

Εμμανουήλ Αντ. Δρης
Ομότιμος Καθηγητής
Ε.Μ.Πολυτεχνείο
Σεπτέμβριος 2023

ΤΟ ΦΩΤΟΗΛΕΚΤΡΙΚΟ ΦΑΙΝΟΜΕΝΟ

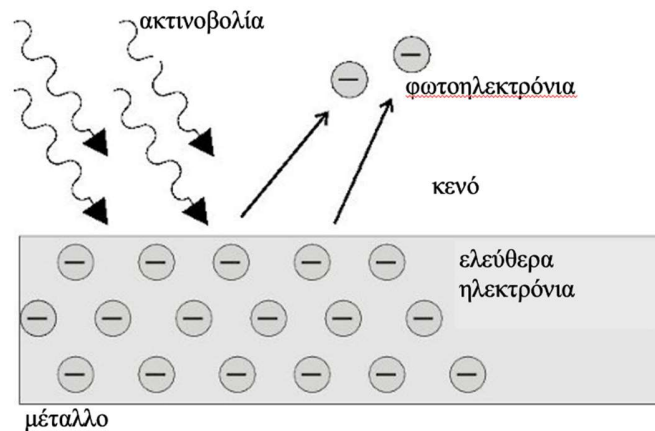
Εισαγωγή

Το φως ή σωστότερα η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία αποτελείται από διακριτά πακέτα (κβάντα) που έχουν ενέργεια και ορμή και λέγονται φωτόνια. Πρόκειται για στοιχειώδη σωματίδια, χωρίς δομή, τα οποία κινούνται με την ταχύτητα του φωτός στο κενό, διότι δεν έχουν μάζα. Η παλιά εικόνα για το φως ήταν ενός ηλεκτρομαγνητικού κύματος που ήταν «ξαπλωμένο» σε ένα μεγάλο μέρος του χώρου. Αυτό εξηγούσε τη συμβολή και την περίθλαση του φωτός. Όταν τα φωτόνια ανιχνεύονται, για παράδειγμα σε φωτογραφικό φιλμ, το κάθε ένα καταγράφεται σε ένα «σημείο» του φιλμ. Δηλαδή κατά την αλληλεπίδρασή τους με την ύλη συμπεριφέρονται όπως τα συνήθη σωματίδια, ως ακέραιες (αδιάσπαστες) οντότητες, δεν είναι ξαπλωμένα (διασπασμένα) στο χώρο. Όπως είπαμε, μας είναι γνωστό ότι η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία παρουσιάζει κυματικά φαινόμενα, όπως περίθλαση και συμβολή. Αυτά τα δύο φαινόμενα είναι σε συμφωνία με την κβαντική θεωρία και είναι χαρακτηριστικά των συνήθων σωματιδίων (π.χ. των ηλεκτρονίων) και των φωτονίων. Η κίνηση στην Κβαντική Φυσική, περιγράφεται από κυματικές συναρτήσεις που οδηγούν στα κυματικά φαινόμενα που αναφέραμε προηγουμένως, όταν γίνεται καταγραφή πολύ μεγάλου πλήθους σωματιδίων.

Στη συνέχεια θα περιοριστούμε στο φωτοηλεκτρικό φαινόμενο το οποίο εξήγησε ο Αϊνστάιν το 1905 και ήταν η κύρια αιτία που πήρε το Νόμπελ Φυσικής για το 1921. Από παλιά υπήρχαν παρατηρήσεις που σχετιζόνταν με αυτό το φαινόμενο. Οι παρατηρήσεις του Heinrich Hertz το 1887 είναι αυτές που πραγματικά αποτελούν την αρχή για τη μελέτη του φωτοηλεκτρικού φαινομένου. Ακολούθησαν μερικά πειράματα από κάποιους ερευνητές σχετικά με αυτό. Το 1899 ο J. J. Thomson διαπίστωσε ότι τα εκπεμπόμενα σωματίδια από μια θερμαινόμενη κάθοδο είχαν όλα το ίδιο ηλίκιο φορτίου δια της μάζας τους, e/m , ανεξάρτητα από το είδος της καθόδου και άλλων χαρακτηριστικών του πειράματος. Αυτό το ηλίκιο λέγεται ειδικό φορτίο του σωματιδίου. Ο J. J. Thomson έδειξε, για πρώτη φορά, την ύπαρξη υποατομικών σωματιδίων. Το συγκεκριμένο σωματίδιο που

ανακάλυψε είναι το ηλεκτρόνιο. Πολύ αργότερα, ο Robert Millikan μέτρησε το φορτίο του ηλεκτρονίου και έτσι υπολογίστηκε και η μάζα του. Ο Philipp Lenard το 1902, μετά από πειράματα, έκανε σημαντικές παρατηρήσεις σχετικές με το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο.

Με τον όρο φωτοηλεκτρικό φαινόμενο μπορούμε να διακρίνομε δυο είδη, το εσωτερικό (*internal*) φωτοηλεκτρικό φαινόμενο και το εξωτερικό (*external*) φωτοηλεκτρικό φαινόμενο. Το εσωτερικό φωτοηλεκτρικό φαινόμενο συνίσταται στο ότι, όταν σε ένα υλικό πέσει ακτινοβολία (φως), ελευθερώνονται ηλεκτρόνια τα οποία παραμένουν μέσα στο υλικό. Στην περίπτωση του εξωτερικού φωτοηλεκτρικού φαινομένου, όταν σε ένα υλικό πέσει φως, εξέρχονται ηλεκτρόνια από το υλικό. Τα δυο φαινόμενα είναι εξαιρετικού ενδιαφέροντος με πλήθος εφαρμογές. Εδώ θα ασχοληθούμε με το εξωτερικό φωτοηλεκτρικό φαινόμενο το οποίο συνήθως λέγεται απλά φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, χωρίς άλλον προσδιορισμό. Θα εξετάσουμε την περίπτωση πρόσπτωσης ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, ορατού ή υπεριώδους φωτός, σε επιφάνεια μετάλλου από όπου μπορεί να εκπέμπονται ηλεκτρόνια, τα λεγόμενα φωτοηλεκτρόνια. Βλέπε Σχήμα 1. Μπορεί να χρησιμοποιηθούν και ημιαγώγιμα υλικά, η ανάλυση είναι παρόμοια.



Σχήμα 1. Εκπομπή φωτοηλεκτρονίων.

Σημειώνουμε ότι με φωτόνια άλλων ενεργειών έχουμε και άλλα φαινόμενα όπως σκέδαση Compton, δίδυμη γένεση κλπ. Διευκρινίζουμε ότι στο φωτοηλεκτρικό φαινόμενο υπεισέρχεται σαφώς η κβαντική φυσική. Αυτό σημαίνει πως υπάρχει περιορισμός στην

κίνηση στο χώρο και υπάρχει περιορισμός στις επιτρεπόμενες ενέργειες των ηλεκτρονίων. Στο φαινόμενο Compton δεν υπάρχουν τέτοιοι περιορισμοί, τα ηλεκτρόνια είναι ελεύθερα να κινηθούν στο χώρο και έχουν ένα συνεχές φάσμα ενεργειών. Εξαγωγή ηλεκτρονίων από μέταλλα μπορεί να γίνει και με άλλους τρόπους. Για παράδειγμα, μπορεί να γίνει με αύξηση της θερμοκρασίας (θερμιονική εκπομπή) ή με εφαρμογή ισχυρού ηλεκτρικού πεδίου (εκπομπή πεδίου, field emission), ακόμη και με βομβαρδισμό με ηλεκτρόνια. Ωστόσο, οι εναλλακτικές μέθοδοι εκπομπής δεν θα μας απασχολήσουν περαιτέρω.

Νόμοι του φωτοηλεκτρικού φαινομένου

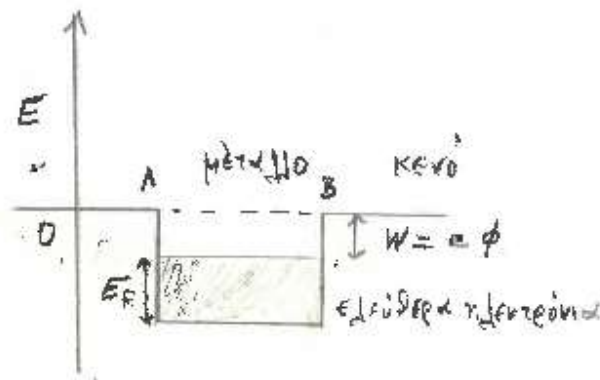
Τα δεδομένα από τις πειραματικές μελέτες του φωτοηλεκτρικού φαινομένου, συνοψίζονται ως εξής:

- 1) Για κάθε μέταλλο υπάρχει μια κρίσιμη συχνότητα ακτινοβολίας (φωτός) τέτοια που φως με μικρότερη συχνότητα δε μπορεί να οδηγήσει σε εκπομπή φωτοηλεκτρονίων ανεξάρτητα από την ένταση της ακτινοβολίας. Φως μεγαλύτερης συχνότητας ελευθερώνει ηλεκτρόνια. Επίσης, σε μια δεδομένη (συγκεκριμένη) μεταλλική επιφάνεια, όταν αυξάνεται η συχνότητα της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, η ενέργεια των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων αυξάνεται γραμμικά με τη συχνότητα.
- 2) Η εκπομπή φωτοηλεκτρονίων συμβαίνει σε πολύ μικρό χρονικό διάστημα (πρακτικά ακαριαία) μετά την πρόσπτωση στη μεταλλική επιφάνεια του φωτός. Για δεδομένη μεταλλική επιφάνεια ο ρυθμός εκπομπής φωτοηλεκτρονίων είναι μαθηματικά ανάλογος (proportional) της έντασης της προσπίπτουσας ακτινοβολίας.

Αυτά τα δεδομένα αποτελούν μια από τις πλέον ισχυρές ενδείξεις ότι το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο είναι κβαντισμένο και αποτελείται από σωματίδια, από κβάντα ενέργειας, τα φωτόνια. Αν το φως είχε συνεχή κατανομή ενεργειών τότε όταν φως θα έπεφτε σε ένα μέταλλο θα συσσωρευόταν μετά από κάποιο χρόνο αρκετή ενέργεια σε ένα ηλεκτρόνιο ώστε να υπερβεί τον φραγμό δυναμικού του και να εξέλθει στον εκτός του μετάλλου χώρο ως φωτοηλεκτρόνιο. Αυτό δεν παρατηρείται: δεν εκπέμπονται φωτοηλεκτρόνια, όσος χρόνος και να περάσει, παρά μόνο αν η συχνότητα του φωτός υπερβεί μια χαρακτηριστική συχνότητα που εξαρτάται από το είδος της μεταλλικής επιφάνειας. Το κάθε κβάντο φωτός (φωτόνιο) μπορεί να απορροφάται από ένα μόνο ηλεκτρόνιο άρα είναι μια ακέραιη οντότητα όπως ένα σύνηθες σωματίδιο. Επίσης ένα ηλεκτρόνιο απορροφά μόνο ένα φωτόνιο. Σημειώνουμε πως με ισχυρές δέσμες φωτός από λέιζερ είναι δυνατόν να παρατηρήσουμε το πολύ σπάνιο φαινόμενο απορρόφησης δυο φωτονίων. Το 1905, ο Αϊνστάιν ερμήνευσε το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο που παρατηρείται στα μέταλλα υποθέτοντας ότι το φως αποτελείται από φωτόνια το καθένα με ενέργεια $E = h\nu$. Η σταθερά h είναι η σταθερά του Planck που εμφανίζεται στη

φασματική κατανομή του μέλανος σώματος και ν είναι η συχνότητα της ακτινοβολίας. Μέσα στο μέταλλο υπάρχουν τα λεγόμενα «ελεύθερα» ηλεκτρόνια τα οποία όμως είναι δεσμευμένα να κινούνται μέσα στο μέταλλο χωρίς να μπορούν να βγουν από αυτό. Ο δεσμός αυτός χαρακτηρίζεται από ενέργεια $W = e\phi$ που λέγεται έργο εξαγωγής (work function) που στην πράξη μετρείται σε eV. Το $\phi = \frac{W}{e}$ είναι το δυναμικό και δεν έχει ειδικό όνομα (θα μπορούσε ίσως να λέγεται δυναμικό εξαγωγής). Στην πράξη μετρείται σε V. Μερικοί συγγραφείς χρησιμοποιούν για το έργο εξαγωγής το σύμβολο Φ ή το ϕ , εμείς εδώ θα χρησιμοποιούμε το σύμβολο W . Μπορεί να βρείτε στη βιβλιογραφία να αναφέρεται, καταχρηστικώς και το $\phi = \frac{W}{e}$ με τον όρο έργο εξαγωγής. Τα σύμβολα e, ϕ αναπαριστούν θετικές ποσότητες.

Για να ξεπεράσει ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο του μετάλλου το δεσμό και να βρεθεί έξω από το μέταλλο, πρέπει να του δοθεί ενέργεια τουλάχιστο ίση με το έργο εξαγωγής του μετάλλου $W = e\phi$. Βλέπε Σχήμα 2.



Σχήμα 2. Μονοδιάστατη απεικόνιση της ενέργειας για τα ελεύθερα ηλεκτρόνια μετάλλου.

Στο Σχήμα 2 φαίνεται (προσεγγίζεται) η δυναμική ενέργεια συναρτήσει της απόστασης, σε μονοδιάστατη απεικόνιση, για ένα μέταλλο. Πρόκειται για ένα ορθογώνιο πηγάδι δυναμικού. Η δυναμική ενέργεια θεωρείται μηδέν στην επιφάνεια του μετάλλου. Επίσης στο εσωτερικό του μετάλλου που εκτείνεται από A μέχρι B, η δυναμική ενέργεια είναι σταθερή ίση με $-(W + E_F)$. Αυτά αποτελούν προσέγγιση της πραγματικότητας που είναι πολύπλοκη, αφού οι δομικοί λίθοι του μετάλλου, δηλαδή τα άτομά του, βρίσκονται πολύ κοντά, έτσι ώστε τα ηλεκτρόνιά τους να δέχονται αλληλεπιδράσεις και από τα άλλα άτομα. Αποτέλεσμα αυτού είναι ότι, πολλά από τα ηλεκτρόνια σθένους τα οποία ανήκουν στις εξωτερικές στιβάδες αποκολλώνται από τα άτομα και μπορούν να κινούνται (σχεδόν)

ελεύθερα σε όλο τον όγκο (χώρο) του μετάλλου. Στο Σχήμα 2 αυτός είναι ο χώρος μεταξύ A και B. Οι ενεργειακές καταστάσεις τους δείχνονται με το γραμμοσκιασμένο μέρος στο Σχήμα 2. Στην πραγματικότητα, οι ενεργειακές καταστάσεις δεν είναι συνεχείς αλλά αποτελούνται από διακριτές καταστάσεις που απέχουν πάρα πολύ λίγο η μια από την άλλη ώστε πρακτικώς να αποτελούν ένα συνεχές.

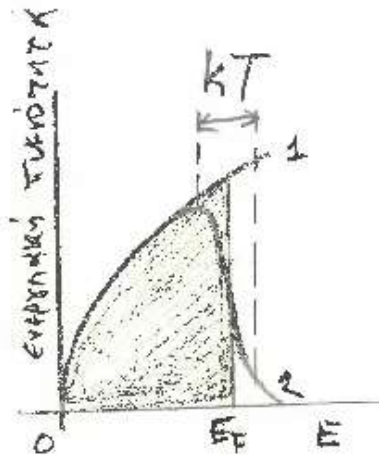
Κατανομή Fermi-Dirac

Το γραμμοσκιασμένο τμήμα στο Σχήμα 2 αντιπροσωπεύει τις ενεργειακές καταστάσεις των ελεύθερων ηλεκτρονίων. Οι κινητικές ενέργειες μετρούνται προς τα πάνω από την τιμή της δυναμικής ενέργειας στον πυθμένα του πηγαδιού. Η μέγιστη κινητική ενέργεια είναι η ενέργεια Fermi, E_F , που φαίνεται στο σχήμα. Από κάθε άτομο του μετάλλου ελευθερώνεται (κατά μέσο όρο, περίπου) ένα ηλεκτρόνιο οπότε η συγκέντρωσή τους είναι πολύ μεγάλη. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα να έχουμε ένα κβαντικό αέριο ελεύθερων ηλεκτρονίων. Επειδή τα ηλεκτρόνια είναι φερμιόνια (σπιν $1/2$) ακολουθούν στατιστική Fermi-Dirac. Συγκεκριμένα, έχουμε την κατανομή:

$$\frac{\Delta N}{V\Delta E} = \frac{(2m)^{3/2} E^{1/2}}{2\pi^2 \hbar^3} \frac{1}{e^{(E-\mu)/kT} + 1} ,$$

όπου N, E, m, V, μ, T είναι, αντιστοίχως, το πλήθος των ηλεκτρονίων, η κινητική ενέργεια του ηλεκτρονίου, η μάζα του ηλεκτρονίου, ο όγκος του μετάλλου, το χημικό δυναμικό των ηλεκτρονίων και η θερμοδυναμική θερμοκρασία. Για δεδομένο μέταλλο, το χημικό δυναμικό εξαρτάται από τη θερμοκρασία. Στη θερμοκρασία του απόλυτου μηδενός ισχύει $\mu = E_F$. Αυτή η σχέση ισχύει, με πολύ καλή προσέγγιση και για θερμοκρασίες που δεν είναι εξαιρετικά υψηλές. Η ενέργεια Fermi για τα μέταλλα είναι μερικά eV.

Στο Σχήμα 3 δίνουμε τη γραφική παράσταση της παραπάνω σχέσης για το απόλυτο μηδέν και για μια άλλη μία θερμοκρασία.



Σχήμα 3. Κατανομή ενεργειών Fermi-Dirac.

Η καμπύλη 1 του Σχήματος 3 δείχνει την κατανομή στο απόλυτο μηδέν. Η κατανομή 2 αναφέρεται σε θερμοκρασία T . Παρατηρούμε ότι η διαφορά από το απόλυτο μηδέν εκτείνεται σε περιοχή εύρους της τάξης του kT (λόγω του εκθετικού παράγοντα). Με $k = 8,62 \times 10^{-5} \text{ eV K}^{-1}$, για θερμοκρασία «δωματίου» $T = 293 \text{ K}$ έχουμε απόκλιση από την ενέργεια Fermi, E_F , ίση με $\pm \frac{1}{2} kT = \pm 0,013 \text{ eV}$. Η ενέργεια Fermi για το κάλιο είναι $2,1 \text{ eV}$, επομένως η απόκλιση είναι περίπου $\pm 5/1000$ της E_F και συνήθως μπορεί να θεωρηθεί αμελητέα. Για υψηλές θερμοκρασίες (χιλιάδων κέλβιν) αυτή η προσέγγιση δεν ισχύει. Στον Πίνακα 1 δίνουμε τις τιμές των ενεργειών Fermi για μερικά μέταλλα.

Πίνακας 1

Ενέργεια Fermi για μερικά μέταλλα.

| Στοιχείο | E_F / eV |
|----------|-------------------|
| Li | 4,7 |
| K | 2,1 |
| Cu | 7,0 |
| Au | 5,5 |

Η εξίσωση του φωτοηλεκτρικού φαινομένου

Ξεκινούμε λέγοντας πως το έργο εξαγωγής αναφέρεται σε ηλεκτρόνια της ενέργειας (στάθμης) Fermi.

Η σχέση του Αϊνστάιν $h\nu = E_k + W$, όπου $W = e\phi$, λέει ότι όταν φως συχνότητας ν πέσει σε επιφάνεια μετάλλου, αν η ενέργειά του είναι αρκετή, τότε μπορεί να ελευθερωθεί από το μέταλλο ηλεκτρόνιο (φωτοηλεκτρόνιο) με κινητική ενέργεια E_k . Τα e, ϕ είναι θετικές ποσότητες και το W , όπως είπαμε, είναι το έργο εξαγωγής, δηλαδή η ενέργεια που χρειάζεται το «ελεύθερο» ηλεκτρόνιο, που βρίσκεται στη στάθμη Fermi, για να ξεπεράσει το φραγμό. Αυτή η ενέργεια εξαρτάται από την επιφάνεια του μετάλλου και διαφέρει για διάφορες επιφάνειες του ίδιου μετάλλου. Δίνονται τιμές για τα διάφορα μέταλλα που έχουν «καθαρές» επεξεργασμένες κατάλληλα επιφάνειες χωρίς άλλες προσμίξεις. Αν το ηλεκτρόνιο μέσα στο μέταλλο έχει μικρή κινητική ενέργεια, τότε χρειάζεται μεγάλη ενέργεια φωτονίου για να βγει από το μέταλλο. Επίσης αν βρίσκεται μακριά από την επιφάνεια, είναι δυνατό να υποστεί, καθ' οδόν προς την επιφάνεια, συγκρούσεις μέσα στο μέταλλο και να χάσει μέρος της κινητικής του ενέργειας. Σημειώνουμε ακόμη πως για συνήθεις θερμοκρασίες η μέγιστη κινητική ενέργεια των ηλεκτρονίων είναι με καλή προσέγγιση αυτή της στάθμης Fermi. Αυτή είναι η αιτία που μπορούμε να καταλάβουμε γιατί το έργο εξαγωγής είναι δεδομένο για συγκεκριμένη επιφάνεια και ορίζεται όπως είπαμε με βάση την ενέργεια της στάθμης αυτής.

Σύμφωνα με τα παραπάνω, η σχέση του Αϊνστάιν αναφέρεται στη μέγιστη ταχύτητα των φωτοηλεκτρονίων. Δηλαδή εξέρχονται φωτοηλεκτρόνια που έχουν μικρότερες ή το πολύ ίσες κινητικές ενέργειες με αυτές που δίνει η παραπάνω σχέση.

Το πείραμα για το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο

Καλό είναι να πούμε δυο λόγια και για το φαινόμενο της «κρούσης» του φωτονίου με το μέταλλο. Γίνεται σύγκρουση του φωτονίου με ένα μόνο ηλεκτρόνιο και αυτό το φωτοηλεκτρόνιο μπορεί να εκπέμπεται ακόμη και με κατεύθυνση αντίθετη του αρχικού φωτονίου. Ισχύει η διατήρηση της ενέργειας και της ορμής του συστήματος. Παρόλο που λέμε πως τα ηλεκτρόνια συμπεριφέρονται ως ελεύθερα μέσα στο μέταλλο, δεν παύουν να είναι δέσμια και να κινούνται μέσα στο μέταλλο. Αυτό σημαίνει πως ανταλλάσσεται ενέργεια και ορμή με το υλικό του μετάλλου, αλλά η ενέργεια που παίρνει το αντίστοιχο τμήμα του μετάλλου, το οποίο είναι τεράστιο σε σχέση με το ηλεκτρόνιο, είναι αμελητέα οπότε το εκπεμπόμενο φωτοηλεκτρόνιο έχει πρακτικά, όλη την ενέργεια του αρχικού φωτονίου. Φυσικά το τμήμα του μετάλλου παίρνει ορμή για να διατηρηθεί η ολική ορμή του συστήματος. Τα φωτοηλεκτρόνια έχουν σχετικά μικρή κινητική ενέργεια, οπότε μπορούμε να γράψουμε τη μη σχετικιστική σχέση $E_k = \frac{1}{2}mv^2$. Είναι σαφές πως αν η

συχνότητα είναι μικρότερη από μια κρίσιμη συχνότητα, την $\nu_0 = W / h$, δεν θα βγαίνουν φωτοηλεκτρόνια από το μέταλλο (αυτό ισχύει αν αγνοήσουμε την πολύ μικρή επίδραση της απόκλισης από τη στάθμη Fermi). Αυτή λέγεται και συχνότητα κατωφλιού και προφανώς ισχύει για τη (μέγιστη) κινητική ενέργεια, $E_k = h(\nu - \nu_0)$.

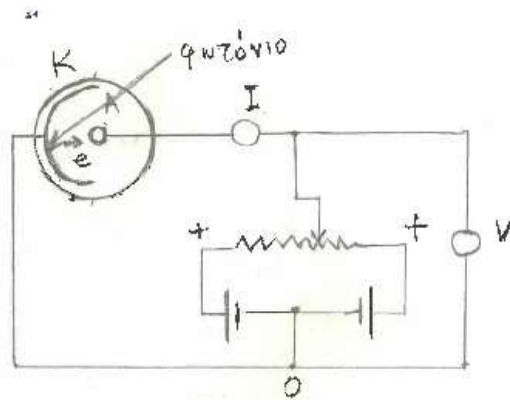
Στον Πίνακα 2 δίνονται τα έργα εξαγωγής για μερικά μέταλλα. Δίνουμε και το μέγιστο μήκος κύματος για το οποίο έχουμε φωτοηλεκτρική εκπομπή. Πρέπει να τονίσουμε πως αυτές είναι ενδεικτικές τιμές που έχουν μετρηθεί υπό συγκεκριμένες συνθήκες. Υπάρχει μεγάλη εξάρτηση από την κατεργασία της επιφάνειας, από την καθαρότητά της, από την κρυσταλλική ή όχι μορφή της κλπ. Για το ίδιο μέταλλο υπάρχουν διαφορετικά έργα εξόδου ανάλογα με την επιφάνειά τους.

Πίνακας 2.

Τα έργα εξόδου για μερικά μέταλλα.

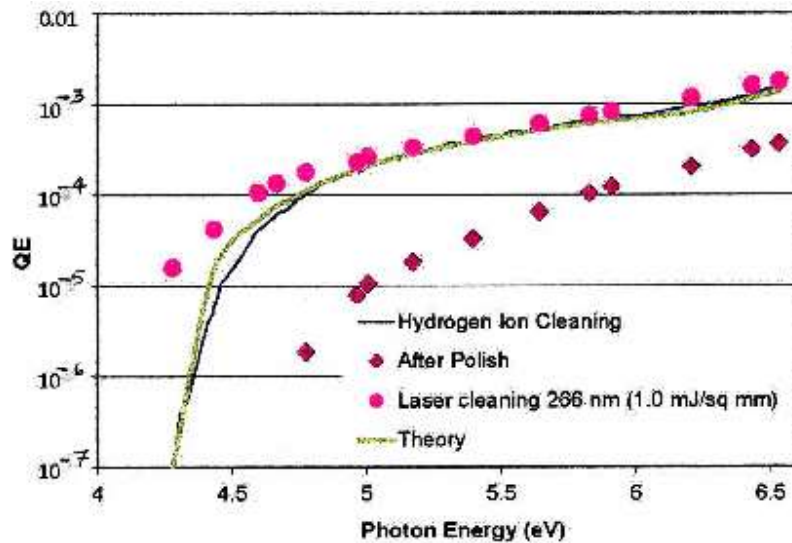
| Μέταλλο | W / eV | $\lambda / (10^2 \text{ nm})$ |
|---------|-----------------|-------------------------------|
| Cs | 2,14 | 5,80 |
| K | 2,30 | 5,40 |
| Eu | 2,50 | 4,96 |
| Na | 2,75 | 4,51 |
| Ca | 2,87 | 4,32 |
| Ce | 2,90 | 4,28 |
| Cd | 3,10 | 4,00 |

Επομένως, παρόλο που δίνουμε τις τιμές με τρία σημαντικά ψηφία, αυτό δε σημαίνει ότι αυτή η τιμή χαρακτηρίζει το κάθε ένα έργο εξόδου για το συγκεκριμένο μέταλλο. Κατά τη διάρκεια της πειραματικής διεξαγωγής του φωτοηλεκτρικού φαινομένου, χρειάζεται, κυρίως, να μην αλλάζει η σύσταση της επιφάνειας. Ο υπολογισμός της σταθεράς του Planck από τις μετρήσεις μπορεί να βρεθεί με ικανοποιητική ακρίβεια, ενώ η εκτίμηση του έργου εξόδου, όπως θα δούμε παρακάτω, δεν είναι αξιόπιστη.



Σχήμα 4. Σχηματική πειραματική διάταξη του φωτοηλεκτρικού φαινομένου.

Στο Σχήμα 4 φαίνεται η αρχή μιας πειραματικής διάταξης του φωτοηλεκτρικού φαινομένου. Αυτή αποτελείται από ένα γυάλινο δοχείο κενού, όπου υπάρχει μια μεταλλική κάθοδος και μια μεταλλική άνοδος K και A αντίστοιχα. Το γυάλινο περίβλημα έχει κατάλληλο παράθυρο από όπου μπορεί να περάσει φως με διάφορες συχνότητες στην περιοχή του ορατού και υπεριώδους. Η άνοδος και η κάθοδος συνδέονται με διάταξη που παρέχει μεταβλητή τάση μεταξύ της ανόδου και της καθόδου καθώς και σύστημα μέτρησης ρεύματος, ένα «ευαίσθητο αμπερόμετρο» (I) και ένα βολτόμετρο (V). Η τάση ανόδου-καθόδου μπορεί να γίνεται αρνητική ή θετική. Σημειώνουμε εδώ, ότι μολονότι από ένα φωτόνιο μπορεί να παραχθεί ένα (και μόνο ένα) φωτοηλεκτρόνιο, δεν παράγουν όλα τα φωτόνια φωτοηλεκτρόνια. Υπάρχει το αδιάστατο μέγεθος, που ονομάζεται κβαντική απόδοση (quantum efficiency), το οποίο δίνει το πλήθος των φωτοηλεκτρονίων δια του πλήθους των προσπίπτόντων φωτονίων. Μερικοί, λαμβάνουν υπόψη τα εισχωρούντα στο μέταλλο φωτόνια, τα οποία είναι λιγότερα από τα προσπίπτοντα, αφού κάποια από τα προσπίπτοντα ανακλώνται. Σχεδόν το κάθε ελεύθερο ηλεκτρόνιο του μετάλλου απορροφά ένα εισερχόμενο στο μέταλλο φωτόνιο. Αν ένα τέτοιο ηλεκτρόνιο κινηθεί στην ίδια κατεύθυνση με το φωτόνιο και το μέταλλο δεν έχει μεγάλο πάχος ώστε να το απορροφήσει, το ηλεκτρόνιο μπορεί να εξέλθει από την άλλη πλευρά του μετάλλου, η κβαντική απόδοση είναι μεγάλη, αυτό γίνεται στις φωτοκαθόδους των φωτοπολλαπλασιαστών. Στην περίπτωση του πειράματός μας, τα φωτοηλεκτρόνια έχουν κατεύθυνση σχεδόν αντίθετη της κατεύθυνσης των προσπίπτόντων φωτονίων, και έτσι η κβαντική απόδοση είναι πολύ μικρή, της τάξης των $10^{-5} - 10^{-6}$. Η κβαντική απόδοση εξαρτάται από την επεξεργασία της επιφάνειας, το είδος του μετάλλου και τη συχνότητα των φωτονίων. Η τελευταία εξάρτηση απεικονίζεται στο Σχήμα 5 για τον χαλκό.

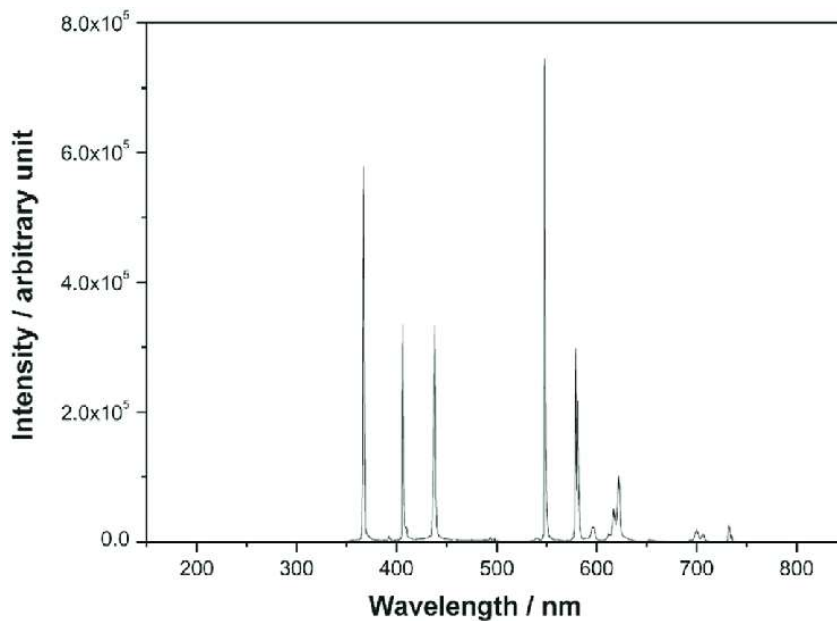


Σχήμα 5. Κβαντική απόδοση για το χαλκό για διάφορες επεξεργασίες της επιφάνειας.

Στο Σχήμα 5 φαίνεται πως για μικρές ενέργειες (μικρότερες του έργου εξόδου), για τις οποίες δεν εκπέμπονται ηλεκτρόνια, η κβαντική απόδοση είναι μηδέν. Σε κάποιο βαθμό, από τη σύγκριση των καμπυλών για καθαρισμό με ιόντα υδρογόνου και με laser, φαίνεται επίσης πως το έργο εξόδου εξαρτάται από την επεξεργασία της επιφάνειας του χαλκού. Εδώ η κβαντική απόδοση αναφέρεται στα εισερχόμενα στο μέταλλο φωτόνια.

Ο Robert Millikan (1916) επιβεβαίωσε τη σχέση του Αϊνστάιν, δηλαδή τη θεωρία του φωτοηλεκτρικού φαινομένου, $h\nu = E_k + W$, $W = e\phi$, $E_k = \frac{1}{2}mv^2$, με το γνωστό του πείραμα για το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο. Μετά από αυτή την επιβεβαίωση δόθηκε το Νόμπελ Φυσικής (1921) στον Αϊνστάιν. Αργότερα (1923), ο Millikan βραβεύτηκε με Νόμπελ Φυσικής για τη μέτρηση του φορτίου του ηλεκτρονίου και για το πείραμά του για το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο. Τονίζουμε ξανά ότι η κινητική ενέργεια στη σχέση του Αϊνστάιν είναι η μέγιστη που έχουν τα ηλεκτρόνια που εκπέμπονται από φωτόνια συχνότητας ν . Αν μετρηθεί άμεσα η μέγιστη ταχύτητα, οπότε προσδιορίζεται η αντίστοιχη κινητική ενέργεια, μπορούμε από τη γραφική παράσταση της κινητικής ενέργειας συναρτήσει της συχνότητας, που αντιπροσωπεύει ευθεία γραμμή, να βρούμε την κλίση που συμπίπτει με τη σταθερά του Planck και από το σημείο τομής (που αντιστοιχεί σε $\nu = 0$) βρίσκεται το έργο εξαγωγής. Με τη λέξη «άμεσα» εννοούμε μέτρηση με χρήση μαγνητικού και ηλεκτρικού πεδίου. Στο πείραμα που θα περιγράψουμε, που ουσιαστικά οφείλεται στον Millikan, δεν κάνουμε αυτό αλλά

ακολουθούμε την παρακάτω διαδικασία που παρά το ότι και αυτή έχει τις δυσκολίες της, χρησιμοποιεί μια απλούστερη πειραματική διάταξη. Γίνεται χρήση μονοχρωματικού φωτός που προέρχεται από μια πηγή ατμών υδραργύρου μεγάλης πίεσης. Το φάσμα αποτελείται από διακριτές γραμμές, βλέπε Σχήμα 6.



Σχήμα 6. Φάσμα ατμών υδραργύρου σε μεγάλη πίεση.

Για την απομόνωση και χρήση των διαφόρων γραμμών του φάσματος χρησιμοποιούνται ειδικές διατάξεις με φίλτρα κλπ που δεν θα μας απασχολήσουν, λεπτομερώς.

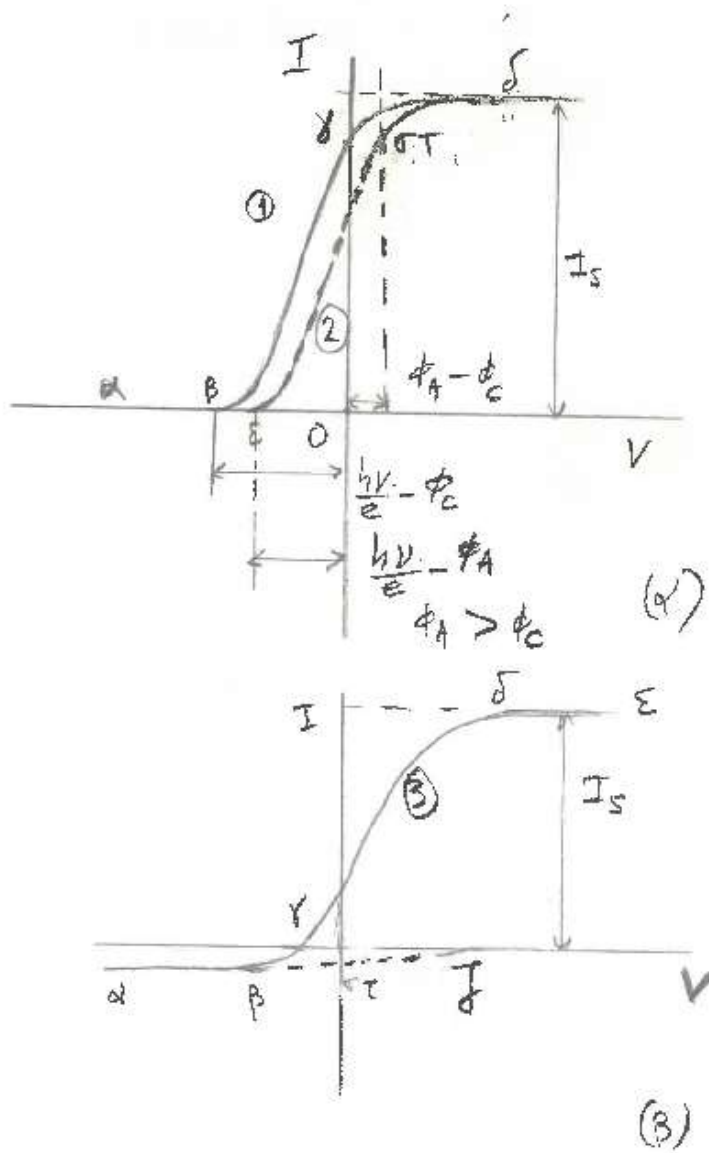
Φωτορεύμα συναρτήσει της τάσης

Όταν προσπίπτει φως κατάλληλης συχνότητας στην κάθοδο (Κ) παράγονται φωτοηλεκτρόνια. Αυτά γενικώς σχηματίζουν ένα νέφος ηλεκτρονίων στο χώρο μεταξύ ανόδου και καθόδου ενώ μερικά φτάνουν στην άνοδο σχηματίζοντας το φωτορεύμα που μετρά το όργανο Ι. Κατά τα γνωστά, το ρεύμα είναι από την άνοδο προς την κάθοδο ενώ

η ροή των ηλεκτρονίων είναι από την κάθοδο προς την άνοδο. Κάποια φωτοηλεκτρόνια γυρίζουν στην κάθοδο (απορροφώνται) και δημιουργείται μια δυναμική ισορροπία στην εκπομπή, απορρόφηση και δημιουργία ρεύματος. Όπως είπαμε πιο πάνω, η κβαντική απόδοση είναι πολύ μικρή, οπότε το ρεύμα είναι πολύ μικρό και αν θέλουμε να δούμε λεπτομέρειες του φαινομένου, απαιτείται όργανο μεγάλης ευαισθησίας για τη μέτρησή του. Το πείραμα συνίσταται στον προσδιορισμό (μέτρηση) του φωτορεύματος με το όργανο I του Σχήματος 4 συναρτήσει της τάσης μεταξύ ανόδου-καθόδου που μετριέται με το όργανο V, του ίδιου σχήματος. Φωτορεύμα δημιουργείται ακόμη και αν η διαφορά δυναμικού (τάση) ανόδου-καθόδου είναι αρνητική, ώστε να απωθεί τα ηλεκτρόνια και να μη φτάσουν στην άνοδο. Αυτό οφείλεται στο ότι τα ηλεκτρόνια εξέρχονται από την κάθοδο με ταχύτητες που εξαρτώνται από τη συχνότητα της ακτινοβολίας. Αν η τάση ανόδου-καθόδου αυξηθεί αρκετά (θετική τάση) τότε τελικώς το φωτορεύμα φτάνει σε μια μέγιστη τιμή και παύει η αύξησή του, ρεύμα κόρου. Αυτό συμβαίνει όταν όλα τα φωτοηλεκτρόνια που παράγονται σε δεδομένο χρόνο φτάνουν στην άνοδο στον ίδιο χρόνο οπότε το ρεύμα είναι το μέγιστο δυνατό για δεδομένη ένταση ακτινοβολίας και συχνότητα. Η ένταση της ακτινοβολίας είναι η διάδοση ενέργειας φωτός δια του αντίστοιχου χρόνου στον οποίο γίνεται δια της επιφάνειας στην οποία προσπίπτει κάθετα. Το φωτορεύμα κόρου φυσικά εξαρτάται από την ένταση της ακτινοβολίας που δέχεται η κάθοδος. Για δεδομένη ενέργεια του κάθε φωτονίου, η ροή φωτονίων σχετίζεται με την ένταση της ακτινοβολίας, όπως μπορεί να διαπιστωθεί σχετικά εύκολα.

Όταν η τάση ανόδου - καθόδου είναι αρκετά αρνητική, κανένα ηλεκτρόνιο δεν φτάνει στην άνοδο. Η ελάχιστη απόλυτη τιμή αυτής της τάσης, είναι η τάση αποκοπής, ή το δυναμικό αποκοπής (stopping potential), V'_{SP} . Η σχέση του Αϊνστάιν παίρνει τη μορφή, $eV'_{SP} = h\nu - e\phi$. Στόχος του πειράματος είναι ο προσδιορισμός (η μέτρηση) του V'_{SP} .

Στο Σχήμα 7 φαίνονται γραφικές παραστάσεις του (φωτορεύματος) που μετριέται με τη διάταξη του Σχήματος 4, ως συνάρτηση της εφαρμοζόμενης τάσης. Για αυτές τις διάφορες γραφικές παραστάσεις θα μιλήσουμε ποιο διεξοδικά στη συνέχεια. Εκ πρώτης όψεως θα μπορούσαμε να βρούμε το δυναμικό αποκοπής μετρώντας την αρνητική τάση για την οποία το φωτορεύμα γίνεται μηδέν, σύμφωνα με τα παραπάνω, Σχήμα 7α, καμπύλη 1 σημείο β. Θα δούμε παρακάτω πως τα πράγματα είναι πιο πολύπλοκα και χρειάζεται πιο λεπτομερής μελέτη του φαινομένου.



Σχήμα 7. Φωτορεύμα ως συνάρτηση της εφαρμοζόμενης τάσης.

Δυναμικό επαφής

Για την κατανόηση των καμπύλων του Σχήματος 7 χρειάζεται να διευκρινίσουμε τα παρακάτω. Η κίνηση των φωτοηλεκτρονίων γίνεται από το μέταλλο της καθόδου στον (κενό από αέριο) χώρο μεταξύ ανόδου και καθόδου, στη συνέχεια στο μέταλλο της ανόδου, και το κύκλωμα ρεύματος «κλείνει» μέσω των αγωγών σύνδεσης και της πηγής συνεχούς τάσης. Τα σύμβολα που αντιστοιχούν σε φυσικά μεγέθη είναι θετικά. Γενικώς οι επιφάνειες και τα μέταλλα καθόδου και ανόδου διαφέρουν, πράγμα που μπορεί να εκφραστεί με διαφορετικά έργα εξαγωγής για την άνοδο και την κάθοδο αντίστοιχα, $W_A = e\phi_A$, $W_C = e\phi_C$. Στην πράξη, φροντίζουμε ώστε $W_A (= e\phi_A) > W_C (= e\phi_C)$, όμως η ανάλυσή μας είναι η ίδια ακόμη και αν αυτό δεν ισχύει. Μπορούμε να γράψουμε το ισοζύγιο ενεργειών για ένα ηλεκτρόνιο κατά την ανωτέρω κλειστή διαδρομή του. Η τάση που μετρά το βολτόμετρο στο Σχήμα 4 δεν θα μας οδηγήσει (άμεσα) στην τάση αποκοπής που υπεισέρχεται στη σχέση του φωτοηλεκτρικού φαινομένου, δηλαδή στην $h\nu = eV'_{SP} + e\phi_C$. Η τάση V'_{SP} που επιταχύνει ή επιβραδύνει τα ηλεκτρόνια κατά την κίνησή τους μεταξύ ανόδου και καθόδου διαφέρει από την εφαρμοζόμενη από την πηγή τάση V_{SP} . Αυτό οφείλεται στην ύπαρξη της λεγόμενης διαφοράς δυναμικού επαφής (contact potential difference, CPD) μεταξύ των διαφορετικών υλικών ανόδου και καθόδου. Συγκεκριμένα την ορίζουμε με τη σχέση, $CPD = -\frac{W_A - W_C}{e} = -(\phi_A - \phi_C)$. Αυτή η διαφορά είναι αρνητική διότι, όπως είπαμε, επιλέγουμε $W_A > W_C$, $\phi_A > \phi_C$. Όταν δυο διαφορετικά μέταλλα, που έχουν διαφορετικά έργα εξαγωγής, έρχονται σε ηλεκτρική επαφή μεταξύ τους, τότε για λόγους θερμοδυναμικής ισορροπίας, γίνεται ροή ηλεκτρονίων από το ένα στο άλλο μέχρι να έρθουν στο ίδιο επίπεδο οι στάθμες Fermi τους. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα το ένα μέταλλο να αποκτά διαφορετικό δυναμικό από το άλλο, οπότε εμφανίζεται μια διαφορά δυναμικού, το δυναμικό επαφής. Πρέπει να τονιστεί πως όταν λέμε «επαφή» δυο μετάλλων, εννοούμε ότι βρίσκονται κοντά σε επίπεδο των ατόμων. Μπορεί να χρησιμοποιηθεί και ο όρος διεπαφή. Στην πράξη, αυτό δεν είναι απόλυτο αφού μπορεί να υπάρχει ροή ηλεκτρονίων από το ένα στο άλλο διότι έχουμε το κβαντικό φαινόμενο σήραγγας. Στην περίπτωση της επαφής, γενικώς μπορεί να υπάρχει φραγμός στην ροή ηλεκτρονίων από το ένα στο άλλο μέταλλο που, κλασικά, να απαγορεύει τη μετακίνηση ηλεκτρονίων μεταξύ τους, αλλά για πολύ μικρές αποστάσεις μεταξύ των επιφανειών, της τάξης ατομικών διαστάσεων, λειτουργεί το φαινόμενο σήραγγας, σύμφωνα με το οποίο γίνεται σημαντική μετακίνηση ηλεκτρονίων όταν ο φραγμός δεν είναι πολύ μεγάλος. Δεν θα μας απασχολήσει αυτό περισσότερο, στα πιο κάτω θα θεωρούμε πως έχουμε μια «καλή» επαφή.

Υπάρχουν και άλλα, παρόμοια κατά κάποιον τρόπο, φαινόμενα που οφείλονται στις διαφορετικές θερμοκρασίας μεταξύ επαφών και κατά μήκος των χρησιμοποιούμενων μετάλλων, τα οποία είναι οι αγωγοί σύνδεσης. Αυτά είναι τα φαινόμενα που αναφέρονται

στη βιβλιογραφία ως θερμικά φαινόμενα Seebeck, Peltier και Thomson. Υποθέτουμε πως στην περίπτωση της διάταξης που αναλύουμε εδώ δεν υπάρχουν τέτοιες σημαντικές διαφορές θερμοκρασίας, οπότε αυτά είναι ασήμαντα. Επίσης θα αγνοήσουμε την πτώση τάσης στους αγωγούς του κυκλώματος της διάταξης, λόγω της ροής ρεύματος, διότι στην πράξη είναι αμελητέα.

Στο Σχήμα 8α φαίνεται το ενεργειακό διάγραμμα για τα ελεύθερα ηλεκτρόνια δύο διαφορετικών μετάλλων που δεν βρίσκονται σε ηλεκτρική επαφή. Η ενέργεια στο κενό, έξω από την επιφάνειά τους, θεωρείται η ίδια, και μπορούμε να τη θεωρήσουμε ίση με μηδέν. Στο Σχήμα 8β φαίνεται πως τροποποιείται η κατάσταση όταν τα δυο μέταλλα έλθουν σε επαφή. Αυτό που συμβαίνει είναι πως τα ηλεκτρόνια της στάθμης Fermi του μετάλλου 1 έχουν μεγαλύτερη ενέργεια από αυτά του μετάλλου 2, έτσι έχουμε ροή ηλεκτρονίων από το 1 στο 2 μέχρις ότου οι ενέργειες Fermi για τα δύο μέταλλα να είναι στο ίδιο επίπεδο. Τότε σταματά η ροή, διότι το μέταλλο 2 φορτίζεται αρνητικά και το 1 θετικά. Αυτό εμποδίζει την ροή ηλεκτρονίων και έχουμε θερμοδυναμική ισορροπία. Στην ουσία εξισώνονται τα χημικά δυναμικά που στις συνήθεις συνθήκες ισούνται με τις ενέργειες Fermi. Η διαφορά δυναμικού είναι το δυναμικό επαφής που αναφέραμε

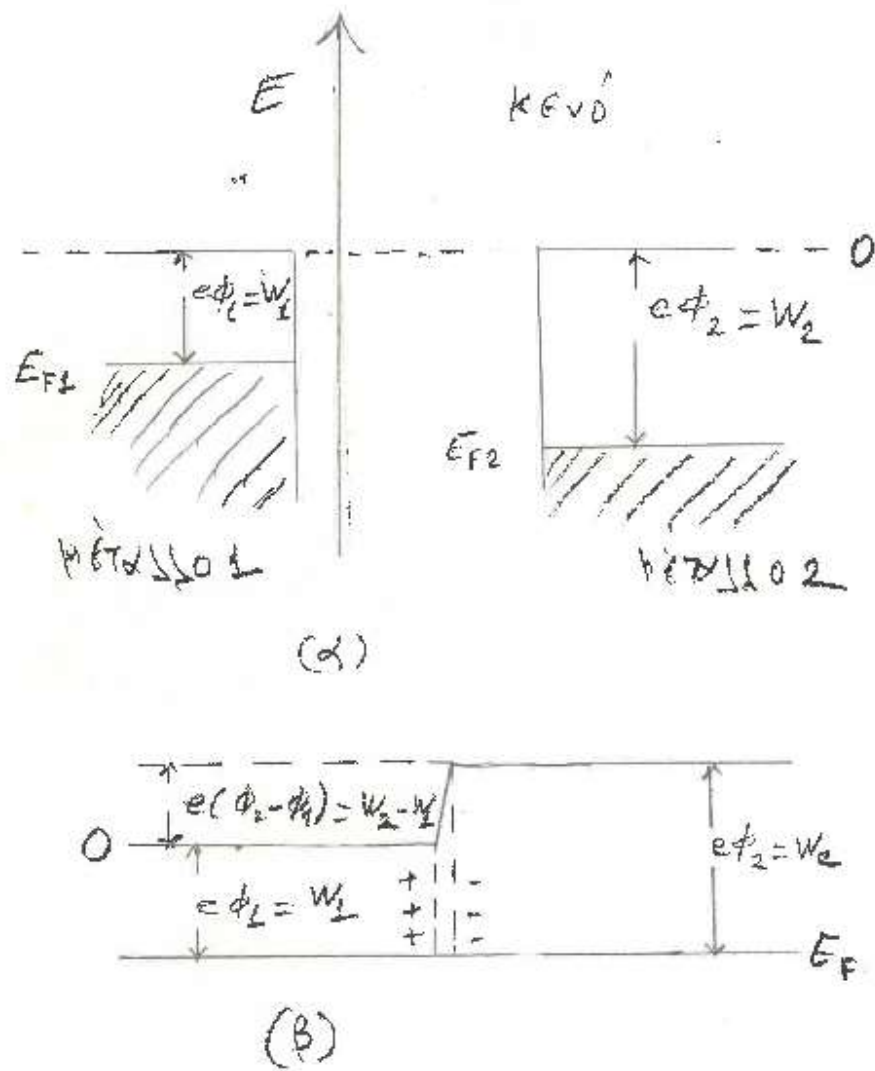
προηγουμένως (CPD). Ισχύει η σχέση $CPD = -\frac{W_2 - W_1}{e} = -(\phi_2 - \phi_1)$, προφανώς μετριέται

σε volt. Διαλέξαμε έτσι τον ορισμό ώστε να αντιστοιχεί σε θετική μεταβολή (αύξηση) της δυναμικής ενέργειας του ηλεκτρονίου όταν κινείται από τον αγωγό 1 προς τον 2. Σημειώνουμε πως η ενέργεια ηλεκτρονίου, σύμφωνα με το συμβολισμό μας, σε δυναμικό $-V$ είναι $(-V)(-e) = eV$. Η επαφή (σύνδεση) καθόδου και ανόδου γίνεται με χρήση αγωγών. Είναι εύκολο να διαπιστώσει κάποιος πως ανεξάρτητα από το είδος των μετάλλων των αγωγών σύνδεσης των δυο συγκεκριμένων μετάλλων καθόδου και ανόδου, το CPD είναι το ίδιο. Αυτό γίνεται διότι στις διαδοχικές επαφές μεταξύ (για παράδειγμα) των μετάλλων 1,2,3,4, θα έχουμε

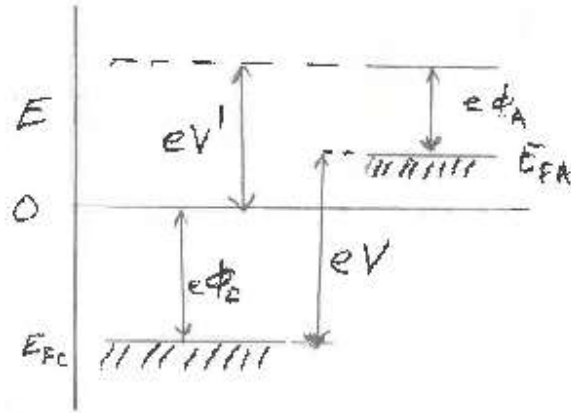
$$CPD_{12} = -(\phi_2 - \phi_1), CPD_{23} = -(\phi_3 - \phi_2), CPD_{34} = -(\phi_4 - \phi_3)$$

$$CPD_{14} = CPD_{12} + CPD_{23} + CPD_{34} = -(\phi_4 - \phi_1) .$$

Στο Σχήμα 9, φαίνεται το ενεργειακό διάγραμμα για την περίπτωση της διάταξης του Σχήματος 4 όπου τα δύο μέταλλα είναι της καθόδου (1) και της ανόδου (2). Αυτά συνδέονται μεταξύ τους (βρίσκονται σε ηλεκτρική επαφή) μέσω των αγωγών που τα συνδέουν με την πηγή τροφοδοσίας της τάσης.



Σχήμα 8. α) Ενεργειακό διάγραμμα μετάλλων που δεν είναι σε ηλεκτρική επαφή.
 β) Ενεργειακό διάγραμμα για μέταλλα σε ηλεκτρική επαφή.



Σχήμα 9. Ενεργειακό διάγραμμα της διάταξης του Σχήματος 4, για επιβραδύνον δυναμικό. Φαίνονται οι απόλυτες τιμές των αντίστοιχων μεγεθών.

Είναι ευνόητο πως $eV' + e\phi_c = eV + e\phi_A$. Το V είναι η τάση που εφαρμόζεται από την πηγή μεταξύ ανόδου και καθόδου και αυτήν μετρά το βολτόμετρο V του Σχήματος 4, και ισούται με τη μετατόπιση των σταθμών Fermi σε volt. Το V' είναι η διαφορά δυναμικού που «αισθάνεται» το ηλεκτρόνιο αφήνοντας την κάθοδο και καταλήγοντας στην άνοδο. Αυτό ουσιαστικά σημαίνει πως ισχύει η αρχή διατήρησης της ενέργειας και όπως έχουμε πει, οι τάσεις στα άκρα των αντιστάσεων των αγωγών είναι αμελητέες. Με άλλα λόγια πρόκειται για εφαρμογή του πρώτου κανόνα του Kirchhoff.

Από την προηγούμενη σχέση βρίσκουμε $V' = V + (\phi_A - \phi_C) = V - \text{CPD}$. Στα πειράματα φροντίζουν ώστε $\phi_A > \phi_C$, άρα $\text{CPD} < 0$. Διευκρινίζουμε ότι η μέγιστη κινητική ενέργεια των φωτοηλεκτρονίων, $E_k = eV'_{\text{SP}}$, προσδιορίζεται αν μετρηθεί η τάση αποκοπής, δηλαδή η τάση που «βλέπει» το ηλεκτρόνιο, η οποία κάνει το ρεύμα ανόδου-καθόδου μηδέν: αυτή είναι η πραγματική τάση αποκοπής. Η αντίστοιχη μετρούμενη τάση αποκοπής είναι η V_{SP} . Η φωτοηλεκτρική εξίσωση του Αϊνστάιν γράφεται ως εξής, $h\nu = eV'_{\text{SP}} + e\phi_C$. Επειδή μετριέται άμεσα η V_{SP} πρέπει να γίνει διόρθωση, δηλαδή να ληφθεί υπόψη το δυναμικό επαφής, άρα

$$h\nu = eV_{\text{SP}} + e(\phi_A - \phi_C) + e\phi_C, \quad h\nu = eV_{\text{SP}} + e\phi_A.$$

Αυτό σημαίνει πως στη γραφική παράσταση $V_{\text{SP}} = V_{\text{SP}}(\nu)$, από μεν την κλίση της ευθείας προσδιορίζεται η σταθερά του Planck από δε το σημείο τομής, που αντιστοιχεί σε

συχνότητα $\nu = 0$, προσδιορίζεται το έργο εξαγωγής της ανόδου ($W_A = e\phi_A$) και όχι της καθόδου.

Ως συνέπεια της ύπαρξης του δυναμικού επαφής, η καμπύλη για το φωτορεύμα, για την περιοχή επιβράδυνσης των φωτοηλεκτρονίων, ως προς την τάση που μετρείται, είναι μετατοπισμένη προς τα δεξιά κατά $-(CDP) = \phi_A - \phi_C$ σε σχέση με την καμπύλη του ρεύματος ως προς V' . Αυτό φαίνεται στις καμπύλες 1 και 2 του σχήματος 7. Πράγματι, το σημείο αποκοπής αντί να βρίσκεται στη θέση $-eV'_{SP} = -(h\nu - e\phi_C)$, $V'_{SP} = h\nu / e - \phi_C$, βρίσκεται στη θέση $-eV_{SP} = -eV'_{SP} - e(\phi_A - \phi_C)$, ή $-eV_{SP} = -(h\nu - e\phi_C) + e(\phi_A - \phi_C)$, και τελικά έχουμε $V_{SP} = h\nu / e - \phi_A$.

Ρεύμα κόρου

Όταν φωτόνια με ενέργειες πάνω από μια τιμή κατωφλιού ενέργειας πέσουν στην κάθοδο τότε μπορεί να εξέλθουν φωτοηλεκτρόνια με διάφορες ταχύτητες που οδεύουν προς την άνοδο. Αν η τάση της ανόδου σε σχέση με την κάθοδο δεν είναι θετική και αρκετά μεγάλη, τότε το πλήθος των εξερχομένων ηλεκτρονίων σε ορισμένο χρόνο είναι μεγάλο και δεν είναι δυνατόν να συλλεχθούν όλα από την άνοδο στον ίδιο χρόνο. Σχηματίζεται το λεγόμενο «φορτίο χώρου» που εμποδίζει τη ροή εξόδου φωτοηλεκτρονίων από την κάθοδο, επέρχεται μια δυναμική ισορροπία και υπάρχει τελικά κάποιο ρεύμα μεταξύ καθόδου και ανόδου, φωτορεύμα. Όταν η τάση της ανόδου σε σχέση με την κάθοδο μεγαλώνει (αλγεβρικά), το φωτορεύμα αυξάνεται και για κάποια τιμή το φορτίο χώρου μηδενίζεται και όσα ηλεκτρόνια βγαίνουν από την κάθοδο σε κάποιο χρόνο απορροφώνται από την άνοδο στον ίδιο χρόνο. Αυτό οδηγεί στο μέγιστο (φωτοηλεκτρικό) ρεύμα, που ονομάζεται ρεύμα κόρου (saturation current). Τα ρεύματα κόρου φαίνονται στο Σχήμα 7. Στην περίπτωση του φωτοηλεκτρικού φαινομένου που τα ρεύματα είναι πολύ μικρά, το φορτίο χώρου είναι μικρό και το ρεύμα κόρου εμφανίζεται (περίπου) όταν η τάση ανόδου-καθόδου από επιβραδύνουσα γίνεται επιταχύνουσα. Σε περιπτώσεις μεγάλων ρευμάτων όπως στη θερμονική εκπομπή αυτό δεν ισχύει, τότε χρειάζεται μεγάλη επιταχύνουσα τάση για να έχουμε κόρο. Στην «απλή» περίπτωση της καμπύλης 1 στο Σχήμα 7α, το σημείο που αρχίζει ο κόρος είναι το γ στη θέση $V = 0$. Επίσης, λόγω του δυναμικού επαφής, το σημείο μετάβασης από επιβράδυνση σε επιτάχυνση είναι μετατοπισμένο προς τα δεξιά κατά $\phi_A - \phi_C$, βλέπε καμπύλη 2, σημείο στ στο Σχήμα 7α. Για να βεβαιωθούμε, ας κάνουμε χρήση της σχέσης

$$V' = V + (\phi_A - \phi_C) \text{ που είδαμε στα προηγούμενα.}$$

Το V' είναι το μετρούμενο και V το πραγματικό δυναμικό. Ο κορεσμός αρχίζει όταν $V = 0$, τότε το μετρούμενο δυναμικό είναι $V' = \phi_A - \phi_C$, όπως πράγματι φαίνεται στο

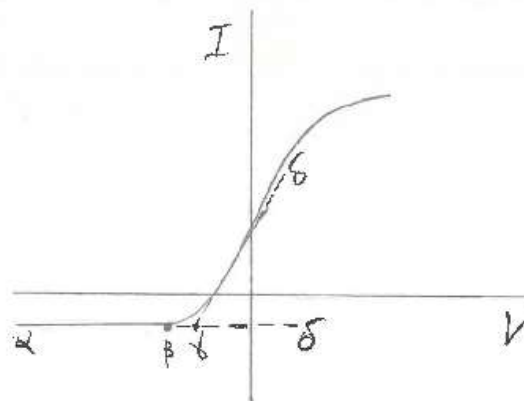
Σχήμα 7α σημείο στ. Είναι ευνόητο πως όταν οι επιφάνειες της καθόδου και της ανόδου είναι ακριβώς ίδιες ως προς το υλικό και την επεξεργασία τους, τότε $\phi_A = \phi_C = 0$, και δεν υπάρχει διόρθωση δυναμικού επαφής, αφού αυτό είναι μηδέν. Έχουμε τότε την καμπύλη 1 του Σχήματος 7α.

Ένα άλλο φαινόμενο που εμφανίζεται στο πείραμα οφείλεται στην εξάχνωση του υλικού της καθόδου και εναπόθεση τέτοιου υλικού στην επιφάνεια της ανόδου. Παρόλο που λαμβάνεται πρόνοια ώστε να μην πέφτει φως στην άνοδο, αυτό δεν επιτυγχάνεται πλήρως. Επίσης σημειώνουμε ότι με κατάλληλα φίλτρα, για κάθε φασματική γραμμή, γίνεται προσπάθεια ώστε να υπάρχει όσο είναι δυνατό, μεγαλύτερη απόσβεση φωτός με μεγαλύτερες συχνότητες από αυτήν της χρησιμοποιούμενης φασματικής γραμμής. Θυμίζουμε πως το υλικό της ανόδου έχει μεγαλύτερο έργο εξαγωγής από της καθόδου, οπότε αυτό εμποδίζει τη δημιουργία ροής ηλεκτρονίων από την άνοδο προς την κάθοδο. Αποτέλεσμα της εναπόθεσης υλικού της καθόδου στην άνοδο είναι να δημιουργείται ροή ηλεκτρονίων από την άνοδο προς την κάθοδο πράγμα που σημαίνει πως υπάρχει ρεύμα αντίθετης φοράς από το «κανονικό» ακόμη και για τάσεις πιο αρνητικές από την τάση αποκοπής. Στο Σχήμα 7β, καμπύλη 3, δείχνουμε μεγεθυμένο αυτό το φαινόμενο. Το ανάστροφο αυτό ρεύμα αντιστοιχεί στην καμπύλη α β στ ζ. Στην περιοχή α β είναι γνωστές οι τιμές του ρεύματος, δεν είναι όμως γνωστές οι τιμές για την καμπύλη μεταξύ β στ ζ. Κανονικά πρέπει να γίνει διόρθωση της καμπύλης $I = I(V)$ που προκύπτει από μετρήσεις, δηλαδή να αφαιρεθεί το ανάστροφο ρεύμα που όμως δεν είναι παντού γνωστό. Το ανάστροφο ρεύμα είναι πολύ μικρό και μπορεί να παρατηρηθεί μόνο με πολύ ευαίσθητα όργανα.

Σημειώνουμε ότι μας ενδιαφέρει κυρίως ο προσδιορισμός του σημείου αποκοπής και επομένως της τάσης αποκοπής. Από όλες τις καμπύλες του Σχήματος 7 φαίνεται ότι υπάρχει μια μεταβατική περιοχή, καμπύλο μέρος, στην περιοχή του σημείου αποκοπής που οφείλεται στο ότι τα ηλεκτρόνια έχουν διαφορετικές ταχύτητες και υπάρχει σχετικά σημαντικό φορτίο χώρου. Ο προσδιορισμός του σημείου αποκοπής για την περίπτωση που δεν υπάρχει ανάστροφο ρεύμα δίνει σχετικά καλά αποτελέσματα γιατί οι καμπύλες τέμνουν τον οριζόντιο άξονα σε ένα σημείο και έχουν μη μηδενική κλίση στο σημείο τομής. Αυτό βέβαια δεν οδηγεί σε τελείως ακριβή προσδιορισμό του σημείου τομής επειδή τα σημεία των καμπύλων έχουν σφάλματα και μπορεί να υπάρξουν παράγοντες που να κάμουν την κλίση σχεδόν μηδενική. Δεν θα υπεισέλθουμε στο τελευταίο θέμα περισσότερο, απλά αναφέρουμε πως μπορεί τα φίλτρα να μην κόβουν τελείως τις ανεπιθύμητες συχνότητες του φάσματος.

Τέλος, θα πούμε δυο λόγια για το πώς διαχειριζόμαστε την περίπτωση που έχουμε ανάστροφο ρεύμα. Ακολουθούμε κάποιες προσεγγιστικές μεθόδους για να βρούμε το δυναμικό αποκοπής. Μια απλή μέθοδος, Α, είναι να χαράξουμε δυο εφαπτόμενες ευθείες στην καμπύλη στην περιοχή κοντά στο σημείο αποκοπής και να βρούμε το σημείο τομής τους. Μια άλλη απλή μέθοδος, Β, είναι να βρούμε το σημείο όπου η καμπύλη αρχίζει να

«ανεβαίνει». Στο Σχήμα 10 φαίνονται, ποιοτικά (όχι ποσοτικά) οι δυο αυτές διαδικασίες. Σύμφωνα με τη μέθοδο Α σχεδιάζομε τις εφαπτόμενες α δ και γ δ, ενώ το σημείο τομής γ είναι το σημείο που καθορίζει το δυναμικό αποκοπής. Σύμφωνα με τη μέθοδο Β, το σημείο β είναι το σημείο στο οποίο αρχίζει να αυξάνεται το ρεύμα.



Σχήμα 10. Εκτίμηση του σημείου αποκοπής.

Αφού προσδιοριστούν οι τάσεις αποκοπής για διάφορες συχνότητες χαράσσεται η καμπύλη $V_{SP} = V_{SP}(\nu)$ και η κλίση της δίνει το πηλίκο h/e , ενώ το σημείο με $\nu = 0$ προσδιορίζει το δυναμικό εξαγωγής της ανόδου, ϕ_A . Η σταθερά του Planck υπολογίζεται από το μετρούμενο πηλίκο h/e αφού ξέρουμε το φορτίο του ηλεκτρονίου.

Ανάλογα με τη μέθοδο που χρησιμοποιεί κάποιος για τον προσδιορισμό του V_{SP} βρίσκει λίγο διαφορετικά αποτελέσματα. Παρόλα αυτά, από την κλίση της καμπύλης $V_{SP} = V_{SP}(\nu)$ προσδιορίζεται αρκετά καλά, η ίδια τιμή για το h/e αρκεί να χρησιμοποιηθούν δεδομένα μόνο της μιας μεθόδου, της Α ή της Β. Στον Πίνακα 3 δίνουμε τα δυναμικά αποκοπής για διάφορες συχνότητες (μήκη κύματος), όπως προέκυψαν από ένα πείραμα σε φοιτητικό εργαστήριο, με τις δυο μεθόδους, Α και Β.

Πίνακας 3

Δυναμικά αποκοπής για διάφορες φασματικές γραμμές

| Φασματική γραμμή και μήκος κύματος σε nm | Δυναμικό αποκοπής σε βολτ | |
|---|---------------------------|------|
| | A | B |
| Κίτρινη, 578,0 | 0,25 | 0,70 |
| Πράσινη, 546,1 | 0,40 | 0,80 |
| Γαλαζοπράσινη, 491,6 | 0,70 | 1,0 |
| Γαλάζια, 435,8 | 0,82 | 1,3 |
| Ιώδης, 404,7 | 1,15 | 1,5 |

Παρόλες τις διαφορές μετά από την προσαρμογή (fitting) των δεδομένων με ευθεία γραμμή, κατά τα γνωστά, βρίσκουμε και από τις δυο μεθόδους την ίδια τιμή, δηλαδή, $h = (6,14 \pm 0,8) \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$. Αυτή είναι κοντά στην αποδεκτή τιμή της σταθεράς (που θεωρείται γνωστή ακριβώς). Δοσμένη με τρία σημαντικά ψηφία για την αποδεκτή τιμή έχουμε: $h = 6,63 \times 10^{-34} \text{ J}\cdot\text{s}$.

Στην προκειμένη διάταξη, η άνοδος ήταν από πλατίνα και η κάθοδος από κάλιο. Χαρακτηριστικές τιμές για τα έργα εξαγωγής τους είναι, $W_{\text{pt}} = 5,29 \text{ eV}$, $W_{\text{K}} = 2,15 \text{ eV}$. Με τη γνωστή διαδικασία της γραφικής παράστασης, θα έπρεπε να βρεθεί από το σημείο με $\nu = 0$ η τιμή $W_{\text{pt}} = 5,29 \text{ eV}$ ή $\phi_{\text{pt}} = 5,29 \text{ V}$. Το πειραματικό αποτέλεσμα όμως είναι $W_{\text{pt}} = 1,2 \text{ eV}$ ή $W_{\text{pt}} = 1,6 \text{ eV}$ από τις δυο μεθόδους. Υπάρχει μεγάλη διαφορά από την αναμενόμενη τιμή. Η δικαιολογία που μπορεί να δοθεί είναι πως παρόλες τις προφυλάξεις, η άνοδος μολύνθηκε από το υλικό της καθόδου που έχει μικρότερο έργο εξαγωγής. Το συμπέρασμα από όλα τα παραπάνω είναι πως δεν είμαστε σίγουροι ότι μπορούμε να μετρήσουμε με ικανοποιητική ακρίβεια το έργο εξαγωγής ενώ μπορούμε πιο εύκολα να μετρήσουμε την σταθερά του Planck. Τονίζουμε εδώ πως για αποφυγή της μόλυνσης της ανόδου, η διάταξη μπορεί να έχει σύστημα θέρμανσης της ανόδου με ηλεκτρικό ρεύμα ώστε να φύγουν τυχόν εναποθέσεις. Αυτό θέλει προσοχή: γίνεται για πολύ λίγο χρονικό διάστημα ώστε να μην καταστραφεί η άνοδος.

Από τι εξαρτάται το ρεύμα κόρου

Τονίζουμε ξανά πως το ρεύμα κόρου σχηματίζεται όταν όλα τα εξερχόμενα από την κάθοδο φωτοηλεκτρόνια σε ορισμένο χρόνο συλλέγονται στον ίδιο χρόνο από την άνοδο. Αυτό γίνεται αν υπάρχει κατάλληλο δυναμικό μεταξύ ανόδου-καθόδου. Τότε το φορτίο χώρου εξαλείφεται. Είναι δυνατό να γράψουμε τη σχέση για το ρεύμα κόρου

(saturation current), I_s , για ένα μέταλλο: $I_s = e(QE)_\nu \frac{I(\nu)}{h\nu}$, όπου e είναι το

θεμελιώδες (στοιχειώδες) φορτίο, $(QE)_\nu$ είναι η κβαντική απόδοση (quantum efficiency) για συχνότητα φωτός ν . Εδώ την ορίζουμε ως το λόγο της ροής των εξερχόμενων ηλεκτρονίων (φωτοηλεκτρονίων) από την επιφάνεια του μετάλλου δια της ροής των φωτονίων που προσπίπτουν στην επιφάνεια, $(QE)_\nu = (N_e / t) / (N_{ph} / t)$. Σημειώνουμε ξανά πως κάποια από τα προσπίπτοντα φωτόνια μπορεί να ανακλώνται και να μη εισχωρούν στο μέταλλο. Μόνο τα εισχωρούντα (απορροφούμενα) μπορούν να δημιουργήσουν φωτοηλεκτρόνια. Μέσα στον παραπάνω ορισμό συμπεριλαμβάνουμε και την ανακλαστικότητα που και αυτή έχει εξάρτηση από τη συχνότητα.

Η σχέση για το ρεύμα προκύπτει εύκολα αν λάβουμε υπόψη και τα παρακάτω. Η ροή είναι πλήθος οντοτήτων δια του χρόνου. $I(\nu)$ είναι η ισχύς της προσπίπτουσας ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας, συχνότητας ν , στην επιφάνεια. Το μέγεθος $h\nu$ είναι η ενέργεια του κάθε φωτονίου. Είναι σαφές πως το πηλίκο,

$$\frac{I(\nu)}{h\nu} = \frac{N_{ph}}{t}$$

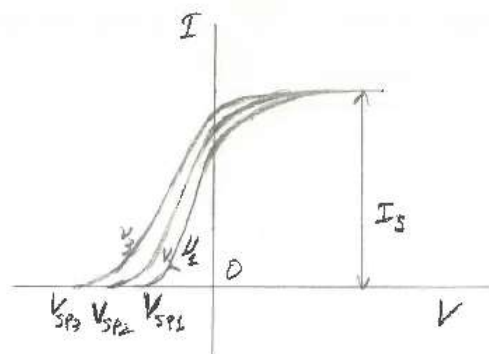
δηλώνει τη ροή των προσπιπτόντων φωτονίων. Το ρεύμα κόρου είναι προφανώς

$I_s = e \frac{N_e}{t}$. Από τη σχέση για το ρεύμα κόρου, συμπεραίνουμε εύκολα πως για δεδομένη

συχνότητα (ή μήκος κύματος) φωτονίων, το ρεύμα είναι ανάλογο της έντασης της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Υποθέτουμε πως η γεωμετρία δεν αλλάζει κατά την αλλαγή της έντασης, δηλαδή η επιφάνεια της καθόδου που «φωτίζεται» είναι η ίδια. Ας δούμε τώρα τι αλλάζει λόγω της κβαντικής απόδοσης. Η κβαντική απόδοση εξαρτάται από τη συχνότητα. Ας υποθέσουμε πως αλλάζουμε τη συχνότητα αλλά διατηρούμε την ένταση της προσπίπτουσας ακτινοβολίας ίδια όπως και τη γεωμετρία του πειράματος. Τότε η ροή των προσπιπτόντων φωτονίων ελαττώνεται με την αύξηση της συχνότητας, όπως φαίνεται από τα προηγούμενα, διότι το κάθε φωτόνιο μεταφέρει μεγαλύτερη ενέργεια. Αν η κβαντική απόδοση ήταν ανεξάρτητη της συχνότητας, τότε το ρεύμα κόρου, σύμφωνα με τα παραπάνω, θα μειωνόταν αφού η συχνότητα βρίσκεται στον παρονομαστή της σχέσης για το ρεύμα. Όμως η κβαντική απόδοση εξαρτάται από τη συχνότητα και γενικά, για την περίπτωση της διάταξης του Σχήματος 4 είναι πολύ μικρή, πολύ μικρότερη της μονάδας όπως έχουμε αναφέρει προηγουμένως. Στο Σχήμα 5

δίνονται αποτελέσματα για τον χαλκό, που επειδή έχει μεγάλο έργο εξόδου, οι ενέργειες των φωτονίων είναι πολύ μεγάλες, πολύ πέραν του ορατού. Οι μικρές τιμές οφείλονται στο ότι τα («πρώτα») ηλεκτρόνια που απορρόφησαν τα φωτόνια που εισέρχονται στο μέταλλο είναι πολλά αλλά κινούνται στην ίδια κατεύθυνση με τα αρχικά φωτόνια. Για να βγουν ηλεκτρόνια από το μέταλλο με κατεύθυνση σχεδόν αντίθετη με του φωτονίου, τα αρχικά ηλεκτρόνια μετέχουν σε σχετικά πολύπλοκες διαδικασίες, μπορεί να ανακρούουν και να βγαίνουν από την ελεύθερη επιφάνεια ή να συγκρούονται με άλλα ηλεκτρόνια και αυτά να εξέρχονται ως φωτοηλεκτρόνια. Για αυτό η κβαντική απόδοση, σε αυτή την περίπτωση, είναι εξαιρετικά μικρή. Η διαδικασία είναι πολύπλοκη και υπάρχουν θεωρητικοί υπολογισμοί οι οποίοι δίνουν προσεγγιστικούς, πολύπλοκους τύπους, που προσπαθούν να εκφράσουν το φαινόμενο. Σημειώνουμε πως κάποιος δε βρίσκει στη διεθνή βιβλιογραφία, εύκολα, κβαντικές αποδόσεις συναρτήσεως της συχνότητας για μέταλλα. Επίσης όπως φαίνεται στο Σχήμα 5, αυτές εξαρτώνται από το είδος της επιφάνειας και για το ίδιο μέταλλο.

Καλό είναι να μην μιλάμε γενικά για ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία, αλλά να περιοριστούμε στην περιοχή του ορατού και του υπεριώδους, όπου κάνουμε τα πειράματα για το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο. Μπορούμε να πούμε ότι η κβαντική απόδοση αυξάνεται με τη συχνότητα. Έτσι έχουμε δυο τάσεις: με την αύξηση της συχνότητας έχουμε μείωση του ρεύματος κόρου, σύμφωνα με όσα είπαμε προηγουμένως, και έχουμε επίσης αύξησή του, αφού αυξάνεται η κβαντική απόδοση, ανεξάρτητα του πως ακριβώς την ορίζουμε. Τα πειραματικά δεδομένα δείχνουν πως για αυτή την μικρή περιοχή συχνοτήτων (μηκών κύματος ή ενεργειών) το ένα φαινόμενο εξουδετερώνει κατά κάποιο τρόπο το άλλο και δεν έχουμε μεταβολή του ρεύματος κόρου με τη συχνότητα (εννοείται για σταθερή ένταση ακτινοβολίας). Έτσι στα συγγράμματα δίνονται γραφικές παραστάσεις, κατά προσέγγιση, όπως στο Σχήμα 11. Για τις συχνότητες ισχύει $\nu_3 > \nu_2 > \nu_1$. Για τις τάσεις αποκοπής



Σχήμα 11. Ρεύμα συναρτήσεως τάσης για διάφορες συχνότητες με ίδια ένταση ακτινοβολίας.

έχουμε $V_{SP3} > V_{SP2} > V_{SP1}$ $V_{SPi} = \frac{h\nu_i}{e} - \phi_C$. Η άνοδος και η κάθοδος έχουν ίδια έργα εξαγωγής

και υποθέτουμε πως δεν υπάρχει ανάστροφο ρεύμα. Παρατηρούμε πως η μετάβαση από την επιβραδυνόμενη περιοχή στην επιταχυνόμενη γίνεται στο σημείο που αρχίζει να εμφανίζεται κορεσμός στο ρεύμα, δηλαδή για τάση ίση με μηδέν, όπως αναφέραμε στα προηγούμενα. Η σταδιακή μετάβαση, όπως είπαμε, οφείλεται στο ότι δεν έχουν όλα τα ηλεκτρόνια την ίδια ταχύτητα. Αν η άνοδος και η κάθοδος είναι διαφορετικές και υπάρχει και ανάστροφο ρεύμα, οι καμπύλες θα είναι διαφορετικές αλλά το σημείο μετάβασης θα είναι και πάλι το ίδιο και για τις τρεις περιπτώσεις, όπως και το ρεύμα κόρου. Τότε πρέπει να ληφθεί υπόψη το δυναμικό επαφής.

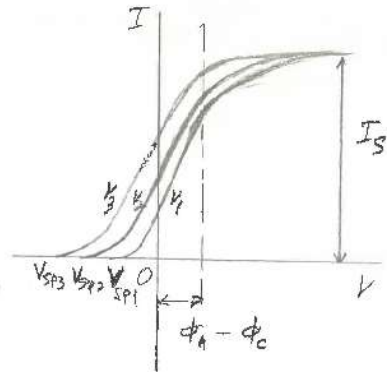
Θα κλείσουμε την ανάλυσή μας με αναφορά στις μετρήσεις που γίνονται στην πράξη. Είναι δύσκολο να ρυθμίσουμε έτσι τα πράγματα που η ισχύς της προσπίπτουσας ακτινοβολίας να είναι σταθερή με τη συχνότητα. Αυτό οφείλεται σε διάφορους λόγους, όπως π.χ. στο ότι οι φασματικές γραμμές της χρησιμοποιούμενης πηγής δεν έχουν την ίδια ένταση, βλέπε Σχήμα 6. Επίσης η απόσβεση μέσα στην οπτική διάταξη δεν είναι ίδια για κάθε φασματική γραμμή κλπ. Αυτό που γίνεται στην πράξη είναι κανονικοποίηση των καμπύλων για όλες τις φασματικές γραμμές, παίρνοντας ως βάση αυθαίρετα μια γραμμή. Στη βιβλιογραφία γίνεται κανονικοποίηση στο σημείο που αρχίζει ο κόρος, όχι στον κόρο. Η κανονικοποίηση ουσιαστικά εξαρτάται από τους παράγοντες που έχουμε αναφέρει στα προηγούμενα. Στον Πίνακα 4 δίνουμε τιμές για τους συντελεστές με τους οποίους διαιρούμε τα ρεύματα για κάθε μια συχνότητα. Οι συντελεστές αυτοί δείχνουν το σχετικό μέγεθος του ρεύματος στο σημείο που αρχίζει ο κόρος για τις διάφορες φασματικές γραμμές κάποιου πειράματος, ώστε η κανονικοποίηση να είναι με αναφορά την κίτρινη γραμμή του φάσματος υδραργύρου που αναφέραμε προηγουμένως.

Πίνακας 4

Ρεύματα κατά την έναρξη του κόρου για τις διάφορες συχνότητες σε σχέση αυτό το ρεύμα για την κίτρινη γραμμή.

| Φασματική γραμμή | Σχετικό ρεύμα κόρου |
|------------------|---------------------|
| Κίτρινη | 1,00 |
| Πράσινη | 1,50 |
| Γαλαζοπράσινη | 0,44 |
| Γαλάζια | 1,70 |
| Ιώδης | 0,55 |

Εμείς ακολουθούμε κανονικοποίηση στο ρεύμα κόρου και καταλήγουμε, για την απλή περίπτωση, στο Σχήμα 11. Αν αγνοήσουμε μόνο το ανάστροφο ρεύμα αλλά λάβουμε υπόψη το δυναμικό επαφής θα έχουμε το Σχήμα 12, όπου η τάση είναι η μετρούμενη. Για κάθε συχνότητα έχουμε $V_{SPi} = \frac{h\nu_i}{e} - \phi_A$.



Σχήμα 12. Κανονικοποιημένα ρεύματα συναρτήσει της μετρούμενης τάσης .

Οι καμπύλες που δίνουμε είναι εξιδανικευμένες, στην πράξη υπάρχουν ασάφειες στις μετρήσεις και υπάρχει διασπορά στα σημεία που ιδανικά παριστάνονται με τις ανωτέρω καμπύλες.

Συνηθίζεται να γίνεται χρήση σχήματος όπως το Σχήμα 12, ώστε να εκτιμηθεί η θέση του κοινού σημείου (στον άξονα των τάσεων) των καμπύλων που χαράσσονται για τις διάφορες συχνότητες από όπου υπολογίζεται το δυναμικό επαφής, ουσιαστικά δηλαδή η διαφορά $\phi_A - \phi_C$. Το κοινό σημείο είναι αυτό στο οποίο αρχίζει να εμφανίζεται ο κόρος. Θεωρείται ίδιο για όλες τις συχνότητες αλλά ο προσδιορισμός του στην πράξη δεν είναι πολύ ακριβής, και δεν είναι ακριβής ούτε στις εξιδανικευμένες καμπύλες που φαίνονται στο Σχήμα 12.

Συμπεράσματα

Η εξίσωση του Αϊνστάιν για το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο στη γνωστή μορφή $h\nu = E_k + e\phi_C$ ισχύει ανεξάρτητα του πως γίνεται η μέτρηση της κινητικής ενέργειας. Σε αυτήν παρουσιάζεται το έργο εξαγωγής της καθόδου από όπου εξέρχονται τα φωτοηλεκτρόνια. Η εξίσωση αυτή, όταν εφαρμόζεται σε πείραμα με διαφορετικά μέταλλα (διαφορετικές επιφάνειες) καθόδου και ανόδου, παίρνει μορφή η οποία φαίνεται διαισθητικά απρόσμενη, $h\nu = eV_{SP} + e\phi_A$. Δεν υπάρχει βέβαια τίποτα το παράδοξο, απλά

το δυναμικό μεταξύ ανόδου-καθόδου που σχετίζεται με το ηλεκτρικό πεδίο μεταξύ τους, οφείλεται στην υπέρθεση της τάσης της πηγής και του δυναμικού επαφής. Τονίζουμε ότι ανεξάρτητα από το υλικό της ανόδου, για να βγουν φωτοηλεκτρόνια από την κάθοδο πρέπει η συχνότητα των φωτονίων να είναι ίση ή μεγαλύτερη της συχνότητας κατωφλιού, ν_0 , δηλαδή $h\nu \geq h\nu_0 = e\phi_C$.

Γενικά το πείραμα του φωτοηλεκτρικού φαινομένου είναι ένα δύσκολο πείραμα, με διάφορες πτυχές. Η δυσκολία μεγαλώνει όσο ο πειραματιστής θέλει να εξερευνήσει πολλές από τις διάφορες πτυχές του πειράματος. Αν περιοριστεί κάποιος στον προσδιορισμό του πηλίκου h/e , τότε η ανάλυση είναι εύκολη. Γενικά, χρειάζεται ιδιαίτερη προσοχή όταν εκτελείται το πείραμα του φωτοηλεκτρικού φαινομένου. Γενικώς, είναι καλύτερα να περιορίζεται κανείς στον προσδιορισμό του πηλίκου h/e . Ας μη ξεχνούμε ότι, συνήθως, η ευαισθησία της διάταξης μέτρησης του φωτορεύματος δε μπορεί να διακρίνει το τυχόν ανάστροφο ρεύμα.

Επίσης όταν τίθενται ερωτήματα ή προβλήματα σχετικά με το φωτοηλεκτρικό πείραμα, καλό είναι, όπως φαίνεται και στο παρόν πόνημα, αυτά να περιγράφονται με τις απαιτούμενες σαφείς επεξηγήσεις και διευκρινίσεις για την κάθε «λεπτομέρεια».

Ευχαριστίες

Ευχαριστώ τον συνάδελφο, παλιό μεταπτυχιακό φοιτητή μου, Δρ Νικόλαο Διαμαντή. Η ιδέα μου για τη συγγραφή αυτού του πονήματος οφείλεται στις παρατηρήσεις του σχετικά με τα πειράματα σχετικά με το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο όπως εμφανίζονται σε διδακτικά, ακόμη και πανεπιστημιακά, εγχειρίδια. Οι παρατηρήσεις του μου έδειξαν πως χρειάζεται να ασχοληθεί κάποιος και να εμβαθύνει περισσότερο σε αυτό το αντικείμενο. Αυτό με έκανε να ασχοληθώ με το θέμα και το αποτέλεσμα είναι αυτό το πόνημα. Επίσης, ευχαριστώ τον Καθηγητή του ΕΚΠΑ Δρ Πάρι Σφήκα ο οποίος διάβασε προσεκτικά το κείμενο και έκανε σημαντικές παρατηρήσεις και διορθώσεις που έχουν περιληφθεί σε αυτή τη βελτιωμένη έκδοση.

Βιβλιογραφία

1. Einstein A., On a Heuristic Point of View Concerning the Production and Transformation of Light, *Annalen der Physik* 17 (1905) 132-148.
English translation of the original paper in German. The collected papers of Albert Einstein / Anna Beck, translator ; Peter Havas, consultant.
2. R. A. Millikan, A Direct Photoelectric Determination of Planck's " h ", *Phys. Rev.* 7,355 (1916).
3. Melissinos A. C. , *Experiments in Modern Physics*, Academic Press, N.Y. and London, 1966.
4. A. N. James, *Phys. Educ.* 8 382, 1973.
5. R. L. Sproull, *Modern Physics*, A. Willey, 1963.
6. W. Liu, M. Poelker, J. Smedley, R. Ganter, *Photocathodes*, March 2017.
7. G. P. Harnwell, J. J. Livingood, *Experimental Atomic Physics*, International Series in Ph from the Photoelectric Effect, Cornell Univ., Dec. 9, 2005.ics, McGraw-Hill Book Company, Inc., 1933.
8. D. Wong, P. Lee, G. Shenghan, W. Xuezhou, H.Y. Qi and F. S. Kit, The photoelectric effect: experimental confirmation concerning a widespread misconception in the theory, *Eur. J. Phys.*, 32(2011)1059-1064.
9. Lulu Liu, Partner: Pablo Solis, MIT Undergraduate, Determination of Planck's Constant Using the Photoelectric Effect, Sept. 25, 2007.
10. D. W. Preston, E. R. Dietz, *The Art of Experimental Physics*, John Wiley & Sons, 1991.
11. B. Lim and P. McEuen, Determination of e/m from the photoelectric Effect, Cornell Univ., Dec. 9, 2005.
12. W. T. Scott, *The Physics of Electricity and Magnetism*, John Wiley & Sons, Inc., 1966.

