



ΕΛΛΗΝΙΚΗ ΔΗΜΟΚΡΑΤΙΑ  
ΠΑΝΕΠΙΣΤΗΜΙΟ ΚΡΗΤΗΣ

---

## Προχωρημένα Εργαστήρια Φυσικής Ι

Ελευθέριος Ηλιόπουλος

Τμήμα Φυσικής

---

## Πείραμα V Φωτοηλεκτρικό Φαινόμενο

Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο (ή φωτοηλεκτρική εκπομπή) είναι η εκπομπή ηλεκτρονίων από την ύλη (μεταλλικά ή μη μεταλλικά στερεά, υγρά και αέρια) ως αποτέλεσμα της απορρόφησης ενέργειας από προσπίπτουσα ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας. Η μελέτη του φαινομένου υπήρξε ιδιαίτερα σημαντική για την κατανόηση της κβαντικής φύσης του φωτός. Στο συγκεκριμένο πείραμα θα μελετηθεί η εξάρτηση της κινητικής ενέργειας των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων από το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας και θα προσδιοριστεί η τιμή της σταθεράς του Planck.

### Θεωρητικό Μέρος

Η πρώτη αναφορά του φωτοηλεκτρικού φαινομένου έγινε το 1887 από τον Heinrich Hertz ο οποίος παρατήρησε ότι αν αρνητικά φορτισμένες και ηλεκτρικά μονωμένες καθαρές μεταλλικές επιφάνειες εκτεθούν σε υπεριώδη ακτινοβολία τότε το φορτίο τους μειώνεται. Το 1888 ο Wilhelm Hallwachs επιβεβαίωσε ότι αυτό συμβαίνει λόγω της εκπομπής αρνητικών φορτίων από τις επιφάνειες αυτές, ενώ το 1899 ο Joseph Thomson προσδιόρισε ότι τα εκπεμπόμενα σωματίδια ήταν ηλεκτρόνια.

Το 1902 ο Philip Lenard μελέτησε λεπτομερειακά το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο προσδιορίζοντας τις κινητικές ενέργειες των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων σαν συνάρτηση του μήκους κύματος και της έντασης της προσπίπτουσας ακτινοβολίας και κατέληξε σε βασικά πειραματικά συμπεράσματα:

- Η (μέγιστη) κινητική ενέργεια των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων (φωτοηλεκτρόνια) εξαρτάται αποκλειστικά από το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας και όχι από την ένταση της. Αν και δεν ήταν σε θέση να προσδιορίσει την ακριβή σχέση, ο P. Lenard παρατήρησε ότι η κινητική ενέργεια των φωτοηλεκτρονίων αυξάνει με την αύξηση της συχνότητας της προσπίπτουσας ακτινοβολίας.

- Υπάρχει ένα άνω όριο για το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας για να παρατηρηθεί φωτοεκπομπή (που εξαρτάται από το υλικό της επιφάνειας).

- Ο αριθμός των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων εξαρτάται από την ένταση της προσπίπτουσας ακτινοβολίας

- Η εκπομπή ηλεκτρονίων ήταν σχεδόν ταυτόχρονη με την πρόσπτωση της ακτινοβολίας.

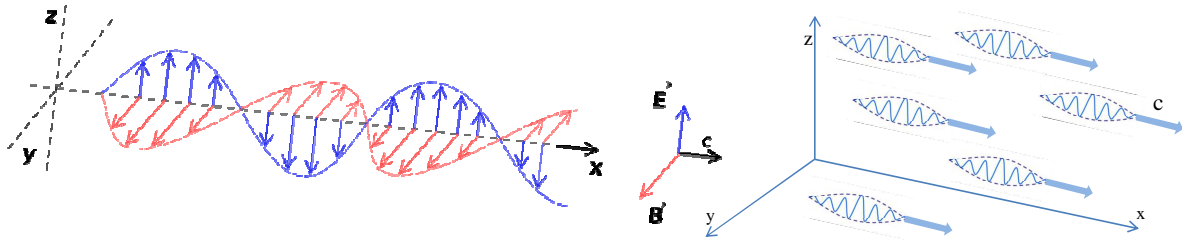
Η κλασική θεώρηση (με βάση την ηλεκτρομαγνητική θεωρία του Maxwell) αδυνατεί να εξηγήσει πολλά από τα χαρακτηριστικά του φωτοηλεκτρικού φαινομένου. Σύμφωνα με την κλασική θεωρία, το φως είναι συνεχές κύμα που συνίσταται από ταλαντώμενο ηλεκτρικό και μαγνητικό πεδίο. Η ένταση του κύματος είναι ανάλογη του τετραγώνου του πλάτους του ηλεκτρικού πεδίου και η ενέργεια του κύματος απλώνεται ομοιόμορφα σε όλο το μέτωπο κύματος. Συνεπώς, η κινητική ενέργεια των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων θα έπρεπε να εξαρτάται από την ένταση της ακτινοβολίας και να είναι τελείως ανεξάρτητη από την συχνότητα αυτής. Επίσης, ανεξήγητα στα πλαίσια της κλασικής θεώρησης είναι τόσο η ύπαρξη ενός άνω ορίου μήκους κύματος ακτινοβολίας, για να παρατηρηθεί το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, όσο και το γεγονός ότι η εκπομπή ηλεκτρονίων γίνεται σχεδόν ταυτόχρονα με την πρόσπτωση της ακτινοβολίας.

Η εξήγηση του φωτοηλεκτρικού φαινομένου δόθηκε το 1905 από τον A. Einstein [Ann. Physik 17, 132 (1905)]. Σύμφωνα με την πρότασή του, το φως συμπεριφέρεται σαν να αποτελείται από διακριτά, μεμονωμένα πακέτα ενέργειας, τα "κβάντα" φωτός (που ονομάζονται και φωτόνια), το καθένα από τα οποία έχει ενέργεια:

$$E = h \cdot f$$

(Εξ.1)

όπου  $h$  η σταθερά του Planck και  $f$  η συχνότητα της ακτινοβολίας.



Εικόνα 1: Καλλιτεχνική απεικόνιση της κλασσικής (a) και κβαντικής (b) θεώρησης του φωτός.

Έτσι κατά την αλληλεπίδραση της ακτινοβολίας με τα ηλεκτρόνια του μετάλλου το κάθε φωτόνιο αποδίδει όλη την ενέργεια του σε ένα ηλεκτρόνιο. Αν η ενέργεια του φωτονίου είναι μεγαλύτερη από το έργο εξόδου  $W$  του μετάλλου, δηλαδή το έργο που απαιτείται για να αποσπαστεί το ηλεκτρόνιο από το στερεό σώμα, τότε αυτό εκπέμπεται με (μέγιστη) κινητική ενέργεια:

$$K_{\max} = h \cdot f - W \quad (\text{Εξ.2})$$

Η εξίσωση αυτή είναι γνωστή ως η “φωτοηλεκτρική εξίσωση του Einstein”. Η πρόταση του Einstein εξηγεί όλα τα χαρακτηριστικά του φωτοηλεκτρικού φαινομένου:

(α) Η μέγιστη κινητική ενέργεια των ηλεκτρονίων είναι (αύξουσα) γραμμική συνάρτηση της συχνότητας της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Η σχέση αυτή επιβεβαιώθηκε πειραματικά το 1914 από τον R.A. Millikan.

(β) Υπάρχει ένα άνω όριο μήκος κύματος (ή ισοδύναμα μια ελάχιστη τιμή συχνότητας) της προσπίπτουσας ακτινοβολίας για να παρατηρηθεί το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο. Για να παρατηρηθεί εκπομπή ηλεκτρονίων θα πρέπει  $h \cdot f \geq W$ . Δεδομένης της σχέσης μήκος κύματος  $\lambda$  και συχνότητας  $f$  της ακτινοβολίας:

$$f = \frac{c}{\lambda} \quad (\text{Εξ.3})$$

όπου  $c$  η ταχύτητα του φωτός, το μέγιστο αυτό όριο μήκος κύματος ( $\lambda_{\text{threshold}}$ ) θα είναι:

$$\lambda_{\text{threshold}} = \frac{h \cdot c}{W} \quad (\text{Εξ.4})$$

(γ) Ο αριθμός των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων είναι ανάλογος της έντασης της προσπίπτουσας ακτινοβολίας αφού η τελευταία αντιστοιχεί στον αριθμό των προσπιπτόντων φωτονίων ανά μονάδα χρόνου στην μεταλλική επιφάνεια

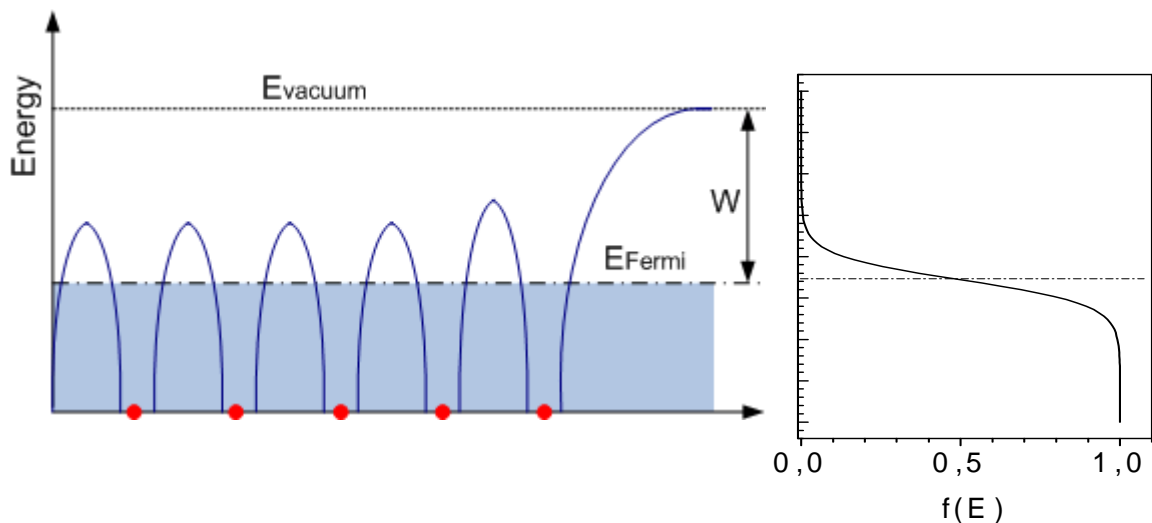
(δ) Η εκπομπή ηλεκτρονίων είναι ταυτόχρονη με την ακτινοβολή καθώς το κάθε φωτόνιο αποδίδει το σύνολο της ενέργειας του σε ένα ηλεκτρόνιο σχεδόν ακαριαία.

Για την εξήγηση του φωτοηλεκτρικού φαινομένου ο A. Einstein τιμήθηκε με το βραβείο Nobel Φυσικής το 1925.

Για την κατανόηση των λεπτομερειών του πειράματος του φωτοηλεκτρικού φαινομένου είναι απαραίτητη η λεπτομερέστερη αναφορά στις έννοιες του έργου εξόδου και της τάσης διμεταλλικής επαφής. Κατά συνέπεια η αναλυτική περιγραφή του πειράματος θα ξεκινήσει από αυτές.

### Έργο εξόδου και δυναμικό δι-μεταλλικής επαφής

Σε μία πρώτη προσέγγιση, μπορούμε να θεωρήσουμε τα μεταλλικά στερεά σαν πλέγματα θετικών ιόντων που δημιουργούν ένα "πηγάδι δυναμικού" το οποίο είναι μερικώς γεμάτο από μια "θάλασσα", κινούμενων (σχεδόν) ελεύθερα, ηλεκτρονίων. Φυσικά, συνολικά ένα μεταλλικό σώμα είναι ηλεκτρικά ουδέτερο. Η εικόνα αυτή περιγράφεται, από ενεργειακή σκοπιά, στο αριστερό τμήμα της Εικ.2. Στο σώμα του στερεού το δυναμικό που δημιουργούν τα διατεταγμένα ιόντα είναι περιοδικό. Κοντά στην επιφάνεια όμως το δυναμικό αυξάνει δημιουργώντας ένα φραγμό δυναμικού, ο οποίος συγκρατεί τα ηλεκτρόνια εντός του στερεού. Στην εικόνα αυτή, σαν αναφορά, παρουσιάζεται το επίπεδο ελάχιστης ενέργειας που αντιστοιχεί σε ένα (ακίνητο) ηλεκτρόνιο εκτός του στερεού, με διακεκομμένη γραμμή ( $E_{\text{vacuum}}$ ). Τα (σχεδόν) ελεύθερα ηλεκτρόνια καταλαμβάνουν επιτρεπτές ενεργειακές καταστάσεις που κατανέμονται από το βάθος του ενεργειακού αυτού πηγαδιού μέχρι κάποιο άνω όριο, την ενέργεια Fermi ( $E_{\text{Fermi}}$  στο σχήμα). Βέβαια, λόγω φαινομένων θερμικών διεγέρσεων, το άνω αυτό όριο είναι κάπως "θολό": κάποια ηλεκτρόνια καταλαμβάνουν ενεργειακές καταστάσεις λίγο μεγαλύτερες από την  $E_{\text{Fermi}}$ , ενώ κάποιες άλλες ενεργειακές καταστάσεις, με ενέργεια λίγο μικρότερη από την  $E_{\text{Fermi}}$  παραμένουν κενές. Αυτή η κατανομή περιγράφεται στο δεξί μέρος της Εικ.2 από την κατανομή Fermi-Dirac  $f(E)$  που περιγράφει την πιθανότητα κατάληψης των επιτρεπτών ενεργειακών καταστάσεων. **Ως "έργο εξόδου"  $W$  του μετάλλου ορίζεται η ενεργειακή απόσταση της  $E_{\text{Fermi}}$  από την  $E_{\text{vacuum}}$  και περιγράφει την (κατά μέσο όρο) ενέργεια που απαιτείται να δοθεί στα ανώτερα ενεργειακά ηλεκτρόνια του μετάλλου, ώστε αυτά να μπορούν να ξεπεράσουν τον φραγμό δυναμικού και να βρεθούν εκτός του μετάλλου, με μηδενική κινητική ενέργεια.**



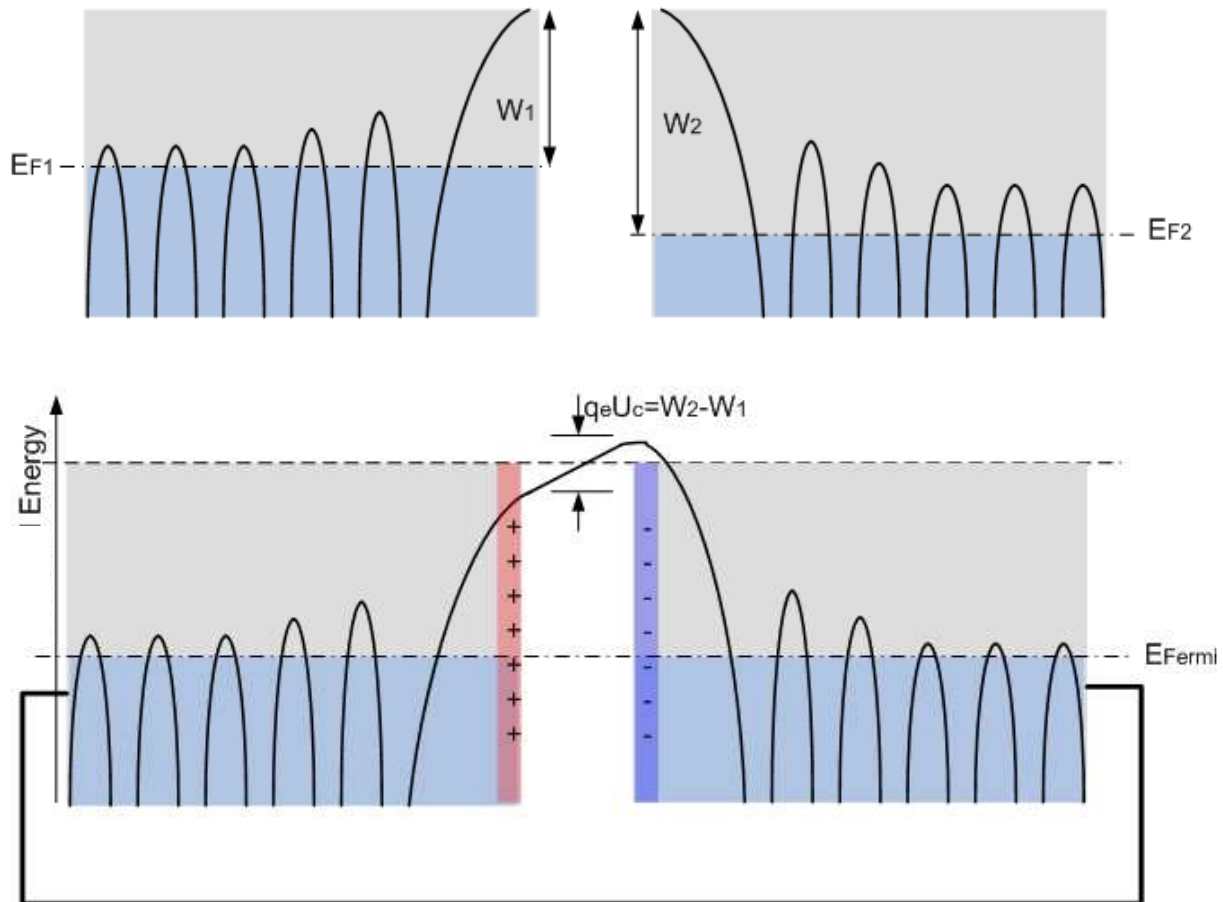
Εικόνα 2: Το διάγραμμα δυναμικής ενέργειας των ηλεκτρονίων ενός μετάλλου με έργο εξόδου  $W$  και (δεξιά) η συνάρτηση Fermi-Dirac που περιγράφει την πιθανότητα κατάληψης των διαφορετικών ενεργειακών καταστάσεων.

Ας υποθέσουμε τώρα ότι φέρνουμε σε επαφή δύο μέταλλα με διαφορετικά έργα εξόδου  $W_1$  και  $W_2$ . Καθώς η ενέργεια Fermi του πρώτου βρίσκεται υψηλότερα από αυτήν του δεύτερου (καθώς  $W_1 < W_2$ ) τότε, την στιγμή της επαφής, κάποια αρνητικά φορτία θα μεταφερθούν από αυτό στο δεύτερο σώμα, έτσι ώστε η  $E_{F1}$  να χαμηλώσει και αντίστοιχα η  $E_{F2}$  να αυξηθεί, μέχρι οι δύο στάθμες Fermi να αποκτήσουν την ίδια τιμή και το σύστημα να βρεθεί σε ισορροπία. Θυμηθείτε ότι ένα μεταλλικό σώμα αποτελεί ισοδυναμική περιοχή, οπότε τα πλεονάζοντα θετικά και αρνητικά φορτία (στο πρώτο και στο δεύτερο σώμα αντίστοιχα) κατανέμονται στις ελεύθερες επιφάνειες.

Η κατάσταση αυτή περιγράφεται σχηματικά την Εικ.3(β). **Λόγω της ανακατανομής φορτίου μεταξύ των δύο μεταλλικών σωμάτων, που απαιτείται για την εξίσωση των σταθμών Fermi αυτών, μεταξύ των δύο μετάλλων αναπτύσσεται ηλεκτροστατικό δυναμικό  $\Delta V$ :**

$$\Delta V = V_1 - V_2 = \frac{1}{q_e}(W_2 - W_1) \quad (\text{Εξ.5})$$

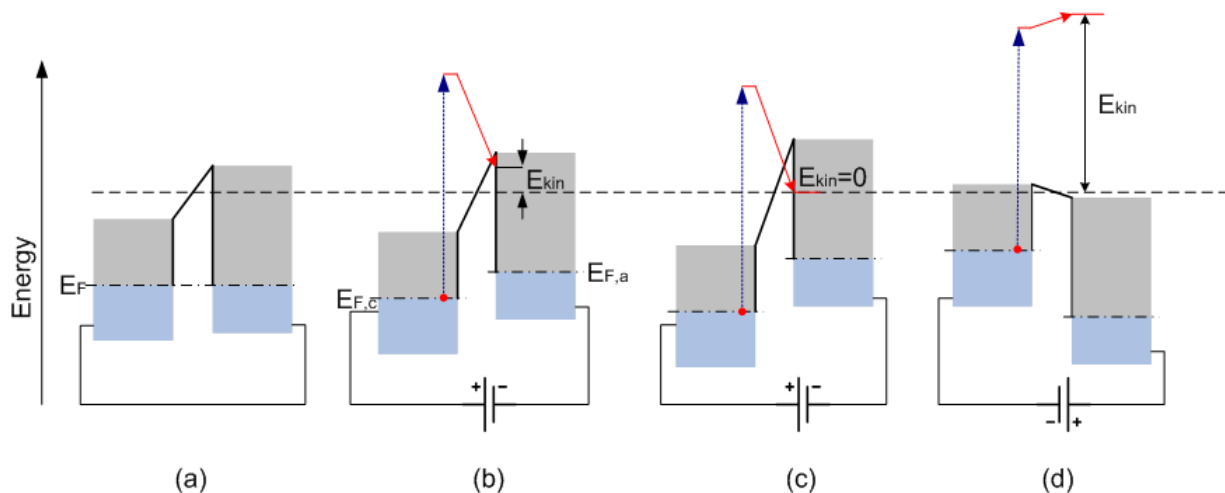
όπου  $q_e$  το απόλυτο φορτίο του ηλεκτρονίου ( $1.6 \times 10^{-19}$  Cb). Το ηλεκτροστατικό αυτό δυναμικό ονομάζεται δυναμικό διμεταλλικής επαφής.



Εικόνα 3: (α) Σχηματική περιγραφή δυναμικών καταστάσεων δύο ανεξάρτητων μετάλλων με διαφορετικά έργα εξόδου. (β) Τα δύο σώματα έρχονται σε επαφή. έτσι ώστε ηλεκτρικό φορτίο να μπορεί να μεταφερθεί μεταξύ τους: το αποτέλεσμα είναι η παρουσία επιφανειακών φορτίων στα δύο μέταλλα έτσι ώστε οι ενεργειακές καταστάσεις του πρώτου να μετατοπιστούν χαμηλότερα και του δεύτερου υψηλότερα, μέχρι να έχουμε εξίσωση των σταθμών Fermi μεταξύ τους.

Στην Εικ.4(a) παρουσιάζεται η περίπτωση της διμεταλλικής επαφής (φωτοκαθόδου-ανόδου) σε ισορροπία, δηλαδή χωρίς να εφαρμόζουμε κάποιο εξωτερικό δυναμικό. Η κατάσταση αυτή αντιστοιχεί στην περίπτωση που περιγράφεται στην Εικ.3(β) αλλά για απλοποίηση το ηλεκτροστατικό δυναμικό που αισθάνονται τα ηλεκτρόνια των δύο μετάλλων προσεγγίζεται από ευθείες γραμμές. Αν τώρα εφαρμόσουμε κάποιο εξωτερικό δυναμικό, εφαρμόζοντας μια εξωτερική πηγή τάσης (συνδεσμολογημένη έτσι ώστε ο θετικός πόλος να αντιστοιχεί στην φωτοκάθοδο) θα υπάρξει μετατόπιση των σταθμών Fermi των δύο σωμάτων, όπως φαίνεται στην Εικ.4(b). Αν ένα φωτόνιο ( $hf > W_c$ ) προσπέσει στην φωτοκάθοδο και δώσει την ενέργεια του σε ένα ηλεκτρόνιο, που βρίσκεται σε αρχική ενέργεια  $E_{F,C}$  ίση με την στάθμη

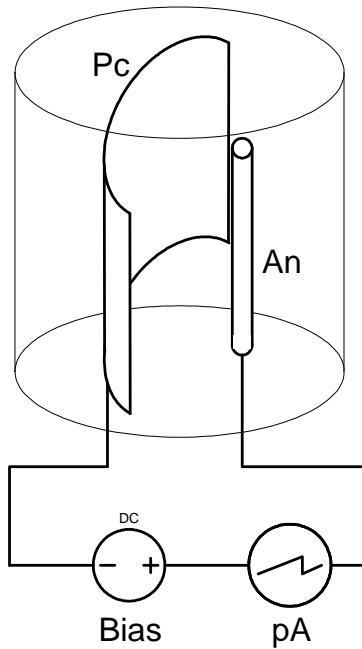
Fermi της φωτοκαθόδου, τότε αυτό θα εκπεμφθεί με κάποια αρχική κινητική ενέργεια (στο σχήμα η αρχική κινητική ενέργεια φαίνεται σαν διαφορά από την κοινή διακεκομμένη γραμμή που αντιστοιχεί στην  $E_{vacuum}$ ). Καθώς το ηλεκτρόνιο κινείται προς την άνοδο η κινητική του ενέργεια θα μειώνεται λόγω του ηλεκτροστατικού δυναμικού που υπάρχει μεταξύ ανόδου-καθόδου. Αυτό αναπαρίσταται σχηματικά με την κόκκινη γραμμή που περιγράφει την μεταβολή της κινητικής ενέργειας του ηλεκτρονίου, σαν συνάρτηση της θέσης του, μεταξύ ανόδου και καθόδου. Είναι φανερό ότι υπάρχει μια συγκεκριμένη τιμή της εφαρμοζόμενης τάσης, μεταξύ καθόδου-άνόδου, για την οποία, ένα ηλεκτρόνιο που εκπέμπεται από την στάθμη Fermi της φωτοκαθόδου, θα φτάσει στην άνοδο με μηδενική κινητική ενέργεια, όπως φαίνεται στη Εικ.4(c). Περαιτέρω αύξηση της εφαρμοζόμενης εξωτερικής τάσης θα οδηγούσε σε αδυναμία των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων να φτάσουν στην άνοδο, καθώς η κινητική τους ενέργεια θα μηδενιζόταν πριν βρεθούν σε αυτήν. Τέλος αν μεταξύ φωτοκαθόδου-άνόδου εφαρμοζόταν εξωτερική τάση με αντίστροφη πολικότητα, και μέτρο μεγαλύτερο από το δυναμικό της διμεταλλικής επαφής, όπως στην περίπτωση της Εικ.4(d), τότε τα εκπεμπόμενα ηλεκτρόνια θα επιταχύνονταν και θα προσέπιπταν στην άνοδο με κινητική ενέργεια μεγαλύτερη από αυτή που θα είχαν όταν εγκατέλειπαν την φωτοκάθοδο.



Εικόνα 4: Διαγράμματα δυναμικής ενέργειας δύο μετάλλων: (a) σε ισορροπία, (b) και (c) με εφαρμοζόμενο επιβραδυντικό δυναμικό για τα ηλεκτρόνια μεταξύ του πρώτου και δεύτερου και (d) με εφαρμοζόμενο επιταχυντικό δυναμικό. Η διακεκομμένη οριζόντια γραμμή, κοινή για όλα τα διαγράμματα αντιστοιχεί στην  $E_{vacuum}$ , την ενέργεια ενός ελεύθερου ηλεκτρονίου εκτός μετάλλου με μηδενική κινητική ενέργεια. Το μήκος του κάθετου βέλους αντιστοιχεί στην ενέργεια προσπίπτοντος φωτονίου. Τα κόκκινα βέλη περιγράφουν την μεταβολή της κινητικής ενέργειας των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων.

### Φωτοηλεκτρική κυψελίδα και χαρακτηριστικές φωτορεύματος-τάσης

Για την μελέτη του φωτοηλεκτρικού φαινομένου και την μέτρηση της κινητικής ενέργειας των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων θα χρησιμοποιηθεί φωτοηλεκτρική κυψελίδα (photocell) η δομή της οποίας παρουσιάζεται σχηματικά στην Εικ.5. Η κυψελίδα αποτελείται από διαφανή αερόκενο σωλήνα στον οποίο περιέχονται δύο κατάλληλα ηλεκτρόδια: ένα πλατύ ηλεκτρόδιο από μέταλλο με μικρό έργο εξόδου, στο οποίο προσπίπτει η ακτινοβολία, την **φωτοκάθοδο** (Pc) και ένα στενό ηλεκτρόδιο, συλλογής των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων, την **άνοδο** (An). Για την μέτρηση της κινητικής ενέργειας των ηλεκτρονίων, που εκπέμπονται από την φωτοκάθοδο, όταν σε αυτή προσπίπτει μονοχρωματική ακτινοβολία με ενέργεια φωτονίων μεγαλύτερη από το έργο εξόδου της φωτοκαθόδου, ακολουθείται τεχνική που βασίζεται στην



Εικόνα 5: Σχηματική αναπαράσταση φωτοηλεκτρικής κυψελίδας και του ηλεκτρικού κυκλώματος που θα χρησιμοποιηθεί.

μονάδα του χρόνου, δηλαδή από τον αριθμό των φωτονίων που προσπίπτουν στην φωτοκάθοδο στην μονάδα του χρόνου και άρα είναι ανάλογο της έντασης της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Στην αντίθετη περίπτωση, που η εφαρμοζόμενη τάση είναι ισχυρά αρνητική, το φωτόρευμα μηδενίζεται καθώς η αρχική κινητική ενέργεια των ηλεκτρονίων, όταν εγκαταλείπουν την φωτοκάθοδο, δεν είναι επαρκής για να ξεπεράσουν τον ηλεκτροστατικό φραγμό μεταξύ των ηλεκτροδίων και έτσι δεν φτάνουν στην άνοδο. Η οριακή (αρνητική) τάση που απαιτείται για να φτάσουν τα ενεργητικότερα φωτοηλεκτρόνια στην άνοδο με μηδενική κινητική ενέργεια ονομάζεται **τάση αποκοπής** (stopping potential) και αντιστοιχεί στην περίπτωση που περιγράφεται στην Εικ.4(c).

Η αναμενόμενη τάση αποκοπής  $V_s$ , σαν συνάρτηση της συχνότητας  $f$  της ακτινοβολίας και των έργων εξόδου της καθόδου και ανόδου,  $W_C$  και  $W_A$  αντίστοιχα, μπορεί να υπολογιστεί ως εξής: Αν ένα ηλεκτρόνιο, που έχει αρχικά εντός του μετάλλου ενέργεια ίση με την ενέργεια Fermi της καθόδου  $E_{F,C}$  απορροφήσει φωτόνιο συχνότητας  $f$  (και άρα ενέργειας  $h \cdot f$ ), εκπέμπεται με αρχική κινητική ενέργεια  $K$  που προκύπτει από την διαφορά της ενέργειας του φωτονίου και του έργου εξόδου της καθόδου:

$$K = h \cdot f - W_C$$

Καθώς κινείται προς την άνοδο η κινητική ενέργεια αυτή μειώνεται λόγω της παρουσίας του ηλεκτροστατικού δυναμικού. Η διαφορά δυναμικού καθόδου-ανόδου  $\Delta U = U_{cathode} - U_{anode}$  προκύπτει από το δυναμικό διμεταλλικής επαφής και την εξωτερικά εφαρμοζόμενη τάση  $V_{applied}^{A-C}$  (μεταξύ ανόδου και καθόδου) και είναι:

$$\Delta U = \frac{1}{q_e} (W_C - W_A) - V_{applied}^{A-C}$$

Αν η εφαρμοζόμενη τάση είναι ίση με την τάση αποκοπής  $V_{stop}$  τότε η αρχική κινητική ενέργεια  $K$  θα πρέπει να είναι ίση με την μεταβολή της κινητικής του ενέργειας  $-q_e \cdot \Delta U$  λόγω του δυναμικού οπότε:

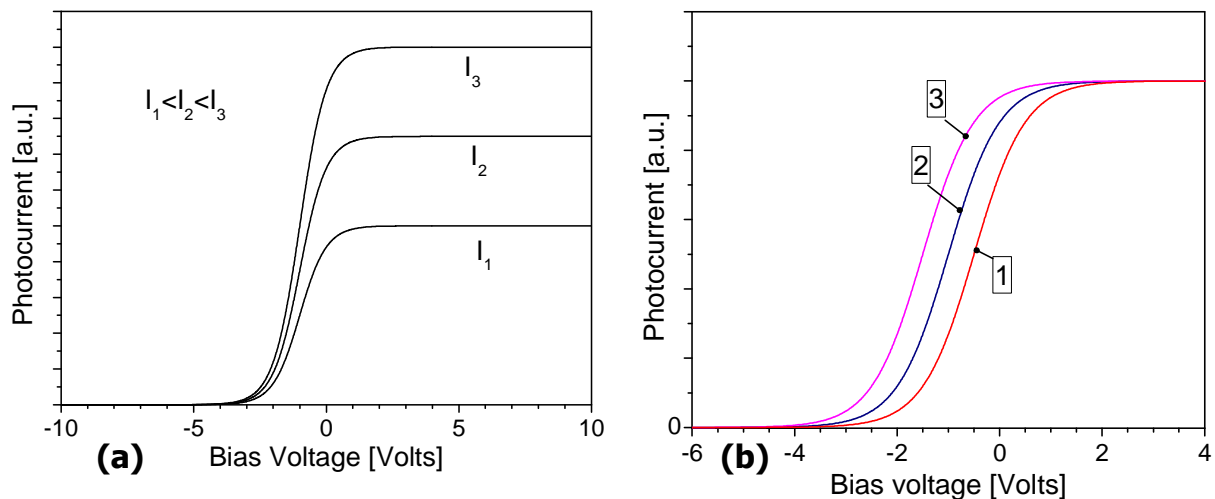
διαμόρφωση του ηλεκτροστατικού δυναμικού, μεταξύ φωτοκαθόδου-ανόδου, από εξωτερικά εφαρμοζόμενη τάση, όπως περιγράφεται στην Εικ.4. Έτσι μια μεταβλητή εξωτερική πηγή τάσης (Bias) εφαρμόζεται μεταξύ των ηλεκτροδίων της φωτοηλεκτρικής κυψελίδας, και το ρεύμα που διαρρέει το κύκλωμα μετρείται με κατάλληλο ευαίσθητο όργανο (πικο-αμπερόμετρο – pA) σαν συνάρτηση της τάσης αυτής. Η θετική πολικότητα της εξωτερικής πηγής ορίζεται όπως φαίνεται στο κύκλωμα της Εικ.5. Οι (ιδανικές) χαρακτηριστικές καμπύλες που περιγράφουν το αναμενόμενο ρεύμα του κυκλώματος σαν συνάρτηση της εφαρμοζόμενης τάσης, όταν μονοχρωματική ακτινοβολία, με κατάλληλο μήκος κύματος, προσπίπτει στην φωτοκάθοδο, φαίνονται στην Εικ.6(a) για διαφορετικές εντάσεις φωτός. Όπως παρατηρούμε, για αρκετά θετικές τάσεις το ρεύμα παραμένει σταθερό (περιοχή κόρου). Αυτό οφείλεται στο ότι το εφαρμοζόμενο δυναμικό επιταχύνει τα εκπεμπόμενα ηλεκτρόνια προς την άνοδο και κατά συνέπεια όλα φτάνουν σε αυτήν. Η περίπτωση αυτή αντιστοιχεί σε αυτήν της Εικ.4(d). Έτσι το μέτρο του ρεύματος στην περιοχή κόρου εξαρτάται αποκλειστικά από τον αριθμό των εκπεμπομένων ηλεκτρονίων στην

$$h \cdot f - W_C = -q_e \cdot \left[ \frac{1}{q_e} (W_C - W_A) - V_{stop} \right]$$

δηλαδή:

$$q_e \cdot V_{stop} = h \cdot f - W_A \quad (\text{Εξ.6})$$

Όπως φαίνεται από την εξίσωση αυτή το *μέτρο* της τάσης αποκοπής αυξάνει γραμμικά με την συχνότητα της ακτινοβολίας. Έτσι αν το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας μειωθεί αναμένουμε μετατόπιση της χαρακτηριστικής ρεύματος-τάσης προς τα αριστερά, όπως φαίνεται και στην Εικ.6(b). **Αν μετρήσουμε τις τάσεις αποκοπής για ακτινοβολίες με διαφορετικά μήκη κύματος και δημιουργήσουμε διάγραμμα των μετρούμενων τάσεων αποκοπής σαν συνάρτηση της συχνότητας ακτινοβολίας περιμένουμε ότι το διάγραμμα αυτό θα είναι γραμμικό και από την κλίση του μπορούμε να προσδιορίσουμε την τιμή της σταθερά του Planck.** Η βιβλιογραφικά δεδομένη τιμή της σταθεράς είναι  $h = 4.135667516(91) \times 10^{-15} \text{ eV}\cdot\text{s}$ .



Εικόνα 6: Ιδανικές χαρακτηριστικές φωτορεύματος-εφαρμοζόμενης τάσης για (a) διαφορετικές εντάσεις προσπίπτουσας ακτινοβολίας (ίδιο μήκος κύματος) στην φωτοκάθοδο και (b) για περιπτώσεις ακτινοβολίας με διαφορετικά μήκη κύματος ( $\lambda_1 > \lambda_2 > \lambda_3$ ) αλλά ίδιο ρυθμό προσπίπτωντων φωτονίων.

Η μετάβαση από τον κόρο στην αποκοπή δεν είναι αυστηρά απότομη, γεγονός που σχετίζεται με την διασπορά των ενεργειών των ηλεκτρονίων, γύρω από την στάθμη Fermi της φωτοκαθόδου  $E_{F,C}$ , λόγω θερμικών διεγέρσεων (θυμηθείτε την κατανομή Fermi-Dirac, που περιγράφει την πιθανότητα κατάληψης των επιτρεπτών ενεργειακών καταστάσεων, και που παρουσιάζεται στην Εικ.2). Έτσι, στην περίπτωση που εφαρμόζεται ακριβώς η τάση αποκοπής, το φωτόρευμα δεν είναι ακριβώς μηδέν, καθώς κάποιο μικρό ποσοστό των ηλεκτρονίων της φωτοκαθόδου είχαν αρχική ενέργεια λίγο μεγαλύτερη της  $E_{F,C}$  και έτσι κατορθώνουν να φτάσουν στην άνοδο με κάποια μικρή κινητική ενέργεια. Η αρχική ενεργειακή κατανομή των ηλεκτρονίων αποτυπώνεται στην μορφή της χαρακτηριστικής καμπύλης φωτορεύματος-εφαρμοζόμενης τάσης και το γεγονός αυτό δυσκολεύει τον ακριβή προσδιορισμό της τιμής της τάσης αποκοπής σε κάθε περίπτωση.

Εκτός των παραπάνω υπάρχουν δύο ακόμα σημαντικά φαινόμενα που αλλοιώνουν την μορφή των πειραματικών χαρακτηριστικών ρεύματος τάσης και που επηρεάζουν τον ακριβή προσδιορισμό της τάσης αποκοπής:

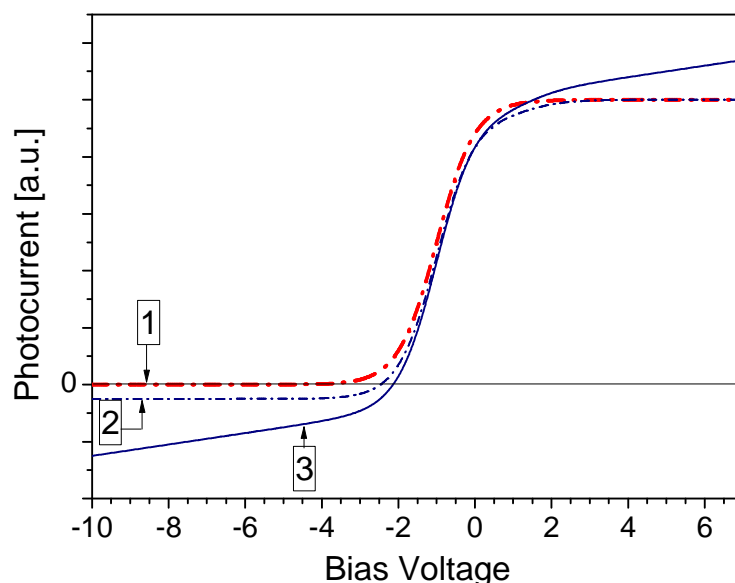
(a) **Η φωτοεκπομπή από την άνοδο.** Παρότι θα περίμενε κανείς για εφαρμοζόμενα επιβραδυντικά δυναμικά, μεγαλύτερα από την τάση αποκοπής, το μετρούμενο φωτόρευμα να είναι μηδέν, εν γένει παρατηρείτε κάποιο σταθερό ρεύμα στην κατάσταση αποκοπής (βλέπε



καμπύλη (2) της Εικ.7). Ο βασικός λόγος είναι ότι μικρό μέρος της φωτεινής δέσμης προσπίπτει και στην άνοδο, οπότε υπάρχει η δυνατότητα φωτοεκπομπής ηλεκτρονίων και από αυτήν. Καθώς για τα φωτοηλεκτρόνια αυτά, το αντίστοιχο ηλεκτροστατικό δυναμικό είναι επιταχυντικό, προσπίπτουν όλα στην κάθοδο δημιουργώντας ένα σταθερό ρεύμα (ρεύμα αποκοπής). Το ρεύμα αποκοπής είναι βέβαια πολύ μικρότερο του ρεύματος κόρου καθώς η επιφάνεια της ανόδου (και άρα ο αριθμός φωτονίων ανά μονάδα χρόνου που προσπίπτουν σε αυτή) είναι πολύ μικρότερη από αυτήν της καθόδου.

(β) **Ρεύματα διαρροής.** Καθώς τα παρατηρούμενα ρεύματα στο πείραμα είναι πολύ μικρά, τα ρεύματα διαρροής είναι σημαντικά και συνεισφέρουν στην μετρούμενη χαρακτηριστική ρεύματος-τάσης. Έτσι στις περιοχές κόρου και αποκοπής τα αντίστοιχα μετρούμενα ρεύματα δεν είναι απολύτως σταθερά, αλλά η χαρακτηριστική καμπύλη παρουσιάζει μια σταθερή κλίση (γραμμική συμπεριφορά).

Στην περίπτωση (3) της Εικ.7 παρουσιάζεται μια πιο πραγματική χαρακτηριστική καμπύλη ρεύματος-τάσης που αναμένεται, λόγω των παραπάνω φαινομένων. Συγκριτικά, η περίπτωση (1) της Εικ.7 αντιστοιχεί στην αντίστοιχη ιδανική χαρακτηριστική, που θα μετρούσαμε αν τα φαινόμενα αυτά ήταν αμελητέα.



Εικόνα 7: Παραμόρφωση της ιδανικής χαρακτηριστικής ρεύματος-τάσης (1) λόγω φαινομένων φωτοεκπομπής από την άνοδο (περίπτωση 2) και λόγω φωτοεκπομπής από την άνοδο και παρουσίας ρευμάτων διαρροής (περίπτωση 3).

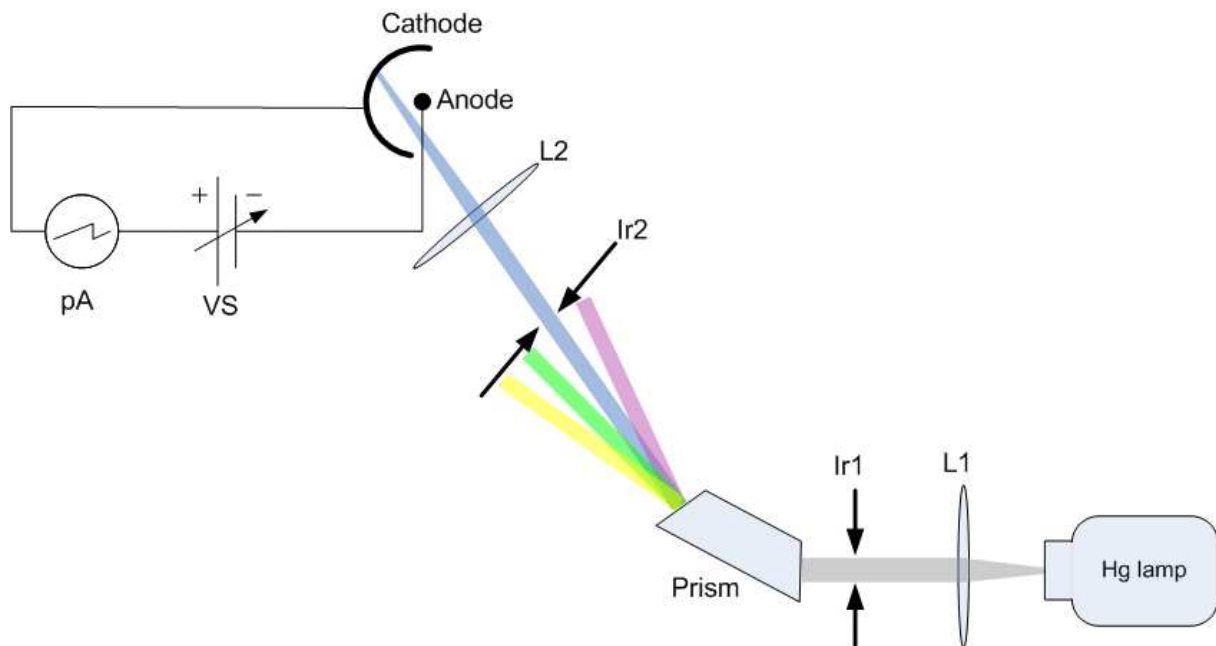
## Πειραματική Διαδικασία και Ανάλυση Μετρήσεων

Η πειραματική διάταξη που θα χρησιμοποιηθεί παρουσιάζεται σχηματικά στην Εικ.8. Αποτελείται από πηγή γραμμικού φάσματος ατμών υδραργύρου (Hg lamp), ένα πρίσμα (prism) για τον διαχωρισμό των διαφορετικών γραμμών εκπομπής του υδραργύρου, δύο φακούς (L1 και L2), δύο διαφράγματα -ίριδες (Ir1 και Ir2), την φωτοηλεκτρική κυψελίδα (cathode-anode) και τα ηλεκτρονικά μέρη: μια πηγή μεταβλητής εξωτερικής τάσης (VS) και ένα ευαίσθητο αμπερόμετρο (pA).

Η πηγή ατμών υδραργύρου παράγει γραμμικό φάσμα εκπομπής. Οι χαρακτηριστικές έντονες γραμμές του φάσματος έχουν μήκη κύματος που περιγράφονται στον παρακάτω πίνακα:

Γραμμή ιώδης	Συχνότητα $f$ ( σε $s^{-1}$ )	Μήκος κύματος $\lambda$ ( σε nm )
	$7.408 \times 10^{14}$	404.7

κυανή	$6.879 \times 10^{14}$	435.8
κυανοπράσινη	$6.098 \times 10^{14}$	491.6
πράσινη	$5.490 \times 10^{14}$	546.1
κίτρινη (1)	$5.178 \times 10^{14}$	579.0
κίτρινη (2)	$5.196 \times 10^{14}$	577.0



Εικόνα 8: Σχηματική αναπαράσταση της πειραματικής διάταξης. Στην παρουσιαζόμενη περίπτωση η πολικότητα της πηγής αντιστοιχεί σε επιβραδυντικό δυναμικό (αρνητικές τιμές τάσεις της αντίστοιχης χαρακτηριστικής φωτορεύματος-εξωτερικής τάσης).

Η φωτεινή δέσμη, που εξέρχεται από την πηγή, παραλληλίζεται από τον φακό L1 και διερχόμενη από την ίριδα Ir1 προσπίπτει στο πρίσμα. Στην έξοδο του πρίσματος τα διαφορετικά μήκη κύματος της αρχικής δέσμης έχουν διαχωριστεί: διαδίδονται προς διαφορετικές γωνιακές κατευθύνσεις. Με την χρήση της ίριδας Ir2 επιλέγεται κάθε φορά ένα μόνο μήκος κύματος και η αντίστοιχη φωτεινή δέσμη εστιάζεται με την βοήθεια του φακού L2 πάνω στην φωτοκάθοδο. Για κάθε διαφορετική περίπτωση μήκους κύματος λαμβάνεται η πλήρης χαρακτηριστική ρεύματος τάσης με την χρήση της πηγής μεταβλητής τάσης VS και του πικο-αμπερομέτρου pA. (Προσοχή: καθώς η πηγή έχει μία συγκεκριμένη πολικότητα απαιτείται η εναλλαγή της συνδεσμολογίας για να πάρουμε μετρήσεις και για επιταχυντικά δυναμικά και για επιβραδυντικά δυναμικά).

### Πειραματικές Μετρήσεις

Οι χαρακτηριστικές ρεύματος τάσης πρέπει να μετρηθούν για όλες τις διαφορετικές γραμμές εκπομπής της λάμπας υδραργύρου από  $-15 \text{ V}$  έως  $+15 \text{ V}$ . Προτεινόμενο βήμα τάσης για τις μετρήσεις είναι  $0.25 \text{ V}$  κοντά στην περιοχή της τάσης αποκοπής και  $1 \text{ V}$  στην περιοχή κόρου και στην περιοχή αποκοπής.

### Διόρθωση για ρεύμα διαρροής και Κανονικοποίηση των μετρήσεων

Επειδή οι εντάσεις των διαφορετικών γραμμών εκπομπής του υδραργύρου είναι έντονα διαφορετικές, για καλύτερο σχετικό προσδιορισμό των τάσεων αποκοπής, πρέπει να ακολουθηθεί μια διαδικασία κανονικοποίησης των τιμών του μετρούμενου ρεύματος ώστε όλες οι χαρακτηριστικές να αντιστοιχούν σε συγκρίσιμες ροές φωτονίων ( και κατ' αντιστοιχία σε παρόμοια ρεύματα κόρου). Πριν από αυτή την διαδικασία πρέπει να γίνει διόρθωση για να

αναιρεθεί η επίδραση των ρευμάτων διαρροής στις μετρήσεις. Έτσι για την κάθε ληφθήσα χαρακτηριστική ρεύματος-τάσης ακολουθούμε την παρακάτω διαδικασία:

→ Προσδιορίζεται η περιοχή κόρου της χαρακτηριστικής. Η περιοχή αυτή θα πρέπει να παρουσιάζει σχεδόν σταθερή τιμή ρεύματος αλλά λόγω των ρευμάτων διαρροής αυτό δεν συμβαίνει και οι μετρήσεις ρεύματος-τάσης εμφανίζουν αύξουσα συμπεριφορά με σταθερή ανοδική κλίση.

→ Προσδιορίζουμε την κλίση της χαρακτηριστικής στην περιοχή κόρου με γραμμική προσαρμογή ευθείας ελαχίστων τετραγώνων  $I_j = \alpha + \beta \cdot V_j$  στα πειραματικά σημεία  $(V_j, I_j)$  που αντιστοιχούν στην περιοχή κόρου.

→ Αφαιρούμε από όλα τα μετρούμενα ρεύματα  $I_k$  των πειραματικών σημείων  $(V_k, I_k)$  της χαρακτηριστικής το αντίστοιχο αναμενόμενο ρεύμα διαρροής  $\beta \cdot V_k$ . Δηλαδή εκτελούμε την μετατροπή  $(V_k, I_k) \rightarrow (V_k, I'_k = I_k - \beta \cdot V_k)$

→ Μεταξύ των χαρακτηριστικών ρεύματος τάσης, που αντιστοιχούν στα διαφορετικά μήκη κύματος, προσδιορίζουμε την αυτήν με το μικρότερο ρεύμα κόρου  $I_{sat}^{min}$ .

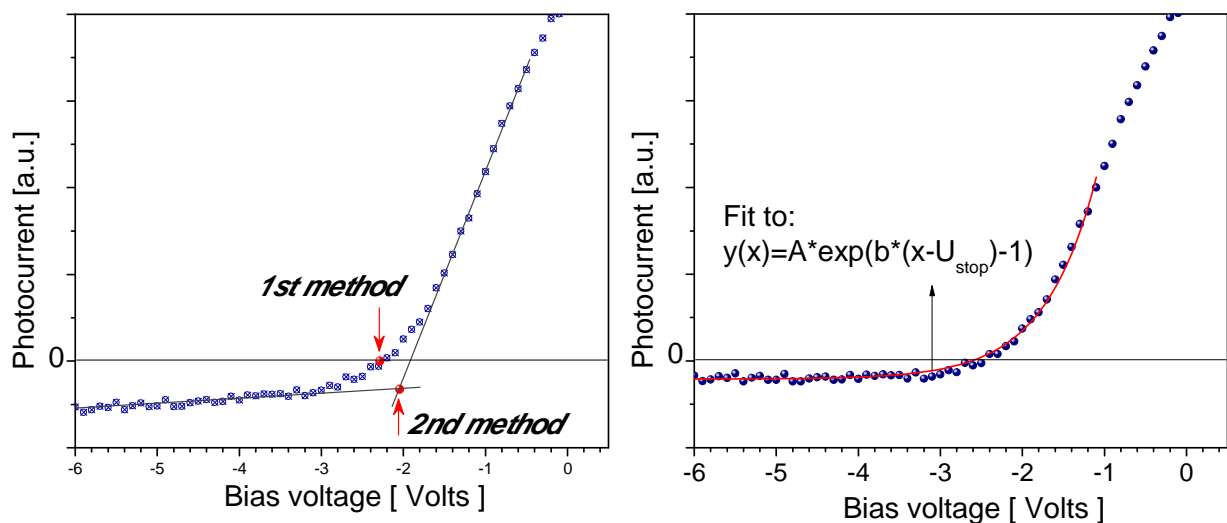
→ Για κάθε μία από τις υπόλοιπες χαρακτηριστικές, με μεγαλύτερο ρεύμα κόρου  $I_{sat}^{(j)}$  κανονικοποιούμε τις μετρήσεις ρεύματος πολλαπλασιάζοντας τις με τον παράγοντα  $I_{sat}^{min} / I_{sat}^{(j)}$ . Μετά την διαδικασία αυτή θα πρέπει οι περιοχές κόρου και αποκοπής των χαρακτηριστικών ρεύματος-τάσης να παρουσιάζουν σχεδόν σταθερή τιμή ρεύματος και οι τιμές του ρεύματος κόρου μεταξύ των διαφορετικών χαρακτηριστικών να είναι σχεδόν ίδιες.

### Προσδιορισμός των τάσεων αποκοπής

Όπως είναι φανερό από την προηγούμενη συζήτηση, στο θεωρητικό μέρος, ο ακριβής προσδιορισμός της ακριβούς τιμής της τάσης αποκοπής είναι κάθε άλλο παρά μια εύκολη διαδικασία. Για την εύρεση των τάσεων αποκοπής κάθε χαρακτηριστικής θα ακολουθήσουμε δύο μεθοδολογίες:

(α) Μεθοδολογία 1<sup>η</sup>: Θεωρούμε σαν τάση αποκοπής την τιμή της τάσης (τετμημένη) για την οποία η χαρακτηριστική τέμνει τον άξονα των τάσεων [Εικ. 9(a)-1st method].

(β) Μεθοδολογία 2<sup>η</sup>: Προσαρμόζουμε δύο ευθείες ελαχίστων τετραγώνων στα πειραματικά σημεία. Την πρώτη στην περιοχή αποκοπής και την δεύτερη μετά την τάση αποκοπής, στο (σχεδόν) γραμμικό κομμάτι της καμπύλης που παρατηρείτε αύξηση του ρεύματος με την εφαρμοζόμενη τάση. Προσδιορίζουμε το σημείο τομής των δύο ευθειών. Η τετμημένη του σημείου αυτού θεωρείται ότι η είναι η τάση αποκοπής [Εικ. 9(a)-2nd method].



Εικόνα 9: Μέθοδοι προσδιορισμού της τάσης αποκοπής

Υπάρχει και ένας πιο ακριβής τρόπος προσδιορισμού της τάσης αποκοπής, ο οποίος όμως είναι τεχνικά δυσκολότερος και ξεφεύγει από τα πλαίσια της πειραματικής αυτής άσκησης. Παρουσιάζεται στην Εικ. 9(b). Εάν η διόρθωση για τα ρεύματα διαρροής έχει γίνει με ακρίβεια, έτσι ώστε το ρεύμα στην περιοχή αποκοπής είναι σταθερό, μπορούμε να προσαρμόσουμε στα πειραματικά σημεία  $(V_j, I_j)$  γύρω από την τάση αποκοπής μη-γραμμική συνάρτηση της μορφής:

$$I = A \cdot \left[ e^{b \cdot (V - U_{stop})} - 1 \right]$$

προσδιορίζοντας τις τιμές των τριών παραμέτρων  $A, b, U_{stop}$ . Τότε η τάση αποκοπής δίνεται από την τιμή της παραμέτρου  $U_{stop}$ .

### **Προσδιορισμός της τιμής της σταθεράς του Planck**

Έχοντας προσδιορίσει τις τιμές των τάσεων αποκοπής για κάθε χαρακτηριστική γραμμή εκπομπής της λάμπας υδραργύρου μπορούμε να προχωρήσουμε στον προσδιορισμό της τιμής της σταθεράς του Planck  $h$  από τα πειραματικά αυτά αποτελέσματα.

Για το σκοπό αυτό δημιουργούμε διάγραμμα των προσδιορισμένων τάσεων αποκοπής (απόλυτη τιμή) σαν συνάρτηση της συχνότητας της ακτινοβολίας που προσπίπτει στην φωτοκάθοδο. Καθώς αναμένετε ότι η σχέση αυτή ακολουθεί την εξίσωση:

$$q_e \cdot |V_{stop}(f)| = h \cdot f - W_A$$

από την κλίση της ευθείας ελαχίστων τετραγώνων που προσαρμόζουμε προσδιορίζουμε την ζητούμενη τιμή της σταθεράς. Η διαδικασία αυτή πρέπει να επαναληφθεί και για τις δύο χρησιμοποιούμενες μεθοδολογίες που ακολουθήσαμε για τον προσδιορισμό των τάσεων αποκοπής.

### **Βιβλιογραφία**

- [1] R.A. Serway, C.J. Moses, C.A. Moyer, "Σύγχρονη Φυσική", Πανεπ. Εκδ. Κρήτης (2011)
- [2] W. Demtröder, "Atoms, Molecules and Phonons", Springer Eds (2010)

[Η παρούσα σελίδα είναι επίτηδες κενή]

# Σημειώματα

## Σημείωμα αναφοράς

Copyright Πανεπιστήμιο Κρήτης, Ελ. Ηλιόπουλος, 2014. «Προχωρημένα Εργαστήρια Φυσικής Ι.». Έκδοση: 1.0. Ηράκλειο 2014. Διαθέσιμο από τη δικτυακή διεύθυνση: <https://opencourses.uoc.gr>.

## Σημείωμα Αδειοδότησης

Το παρόν υλικό διατίθεται με τους όρους της άδειας χρήσης Creative Commons Αναφορά, Μη Εμπορική Χρήση, Όχι Παράγωγο Έργο 4.0 [1] ή μεταγενέστερη, Διεθνής Έκδοση. Εξαιρούνται τα αυτοτελή έργα τρίτων π.χ. φωτογραφίες, διαγράμματα κ.λ.π., τα οποία εμπεριέχονται σε αυτό και τα οποία αναφέρονται μαζί με τους όρους χρήσης τους στο «Σημείωμα Χρήσης Έργων Τρίτων».



[1] <http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>

Ως **Μη Εμπορική** ορίζεται η χρήση:

- που δεν περιλαμβάνει άμεσο ή έμμεσο οικονομικό όφελος από την χρήση του έργου, για το διανομέα του έργου και αδειοδόχο
- που δεν περιλαμβάνει οικονομική συναλλαγή ως προϋπόθεση για τη χρήση ή πρόσβαση στο έργο
- που δεν προσπορίζει στο διανομέα του έργου και αδειοδόχο έμμεσο οικονομικό όφελος (π.χ. διαφημίσεις) από την προβολή του έργου σε διαδικτυακό τόπο

Ο δικαιούχος μπορεί να παρέχει στον αδειοδόχο ξεχωριστή άδεια να χρησιμοποιεί το έργο για εμπορική χρήση, εφόσον αυτό του ζητηθεί.

## Διατήρηση Σημειωμάτων

Οποιαδήποτε αναπαραγωγή ή διασκευή του υλικού θα πρέπει να συμπεριλαμβάνει:

- το Σημείωμα Αναφοράς
- το Σημείωμα Αδειοδότησης
- τη δήλωση Διατήρησης Σημειωμάτων
- το Σημείωμα Χρήσης Έργων Τρίτων (εφόσον υπάρχει)

μαζί με τους συνοδευόμενους υπερσυνδέσμους.

## Χρηματοδότηση

- Το παρόν εκπαιδευτικό υλικό έχει αναπτυχθεί στα πλαίσια του εκπαιδευτικού έργου του διδάσκοντα.
- Το έργο «Ανοικτά Ακαδημαϊκά Μαθήματα στο Πανεπιστήμιο Κρήτης» έχει χρηματοδοτήσει μόνο τη αναδιαμόρφωση του εκπαιδευτικού υλικού.
- Το έργο υλοποιείται στο πλαίσιο του Επιχειρησιακού Προγράμματος «Εκπαίδευση και Δια Βίου Μάθηση» και συγχρηματοδοτείται από την Ευρωπαϊκή Ένωση (Ευρωπαϊκό Κοινωνικό Ταμείο) και από εθνικούς πόρους.

