

ΕΘΝΙΚΟ ΜΕΤΣΟΒΙΟ ΠΟΛΥΤΕΧΝΕΙΟ
ΣΧΟΛΗ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΩΝ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ ΚΑΙ ΜΗΧΑΝΙΚΩΝ
ΥΠΟΛΟΓΙΣΤΩΝ



ΚΥΜΑΤΙΚΗ ΚΑΙ ΚΒΑΝΤΙΚΗ ΦΥΣΙΚΗ

(2018-2019)

ΕΡΓΑΣΤΗΡΙΑΚΗ ΑΝΑΦΟΡΑ

ΑΣΚΗΣΗ 31-ΤΟΜΟΣ II

ΘΕΡΜΙΟΝΙΚΗ ΕΚΠΟΜΠΗ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ

Ονοματεπώνυμο : Χρήστος Τσούφης

A.M. : 03117176

Ομάδα : Δ7

Αριθμός Καταλόγου: 361

Ομάδα με : Νικόλα Κυριακόπουλο, Θεόδωρο Χατζηγεωργίου

Διεξαγωγή άσκησης : 16/5/2019

Υπεύθυνος εργαστηρίου : Ελένη Κράλλη

Σκοπός

Στην άσκηση αυτή γίνεται μελέτη του φαινόμενο της θερμιονικής εκπομπής ηλεκτρονίων και ελέγχονται οι δύο βασικοί νόμοι του φαινομένου, δηλαδή ο Νόμος του Langmuir και ο Νόμος του Richardson.

Θεωρία

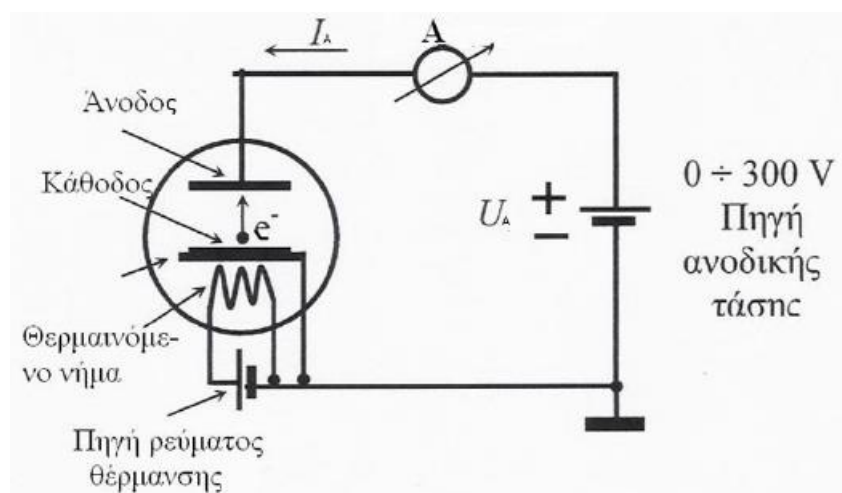
Το φαινόμενο της θερμιονικής εκπομπής

Σε υψηλές θερμοκρασίες τα μέταλλα εκπέμπουν ηλεκτρόνια. Αν αυτά δεν συλλέγονται από άλλον αγωγό, θα σχηματιστεί πάνω από τη θερμή επιφάνεια ένα νέφος ηλεκτρονίων, οι ροές των οποίων, από και προς την επιφάνεια, θα είναι ίσες. Αντίθετα, αν κοντά στην θερμή επιφάνεια, τοποθετηθεί ένας αγωγός στον οποίο εφαρμόζεται θετικό δυναμικό σε σχέση με τη θερμή μεταλλική επιφάνεια ένα μέρος των ηλεκτρονίων του νέφους θα οδηγηθεί προς τον αγωγό αυτό. Η θερμή επιφάνεια βρίσκεται συνήθως σε χώρο υψηλού κενού, ώστε να προστατεύεται από τις οξειδώσεις και να διευκολύνεται η κίνηση των ηλεκτρονίων. Η θερμή επιφάνεια που λειτουργεί ως πηγή ηλεκτρονίων λέγεται κάθοδος, ο δεύτερος αγωγός, με μορφή μεταλλικού δίσκου, που λειτουργεί ως συλλέκτης ηλεκτρονίων λέγεται άνοδος και τα δύο αυτά ηλεκτρόδια μαζί, που λειτουργούν ως συλλέκτης αποτελούν την δίοδο κενού στις ηλεκτρονικές διατάξεις.

Θέρμανση της καθόδου – Ανοδικό ρεύμα

Η άμεση ή έμμεση θέρμανση της καθόδου επιτυγχάνεται με έναν θερμαντήρα που τροφοδοτείται από πηγή τάσης 6,3 V ac. Η πηγή ηλεκτρονίων είναι ένα λεπτό στρώμα BaO που βρίσκεται πάνω σε φύλλο Ni και στις θερμοκρασίες 1000 – 1100 °C έχει τη μεγαλύτερη απόδοση εκπομπής ίση με 100mA/cm² και χρησιμοποιείται συχνά σε ηλεκτρονικές διατάξεις.

Η εφαρμογή θετικού δυναμικού στην άνοδο σε σχέση με την κάθοδο προκαλεί στην ροή των ηλεκτρονίων που καταφθάνουν στην άνοδο την δημιουργία ρεύματος, γνωστό ως ανοδικό ρεύμα I_A , το οποίο μετριέται, αρκεί η σύνδεση της ανόδου με τον θετικό πόλο της πηγής ανοδικής τάσης να γίνει μέσω ενός ευαίσθητου μετρητή ρεύματος.



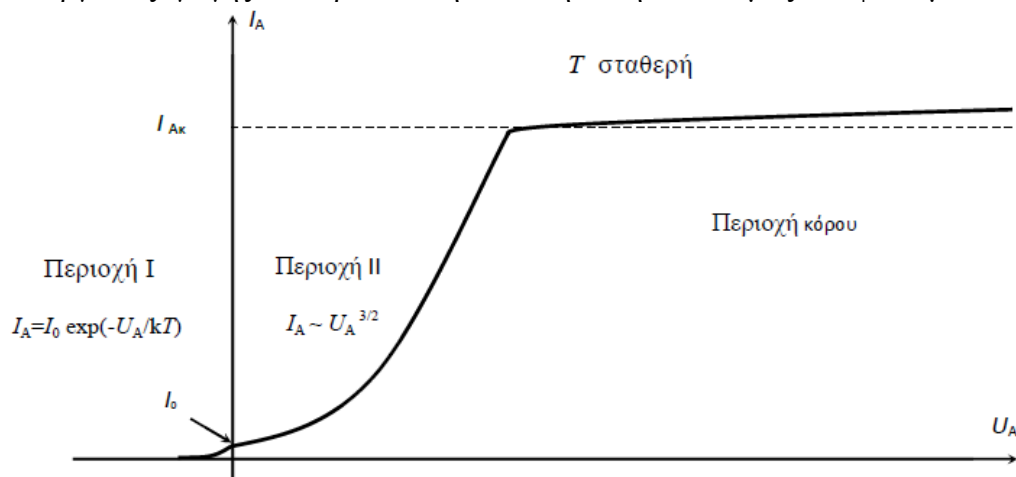
Ο ρόλος της ανοδικής τάσης – Νόμος Langmuir ή Νόμος των 3/2

Το ανοδικό ρεύμα είναι μια περίπλοκη συνάρτηση της ανοδικής τάσης U_A , και της θερμοκρασίας της καθόδου T . Στην παρακάτω γραφική παράσταση δίνεται το ανοδικό ρεύμα I_A συναρτήσει της ανοδικής τάσης U_A για μια δίοδο, όπου η άνοδος και η κάθοδος είναι φτιαγμένες από το ίδιο υλικό και η θερμοκρασία της καθόδου διατηρείται σταθερή. Η γραφική παράσταση $I_A = I_A(U_A)$ μπορεί να χωριστεί σε τρεις περιοχές:

- Περιοχή επιβράδυνσης των ηλεκτρονίων ($U_A < 0$)
- Περιοχή φορτίων χώρου του νέφους ηλεκτρονίων ($0 < U_A < U_{\text{κορ}}$), όπου $U_{\text{κορ}}$ είναι η τάση κορεσμού
- Περιοχή κόρου ($U_A > U_{\text{κορ}}$)

Μελέτη κάθε περιοχής:

- Στην 1^η περιοχή, το ανοδικό ρεύμα είναι εκθετική συνάρτηση της τάσης και είναι συγκριτικά πολύ μικρότερο από ό,τι στις άλλες περιοχές. Οφείλεται σε ηλεκτρόνια που εγκαταλείπουν την κάθοδο με μεγάλες αρχικές ταχύτητες και, παρά το γεγονός ότι η άνοδος τα απωθεί, εκείνα που έχουν θερμική ενέργεια μεγαλύτερη από eU_A συγκρούονται με την άνοδο και δίνουν ανοδικό ρεύμα:
 $I_A = I_0 \exp(-U_A/kT)$.
- Στην 2^η περιοχή, το ανοδικό ρεύμα επηρεάζεται σε μεγάλο βαθμό από το ηλεκτρικό πεδίο του νέφους ηλεκτρονίων που δημιουργείται πάνω στην επιφάνεια της καθόδου:
 $I_A = I_0 + B \times U_A^{3/2} \approx B \times U_A^{3/2}$, επειδή $I_0 \approx 0$ και όπου B μια σταθερά.
Η εξίσωση αυτή ονομάζεται Νόμος Langmuir ή Νόμος των 3/2.
- Στην 3^η περιοχή, το ανοδικό ρεύμα $I_{A\kappa}$ παραμένει σχεδόν αμετάβλητο. Οι μεγάλες ανοδικές τάσεις απορροφούν πλήρως το νέφος και επιβάλλουν σε όλα τα ηλεκτρόνια που εξέρχονται από την κάθοδο να κινηθούν προς την άνοδο. Η μικρή αύξηση του ανοδικού ρεύματος οφείλεται στη μείωση του έργου εξαγωγής που προκαλεί η ανοδική τάση και ονομάζεται φαινόμενο Schottky.



Ο ρόλος της θερμοκρασίας – Νόμος του Richardson

Το ρεύμα κορεσμού της ανόδου εξαρτάται πολύ έντονα από τη θερμοκρασία T , αλλά και από το έργο εξόδου των ηλεκτρονίων, ϕ , από το μέταλλο, το οποίο ορίζεται ως η ελάχιστη ενέργεια που απαιτείται για να απελευθερωθούν τα ηλεκτρόνια από την επιφάνεια του μετάλλου.

Η θερμοκρασιακή εξάρτηση του ρεύματος κορεσμού, $I_{A\kappa}$, μελετήθηκε πειραματικά και θεωρητικά από τους Richardson και Dushman. Ο Νόμος του Richardson είναι ο εξής:

$I_{A\kappa} = C \times T^2 \exp(-\frac{\phi}{kT})$, όπου T η θερμοκρασία της καθόδου σε Kelvin(K), ϕ το έργο εξόδου, k η σταθερά Boltzmann και C μια σταθερά που εξαρτάται από το υλικό του μετάλλου.

Μείωση του έργου εξόδου – Φαινόμενο Schottky

Για την μείωση του έργου εξόδου $\Delta\phi$, στην 3^η περιοχή ισχύει ότι:

$\Delta\phi = \sqrt{\frac{e^3 \mathcal{E}}{4\pi\epsilon_0}}$, όπου \mathcal{E} είναι η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου στην επιφάνεια της καθόδου και ϵ_0 η διηλεκτρική διαπερατότητα του κενού.

Στα μεγάλα ηλεκτρικά πεδία η σχέση Richardson έχει την μορφή:

$$I_{Ak} = C \times T^2 \exp\left(-\frac{\phi - \Delta\phi}{kT}\right).$$

Μέθοδος

Η μελέτη της θερμονικής εκπομπής γίνεται με τη βοήθεια μια διόδου υψηλού κενού.

Για την καταγραφή της σχέσης μεταξύ ανοδικού ρεύματος και ανοδικής τάσης θα πρέπει να γίνει εφαρμογή στο νήμα της καθόδου ένα σταθερό ρεύμα θέρμανσης και μεταβάλλοντας σταδιακά την ανοδική τάση να καταγράφεται το ανοδικό ρεύμα.

Για την μέτρηση του έργου εξαγωγής χρησιμοποιείται η σχέση Richardson που δίνει το ρεύμα κορεσμού της λυχνίας ως συνάρτηση της θερμοκρασίας T και του έργου εξαγωγής ϕ .

Γίνεται χρήση των σχέσεων:

$$\ln(I_A) = \ln(B) + (3/2) \ln(U_A) \quad \ln\left(\frac{I_A}{T^2}\right) = \ln(C) - \frac{\phi}{k} \frac{1}{T} \quad k = 8,617 \times 10^{-5} \frac{eV}{K}$$

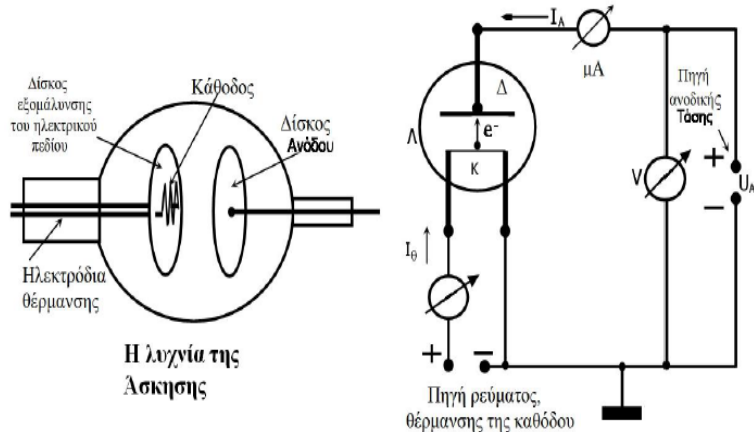
Πειραματική διάταξη

Η μελέτη της θερμονικής εκπομπής γίνεται με την βοήθεια μια διόδου υψηλού κενού, η κάθοδος της οποίας είναι κατασκευασμένη από πολυκρυσταλλικό βολφράμιο, υπό μορφή λεπτού σύρματος σε σχήμα «ζικ-ζακ» και είναι άμεσου θερμάνσεως. Αριστερά και πίσω από την κάθοδο βρίσκεται ένας μεταλλικός δίσκος, προορισμός του οποίου είναι να εξομαλύνει και να ομογενοποιεί το πεδίο μεταξύ καθόδου και ανόδου. Η κάθοδος, με μήκος 70mm και διάμετρο 0,16mm, θερμαίνεται με ένα σχετικά μεγάλο ρεύμα θέρμανσης της τάξης των 2 – 2,5 A. Η θερμοκρασία της καθόδου προσδιορίζεται έμμεσα από την τιμή του ρεύματος θέρμανσης, I_θ , που τη διαρρέει, με τη βοήθεια του πίνακα που είναι αναρτημένος στη βάση της λυχνίας.

Η πειραματική διάταξη αποτελείται από:

- Τροφοδοτικό με ρυθμιζόμενες τάσεις 0-50V και 0-300V DC, για την τροφοδότηση της διόδου με την ανοδική τάση και ξεχωριστή πηγή ρεύματος για τη θέρμανση της καθόδου
- Βολτόμετρο για τη μέτρηση της ανοδικής τάσης
- Ψηφιακό αμπερόμετρο για τη μέτρηση του ρεύματος θέρμανσης της καθόδου
- Ψηφιακό μικροαμπερόμετρο για τη μέτρηση του ανοδικού ρεύματος

Θερμοκρασία της καθόδου (d=0,160 mm) συναρτίσει του ρεύματος θέρμανσης			
T(∞) (K)	I _θ (A)	T(∞) (K)	I _θ (A)
1600	1,3402	1950	1,9726
1700	1,5124	2000	2,0684
1750	1,6022	2050	2,1666
1800	1,6919	2100	2,2674
1850	1,7844	2150	2,3639
1900	1,8769	2200	2,4630



Εκτέλεση-Επεξεργασία

Πειραματικός προσδιορισμός του εκθέτη στο «Νόμο του Langmuir»

Αρχικά εφαρμόζεται στην κάθοδο ρεύμα $I_0 = 2.264 \text{ mA}$ που αντιστοιχεί σε θερμοκρασία περίπου 2100K και στην συνέχεια μεταβάλλεται η τάση ανόδου U_A από 6 – 20 V, με βήμα 2 V

Όσον αφορά τα σφάλματα, είναι: $\delta U_A = \delta U_0 = 0,01 \text{ V}$ και $\delta I_A = 0,001 \text{ mA}$

$$\delta[U_A - (U_0/2)] = \sqrt{(\delta U_A)^2 + ((-\frac{1}{2})\delta U_0)^2} \Rightarrow \delta[U_A - (U_0/2)] = 0.01 \text{ V}$$

$$\delta[\ln[U_A - (U_0/2)]] = \frac{1}{U_A - (U_0/2)} \cdot \delta[U_A - (U_0/2)] \quad \text{και} \quad \delta(\ln I_A) = \frac{1}{I_A} \cdot \delta I_A$$

Οι τιμές του ανοδικού ρεύματος I_A , συναρτήσει της ανοδικής τάσης U_A είναι

(για $T = 2100\text{K}$, $I_0 = 2,265$ έως 2,268):

$U_A \text{ (V)}$	$I_A \text{ (mA)}$	$U_A - (U_0/2)$	$\ln[U_A - (U_0/2)]$	$\ln(I_A)$ όπου I_A σε A
$6,00 \pm 0,01$	$0,020 \pm 0,001$	$3,20 \pm 0,01$	$1,163 \pm 0,031$	$-10,82 \pm 0,05$
$8,00 \pm 0,01$	$0,040 \pm 0,001$	$5,20 \pm 0,01$	$1,648 \pm 0,019$	$-10,13 \pm 0,03$
$10,00 \pm 0,01$	$0,050 \pm 0,001$	$7,20 \pm 0,01$	$1,974 \pm 0,013$	$-9,90 \pm 0,02$
$12,00 \pm 0,01$	$0,070 \pm 0,001$	$9,20 \pm 0,01$	$2,219 \pm 0,010$	$-9,57 \pm 0,01$
$14,00 \pm 0,01$	$0,090 \pm 0,001$	$11,20 \pm 0,01$	$2,415 \pm 0,008$	$-9,31 \pm 0,01$
$16,00 \pm 0,01$	$0,110 \pm 0,001$	$13,20 \pm 0,01$	$2,580 \pm 0,007$	$-9,11 \pm 0,01$
$18,00 \pm 0,01$	$0,130 \pm 0,001$	$15,20 \pm 0,01$	$2,721 \pm 0,006$	$-8,95 \pm 0,01$
$20,00 \pm 0,01$	$0,150 \pm 0,001$	$17,20 \pm 0,01$	$2,844 \pm 0,006$	$-8,80 \pm 0,01$

Και $U_0 = 5,50 \pm 0,01 \text{ V}$ (υπολογίστηκε από το πολύμετρο)

Ο σχεδιασμός της γραφικής παράστασης $y = \ln(I_A)$ ως συνάρτηση του $x = \ln[U_A - (U_0/2)]$, γίνεται σύμφωνα με τη μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων, αφού η σχέση μεταξύ των δύο μεγεθών είναι γραμμική (της μορφής $y = \alpha + \beta x$).

Από την γραφική μέθοδο υπολογισμού κλίσης, υπολογίζεται ότι:

$$\alpha = \frac{[y][x^2] - [x][xy]}{n[x^2] - [x]^2} \quad \text{και} \quad \beta = \frac{n[xy] - [x][y]}{n[x^2] - [x]^2}, \quad \text{όπου } x = \ln[U_A - (U_0/2)], \quad y = \ln(I_A), \quad n = 8$$

Έτσι προκύπτει ότι: $\alpha = -12,170$ και $\beta = 1,183$

$$\text{με σφάλματα } \delta\alpha = \sqrt{\frac{1}{n-2} \cdot \frac{[x^2][d^2]}{n[x^2] - [x]^2}} \quad \text{και} \quad \delta\beta = \delta\alpha \sqrt{\frac{n}{[x^2]}}, \quad \text{όπου } d_i = y_i - \alpha - \beta x_i$$

Με βάση λοιπόν τα μεγέθη στον παραπάνω πίνακα αλλά και τις σχέσεις αυτές προκύπτει πως:

$$[y] = -76,59, [x] = 17,564, [x^2] = 40,871 \quad \text{και} \quad [xy] = -170,68$$

Άρα $\delta\alpha = 0,03$ και $\delta\beta = 0,01$.

Επομένως **$\alpha = -12,17 \pm 0,03$** και **$\beta = 1,18 \pm 0,01$**

Αίτια σφαλμάτων και αποκλίσεων: Οι αποκλίσεις οφείλονται στα όργανα μέτρησης, στην κατάσταση της λυχνίας κενού, τυχόν ηλεκτρομαγνητικά πεδία που υφίστανται στο χώρο και υποβοηθούν το φαινόμενο, θερμικό θόρυβο, η παρουσία ψυχρών ακρών στην κάθοδο λόγω πεπερασμένου μήκους της που δημιουργούν κατανομές θερμότητας, στο τροφοδοτικό και στην ανόρθωση και εξομάλυνση των τάσεων και ρεύματος εισόδου, σφάλματα ανάγνωσης καθώς και σφάλματα στο γραφικό υπολογισμό της κλίσης της ευθείας και λοιπά τυχαία σφάλματα.

Πειραματικός προσδιορισμός της σχέσης $I_A = f(U_A)$ για θερμοκρασίες της καθόδου 2100K, 2050K και 2000 K

Έπειτα, μεταβάλλοντας την τιμή της ανοδικής τάσης U_A από 0 έως 300 V, με βήμα 10 V, γίνεται μέτρηση των τιμών του ανοδικού ρεύματος I_A . Η διαδικασία αυτήν επαναλαμβάνεται για τρεις διαφορετικές θερμοκρασίες: $T=2100K$ ($I_0 = 2267A$), $T=2050K$ ($I_0 = 2166A$), $T=2000K$ ($I_0 = 2068A$). Και πάλι ισχύουν: $\delta U_A = 0,01$ V και $\delta I_A = 0,001$ mA

T = 2000K		T = 2050K		T = 2100K	
U_A (V)	I_A (mA)	U_A (V)	I_A (mA)	U_A (V)	I_A (mA)
0,00 ± 0,01	0,000 ± 0,001	0,00 ± 0,01	0,000 ± 0,001	0,00 ± 0,01	0,000 ± 0,001
10,00 ± 0,01	0,050 ± 0,001	10,00 ± 0,01	0,040 ± 0,001	10,00 ± 0,01	0,050 ± 0,001
20,00 ± 0,01	0,070 ± 0,001	20,00 ± 0,01	0,110 ± 0,001	20,00 ± 0,01	0,140 ± 0,001
30,00 ± 0,01	0,070 ± 0,001	30,00 ± 0,01	0,140 ± 0,001	30,00 ± 0,01	0,230 ± 0,001
40,00 ± 0,01	0,070 ± 0,001	40,00 ± 0,01	0,160 ± 0,001	40,00 ± 0,01	0,320 ± 0,001
50,00 ± 0,01	0,080 ± 0,001	50,00 ± 0,01	0,140 ± 0,001	50,00 ± 0,01	0,370 ± 0,001
60,00 ± 0,01	0,090 ± 0,001	60,00 ± 0,01	0,190 ± 0,001	60,00 ± 0,01	0,400 ± 0,001
70,00 ± 0,01	0,090 ± 0,001	70,00 ± 0,01	0,200 ± 0,001	70,00 ± 0,01	0,420 ± 0,001
80,00 ± 0,01	0,100 ± 0,001	80,00 ± 0,01	0,200 ± 0,001	80,00 ± 0,01	0,440 ± 0,001
90,00 ± 0,01	0,100 ± 0,001	90,00 ± 0,01	0,210 ± 0,001	90,00 ± 0,01	0,450 ± 0,001
100,00 ± 0,01	0,100 ± 0,001	100,00 ± 0,01	0,220 ± 0,001	100,00 ± 0,01	0,460 ± 0,001
110,00 ± 0,01	0,110 ± 0,001	110,00 ± 0,01	0,230 ± 0,001	110,00 ± 0,01	0,460 ± 0,001
120,00 ± 0,01	0,110 ± 0,001	120,00 ± 0,01	0,230 ± 0,001	120,00 ± 0,01	0,480 ± 0,001
130,00 ± 0,01	0,110 ± 0,001	130,00 ± 0,01	0,240 ± 0,001	130,00 ± 0,01	0,480 ± 0,001
140,00 ± 0,01	0,110 ± 0,001	140,00 ± 0,01	0,240 ± 0,001	140,00 ± 0,01	0,490 ± 0,001
150,00 ± 0,01	0,110 ± 0,001	150,00 ± 0,01	0,240 ± 0,001	150,00 ± 0,01	0,500 ± 0,001
160,00 ± 0,01	0,110 ± 0,001	160,00 ± 0,01	0,250 ± 0,001	160,00 ± 0,01	0,510 ± 0,001
170,00 ± 0,01	0,120 ± 0,001	170,00 ± 0,01	0,250 ± 0,001	170,00 ± 0,01	0,510 ± 0,001
180,00 ± 0,01	0,120 ± 0,001	180,00 ± 0,01	0,250 ± 0,001	180,00 ± 0,01	0,520 ± 0,001
190,00 ± 0,01	0,120 ± 0,001	190,00 ± 0,01	0,250 ± 0,001	190,00 ± 0,01	0,520 ± 0,001
200,00 ± 0,01	0,120 ± 0,001	200,00 ± 0,01	0,250 ± 0,001	200,00 ± 0,01	0,530 ± 0,001
210,00 ± 0,01	0,120 ± 0,001	210,00 ± 0,01	0,260 ± 0,001	210,00 ± 0,01	0,540 ± 0,001
220,00 ± 0,01	0,120 ± 0,001	220,00 ± 0,01	0,260 ± 0,001	220,00 ± 0,01	0,540 ± 0,001
230,00 ± 0,01	0,120 ± 0,001	230,00 ± 0,01	0,260 ± 0,001	230,00 ± 0,01	0,540 ± 0,001
240,00 ± 0,01	0,120 ± 0,001	240,00 ± 0,01	0,260 ± 0,001	240,00 ± 0,01	0,550 ± 0,001
250,00 ± 0,01	0,120 ± 0,001	250,00 ± 0,01	0,270 ± 0,001	250,00 ± 0,01	0,560 ± 0,001
260,00 ± 0,01	0,120 ± 0,001	260,00 ± 0,01	0,270 ± 0,001	260,00 ± 0,01	0,560 ± 0,001
270,00 ± 0,01	0,130 ± 0,001	270,00 ± 0,01	0,270 ± 0,001	270,00 ± 0,01	0,560 ± 0,001
280,00 ± 0,01	0,130 ± 0,001	280,00 ± 0,01	0,270 ± 0,001	280,00 ± 0,01	0,570 ± 0,001
290,00 ± 0,01	0,130 ± 0,001	290,00 ± 0,01	0,270 ± 0,001	290,00 ± 0,01	0,570 ± 0,001
300,00 ± 0,01	0,130 ± 0,001	300,00 ± 0,01	0,270 ± 0,001	300,00 ± 0,01	0,570 ± 0,001

Μετά από υπόδειξη της υπεύθυνης του εργαστηρίου, γίνεται χρήση των μισών σημείων για τον σχεδιασμό των γραφικών παραστάσεων, ξεκινώντας από $U_A = 0 \text{ V}$ και αυξάνοντας με βήμα 20 V .

Παρατήρηση: Οι καμπύλες που σχεδιάστηκαν για τις τρεις θερμοκρασίες 2100K , 2050K , 2000K δεν συμφωνούν πλήρως με την θεωρητική καμπύλη στην περιοχή «3/2», διαφωνούν ως προς την κυρτότητα, του εργαστηριακού οδηγού ως προς τα ποιοτικά χαρακτηριστικά. Επίσης ο κορεσμός που επέρχεται δεν είναι απότομος. Αυτό οφείλεται στο γεγονός ότι οι μεγάλες τάσεις ανόδου απορροφούν πλήρως, αλλά σταδιακά, το νέφος που έχει δημιουργηθεί από τα ηλεκτρικά φορτία (ελεύθερα ηλεκτρόνια) και τα εξαναγκάζει να κινηθούν προς την άνοδο. Η μικρή αυτή αύξηση οφείλεται στη μείωση του ϕ κατά $\Delta\phi$ όπως περιγράφεται στο θεωρητικό μέρος. Στην κατασκευή της διάταξης, συγκεκριμένα, το ηλεκτρικό πεδίο της ανόδου δρα ανομοιόμορφα στην επιφάνεια της καθόδου, αλλά επηρεάζει εντονότερα το τμήμα της καθόδου με προσανατολισμό προς την άνοδο και λιγότερο το υπόλοιπο μέρος της. Έτσι, πρώτα έρχεται σε κορεσμό η περιοχή της καθόδου που προσανατολίζεται προς την άνοδο ύστερα το πίσω τμήμα της, με αποτέλεσμα το σταδιακό κορεσμό του ρεύματος.

Πιο συγκεκριμένα, στην 1^η περιοχή, για μηδενική ανοδική τάση, στις καμπύλες που σχεδιάστηκαν το ανοδικό ρεύμα ισούται με 0 (σύμφωνα με την επιγραφή του αμπερομέτρου). Όμως, στη θεωρητική καμπύλη, για μηδενική τάση ανόδου ρέει μικρό ανοδικό ρεύμα ίσο με I_0 . Στην 2^η περιοχή, η σχέση μεταξύ των μεγεθών παραμένει εκθετική, παρατηρείται ότι η κυρτότητά τους διαφέρει (οι καμπύλες που σχεδιάστηκαν στρέφουν τα κοίλα προς τα κάτω, ενώ το θεωρητικό γράφημα στρέφει τα κοίλα προς τα πάνω). Τέλος, στην 3^η περιοχή, στις καμπύλες που σχεδιάστηκαν, σε αντίθεση με το θεωρητικό γράφημα, ο κορεσμός είναι λιγότερο απότομος (δηλαδή το ανοδικό ρεύμα συνεχίζει να αυξάνεται για μεγάλο εύρος τάσεων). Η μικρή αυτή αύξηση οφείλεται στη μείωση του έργου εξόδου ϕ κατά $\Delta\phi$. Πλέον για το ρεύμα κορεσμού ισχύει πως: $I_{AK} = C \times T^2 \exp(-\frac{\phi - \Delta\phi}{kT})$ (φαινόμενο Schottky), με αποτέλεσμα το ηλεκτρικό πεδίο να αυξάνει σε μικρό βαθμό το ρεύμα κορεσμού, το οποίο αποκτά μια ομαλή κλίση (ομαλός κορεσμός).

Εν γένει, η μορφή των καμπύλων προσεγγίζει την θεωρητική γραφική παράσταση.

Επίσης, με την αύξηση του θ , παρατηρείται και αύξηση στις τιμές του I_A . Με άλλα λόγια, για μεγαλύτερη θερμοκρασία, το ρεύμα ανόδου I_A φτάνει στην περιοχή του κορεσμού πιο αργά (δηλαδή το φαινόμενο Schottky έχει μεγαλύτερη επιρροή στις υψηλότερες θερμοκρασίες), και παράλληλα στην ίδια τιμή της ανοδικής τάσης U_A , λαμβάνει μεγαλύτερες τιμές.

Έλεγχος του νόμου Richardson και μέτρηση του έργου εξόδου του βολφραμίου

Τέλος, ρυθμίζεται η ανοδική τάση U_A στα 300 V και μεταβάλλεται η θερμοκρασία της καθόδου T (μεταβάλλοντας το ρεύμα I_0) από 2100 K έως 1700 K , με βήμα 50 K . Σε κάθε βήμα, γίνεται μέτρηση με το πολύμετρο του ρεύματος κόρου I_{AK} . Σύμφωνα λοιπόν με τις μετρήσεις αυτές προσδιορίζονται και οι τιμές $1/T$ και $\ln(I_{AK}/T^2)$. Αναφορικά με τα σφάλματα των ανωτέρω μεγεθών όπως έχουμε προαναφέρει και με τη χρήση του τύπου διάδοσης των σφαλμάτων, θα ισχύει:

$$\delta I_{AK} = 0,001\text{A}, \delta I_0 = 1\text{A}, \delta T = \text{απροσδιόριστο} \Rightarrow \delta(1/T), \delta[\ln(I_{AK}/T^2)] = \text{απροσδιόριστα}$$

Θεωρήθηκε αυθαίρετα ως σφάλμα της θερμοκρασίας T τα 5K . Το πραγματικό σφάλμα μπορεί να βρεθεί μέσω της εξίσωσης που συσχετίζει τη θερμοκρασία με το ρεύμα θέρμανσης I_0 .

T (K)	I _{AK} (mA)	1/T (10 ⁻³ K ⁻¹)	I _{AK} /T ² (A K ⁻²)	ln(I _{AK} /T ²)
2100 ± 5	0,560 ± 0,001	0,476 ± 0,001	(1,269 ± 0,006)10 ⁻¹⁰	-22,786 ± 0,004
2050 ± 5	0,270 ± 0,001	0,489 ± 0,001	(0,646 ± 0,003)10 ⁻¹⁰	-23,462 ± 0,005
2000 ± 5	0,130 ± 0,001	0,500 ± 0,001	(0,325 ± 0,002)10 ⁻¹⁰	-24,149 ± 0,008
1950 ± 5	0,050 ± 0,001	0,513 ± 0,001	(0,132 ± 0,001)10 ⁻¹⁰	-25,049 ± 0,005
1900 ± 5	0,020 ± 0,001	0,526 ± 0,001	(0,055 ± 0,001)10 ⁻¹⁰	-25,925 ± 0,006
1850 ± 5	0,010 ± 0,001	0,541 ± 0,001	(0,029 ± 0,001)10 ⁻¹⁰	-26,565 ± 0,008
1800 ± 5	0,004 ± 0,001	0,556 ± 0,002	(0,012 ± 0,001)10 ⁻¹⁰	-27,448 ± 0,022
1750 ± 5	0,001 ± 0,001	0,571 ± 0,002	(0,0032 ± 0,0003)10 ⁻¹⁰	-28,769 ± 0,053
1700 ± 5	0,0005 ± 0,0001	0,588 ± 0,002	(0,0017 ± 0,0003)10 ⁻¹⁰	-29,402 ± 0,096

Ο σχεδιασμός της γραφικής παράστασης των πειραματικών σημείων $y = \ln(I_{AK}/T^2)$, συναρτήσει των $x = 1/T$, σύμφωνα με τις παραπάνω μετρήσεις, έγινε με την μέθοδο των ελαχίστων τετραγώνων. Με την μέθοδο αυτή, θα υπολογιστούν και οι παράγοντες α και β της βέλτιστης ευθείας ($\alpha + \beta x$) καθώς αναμένεται να σχηματιστεί ευθεία της μορφής $\alpha + \beta x$, με κλίση $-\phi/k$. Ισχύει:

$$\alpha = \frac{[y][x^2] - [x][xy]}{n[x^2] - [x]^2} \text{ και } \beta = \frac{n[xy] - [x][y]}{n[x^2] - [x]^2}, \text{ όπου } x = 1/T, y = \ln(I_{AK}/T^2), n = 9$$

Έτσι προκύπτει ότι: $\alpha = -12,170$ και $\beta = 1,183$

$$\text{με σφάλματα } \delta\alpha = \sqrt{\frac{1}{n-2} \cdot \frac{[x^2][d^2]}{n[x^2] - [x]^2}} \text{ και } \delta\beta = \delta\alpha \sqrt{\frac{n}{[x^2]}}, \text{ όπου } d_i = y_i - \alpha - \beta x_i$$

Με βάση λοιπόν τα μεγέθη στον παραπάνω πίνακα αλλά και τις σχέσεις αυτές προκύπτει πως:

$$[y] = -231,281, [x] = 0,00476, [x^2] = 2,528 \cdot 10^{-6}, [xy] = -0,123$$

Άρα $\delta\alpha = 1,87$ και $\delta\beta = 3.534$ και $\alpha = 6,049$ και $\beta = -60,503$.

$$\text{Είναι } \beta = -\phi/k \text{ και } \beta = -60,503 \pm 3.534 \Rightarrow \beta = (-60 \pm 4) \times 10^3 \text{ και } k = 8,617 \times 10^{-5} \frac{eV}{K}$$

Οπότε, $-\phi/k = -60503 \pm 3534 \text{ K} \Rightarrow \phi = 5,2 \pm 0,3 \text{ eV}$.

Τέλος, η αποδεκτή τιμή για το έργο εξαγωγής ϕ του πολυκρυσταλλικού βολφραμίου ισούται με 4,5eV, ενώ η τιμή που υπολογίσαμε παραπάνω ισούται με $\phi = 5,2 \pm 0,3 \text{ eV}$. Παρατηρούμε λοιπόν πως η πειραματική μας τιμή προσεγγίζει σε ικανοποιητικό βαθμό την γενικώς αποδεκτή τιμή, ωστόσο αποκλίνει ελαφρώς από εκείνη. Το διάστημα εμπιστοσύνης που ορίσαμε για το σφάλμα της απέχει κατά 0,7 eV από την θεωρητική τιμή. Η αναμενόμενη τιμή ήταν 4,5 eV $\approx 7,210 \times 10^{-19} \text{ J}$ δηλαδή έχει μια απόκλιση η οποία ερμηνεύεται με βάση τα πιθανά σφάλματα που αναφέρθηκαν παραπάνω. Σημαντικότερος παράγοντας είναι η διαρκής μεταβολή της θερμοκρασίας της καθόδου κατά μια ποσότητα των 50K, η οποία δεν είναι αμελητέα. Τέλος, σημειώνεται πως επιβεβαιώνεται και ο Νόμος του Richardson.

