή του αριθμού Lorentz στα υλικά αυτά.

7.2.1 Η σταθερά του Lorentz. Κλασική προσέγγιση

Ο νόμος των Wiedemann-Franz έπαιξε μεγάλο ρόλο στη διαμόρφωση της θεωρίας των μετάλλων αφού αποτέλεσε την πειραματική βάση και στήριγμα της υπόθεσης περί του “αερίου των ελεύθερων ηλεκτρονίων στα υλικά”. Σύμφωνα με την υπόθεση αυτή, τα ηλεκτρόνια στα οποία οφείλεται η ηλεκτρική αγωγιμότητα των μετάλλων, παρά το ότι είναι εγκλωβισμένα εντός του στερεού, είναι κατά τα άλλα απολύτως ελεύθερα και έχουν ιδιότητες όμοιες με αυτές που έχει ένα ιδανικό αέριο. Έτσι, η ηλεκτρική και η θερμική αγωγιμότητα των μετάλλων αποδίδονται σε φαινόμενα μεταφοράς όταν, για κάποιον λόγο, στο ιδιόμορφο αυτό αέριο ηλεκτρονίων δημιουργείται βαθμίδα θερμοκρασίας ή ηλεκτρικού δυναμικού.

7.2.1.1 Η ηλεκτρική αγωγιμότητα των μετάλλων

Το μοντέλο του Drude (1890) αποτέλεσε την πρώτη περιγραφή της κίνησης των ηλεκτρονίων αγωγιμότητας στα μέταλλα. Στο μοντέλο αυτό τα ηλεκτρόνια αγωγιμότητας θεωρούνται ότι αποτελούν ένα αέριο N σωματιδίων σε όγκο V . Καθένα από αυτά κινείται τυχαία και έτσι, όταν δεν εφαρμόζεται ηλεκτρικό πεδίο, η μέση ταχύτητά τους είναι μηδέν. Η εφαρμογή ενός ηλεκτρικού πεδίου \mathbf{E} , προκαλεί μία κίνηση των ηλεκτρονίων προς την κατεύθυνση του πεδίου με ταχύτητα \mathbf{u} που είναι πολύ μικρότερη της θερμικής. Η μέση τιμή της ταχύτητας αυτής $\bar{\mathbf{u}}$ δημιουργεί ένα ρεύμα, η πυκνότητα του οποίου είναι:

$$\mathbf{J} = n_0 e \bar{\mathbf{u}} \quad (7.2)$$

όπου e και n_0 είναι το φορτίο και ο αριθμός των ηλεκτρονίων ανά μονάδα όγκου.

Επιπλέον, στο μοντέλο αυτό θεωρείται ότι το ηλεκτρικό πεδίο προκαλεί επιτάχυνση των ηλεκτρονίων όπως στο κενό,

$$\mathbf{a} = \frac{e}{m} \mathbf{E} \quad (7.3)$$

ενώ η πεπερασμένη τιμή της $\bar{\mathbf{u}}$ ερμηνεύεται ως αποτέλεσμα σκέδασης των ηλεκτρονίων από τα ιόντα του πλέγματος. Ακόμη θεωρείται ότι μετά τη σύγκρουση των ηλεκτρονίων με τα ιόντα του πλέγματος η ταχύτητά τους μηδενίζεται. Συνεπώς, στη μόνιμη κατάσταση, η μέση ταχύτητα των ηλεκτρονίων \mathbf{u} είναι:

$$\bar{\mathbf{u}} = \frac{e\tau}{2m} \mathbf{E}, \quad (7.4)$$

όπου τ είναι ο μέσος χρόνος μεταξύ των σκεδάσεων. Αντικαθιστώντας την Έξ. (7.4) στην Έξ.(7.2) θα έχουμε

$$\mathbf{j} = n_0 e^2 \frac{\tau}{2m} \mathbf{E}. \quad (7.5)$$

Λαμβάνοντάς υπόψη την διαφορική μορφή του νόμου του Ohm,

$$\mathbf{j} = \sigma \mathbf{E} \quad (7.6)$$

βλέπουμε ότι στο μοντέλο του Drude η ηλεκτρική αγωγιμότητα των μετάλλων είναι

$$\sigma = n_0 e^2 \frac{\tau}{2m}. \quad (7.7)$$

7.2.1.2 Η θερμική αγωγιμότητα των μετάλλων

Σύμφωνα με το μοντέλο του Drude, η θερμική αγωγιμότητα των μετάλλων, όπως αυτή προκύπτει από την κινητική θεωρία, είναι:

$$\lambda = \frac{1}{3} n_0 C_e \bar{l} \bar{v} \quad (7.8)$$

όπου \bar{v} και \bar{l} είναι η μέση ταχύτητα και η μέση ελευθέρα διαδρομή των ηλεκτρονίων αντίστοιχα, και C_e είναι θερμοχωρητικότητα που αντιστοιχεί σε ένα ηλεκτρόνιο του αερίου. Στην κλασική Φυσική, η τιμή της C_e είναι ίση με

$$C_e = \frac{3}{2} k, \quad (7.9)$$

όπου k είναι η σταθερά του Boltzmann. Συνεπώς, η σχέση (7.8) γίνεται:

$$\lambda = \frac{1}{2} n_0 k \bar{v} \bar{l} \quad (7.10)$$

Έτσι, στα μέταλλα, ο λόγος λ προς σ είναι:

$$\frac{\lambda}{\sigma} = \frac{n_0 k \bar{l} \bar{v}}{2n_0 e^2 \tau / 2m} = \frac{m k \bar{v} \cdot \bar{v}}{e^2} = \frac{8}{\pi} \frac{k^2}{e^2} T \quad (7.11)$$

όπου λάβαμε υπόψη ότι $\bar{l} = \bar{v} \tau$ όπως επίσης και τη γνωστή από την κινητική θεωρία σχέση

$$\overline{(\bar{v})^2} = \frac{8kT}{\pi m}. \quad (7.12)$$

Συνεπώς, η κλασική προσέγγιση για τη σταθερά του Lorentz δίνει τον αριθμό

$$L = \frac{8}{\pi} \cdot \frac{k^2}{e^2} = 1,9 \times 10^{-8} \text{ W}\Omega\text{K}^{-2} \quad (7.13)$$

που είναι κοντά στην πειραματική τιμή.

Πρέπει να σημειωθεί εδώ ότι στη βιβλιογραφία συχνά αναφέρεται η τιμή

$$L = 3 \frac{k^2}{e^2} = 2,23 \times 10^{-8} \text{ W}\Omega\text{K}^{-2} \quad (7.14)$$

που ασφαλώς είναι πιο κοντά στην πειραματική τιμή πλην όμως είναι εσφαλμένη. Η τιμή 3 αντί της $8/\pi$ προκύπτει λόγω αδικαιολόγητης αντικατάστασης της σχέσης (7.12) από τη σωστή κατά τα άλλα σχέση $\overline{v^2} = 3kT/m$.

7.2.1 Η Σταθερά του Lorentz. Κβαντομηχανική προσέγγιση στο μοντέλο του αερίου Fermi

Και στο μοντέλο αυτό, η διάδοση της θερμότητας αποδίδεται εξολοκλήρου στο αέριο των ηλεκτρονίων. Ο ρόλος του κρυσταλλικού πλέγματος αγνοείται, μια και στα μέταλλα η πλεγματική συνιστώσα της θερμικής αγωγιμότητας είναι περίπου 1% της ολικής. Επιπλέον, αγνοούνται οι ενεργειακές ζώνες και

θωρείται ότι η μάζα του ηλεκτρονίου είναι ίση με αυτήν στο κενό. Και εδώ, οι τύποι για την ηλεκτρική και θερμική αγωγιμότητα ενός μετάλλου είναι όμοιες με αυτές του μοντέλου του Drude και δίνονται από τις Εξ. (7.7) και (7.8), μόνο που τώρα οι τιμές των μεγεθών \bar{v} , \bar{l} , $\bar{\tau}$, και C_e είναι διαφορετικές. Η θερμοχωρητικότητα του αερίου ανά ηλεκτρόνιο, C_e , είναι

$$C_e = \frac{\pi^2 k^2 T}{2E_F}, \quad (7.15)$$

όπου E_F είναι η ενέργεια Fermi. Έτσι, η σχέση για την θερμική αγωγιμότητα παίρνει τη μορφή:

$$\lambda = \frac{n_0 \pi^2 k^2 \lambda_F T}{3 p_F}. \quad (7.16)$$

όπου λ_F είναι η μέση ελεύθερα διαδρομή των ηλεκτρονίων των οποίων οι ενέργειες είναι πολύ κοντά στην τιμή E_F και p_F είναι η ορμή ενός ηλεκτρονίου του οποίου η ενέργεια είναι E_F . Η σχέση για την ηλεκτρική αγωγιμότητα έχει τη μορφή:

$$\sigma = \frac{n_0 e^2 \lambda_F}{p_F} \quad (7.17)$$

Συνεπώς, ο λόγος λ/σ είναι:

$$\frac{\lambda}{\sigma} = \frac{\pi^2}{3} \cdot \frac{k^2}{e^2} T \quad (7.18)$$

Έτσι, στην κβαντομηχανική προσέγγιση, η σταθερά του Lorentz είναι:

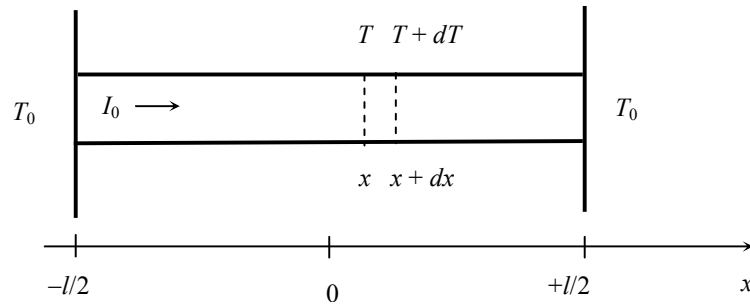
$$L = \frac{\pi^2}{3} \frac{k^2}{e^2} = 2,45 \times 10^{-8} \text{ W}\Omega\text{K}^{-2} \quad (7.19)$$

Είναι αξιο προσοχής το γεγονός ότι για τη σταθερά του Lorentz η κλασική ($8k^2/\pi e^2$) και η κβαντική προσέγγιση ($\pi^2 k^2/3e^2$) δίνουν σχεδόν τον ίδιο αριθμό.

7.3 Η μέθοδος μέτρησης του λόγου λ/σ

Λόγω της διαφορετικής φύσεως των μεγεθών λ και σ , οι τεχνικές μέτρησης των μεγεθών αυτών διαφέρουν και η μέτρησή τους συνήθως γίνεται σε δύο ξεχωριστά πειράματα. Στη μέθοδο που ακολουθεί θα παρακαμφθεί αυτή η διαδικασία και η μέτρηση του λόγου λ/σ θα γίνει άμεσα σε ένα ενιαίο πείραμα. Για τον σκοπό αυτό θεωρούμε μία μεταλλική ράβδο η οποία διαρρέεται από ηλεκτρικό ρεύμα I_0 και τα δύο άκρα της οποίας διατηρούνται στη θερμοκρασία περιβάλλοντος T_0 (Σχ. 7.1). Η ανάλυση θα απλοποιηθεί σε μεγάλο βαθμό αν δεχτούμε ότι η θερμότητα η οποία εκλύεται εντός της ράβδου άγεται μόνο προς τα ψυχρά της άκρα και συνεπώς, θεωρήσουμε αμελητέες τις απώλειες από την πλευρική της επιφάνεια. Σκοπός της ανάλυσης που ακολουθεί είναι να βρεθεί η κατανομή της θερμοκρασίας στη ράβδο και, ακολούθως, η θερμοκρασία στο κέντρο της, συναρτήσει των μεγεθών I_0 , λ και σ .

Η διατύπωση της μαθηματικής σχέσης που καθορίζει την αγωγή της θερμότητας στη ράβδο θα γίνει με τη βοήθεια ενός μικρού της τμήματος ή λεπτής φέτας, οι βάσεις της οποίας βρίσκονται στα σημεία x και $x+dx$ και η οποία έχει πάχος dx . Το σημείο $x=0$ επιλέγεται στο κέντρο της ράβδου. Το εμβαδόν της διατομής της ράβδου είναι s , και το μήκος της l . Έστω ότι τη χρονική στιγμή t στη θέση x η θερμοκρασία της ράβδου είναι $T(x,t)$. Έστω ακόμα ότι η διέλευση του ρεύματος I_0 προκαλεί έκλυση θερμότητας εντός της ράβδου με ένα ρυθμό ανά μονάδα όγκου ίσο με $f(x)$.



Σχήμα 7.1

Για το ισοζύγιο των ενεργειών που εκλύονται, απορροφούνται ή διασχιζούν το στοιχείο της ράβδου μεταξύ \$x\$ και \$x + dx\$ μπορούμε να πούμε ότι η θερμότητα \$Q_1\$ η οποία εισέρχεται σε αυτό από την αριστερή επιφάνεια (σημείο \$x\$), συν η θερμότητα \$Q_2\$ που εκλύεται εντός του στοιχείου όγκου *ισούται* με τη θερμότητα \$Q_3\$ που εξέρχεται από τη δεξιά επιφάνεια (σημείο \$x+dx\$) συν τη θερμότητα \$Q_4\$ που απορροφάται από το υλικό, δηλαδή

$$Q_1 + Q_2 = Q_3 + Q_4 \quad \text{ή} \quad Q_4 = Q_2 + Q_1 - Q_3 \quad (7.20\alpha, \beta)$$

Η θερμότητα \$Q_2\$ η οποία εκλύεται εντός του στοιχείου όγκου \$dV\$ είναι:

$$Q_2 = f(x) dV dt \quad \text{ή} \quad Q_2 = f(x) s dx dt. \quad (7.21\alpha, \beta)$$

Η θερμότητα \$Q_4\$ η οποία απορροφάται από το στοιχείο όγκο είναι

$$Q_4 = C dm dT \quad \text{ή} \quad Q_4 = C \rho s dx \frac{\partial T}{\partial t} dt, \quad (7.22\alpha, \beta)$$

όπου \$\rho\$ και \$C\$ είναι η πυκνότητα και η ειδική θερμότητα του υλικού της ράβδου και \$\partial T/\partial t\$ είναι ο ρυθμός μεταβολής της θερμοκρασίας του στοιχειώδους όγκου με τον χρόνο.

Ας εξετάσουμε τώρα την διαφορά \$Q_1 - Q_3\$ που υπάρχει στην Εξ. (7.20). Η θερμότητα \$Q_1\$ που εισέρχεται στο στοιχείο όγκο από αριστερά (σημείο \$x\$) σύμφωνα με τον νόμο της αγωγής της θερμότητας, είναι

$$Q_3 = -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_x s dt. \quad (7.23)$$

Η θερμότητα \$Q_3\$ που εξέρχεται από το στοιχείο όγκο από τη δεξιά της επιφάνεια (σημείο \$x+dx\$) είναι

$$Q_1 = -\lambda \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x+dx} s dt \quad (7.24)$$

Επομένως, η διαφορά \$Q_1 - Q_3\$ είναι

$$Q_1 - Q_3 = \lambda \left(\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x+dx} - \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_x \right) s dt = \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} dx s dt. \quad (7.25)$$

Αντικαθιστώντας στην Εξ. (7.20β) και απαλείφοντας τον κοινό όρο $s dx$ έχουμε

$$\frac{\rho C}{\lambda} \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{f}{\lambda}. \quad (7.26)$$

Η Εξ. (7.26) είναι γνωστή ως εξίσωση της αγωγής της θερμότητας σε μία διάσταση.

Στη μόνιμη κατάσταση, η θερμοκρασία δεν μεταβάλλεται με τον χρόνο και συνεπώς

$$\frac{\partial T}{\partial t} = 0. \quad (7.27)$$

Η Εξ. (7.26) γίνεται

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{f(x)}{\lambda} = 0. \quad (7.28)$$

Στην περίπτωση που το κέντρο της ράβδου είναι θερμότερο μόνο κατά 2°C , μπορεί να θεωρηθεί ότι οι ιδιότητες του υλικού της είναι ίδιες σε όλα της τα σημεία και συνεπώς η συνάρτηση $f(x)$ είναι ένας σταθερός αριθμός, η τιμή του οποίου είναι:

$$f = \frac{W}{V} = \frac{I_0^2 R}{sl} \quad (7.29)$$

όπου R είναι η ηλεκτρική αντίσταση της ράβδου και $V = sl$ είναι ο ολικός της όγκος. Ολοκληρώνοντας την Εξ. (7.28) θα έχουμε

$$\frac{dT}{dx} = -\frac{f}{\lambda} x + A, \quad (7.30)$$

όπου A είναι μία σταθερά.

Προφανώς, η θερμοκρασία έχει τη μέγιστή της τιμή στη μέση της ράβδου, δηλαδή στη θέση $x = 0$. Στο σημείο αυτό έχουμε, επομένως,

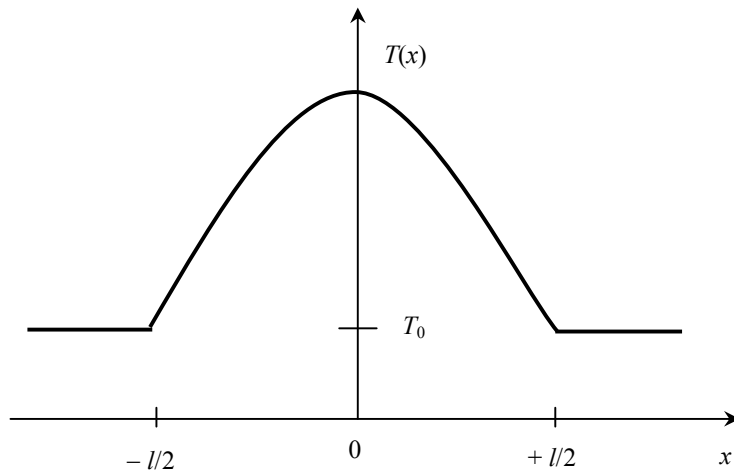
$$\frac{dT}{dx} = 0, \quad (7.31)$$

που σημαίνει ότι η σταθερά A στην Εξ. (7.30) είναι μηδέν. Η ολοκλήρωση της Εξ. (7.30) δίνει:

$$T(x) = -\frac{f}{2\lambda} x^2 + B. \quad (7.32)$$

Τη σταθερά B θα την βρούμε θέτοντας $T(-l/2) = T(l/2) = T_0$. Η συνθήκη αυτή οδηγεί στη σχέση:

$$T(x) = \frac{f}{2\lambda} \left(\frac{l^2}{4} - x^2 \right) + T_0. \quad (7.33)$$



Σχήμα 7.2

Συνεπώς, στη ράβδο θα διαμορφωθεί μία παραβολική κατανομή θερμοκρασίας το μέγιστο της οποίας βρίσκεται στο κέντρο (Σχ. 7.2). Την τιμή της μέγιστης θερμοκρασίας τη βρίσκουμε θέτοντας $x = 0$,

$$T(0) = T_0 + \frac{f}{2\lambda} \frac{l^2}{4}. \quad (7.34)$$

Η Εξ. (7.29) μπορεί να τροποποιηθεί και να γραφτεί ως:

$$f = \frac{U^2}{Rsl} \quad (7.35)$$

όπου $U = I_0 R$ είναι η πτώση τάσης που δημιουργεί το ρεύμα I_0 στα άκρα της ράβδου. Από την άλλη πλευρά, η σχέση που δίνει την αντίσταση μιας μεταλλικής ράβδου είναι:

$$R = \frac{1}{\sigma} \frac{l}{s}. \quad (7.36)$$

Έτσι, λαμβάνοντας υπόψη τις Εξ. (7.35) και (7.36), μπορούμε να γράψουμε την Εξ. (7.34) στη μορφή:

$$T(0) - T_0 = \frac{\sigma}{8\lambda} U^2 \quad \text{ή} \quad \Delta T = \frac{\sigma}{8\lambda} U^2. \quad (7.37\alpha, \beta)$$

Η ΔT δείχνει κατά πόσο το κέντρο της ράβδου είναι θερμότερο από τα άκρα του, που έχουν τη θερμοκρασία του περιβάλλοντος. Είναι βολικότερο η Εξ. (7.37β) να γραφτεί στη μορφή

$$U^2 = \frac{8\lambda}{\sigma} \Delta T \quad (7.38)$$

Βλέπουμε λοιπόν ότι για τη μέτρηση του λόγου λ/σ πρέπει να μετρήσει κανείς την πτώση τάσης στη ράβδο συναρτήσει της θερμοκρασίας που αναπτύσσεται στο κέντρο της. Συνεπώς, ο λόγος λ/σ μπορεί να μετρηθεί άμεσα ως το $1/8$ της κλίσης της πειραματικής ευθείας (7.38) που προκύπτει από τη μέτρηση των μεγεθών U^2 και ΔT . Το ρεύμα I_0 δεν εμφανίζεται στην τελική σχέση και για τον λόγο αυτό η μέτρησή του δεν είναι απαραίτητη. Όταν η διαφορά $\Delta T = T(0) - T_0$ είναι της τάξης $1 - 2$ °C, τότε η μέση θερμοκρασία της ράβδου μπορεί να υπολογιστεί από τη σχέση $(T(0) + T_0)/2$.

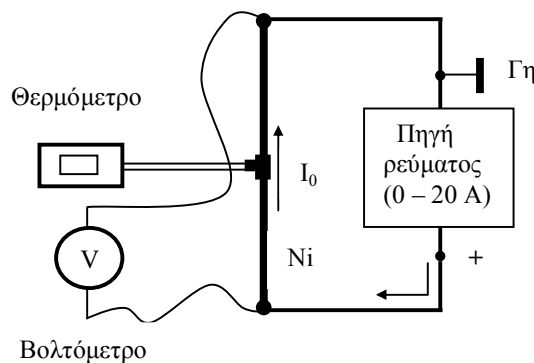
Τελικά, η σταθερά του Lorentz υπολογίζεται από τη σχέση:

$$L = \frac{\lambda}{\sigma \bar{T}} \quad (7.39)$$

όπου \bar{T} είναι η μέση θερμοκρασία της ράβδου.

7.3 Η πειραματική διάταξη

Για τις μετρήσεις χρησιμοποιούνται δυο ράβδοι ή σωστότερα σύρματα, ένα από χαλκό και ένα από νικέλιο η διάμετρος και το μήκος των οποίων είναι 2,00 και 80,0 mm αντίστοιχα.



Σχήμα 7. 3

Η πειραματική διάταξη αποτελείται από μία ρυθμιζόμενη πηγή σταθερού ρεύματος (0 - 20A), δυο θερμόμετρα και ένα βολτόμετρο για τη μέτρηση της τάσης που αναπτύσσεται στα σύρματα. Η θερμοκρασία μετράται στο κέντρο των συρμάτων όπου βρίσκονται δυο λεπτά μεταλλικά <<ταυ>> ο προορισμός των οποίων είναι να βελτιώσουν τη θερμική επαφή των συρμάτων με τους αισθητήρες των θερμομέτρων. Στο Σχ. 7.3 δίνεται μόνο το μισό μέρος της πειραματικής διάταξης στην οποία γίνονται περάματα με το νικέλιο. Όμοιο κύκλωμα συναρμολογείται για τις μετρήσεις στο χαλκό.

Βιβλιογραφία

1. M.A. Omar. *Elementary Solid State Physics: Principle and Applications*. (Addison – Wesley, London 1975).
2. C. Kittel. *Introduction to Solid State Physics, 7th Edn.* (J. Wiley, N.York 1995).
3. E.N. Οικονόμου. *Φυσική Στερεάς Κατάστασης*. (Πανεπιστημιακές Εκδόσεις Κρήτης, Ηράκλειο 1977).
4. Σ.Κ. Παπαδόπουλος. *Εισαγωγή στη Φυσική Στερεάς Κατάστασης*. (Ε.Μ. Πολυτεχνείο, Αθήνα 1990).

7.5 Εκτέλεση του πειράματος

Πρώτα μελετάται το νικέλιο. Για τον σκοπό αυτό:

- 1) Θέσατε σε λειτουργία την πηγή ρεύματος και το ψηφιακό βολτόμετρο και περιμένετε 5 λεπτά έως ότου σταθεροποιηθούν οι λειτουργίες τους. Σημειώστε τη θερμοκρασία T_0 των ψυχρών άκρων του νικελίου ή ισοδύναμα, την αρχική θερμοκρασία του νικελίου στο κέντρό του, όταν αυτό δεν διαρρέεται από το ηλεκτρικό ρεύμα.
- 2) Συναρμολογήστε το κύκλωμα όπως στο Σχ. 7.3. Η πηγή ρεύματος στο βήμα αυτό πρέπει να είναι ρυθμισμένη στο μηδέν.
- 3) Αυξήστε την τιμή του ρεύματος στο κύκλωμα τόσο ώστε να προκληθεί πτώση τάσης 1 mV στο νικέλιο. Περιμένετε ένα λεπτό και κατόπιν σημειώστε την τιμή της θερμοκρασίας στο κέντρο του σύρματος.
- 4) Επαναλάβετε το βήμα (3) για πτώση τάσης 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8,9, 10, 11 και 12 mV.
- 5) Ρυθμίστε την πηγή ρεύματος στο μηδέν και συναρμολογήστε το κύκλωμα ξανά προκειμένου να εκτελέσετε μετρήσεις στο χαλκό. Σημειώστε τη θερμοκρασία T_0 στο κέντρο του χάλκινου σύρματος όταν αυτό δεν διαρρέεται από το ηλεκτρικό ρεύμα.
- 6) Αυξήστε την τιμή του ρεύματος στο κύκλωμα τόσο ώστε να προκληθεί πτώση τάσης 1 mV στο χαλκό. Περιμένετε ένα λεπτό και κατόπιν σημειώστε την τιμή της θερμοκρασίας που αναπτύσσεται στο κέντρο του χάλκινου σύρματος.
- 7) Επαναλάβετε το βήμα (6) για πτώση τάσης 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9 και 10 mV.

Πίνακας 7.2

Πτώση τάσης U (mV)	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
Ni: ΔT ($^{\circ}\text{C}$)												
Cu: ΔT ($^{\circ}\text{C}$)												

- 8) Ρυθμίστε την πηγή ρεύματος στο μηδέν και κλείστε τα όργανα.

7.6 Επεξεργασία των μετρήσεων

- 1) Από τις τιμές του Πίνακα 2, υπολογίστε τις τιμές U^2 . Με τη μέθοδο των ελάχιστων τετραγώνων, υπολογίστε την κλίση της πειραματικής ευθείας $U^2 = a + b\Delta T$, όπου $\Delta T = T(0) - T_0$, και στη συνέχεια τον λόγο λ/σ στο νικέλιο και στον χαλκό. Υπολογίστε επίσης τα σφάλματα των τιμών αυτών.
- 2) Σχεδιάστε σε γραφική παράσταση τα πειραματικά σημεία και τη βέλτιστη ευθεία της σχέσης $U^2 = a + b\Delta T$.
- 3) Υπολογίστε τη σταθερά Lorentz και το σφάλμα της, στο νικέλιο και στον χαλκό. Σε περίπτωση απόκλισης των τιμών Lorentz που μετρήσατε από αυτές του Πίνακα 1, ποιοι κατά τη γνώμη σας είναι οι κυριότεροι παράγοντες που θα μπορούσαν να προκαλέσουν τη διαφορά αυτή.