



ΕΙΣΑΓΩΓΗ ΣΤΑ ΗΛΕΚΤΡΟ- ΟΠΤΙΚΑ ΣΥΣΤΗΜΑΤΑ

**Πλωτάρχης Χρήστος Μπολάκης ΠΝ
Διδάκτωρ Ηλεκτρολόγος
Μηχανικός ΕΜΠ**

**Ιωάννης Κούκος
Καθηγητής Σχολής Ναυτικών
Δοκίμων**

**ΣΧΟΛΗ ΝΑΥΤΙΚΩΝ
ΔΟΚΙΜΩΝ**

ΠΕΙΡΑΙΑΣ 2018



Πρόλογος

Το παρόν βιβλίο, έχει ως βασικό σκοπό να εισάγει τον σπουδαστή σε μια διαδικασία μάθησης σε ότι αφορά τα ηλεκτροπτικά συστήματα. Κατά τη διαδικασία αυτή, ο σπουδαστής θα σκεφτεί, θα προβληματιστεί, θα προσπαθήσει να ξεδιαλύνει κάποιες ενδεχόμενες δυσνόητες και πολυσύνθετες έννοιες αναφορικά με τα συστήματα αυτά. Μέσω της εμπειρίας που έχω αποκτήσει από την μέχρι τώρα σταδιοδρομία μου ως Αξιωματικός οπλικών συστημάτων στο Πολεμικό Ναυτικό, είναι εμφανής κατά ένα αρκετά μεγάλο ποσοστό, η σύγχυση που επικρατεί σε έννοιες που άπτονται της γενικότερης ηλεκτρομαγνητικής θεωρίας τόσο σε θεωρητικό, όσο και σε τεχνικό επίπεδο. Ακολούθως, αυτή η σύγχυση μετουσιώνεται σε μερικώς λανθασμένες αντιλήψεις σε ότι αφορά την αρχή λειτουργίας και καλής απόδοσης ενός ολοκληρωμένου οπλικού συστήματος.

Επικεντρώνοντας στα ηλεκτροπτικά συστήματα, ένα ‘κλασικό’ ερώτημα που μπορεί να τεθεί και να αναδείξει την προαναφερόμενη σύγχυση είναι : Σε ποιες συχνότητες είναι επιχειρησιακά λειτουργικό ένα ηλεκτροπτικό σύστημα? Η αντίστοιχη ‘κλασική’ και μερικώς σωστή απάντηση είναι : Στο υπέρυθρο φάσμα. Η ορθή απάντηση (η οποία βρίσκεται ακριβώς πίσω από την λέξη “ηλεκτροπτικό”), είναι σαφώς: Στο οπτικό φάσμα. Το οπτικό φάσμα περιλαμβάνει τόσο το υπεριώδες και το ορατό, όσο και το υπέρυθρο φάσμα.

Η επιστήμη της ηλεκτροπτικής απαρτίζεται από πλήθος επιστημονικών πεδίων όπως της κβαντομηχανικής, της στατιστικής, της επεξεργασίας σημάτων και ηλεκτρονικών κυκλωμάτων, καθώς βέβαια και της οπτικής φυσικής. Η απόκριση του συνδυασμού των σύνθετων αυτών επιστημονικών πεδίων, είναι η επιχειρησιακή χρήση σύγχρονων ηλεκτροπτικών συστημάτων 4ης γενιάς, επ’ ωφελείας απόκτησης εικόνας μεγάλης ακρίβειας, παρακολούθησης στόχων ενδιαφέροντος, καθώς και εξαγωγής των κινηματικών τους στοιχείων. Σε αυτό το σημείο να σημειωθεί μια ακόμα παρατήρηση που αφορά στην σύνθεση κάποιων συνήθων παρερμηνειών ως προς τις λειτουργικές παραμέτρους των συστημάτων αυτών. Τα στοιχεία που παρέχονται από τα ηλεκτροπτικά συστήματα, δεν περιέχουν την πληροφορία της απόστασης του στόχου ενδιαφέροντος. Αυτό δεν είναι εφικτό, μιας και ο χαρακτήρας λειτουργίας τους είναι εξολοκλήρου παθητικός. Η εύρεση της απόστασης επιτυγχάνεται μέσω της χρήσης ενσωματωμένων συστημάτων εκπομπής και λήψης Laser (LRF – Laser Range Finder).

Στο παρόν βιβλίο, η αρχιτεκτονική, η παραμετρική ανάλυση, καθώς και η δυναμική εφαρμογή ενός ηλεκτροπτικού συστήματος, αναλύεται σε έξι κεφάλαια.

Στο πρώτο κεφάλαιο με τίτλο **Βασικές αρχές ηλεκτρομαγνητικής θεωρίας**, αποσαφηνίζονται έννοιες που άπτονται της βασικής ηλεκτρομαγνητικής θεωρίας και περιγράφονται στοχευμένα οι βασικότερες μαθηματικές διατυπώσεις που πλαισιώνουν την βασική ηλεκτρομαγνητική θεωρία, καθώς επίσης γίνεται και μια αναφορά των βασικών γνώσεων που πρέπει να κατέχει ο αναγνώστης προκειμένου να μπορεί να προχωρήσει στην σύνθετη ανάλυση των ηλεκτροπτικών συστημάτων.

Στο δεύτερο κεφάλαιο με τίτλο **Στοιχεία ραδιομετρίας και ανάλυση θερμικών πηγών**, αναλύονται οι βασικές παράμετροι που χαρακτηρίζουν τις θερμικές πηγές, μέσω μιας στοχευμένης αναφοράς σε συγκεκριμένα μεγέθη ραδιομετρίας.

Στο τρίτο κεφάλαιο με τίτλο **Εισαγωγή στην οπτική φυσική**, πραγματοποιείται η ανάλυση ως προς την διάδοση του H/M κύματος με βάση την

θεωρία των οπτικών ακτινών (γεωμετρική οπτική), καθώς και η μελέτη των ιδιοτήτων που απορρέουν κατά την διέλευση των ακτινών αυτών από διάφορους οπτικούς φακούς ή κατά την πρόσπτωση τους σε κάτοπτρα (καθρέπτες).

Στο τέταρτο κεφάλαιο με τίτλο **Οπτικοί ανιχνευτές**, πραγματοποιείται η γενικότερη ταξινόμηση των οπτικών ανιχνευτών, μέσω υλοποίησης μιας παραμετρικής ανάλυσης επί των ιδιοτήτων που περιγράφει κάθε είδος ανιχνευτή.

Στο πέμπτο κεφάλαιο με τίτλο **Διατριβή στην ανιχνευτική βελτιστοποίηση ενός βολομετρικού στοιχείου**, γίνεται αναφορά σε μια διαδικασία βελτιστοποίησης ενός βολομετρικού στοιχείου ανίχνευσης (pixel). Μέσω της επίτευξης ενός υψηλού ποσοστού απορρόφησης της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, γίνεται σαφές πως αυτό επιδρά θετικά στην καλύτερη απόδοση ενός θερμικού ανιχνευτικού συστήματος. Επιπλέον, η συγκεκριμένη διαδικασία μπορεί να τυποποιηθεί και να αναπροσαρμοστεί κατάλληλα, προκειμένου να μπορεί να χρησιμοποιηθεί από τον σπουδαστή ως οδηγός βελτιστοποίησης ενός οποιουδήποτε μεγέθους ενδιαφέροντος.

Στο έκτο κεφάλαιο με τίτλο **Ένα ολοκληρωμένο ηλεκτροπτικό σύστημα και αναφορά σε στρατιωτικές εφαρμογές**, γίνεται αναφορά συγκεκριμένων υποσυστημάτων που εξυπηρετούν τόσο στην ολοκλήρωση ενός ηλεκτροπτικού συστήματος, όσο και στην εν γένει χρήση του για στρατιωτικούς σκοπούς. Επιπλέον, γίνεται μια στοχευμένη αναφορά σε συστήματα ηλεκτροπτικών αντιμέτρων, μέσω της οποίας ο σπουδαστής αποκτά μια ακόμα πιο ολοκληρωμένη εικόνα αναφορικά με την στρατιωτική δράση που εμπλέκει την παρουσία ηλεκτροπτικών συστημάτων στο θέατρο επιχειρήσεων.

Περιεχόμενα

1. Βασικές αρχές ηλεκτρομαγνητικής θεωρίας

1.1	Γενικά.....	5
1.2	Το ηλεκτρομαγνητικό κύμα.....	5
1.3	Το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα.....	9

2. Στοιχεία ραδιομετρίας και ανάλυση θερμικών πηγών

2.1	Γενικά.....	13
2.2	Μεγέθη ραδιομετρίας.....	13
2.3	Θερμικές πηγές.....	15

3. Εισαγωγή στην οπτική φυσική

3.1	Γενικά.....	23
3.2	Ορισμοί βασικών μεγεθών.....	23
3.3	Βασικές ιδιότητες φακών και κατόπτρων.....	25
3.4	Το οπτικό πεδίο ενός συστήματος και οι παράμετροι του.....	28

4. Οπτικοί ανιχνευτές

4.1	Γενικά.....	36
4.2	Φωτοανιχνευτές (Photodetectors).....	36
4.2.1	Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο – Φωτοдиодοι κενού (Vacuum diodes).....	36
4.2.2	Το εσωτερικό φωτοηλεκτρικό φαινόμενο – Φωτοαγωγιμοι ανιχνευτές (Photoconductive detectors).....	43
4.3	Θερμικοί ανιχνευτές (Thermal Detectors).....	46
4.3.1	Ο θερμοηλεκτρικός μηχανισμός θερμικής ανίχνευσης.....	48
4.3.2	Ο πυροηλεκτρικός μηχανισμός θερμικής ανίχνευσης.....	48
4.3.3	Ο βολομετρικός μηχανισμός θερμικής ανίχνευσης.....	49

5. Διατριβή στην ανιχνευτική βελτιστοποίηση ενός βολομετρικού στοιχείου

5.1	Γενικά.....	55
5.2	Διάταξη ανιχνευτικού στοιχείου – Αρχική σκέψη.....	55
5.3	Αναλυτική προσέγγιση.....	56
5.4	Μοντελοποίηση μέσω πεπερασμένων στοιχείων.....	58
5.5	Πειραματική προσέγγιση μέσω Fourier Transfer Interferometer	60
5.6	Αποτελέσματα θεωρητικής ανάλυσης και πειραματικών μετρήσεων.....	60
5.6.1	Διαδικασία επικύρωσης μέσω πειραματικών μετρήσεων.....	61
5.6.2	Διαδικασία βελτιστοποίησης.....	62
5.6.3	Εξάρτηση από την συχνότητα και προσαρμογή ως προς αυτή.....	64
5.7	Επισκόπηση υλικών.....	66
5.7.1	Βελτιστοποίηση δια της χρήσεως διαφορετικών τύπων γυάλινου υλικού.....	66
5.7.2	Βελτιστοποίηση δια της χρήσεως Poly – Si.....	67
5.8	Γενίκευση της χρήσης του στοιχείου απορρόφησης στο υπέρυθρο φάσμα.....	68

6. Ένα ολοκληρωμένο ηλεκτροπτικό σύστημα και αναφορά σε στρατιωτικές εφαρμογές	
6.1 Γενικά.....	71
6.2 Διατάξεις εικονοληψίας.....	71
6.3 Διατάξεις λέιζερ.....	74
6.3.1 Επισκόπηση της αρχής λειτουργίας ενός συστήματος λέιζερ.....	74
6.3.2 Η οπτική συνεκτικότητα.....	76
6.4 Υπέρυθρη έρευνα και παρακολούθηση (IR Search & Track).....	77
6.5 Ηλεκτροπτικά αντίμετρα.....	78
6.5.1 Παθητικά ηλεκτροπτικά αντίμετρα.....	78
6.5.2 Ενεργητικά ηλεκτροπτικά αντίμετρα.....	80
6.6 Επίλογος.....	81

Κεφάλαιο 1 : Βασικές αρχές ηλεκτρομαγνητικής θεωρίας

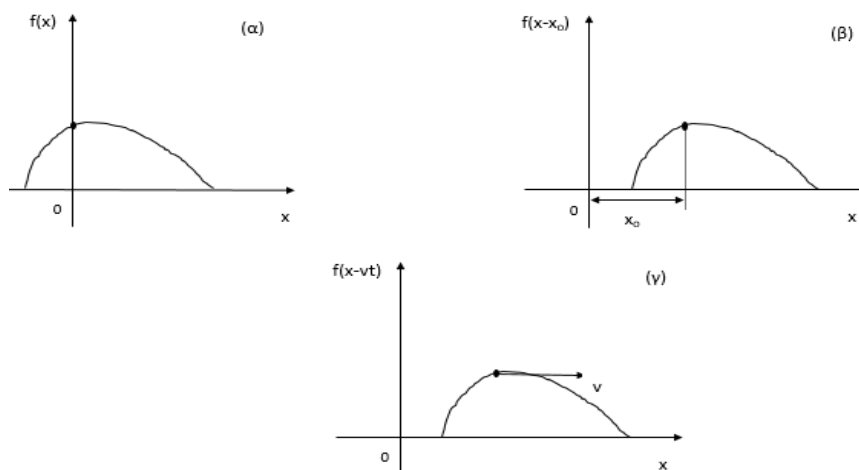
1.1 Γενικά

Κατά την διαδικασία προσέγγισης μας στην ευρύτερη ανάλυση των ηλεκτροπτικών συστημάτων, θεωρείται απαραίτητη η αποσαφήνιση εννοιών που άπτονται της βασικής ηλεκτρομαγνητικής θεωρίας. Στον παρόν κεφάλαιο περιγράφονται στοχευμένα οι βασικότερες μαθηματικές διατυπώσεις που πλαισιώνουν την βασική ηλεκτρομαγνητική θεωρία, καθώς επίσης γίνεται και μια αναφορά των βασικών γνώσεων που πρέπει να κατέχει ο αναγνώστης προκειμένου να μπορεί να προχωρήσει στην σύνθετη ανάλυση των ηλεκτροπτικών συστημάτων.

1.2 Το ηλεκτρομαγνητικό κύμα

Γενικά, κύμα είναι μια διαταραχή στον χώρο και χρόνο. Σε ειδικότερο πλαίσιο, όταν αυτή η διαταραχή αφορά το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο (ήτοι το ηλεκτρικό \vec{E} και το μαγνητικό \vec{B} πεδίο), τότε γίνεται λόγος για ηλεκτρομαγνητικό (H/M) κύμα. Προκειμένου να γίνει η μαθηματική ανάλυση ενός H/M κύματος, θα ξεκινήσουμε με την ανάλυση σε δυο διαστάσεις (2D).

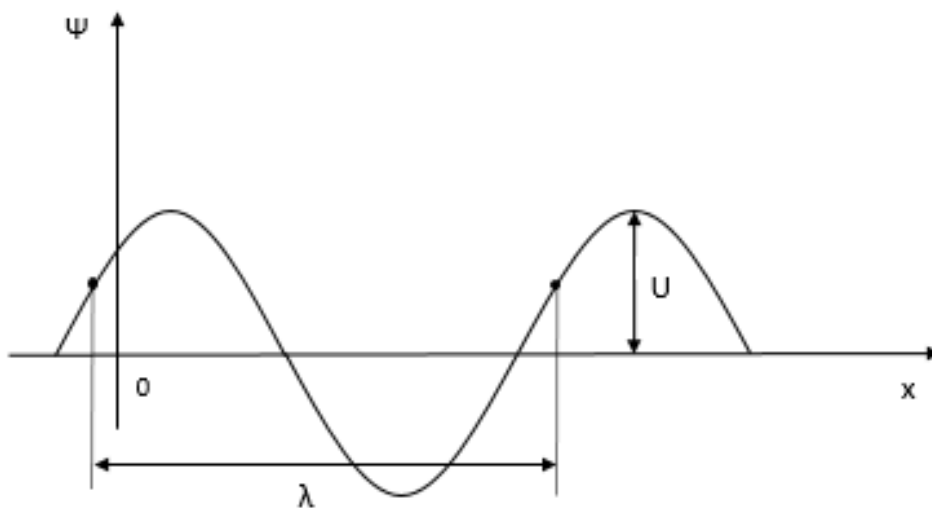
Θεωρούμε μια τυχαία συνάρτηση $f(x)$ (σχήμα 1.1α). Στην περίπτωση μετακίνησης αυτής της συνάρτησης κατά x_0 προς την κατεύθυνση $+x$, η συνάρτηση που θα προκύψει θα είναι η $f(x-x_0)$ (σχήμα 1β). Κατόπιν, εάν θεωρήσουμε ότι αυτή η συνάρτηση θα κινείται με ταχύτητα v προς την ίδια κατεύθυνση ($+x$), τότε προκύπτει η συνάρτηση του σχήματος 1(γ).



Σχήμα 1.1 Γραφική παράσταση μιας συνάρτησης $f(x)$, κινούμενης προς την κατεύθυνση $+x$, με ταχύτητα v

Εν συνεχεία, ορίζεται η παρακάτω συνάρτηση, της οποίας η γραφική παράσταση απεικονίζεται στο σχήμα 1.2.

$$\Psi_{(x,t)} = U \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}(x - vt) + \Phi\right) \quad (1.1)$$



Σχήμα 1.2

Τα μεγέθη που υπεισέρχονται στην εξίσωση (1.1), ορίζονται :

U: Πλάτος κύματος

λ: Μήκος κύματος

v: ταχύτητα διάδοσης

Φ: Αρχική φάση

Η εξίσωση (1.1) μπορεί να γραφεί και ως : $\Psi_{(x,t)} = U \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}x - \frac{2\pi v}{\lambda}t + \Phi\right)$.

Ακολούθως ορίζονται τα παρακάτω μεγέθη:

$$\frac{2\pi}{\lambda} = \kappa : \text{Κυματαριθμός (wavenumber)}$$

$$\frac{v}{\lambda} = \frac{1}{T} = f : \text{όπου T η περίοδος και όπου f η συχνότητα}$$

$$\frac{2\pi}{T} = 2\pi f = \omega : \text{γωνιακή συχνότητα}$$

$$\frac{2\pi}{\lambda}x - \frac{2\pi v}{\lambda}t + \Phi : \text{φάση του κύματος}$$

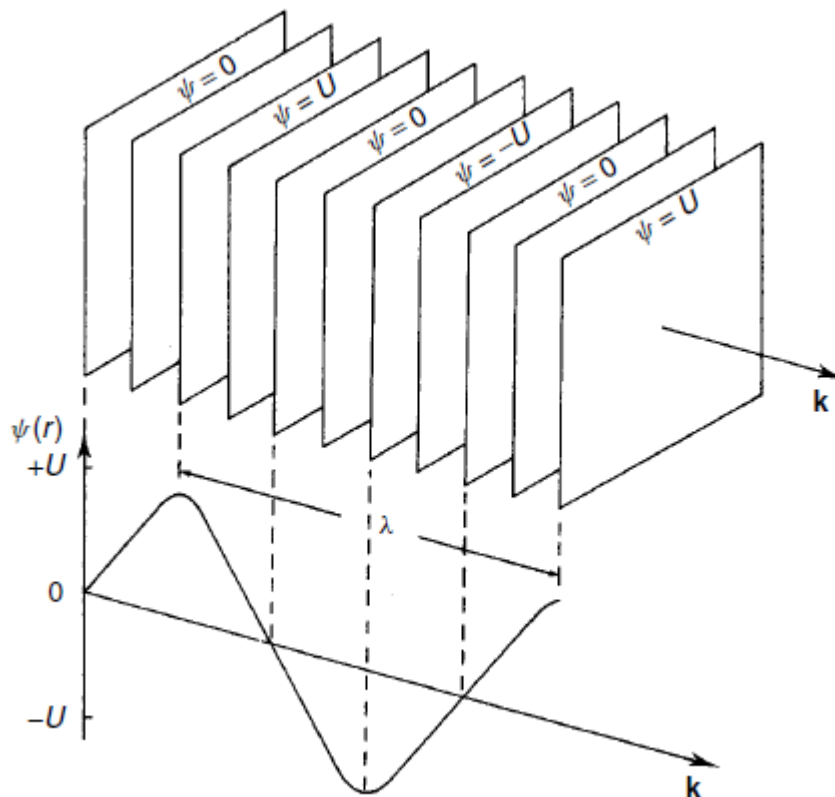
Εισάγοντας τα παραπάνω μεγέθη στην (1.1), προκύπτει η ακόλουθη εξίσωση, η οποία αποτελεί και την εξίσωση κύματος σε δυο διαστάσεις (2D):

$$\Psi_{(x,t)} = U \sin(kx - \omega t + \Phi) \quad (1.2)$$

Η εξίσωση (1.2) με την σειρά της, επαληθεύει την διαφορική εξίσωση διάδοσης ηλεκτρομαγνητικού κύματος προς την κατεύθυνση +x (2D):

$$\frac{\partial^2 \Psi_{(x,t)}}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \Psi_{(x,t)}}{\partial t^2} \quad (1.3)$$

Σε γενικότερο πλαίσιο, τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα δεν είναι δύο διαστάσεων, όπως στο σχήμα 1.2, αλλά τριών (3D). Το πιο απλό παράδειγμα τέτοιων κυμάτων δίνεται στο σχήμα 1.3, όπου απεικονίζεται ένα επίπεδο κύμα το οποίο μεταδίδεται προς την κατεύθυνση του k-δείκτη. Το σύνολο των συμφασικών σημείων βρίσκονται σε παράλληλα επίπεδα που είναι κάθετα προς την κατεύθυνση διάδοσης. Αυτά τα επίπεδα ορίζονται ως τα επίπεδα φάσης (σχήμα 1.3).



Σχήμα 1.3 Το επίπεδο κύμα

Η εξίσωση (1.2) περιγράφει ένα επίπεδο κύμα που διαδίδεται στην κατεύθυνση +x. Στην γενική περίπτωση όπου ένα επίπεδο κύμα διαδίδεται προς την κατεύθυνση ενός οποιοδήποτε μοναδιαίου διανύσματος \vec{n} , η έκφραση που περιγράφει το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο σε ένα οποιοδήποτε σημείο στον χώρο $\vec{r} = (x, y, z)$, δίδεται από την ακόλουθη εξίσωση:

$$\Psi_{(x,y,z,t)} = U \sin(k\vec{n} \cdot \vec{r} - \omega t + \Phi) \quad (1.4)$$

Αντίστοιχα, η εξίσωση (1.4) επαληθεύει την διαφορική εξίσωση διάδοσης ηλεκτρομαγνητικού κύματος σε τρεις διαστάσεις (3D):

$$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2}, \quad \text{όπου } \Psi = \Psi(x, y, z) \quad (1.5)$$

Στα πλαίσια περαιτέρω ανάλυσης συγκεκριμένων μεγεθών και ιδιοτήτων ως προς τα επίπεδα κύματα, αναφέρονται τα ακόλουθα:

Ως φάση ενός κύματος ορίζεται η ποσότητα $\frac{2\pi}{\lambda}x - \frac{2\pi v}{\lambda}t + \Phi$. Εάν θεωρήσουμε την διάδοση ενός κύματος σε 2D (η οποία περιγράφεται από την εξίσωση 1.1) και δυο τυχαία σημεία του χώρου x_1 και x_2 (σχήμα 1.2), τότε οι αντίστοιχες φάσεις (για μια συγκεκριμένη χρονική στιγμή) σε αυτά τα σημεία θα είναι $\varphi_1 = \kappa x_1 - \frac{2\pi v}{\lambda}t + \Phi$ και $\varphi_2 = \kappa x_2 - \frac{2\pi v}{\lambda}t + \Phi$. Στην περίπτωση αυτή, η διαφορά φάσης θα ορίζεται ως $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \kappa(x_1 - x_2)$. Άρα λοιπόν, η διαφορά φάσης μεταξύ δυο σημείων ως προς την κατεύθυνση διάδοσης ενός επιπέδου κύματος, ισούται με την γεωμετρική απόσταση μεταξύ των σημείων αυτών, πολλαπλασιασμένη με τον κυματαριθμό (wavenumber) κ .

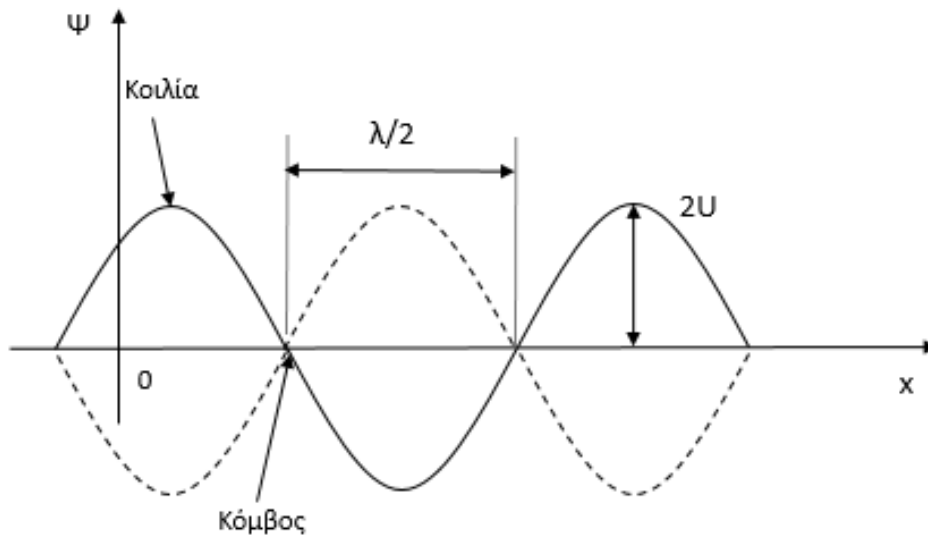
Έστω ότι δυο κύματα περιγράφονται από τις εξισώσεις $\Psi_1 = U_1 \sin(\kappa x - \omega t + \Phi_1)$ και $\Psi_2 = U_2 \sin(\kappa x - \omega t + \Phi_2)$. Εάν τα Ψ_1 και Ψ_2 ικανοποιούν την εξίσωση κύματος (1.3), τότε και το κύμα $\Psi_1 + \Psi_2$ θα την ικανοποιεί επίσης. Αυτό υποδεικνύει την ιδιότητα της συμβολής που έχουν τα κύματα (όπως άλλωστε είναι ευνόητο), βάσει της αρχής της επαλληλίας. Ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα συμβολής H/M κυμάτων, είναι το στάσιμο κύμα. Σε αυτή την περίπτωση (θεωρούμε μηδενική αρχική φάση), θα ισχύει $\Psi_1 = U \sin(\kappa x - \omega t)$ και $\Psi_2 = U \sin(\kappa x + \omega t)$. Ειδικότερα, πρόκειται για την συμβολή δυο κυμάτων ίδιου πλάτους, ίδιου μήκους κύματος και φάσης, αλλά με την αντίθετη κατεύθυνση διάδοσης (+x για το Ψ_1 και -x για το Ψ_2). Σε αυτή την περίπτωση θα ισχύουν τα παρακάτω:

$$\Psi = \Psi_1 + \Psi_2 = U [\sin(\kappa x - \omega t) + \sin(\kappa x + \omega t)]$$

$$\Psi = U \left[2 \sin \frac{(\kappa x - \omega t) + (\kappa x + \omega t)}{2} \cos \frac{(\kappa x - \omega t) - (\kappa x + \omega t)}{2} \right]$$

$$\Psi = 2U \sin(\kappa x) \cos(-\omega t) = 2U \sin(\kappa x) \cos(\omega t)$$

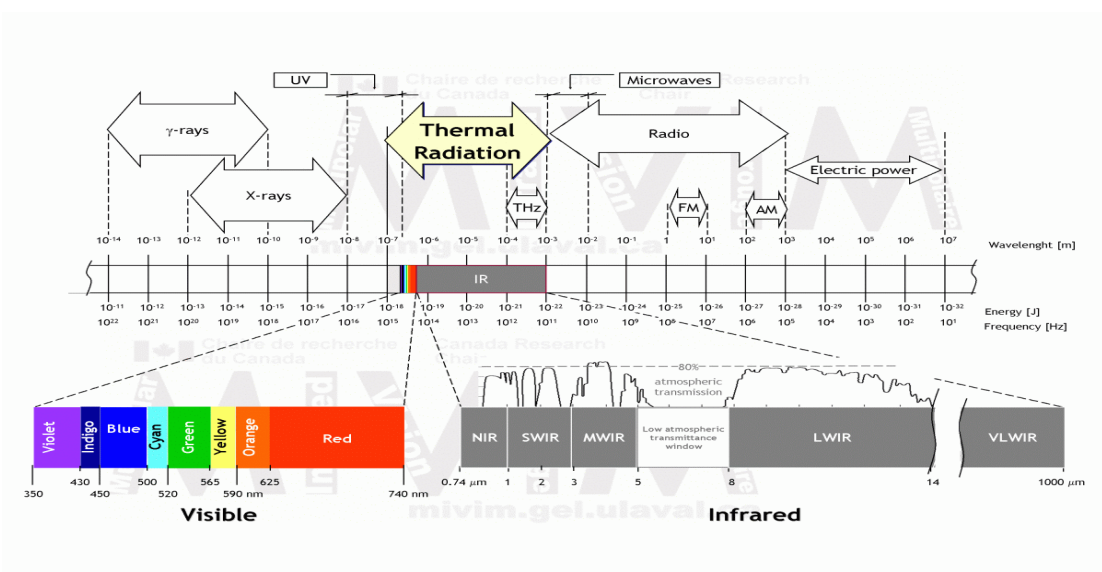
Είναι προφανές ότι το τελικό κύμα δεν διαδίδεται ούτε προς την +x, ούτε προς την -x κατεύθυνση, μιας και η τελική εξίσωση του δεν περιέχει τον παράγοντα ($\kappa x + \omega t$ ή $\kappa x - \omega t$). Πρόκειται για την εξίσωση του "Στάσιμου κύματος". Επιπλέον, ισχύει ότι $\Psi(x,t) = 0$ όταν $\sin(\kappa x) \cos(\omega t) = 0$. Δηλαδή, όταν $\kappa x = m\pi$, όπου m ακέραιος αριθμός. Τέλος, η σχέση $x = m \frac{\lambda}{2}$ προσδιορίζει τα σημεία μηδενισμού (δεσμούς) ενός στάσιμου κύματος. Τα αντίστοιχα σημεία μεγιστοποίησης του πλάτους (2U), ονομάζονται κοιλίες. Η σχηματική απεικόνιση των κόμβων και κοιλίων παρατίθεται στο ακόλουθο σχήμα:



Σχήμα 1.4 Το στάσιμο κύμα

1.3 Το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα

Αναφερόμενοι στο ευρύτερο ηλεκτρομαγνητικό φάσμα (σχήμα 1.5), οι φασματικές περιοχές ενδιαφέροντος κατά την μελέτη των ηλεκτροπτικών συστημάτων απορρέουν από την ετοιμολογία της ίδιας της λέξης : ηλεκτρο - “οπτικά”. Το οπτικό φάσμα ως προς το μήκος κύματος, προσδιορίζεται από την αντίστοιχη κατώτατη τιμή της υπεριώδους ακτινοβολίας ($0.01\mu\text{m}$) και την ανώτατη τιμή της υπέρυθρης ($1000\mu\text{m}$). Ως διαφαίνεται και από το σχήμα 1.5, μεταξύ των δύο αυτών φασματικών περιοχών, ήτοι του υπέρυθρου και του υπεριώδους, εντοπίζεται και το ορατό φάσμα (από $0.39\mu\text{m}$ έως $0.74\mu\text{m}$). Σε αυτό λοιπόν ακριβώς το σημείο, τονίζεται πάλι ότι η φασματική περιοχή λειτουργίας ενός ηλεκτροπτικού συστήματος, δεν αφορά μόνο την υπέρυθρη περιοχή, αλλά και την ορατή και υπεριώδη.



Σχήμα 1.5 Το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα και οι επιμέρους υποδιαιρέσεις του ορατού και του υπέρυθρου φάσματος

Εστιάζοντας τώρα την μελέτη μας στο υπέρυθρο φάσμα (0.74μm έως 1000μm), θα επικεντρωθούμε στην φασματική περιοχή εντός της οποίας επιτρέπεται η διάδοση της IR ακτινοβολίας στην ατμόσφαιρα. Αυτή προσδιορίζεται στο φάσμα από 3 έως 14μm. Στο σχήμα 1.5 απεικονίζεται το φάσμα της θερμικής ακτινοβολίας στο σύνολο της, καθώς και ένα τμήμα του φάσματος της τερακυματικής ακτινοβολίας που εμπεριέχεται σε αυτό (από 100 μm έως 1000μm). Επιπλέον, είναι διακριτά τόσο τα άνω, όσο και τα κάτω όρια του υπέρυθρου φάσματος, καθώς επίσης και οι περιοχές των μεσαίων (MWIR) και μεγάλων (LWIR) υπέρυθρων κυμάτων. Ειδικότερα, τα παράθυρα ενδιαφέροντος στα οποία τελικά επιτρέπεται η διάδοση της IR ακτινοβολίας στην ατμόσφαιρα, προσδιορίζονται αντίστοιχα από 8 έως 14 μm και από 3 έως 5 μm. Ως άμεσο επακόλουθο, σε ότι αφορά την απεικόνιση στο IR φάσμα, οι ηλεκτροπτικές διατάξεις έχουν προσαρμοστεί ώστε να παρουσιάζουν αντίστοιχα αυξημένες ανιχνευτικές ικανότητες εντός των δυο αυτών παραθύρων (3 έως 5 μm - LWIR και από 8 έως 14 μm - MWIR).

Εφαρμογές

Εφαρμογή 1.1

Θεωρήστε δυο κύματα των οποίων η διάδοση περιγράφεται από τις εξισώσεις $E_{1(x,t)} = E_{01} \cos(kx - \omega t + \frac{\pi}{2})$ και $E_{2(x,t)} = E_{02} \cos(kx + \omega t + \frac{\pi}{3})$.

Προσδιορίστε ποια είναι η κατεύθυνση διάδοσης για κάθε ένα κύμα. Ποιο το πλάτος, το μήκος κύματος, η αρχική φάση, καθώς η περίοδος αυτών.

Λύση

Η κατεύθυνση διάδοσης του E_1 είναι προς $+x$, ενώ του E_2 είναι προς $-x$. Σε ότι αφορά το μήκος κύματος και την περίοδο αυτών, τα μεγέθη αυτά είναι επίσης ίδια και ίσα με $\lambda = \frac{2\pi}{k}$ και $T = \frac{1}{f} = \frac{1}{\frac{\omega}{2\pi}} \Rightarrow T = \frac{2\pi}{\omega}$ αντίστοιχα.

Το πλάτος του E_1 είναι E_{01} και το πλάτος του E_2 είναι E_{02} .

Η αρχική φάση του E_1 είναι $\pi/2$ και του E_2 είναι $\pi/3$

Εφαρμογή 1.2

Θεωρήστε ένα Η/Μ κύμα συχνότητας 60Hz το οποίο διαδίδεται προς την διεύθυνση z. Το ηλεκτρικό πεδίο \vec{E} , μεταβάλλεται στην διεύθυνση x με πλάτος $E_0=2$ V/m. Καταγράψτε τις διανυσματικές εκφράσεις του ηλεκτρικού πεδίου \vec{E} και του μαγνητικού \vec{B} συναρτήσει του χώρου και χρόνου.

Λύση

Το μήκος κύματος θα ισούται : $\lambda = \frac{c}{f} = \frac{3 \times 10^8}{60} \Rightarrow \lambda = 5 \times 10^6 \text{ m}$

Αντίστοιχα ο κυματαριθμός (k) και η γωνιακή συχνότητα (ω) :

$$k = \frac{2\pi}{\lambda} = 1.26 \times 10^{-6} \text{ m}^{-1} \text{ και } \omega = 2\pi f = 377 \text{ rad/s}$$

$$\text{Ισχύει } \frac{E_0}{B_0} = c \Rightarrow B_0 = \frac{2}{3 \times 10^8} = 6.67 \times 10^{-9} \text{ T}$$

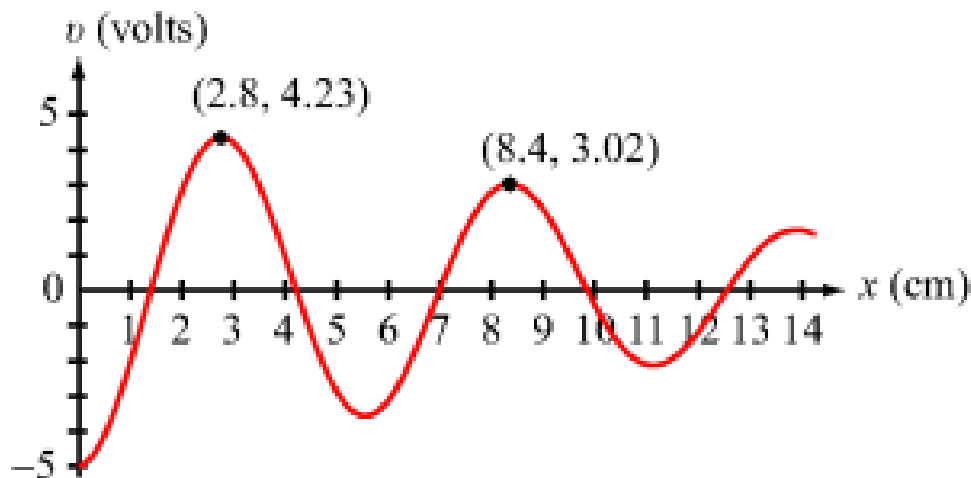
Σε ότι αφορά την διάδοση του Η/Μ κύματος, τόσο το ηλεκτρικό, όσο και το μαγνητικό πεδίο είναι κάθετα ως προς την κατεύθυνση διάδοσης. Επιπλέον, τα \vec{E} και \vec{B} είναι κάθετα και μεταξύ τους. Συνεπώς μπορεί να ειπωθεί μαθηματικά, ότι η διεύθυνση διάδοσης είναι ταυτόσημη με αυτή του διανύσματος $\vec{E} \times \vec{B}$. Άρα λοιπόν από την στιγμή που το \vec{E} μεταβάλλεται στην x διεύθυνση και το κύμα κατευθύνεται στην z, τότε αναγκαστικά το \vec{B} θα μεταβάλλεται στην y διεύθυνση. Εάν όπου \vec{i} και \vec{j} τα μοναδιαία διανύσματα στις διευθύνσεις x και y αντίστοιχα, τότε θα έχουμε:

$$\vec{E} = \vec{i} 2 \sin(1.26 \times 10^{-6} z - 377t) \text{ και}$$

$$\vec{B} = \vec{j} 6.67 \times 10^{-9} \sin(1.26 \times 10^{-6} z - 377t)$$

Εφαρμογή 1.3

Έστω για $t=0$, το κύμα που περιγράφεται στο παρακάτω σχήμα. Να προσδιοριστεί α) το πλάτος του κύματος (για $x=0$), β) το μήκος κύματος και γ) η απόσβεση που υφίσταται το κύμα κατά την διάδοση του.



Λύση

Από το σχήμα, είναι προφανής μια ημιτονοειδής συμπεριφορά ως προς την διάδοση του κύματος. Με δεδομένο ότι το πλάτος του κύματος υφίσταται απόσβεση ως προς την απόσταση, το κύμα αυτό (για χρόνο $t=0$) μπορεί να εκφραστεί ως $U = Ae^{-ax} \cos\left(\frac{2\pi x}{\lambda} + \phi\right)$.

α) Το πλάτος του για $x=0$ είναι 5V

β) Από τις δεδομένες συντεταγμένες του σχήματος προκύπτει ότι $\lambda = 8.4 - 2.8 = 5.6 \text{ cm}$

Επιπλέον για $x=0$ ισχύει, $-5 = 5 \cos(0 + \phi) \Rightarrow \phi = \pi$

γ) Η εξίσωση κύματος διαμορφώνεται ως εξής : $U = 5e^{-ax} \cos\left(\frac{2\pi x}{5.6} + \pi\right) \Rightarrow$

$$U = -5e^{-ax} \cos\left(\frac{2\pi x}{5.6}\right)$$

Επίσης από τις συντεταγμένες του σχήματος,

$$\begin{aligned} U_{(x=2.8)} = 4.23 \Rightarrow -5e^{-a \cdot 2.8} \cos\left(\frac{2\pi \cdot 2.8}{5.6}\right) &= 4.23 \Rightarrow e^{-a \cdot 2.8} = \frac{4.23}{5} \Rightarrow a \\ &= -\frac{1}{2.8} \ln\left(\frac{4.23}{5}\right) \Rightarrow a = 0.06 \text{ cm}^{-1} \end{aligned}$$

Βιβλιογραφία

1. David J. Griffiths, "Introduction to electrodynamics (3rd edition)", Reed College, New Jersey (1999).
2. F.L. Pedrotti and L.S. Pedrotti, "Introduction to optics (2nd edition)", Air force institute of technology, Ohio (1993).
3. Kjell J. Gasvik, "Optical Metrology (3rd edition)", John Wiley & Sons Ltd, England (2002).

Κεφάλαιο 2 : Στοιχεία ραδιομετρίας και ανάλυση θερμικών πηγών

2.1 Γενικά

Προκειμένου να αναλυθούν οι βασικές παράμετροι που χαρακτηρίζουν τις θερμικές πηγές, κρίνεται απαραίτητη μια στοχευμένη αναφορά σε ορισμένα μεγέθη ραδιομετρίας. Ακολουθεί μια περιεκτική ανάλυση των βασικότερων ραδιομετρικών μεγεθών.

2.2 Μεγέθη ραδιομετρίας

Στα πλαίσια σαφούς προσδιορισμού και καλύτερης κατανόησης της ηλεκτρομαγνητικής απόδοσης μιας θερμικής πηγής, περιγράφονται τα παρακάτω μεγέθη:

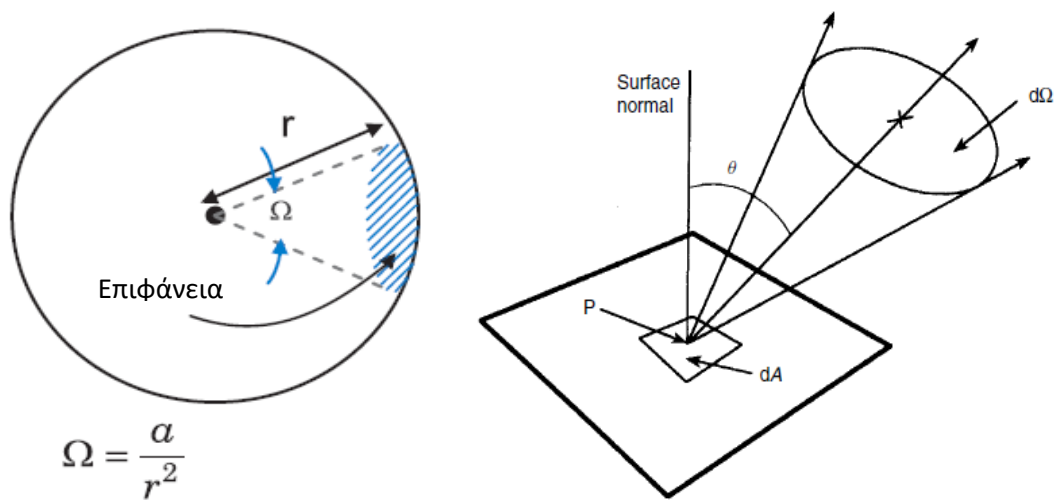
Ακτινοβόλος ενέργεια [Radiant Energy]: Είναι η εκπεμπόμενη ενέργεια που διαδίδεται μέσω ηλεκτρομαγνητικού κύματος. Ορίζεται ως Q και μετράται σε Joules.

Ακτινοβόλος ροή [Radiant flux]: Είναι ο ρυθμός μεταβολής της εκπεμπόμενης ενέργειας (ισχύς). Ορίζεται ως $\Phi = \frac{\partial Q}{\partial t}$ και μετράται σε Watts.

Ακτινοβόλος πυκνότητα ροής επιφάνειας [Exitance or Irradiance]: Είναι η ακτινοβόλος ροή μιας επιφάνειας ως προς το εμβαδόν της επιφάνειας αυτής. Όταν αναφερόμαστε για την ακτινοβόλο ροή που εκπέμπεται από μια επιφάνεια καλείται Exitance (και ο Ελληνικός όρος που αποδίδεται είναι "ακτινοβόλος εκπομπή"), ενώ όταν αναφερόμαστε σε μια επιφάνεια στην οποία προσπίπτει η ακτινοβόλος ροή, καλείται Irradiance (ακτινοβόληση). Ορίζονται αντίστοιχα ως $M = E = \frac{\partial Q}{\partial A}$ και μετρώνται σε Watts/m².

Ακτινοβόλος ένταση [Radiant intensity]: Είναι η εκπεμπόμενη ισχύς μια σημειακής πηγής ανά στερεά γωνία, ως προς συγκεκριμένη κατεύθυνση διάδοσης. Ορίζεται ως $I = \frac{\partial \Phi}{\partial \Omega}$ και μετράται σε Watts/Sr.

Ακτινοβόλος λαμπρότητα [Radiance]: Είναι η εκπεμπόμενη ισχύς ανά μονάδα επιφάνειας μιας μη σημειακής πηγής (P) ως προς μια κατεύθυνση (θ), ανά μονάδα στερεάς γωνίας. Ορίζεται ως $L = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial A \partial \Omega \cos \theta}$ και μετράται σε Watts/m²sr. Προς καλύτερη κατανόηση του συγκεκριμένου μεγέθους, στο παρακάτω σχήμα απεικονίζονται τα μεγέθη που υπεισέρχονται στην ερμηνεία της ακτινοβόλου λαμπρότητας. Επιπλέον υπενθυμίζεται ότι η στερεά γωνία ορίζεται ως ο λόγος της σφαιρικής επιφάνειας προς το τετράγωνο της ακτίνας της σφαίρας αυτής ($\Omega = \frac{\alpha}{r^2}$). Είναι αδιάστατο μέγεθος και μετράται σε Steradians [Sr]. Στο σχήμα 2.1 που ακολουθεί, απεικονίζεται επίσης και η γεωμετρία της στερεάς γωνίας. Τέλος, είναι προφανές ότι για μια σφαίρα της οποίας η επιφάνεια είναι εμβαδού $\alpha=4\pi r^2$, η αντίστοιχη στερεά γωνία θα είναι 4π.



Σχήμα 2.1 Γραφική απεικόνιση της ακτινοβόλου λαμπρότητας μιας μη σημειακής πηγής - Radiance [L] (AP) και του γεωμετρικού προσδιορισμού της στερεάς γωνίας (ΔΕ).

Τέλος, στον παρακάτω πίνακα παρουσιάζεται συνοπτικά το σύνολο των μεγεθών ραδιομετρίας που έχει αναφερθεί μέχρι τώρα.

Συμβολισμός	Ραδιομετρικό μέγεθος	Μονάδα μέτρησης	Εξίσωση
Q	Radiant energy	J	-
Φ	Radiant flux	W	$\Phi = \frac{\partial Q}{\partial t}$
M	Exitance	W m ⁻²	$M = \frac{\partial Q}{\partial A}$
E	Irradiance	W m ⁻²	$E = \frac{\partial Q}{\partial A}$
I	Radiant intensity	W sr ⁻¹	$I = \frac{\partial \Phi}{\partial \Omega}$
L	Radiance	W sr ⁻¹ m ⁻²	$L = \frac{\partial^2 \Phi}{\partial A \partial \Omega \cos \theta}$

Πίνακας 2.1 Σύνοψη μεγεθών ραδιομετρίας

2.3 Θερμικές πηγές

Εμπειρικά, έχει αποδειχτεί ότι κατά την θέρμανση στερεών σωμάτων σε θερμοκρασίες πυρακτώσεως, αυτά θα ακτινοβολήσουν, κατά κύριο λόγο στο υπέρυθρο φάσμα ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας. Επιπλέον, αυτή η ακτινοβολήση θα πραγματοποιηθεί σε ένα συνεχές φάσμα μήκους κύματος.

Προκειμένου να προσδιοριστεί η κατανομή της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας ως προς το μήκος κύματος, γίνεται χρήση ενός φασματικού μεγέθους ραδιομετρίας με χρήση μονάδων ακτινοβόλου εκπομπής (Exitance) ανά μονάδα μήκους κύματος [μm]. Ειδικότερα, το μέγεθος αυτό ονομάζεται φασματική ακτινοβολία εκπομπή, συμβολίζεται ως M_λ και ικανοποιεί την συνθήκη: $M = \int_{\lambda_2}^{\lambda_1} M_\lambda d\lambda$.

Κατόπιν, ορίζεται το μέλαν σώμα (Blackbody), το οποίο σε μια συγκεκριμένη θερμοκρασιακή κατάσταση αποδίδει την μέγιστη δυνατή ακτινοβολία εκπομπή ως προς το μήκος κύματος ενδιαφέροντος. Αυτό συμβαίνει σε σχέση με οποιοδήποτε άλλο σώμα το οποίο βρίσκεται σε θερμοδυναμική ισορροπία στην ίδια θερμοκρασία. Ειδικότερα, ένα μέλαν σώμα μπορεί να θεωρηθεί ως τον τέλειο απορροφητή και αντίστοιχα ως τον τέλειο εκπομπό.

Ως προς την μαθηματική ανάλυση ενός μελανού σώματος, η φασματική ακτινοβολία εκπομπή M_λ , ορίζεται ως:

$$M_\lambda = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 [\exp(\frac{hc}{\lambda kT}) - 1]} \quad [\text{W m}^{-2} \mu\text{m}^{-1}] \quad (2.1)$$

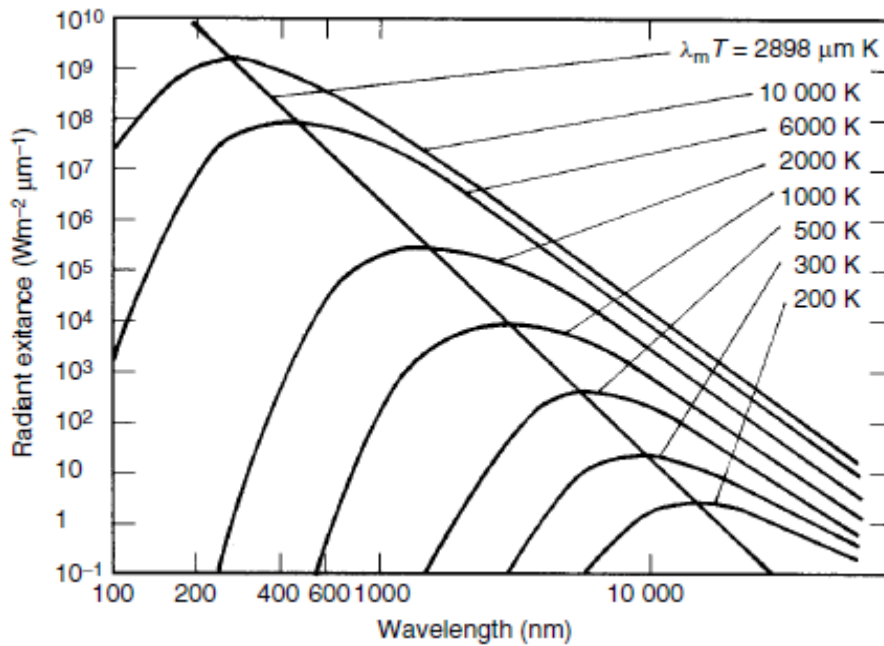
Όπου,

h =σταθερά του Planck= 6.6256×10^{-34} J s;
 c =ταχύτητα του φωτός= 2.997925×10^8 m s⁻¹;
 k =σταθερά του Boltzmann= 1.38054×10^{-23} J K⁻¹;
 T =απόλυτη θερμοκρασία σε K;
 λ =μήκος κύματος σε m

Η σχηματική απεικόνιση της εξίσωσης (2.1) δεικνύεται στο σχήμα 2.2, ενώ ολοκληρώνοντας την ίδια εξίσωση σε όλο το φάσμα του μήκους κύματος, λαμβάνουμε τον νόμο Stefan - Boltzmann :

$$M = \int_0^\infty M_\lambda d\lambda = \sigma T^4 \quad (2.2)$$

Όπου σ =σταθερά του Stefan – Boltzmann= 5.672×10^{-8} W m⁻² K⁻⁴



Σχήμα 2.2 Γραφική απεικόνιση της φασματικής ακτινοβόλου εκπομπής ενός μελανού σώματος (Blackbody) ως προς το μήκος κύματος, για διαφορετικές διακριτές τιμές της θερμοκρασίας του.

Παραγωγίζοντας την εξίσωση (2.1), μπορεί να προσδιοριστεί η τιμή του μήκους κύματος (λ_m) για την οποία αποδίδεται η μέγιστη δυνατή φασματική ακτινοβόλος εκπομπή. Η τιμή αυτή εξάγεται από την παρακάτω εξίσωση, η οποία είναι γνωστή και ως ο νόμος μετατόπισης του Wien.

$$\lambda_m T = 2897.8 \mu m K \quad (2.3)$$

Σε ειδικότερο πλαίσιο, το μέλαν σώμα είναι μια εξιδανίκευση. Στη φύση, το σύνολο των σωμάτων διαχωρίζεται σε δυο βασικές κατηγορίες θερμικών πηγών. Αυτές είναι των γκρι σωμάτων (Grey bodies) και των επιλεκτικών πηγών. Ως αποτέλεσμα, η φασματική κατανομή της ακτινοβόλου εκπομπής τους (και των δυο κατηγοριών) δεν είναι η ίδια, όπως για ένα μέλαν σώμα.

Ορίζεται το μέγεθος του συντελεστή εκπομπής (Emissivity), το οποίο προσδιορίζει το ποσοστό κατά το οποίο ένα σώμα στη φύση μπορεί να προσομοιάσει ένα μέλαν σώμα ως προς την ακτινοβόλο εκπομπή του και ορίζεται ως:

$$\varepsilon = \frac{M'}{M} \quad (2.4)$$

Όπου M' είναι η ακτινοβόλος εκπομπή του σώματος/πηγή ενδιαφέροντος και M είναι η αντίστοιχη εκπομπή του μελανού σώματος στην ίδια θερμοκρασία. Συνεπώς ο συντελεστής εκπομπής (ε) είναι ένας καθαρός αριθμός μεταξύ των τιμών 0 και 1 και μπορεί να είναι εξαρτημένος (όπως ήδη θα έχει γίνει κατανοητό από έναν παρατηρητικό αναγνώστη) τόσο από την θερμοκρασία του σώματος, όσο και από το μήκος κύματος ενδιαφέροντος.

Παράλληλα με τον συντελεστή εκπομπής, υφίσταται και ο συντελεστής απορρόφησης (α). Αυτός κατά αντιστοιχία ορίζεται ως ο λόγος της απορροφούμενης προς την προσπίπτουσα ακτινοβόλο ροή (ισχύ) πάνω σε ένα σώμα. Όπως και με τον

συντελεστή εκπομπής, έτσι και εδώ υπάρχει άμεση εξάρτηση τόσο από την θερμοκρασία του σώματος, όσο και από το μήκος κύματος ενδιαφέροντος. Προφανώς, ένα μέλαν σώμα θα έχει συντελεστή απορρόφησης ίσο με 1.

Προχωρώντας σε περαιτέρω ανάλυση, αν ένα στερεό σώμα μίας συγκεκριμένης μάζας τοποθετηθεί μέσα σε μια ψυχρότερη ισοθερμική κοιλότητα, σύμφωνα με τον δεύτερο νόμο της θερμοδυναμικής, θα υπάρξει μια συνολική ροή θερμότητας από το σώμα αυτό προς τα όρια της συγκεκριμένης αυτής κοιλότητας. Μόλις το σώμα φτάσει σε θερμική ισορροπία με το περιβάλλον, ο πρώτος νόμος της θερμοδυναμικής, ο οποίος αφορά την διατήρηση της ενέργειας, επιβάλλει να ισχύει:

$$\Phi_{inc} = \Phi_{absorbed} + \Phi_{transmitted} + \Phi_{reflected} \quad (2.5)$$

Όπου Φ_{inc} είναι η προσπίπτουσα ροή ενέργειας (ισχύς) στο στερεό σώμα. Κατόπιν διαίρεσης και στις δύο πλευρές της εξίσωσης με Φ_{inc} , ισχύει

$$1 = a + \tau + \rho \quad (2.6)$$

όπου a είναι ο συντελεστής απορρόφησης, τ ο συντελεστής διάδοσης, και ρ είναι ο συντελεστής ανάκλασης. Για ένα αδιαφανές σώμα (δηλαδή με μηδενική διάδοση, $\tau = 0$) η προσπίπτουσα ακτινοβολία είτε θα απορροφάται, είτε θα αντανακλάται, αποδίδοντας την εξίσωση : $a = 1 - \rho$. Η καθαυτή εξίσωση αναδεικνύει το γεγονός ότι οι επιφάνειες με χαμηλή ανάκλαση είναι καλοί εκπομποί (λόγω υψηλού ποσοστού απορρόφησης της προσπίπτουσας ακτινοβολίας).

Εάν το σώμα απορροφά μόνο ένα μέρος της ακτινοβολίας που προσπίπτει σε αυτό, τότε εκπέμπει αντίστοιχα λιγότερη ακτινοβολία προκυμμένου να παραμείνει σε θερμική ισορροπία. Το συμπέρασμα αυτό οδηγεί στον νόμο του Kirchhoff, βάσει του οποίου η απορρόφηση μιας επιφάνειας είναι πανομοιότυπη με την εκπομπή της. Αυτός ο νόμος μερικές φορές εκφράζεται και σε λυτή μορφή ως "οι καλοί απορροφητές είναι και καλοί εκπομποί". Η μαθηματική έκφραση του νόμου του Kirchhoff συνοψίζεται στην εξίσωση : $a_{(\lambda,T)} = \varepsilon_{(\lambda,T)}$.

Τέλος, σε ότι αφορά την εν γένει κατηγοριοποίηση των θερμικών πηγών, όταν τα μεγέθη ε και a είναι εξαρτημένα τόσο από την θερμοκρασία, όσο και από το μήκος κύματος, γίνεται λόγος για μια επιλεκτική θερμική πηγή. Αντίστοιχα, όταν είναι ανεξάρτητα του μήκους κύματος (και εξαρτημένα μόνο από την θερμοκρασία), τότε γίνεται λόγος για γκρι σώμα. Πρακτικά παραδείγματα γκρι σωμάτων στη φύση, αποτελούν τα στερεά (ή αέρια πολύ μεγάλης πυκνότητας) τα οποία σε θερμοκρασίες άνω του απόλυτου μηδενός ακτινοβολούν εντός ενός ευρέως και συνεχούς ηλεκτρομαγνητικού φάσματος (π.χ. ήλιος, ανθρώπινο σώμα, πλοία). Στην κατηγορία των επιλεκτικών θερμικών πηγών ανήκουν οι πηγές οι οποίες ακτινοβολούν σε διακριτές τιμές μήκους κύματος (π.χ. Lasers).

Σε αυτό το σημείο μπορεί ενδεικτικά να αναφερθεί (αναφορικά με τα γκρι σώματα και σε συγκεκριμένες θερμοκρασιακές καταστάσεις) ο πολύ χαμηλός συντελεστής εκπομπής για λείες μεταλλικές επιφάνειες (λόγω μεγάλης ανάκλασης της προσπίπτουσας ακτινοβολίας). Σε αντιδιαστολή με αυτό το γεγονός, βρίσκονται οι οξειδωμένες μεταλλικές επιφάνειες όπου αυτές παρουσιάζουν πολύ μεγάλους συντελεστές εκπομπής (έως και 0.8). Ομοίως και σε γενικότερο πλαίσιο, οι μη μεταλλικές επιφάνειες (όπως η ανθρώπινη επιδερμίδα, το τσιμέντο, το ξύλο κλπ.), αποδίδουν επίσης τιμές $\varepsilon \geq 0.8$ (σε θερμοκρασίες δωματίου).

Εφαρμογές

Εφαρμογή 2.1

Το μήκος κύματος της μέγιστης έντασης της ακτινοβόλου εκπομπής του ήλιου έχει υπολογιστεί να είναι περί τα 500nm. Εάν υποθέσουμε ότι ο ήλιος είναι μέλαν σώμα, να υπολογιστούν: α) η θερμοκρασία της επιφάνειας του ήλιου, β) η ισχύς ανά μονάδα επιφανείας (M) που εκπέμπεται από την επιφάνεια του ήλιου και γ) η ενέργεια που λαμβάνεται από την Γη στην διάρκεια μιας ημέρας από την ακτινοβολία του ήλιου.

Λύση

α) Από την εξίσωση 2.3 (νόμος μετατόπισης του Wien) ισχύει

$$\lambda_m T = 2897.8 \mu\text{m K} \Rightarrow T_{\text{sun}} = \frac{2.8978 \times 10^6}{500} \Rightarrow T_{\text{sun}} = 5800 \text{ K}$$

β) Από την εξίσωση 2.2 ισχύει $M = \int_0^\infty M_\lambda d\lambda = \sigma T^4 \Rightarrow M = 5.67 \times 10^{-8} 5800^4 \Rightarrow M = 6.42 \times 10^7 \text{ W/m}^2$

γ) Προκειμένου να υπολογιστεί η συνολική ισχύς που εκπέμπεται από την επιφάνεια του ήλιου, η υπολογισμένη ακτινοβολός εκπομπή που προσδιορίστηκε στο (β), θα πρέπει να πολλαπλασιαστεί με το εμβαδόν της επιφάνειας του ήλιου. Με δεδομένο ότι η ακτίνα του ήλιου είναι $6.96 \times 10^8 \text{ Km}$,

$$\text{Επιφάνεια ήλιου} = 4\pi(6.96 \times 10^8)^2 = 6.09 \times 10^{18} \text{ m}^2$$

$$P_{\text{sun}} = 6.42 \times 10^7 (6.09 \times 10^{18}) \Rightarrow P_{\text{sun}} = 3.91 \times 10^{26} \text{ W}$$

Το κλάσμα F κατά το οποίο η ακτινοβολία του ήλιου προσπίπτει στην Γη, ισοδυναμεί με το αντίστοιχο κλάσμα της συνολικής επιφάνειας επί της οποίας η ακτινοβολία διαδίδεται. Δηλαδή:

$$F = \frac{\pi r_E^2}{4\pi R_{ES}^2}, \text{ όπου } r_E \text{ η ακτίνα της Γης} = 6.37 \times 10^6 \text{ m} \text{ και}$$

$$R_{ES} \text{ η απόσταση ήλιου - Γης} = 1.49 \times 10^{11} \text{ m}$$

$$\text{Άρα, } F = \frac{(6.37 \times 10^6)^2}{4(1.49 \times 10^{11})^2} = 4.57 \times 10^{-10}$$

Επομένως, η ισχύς που δέχεται η Γη από τον ήλιο θα είναι:

$$P_{\text{earth}}(\text{received}) = (4.57 \times 10^{-10})(3.91 \times 10^{26}) = 1.79 \times 10^{17} \text{ W}$$

Και η αντίστοιχη ενέργεια κατά την διάρκεια μίας ημέρας:

$$U_{\text{earth}} = 1.79 \times 10^{17} \times (60 \times 60 \times 24) \Rightarrow U_{\text{earth}} = 1.55 \times 10^{22} \text{ J}$$

Επιπλέον, η ισχύς που λαμβάνεται από την Γη ανά μονάδα επιφάνειας (Irradiance) είναι:

$$E_{\text{Earth}} = \frac{1.79 \times 10^{17}}{\pi (6.37 \times 10^6)^2} = 1400 \text{ W/m}^2$$

Εφαρμογή 2.2

Υποθέτουμε ότι η επιφανειακή θερμοκρασία ενός αστέρα ανέρχεται στους 32500 K. Σε τι χρώμα θα γινόταν αυτός (ο αστέρας) αντιληπτός;

Λύση

Από την εξίσωση 2.3 (νόμος μετατόπισης του Wien) ισχύει

$$\lambda_m T = 2897.8 \mu\text{m K} \Rightarrow \lambda_{\text{star}} = \frac{2.897 \times 10^{-3}}{32500} \Rightarrow \lambda_{\text{star}} = 89.2 \text{ nm}$$

Παρατηρούμε ότι η τιμή του μήκους κύματος ως προς την οποία η εκπεμπόμενη ισχύ είναι μέγιστη, βρίσκεται στην υπεριώδη φασματική περιοχή (UV). Αυτό συνεπάγεται ότι η τιμή αυτή τοποθετείται στο αριστερότερο τμήμα του διαγράμματος της φασματικής ακτινοβόλου εκπομπής μελανού σώματος (σχήμα 2.2). Συνεπώς, στην ορατή φασματική περιοχή, η συνάρτηση θα είναι φθίνουσα. Το αποτέλεσμα αυτής της σχέσης θα είναι ότι τα μικρότερα μήκη κύματος θα είναι και ισχυρότερα (μεγαλύτερη τιμή ακτινοβόλου εκπομπής). Άρα λοιπόν, το συγκεκριμένο αστέρι θα εμφανίζεται ως γαλαζωπό.

Επιπλέον, η συγκεκριμένη εφαρμογή μας βοηθάει να καταλάβουμε γιατί τα αστέρια γίνονται αντιληπτά σε διαφορετικά χρώματα (κοκκινωπά για τα ψυχρότερα και πορτοκαλί, κιτρινωπά, λευκά, γαλαζωπά για τα πιο θερμά)

Εφαρμογή 2.3

1) Εκτιμήστε την ισχύ που εκπέμπεται από α) μια μπάλα του μπάσκετ στους 20° C και β) από το ανθρώπινο σώμα (θεωρήστε θερμοκρασία σώματος 37° C). Επιπλέον, υπολογίστε το μήκος κύματος στο οποίο το ανθρώπινο σώμα εκπέμπει την μέγιστη θερμική ακτινοβολία.

2) Το σύνολο των υπέρυθρων ανιχνευτικών διατάξεων είναι προσαρμοσμένο να λειτουργεί στα θερμικά παράθυρα είτε των 3-5 μm, είτε των 8-12 μm (ή 8-14 μm). Αυτό οφείλεται στις ατμοσφαιρικές συνθήκες, οι οποίες σε μήκη κύματος εκτός των συγκεκριμένων παραθύρων, αποδίδουν πολύ έντονη απορρόφηση της καθαυτής ακτινοβολίας. Με αυτό δεδομένο, υπολογίστε τις θερμοκρασίες οι οποίες αποδίδουν την μέγιστη θερμική ισχύ στις κεντρικές τιμές των μηκών κύματος των παραπάνω θερμικών παραθύρων

Λύση

1α) Εκτιμούμε την μπάλα του μπασκετ ως μέλαν σώμα με ακτίνα 0.13m. Επομένως η επιφάνεια της θα είναι

$$A = 4\pi r^2 = 0.21 \text{ m}^2$$

Άρα από την εξίσωση 2.2 προκύπτει ότι $M = \int_0^\infty M_\lambda d\lambda = \sigma T^4$ ή

$P = \sigma AT^4$, όπου A είναι το εμβαδόν της επιφάνειας ενδιαφέροντος και P η εκπεμπόμενη ισχύς από την επιφάνεια αυτή. Επομένως,

$$P = 5.67 \times 10^{-8} (0.21) (273+20)^4 \Rightarrow P = 90 \text{ W}$$

1β) Θεωρούμε το ανθρώπινο σώμα επίσης ως μέλαν σώμα και το προσομοιάζουμε με έναν κύλινδρο ακτίνας $r=0.2\text{m}$ και ύψους $h=1.5\text{m}$. Τότε ως προς το εμβαδόν της επιφάνειας θα είχαμε:

$$A = 2\pi r h \Rightarrow A = 1.9 \text{ m}^2$$

Ομοίως με το (α), η αντίστοιχη εκπεμπόμενη ισχύς θα είναι:

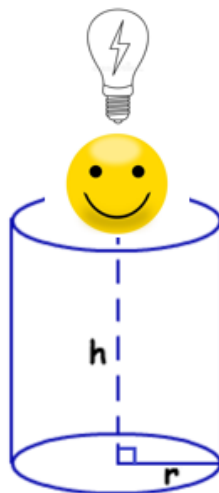
$$P = 5.67 \times 10^{-8} (1.9)^2 (273+37)^4 \Rightarrow P = 1000 \text{ W}$$

Όσο αναφορά το μήκος κύματος κατά το οποίο εκπέμπεται η μέγιστη ισχύς:

Από την εξίσωση 2.3 (νόμος μετατόπισης του Wien) ισχύει

$$\lambda_m T = 2897.8 \mu\text{m K} \Rightarrow \lambda_m = \frac{2897.8}{310} \Rightarrow \lambda_m = 9.35 \mu\text{m}$$

Άρα, θα μπορούσε να πει κανείς, ότι το ανθρώπινο σώμα ακτινοβολεί σαν μια πολύ δυνατή υπέρυθη λάμπα.



2) Από την εξίσωση 2.3 (νόμος μετατόπισης του Wien) ισχύει

$$\lambda_m T = 2897.8 \mu\text{m K} \Rightarrow T_{4\mu\text{m}} = \frac{2897.8}{4} \Rightarrow T_{4\mu\text{m}} = 724.45 \text{ K (ή } 451.45 \text{ C}^\circ) \text{ και}$$

$$\lambda_m T = 2897.8 \mu\text{m K} \Rightarrow T_{10\mu\text{m}} = \frac{2897.8}{10} \Rightarrow T_{10\mu\text{m}} = 289.8 \text{ K (ή } 16.8 \text{ C}^\circ)$$

Εφαρμογή 2.4

Θεωρήστε έναν λαμπτήρα ως μέλαν σώμα, του οποίου η θερμοκρασία όταν είναι αναμμένος φτάνει τους 3000K (θερμοκρασία νήματος), τιμή η οποία αντιπροσωπεύει και την πλειονότητα των λαμπτήρων που υπάρχουν στο εμπόριο).

α) Ποια θα ήταν η απαιτούμενη θερμοκρασία νήματος προκειμένου να διπλασιαζόταν η συνολική εκπεμπόμενη ισχύς του λαμπτήρα;

β) Ποια κατά εκτίμηση, θα ήταν η απαιτούμενη θερμοκρασία νήματος προκειμένου να διπλασιαζόταν η εκπεμπόμενη ισχύς, αποκλειστικά εντός του ορατού φάσματος εκπομπής του λαμπτήρα;

Λύση

α) Έστω P_1 και P_2 οι αντίστοιχες ισχύς συναρτήσει των θερμοκρασιών T_1 και T_2 . Η ζητούμενη θερμοκρασία είναι η T_2

Θα ισχύει $P_1 = A\sigma T_1^4$ και

$$P_2 = A\sigma T_2^4$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \left(\frac{T_2}{T_1}\right)^4 = 2 \Rightarrow \frac{T_2}{T_1} = 1.19 \Rightarrow T_2 = 3567.6 \text{ K}$$

β) Το ορατό φάσμα είναι από περίπου 400nm έως 700nm.

$$\frac{P_2}{P_1} = 2 \Rightarrow \frac{\int_{400}^{700} M(\lambda, T_2) d\lambda}{\int_{400}^{700} M(\lambda, T_1) d\lambda} = 2 \Rightarrow \frac{M_{(550, T_2)}(700-400)}{M_{(550, T_1)}(700-400)} = 2$$

Σύμφωνα με την εξίσωση 2.1 $M_\lambda = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 [\exp(\frac{hc}{\lambda kT}) - 1]}$

$$\text{Άρα, } \frac{\frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 [\exp(\frac{hc}{\lambda k T_2}) - 1]}}{\frac{2\pi hc^2}{\lambda^5 [\exp(\frac{hc}{\lambda k T_1}) - 1]}} = 2 \Rightarrow \frac{\exp(\frac{hc}{\lambda k T_1}) - 1}{\exp(\frac{hc}{\lambda k T_2}) - 1} = 2$$

$$\text{Για } \lambda = 550 \text{ nm, } \frac{hc}{\lambda k} = 26 \times 10^3 \Rightarrow \exp\left(\frac{hc}{\lambda k T_1}\right) - 1 = 5805.1$$

$$\text{Άρα τελικά, } \frac{5805.1}{\exp\left(\frac{26000}{T_2}\right) - 1} = 2 \Rightarrow \exp\left(\frac{26000}{T_2}\right) = 2903.5 \Rightarrow T_2 = 3260.72 \text{ K}$$

Βιβλιογραφία

1. Kjell J. Gasvik, "Optical Metrology (3rd edition)", John Wiley & Sons Ltd, England (2002).
2. Arlond Daniels, "Field Guide to Infrared Systems, Detectors, and FPAs (2nd edition)", SPIE press, Washington USA (2010).
3. Stephen T. Thornton and Andrew Rex, "Modern Physics for scientists and engineers (3rd edition)", THOMSON BROOKS/COLE, Canada (2006).

Κεφάλαιο 3 : Εισαγωγή στην οπτική φυσική

3.1 Γενικά

Μέχρι τώρα, έχει αναλυθεί τόσο το φαινόμενο της εκπομπής ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων από μια θερμική πηγή, όσο και η διάδοση τους συμφώνως αριθμού βασικών αρχών ηλεκτρομαγνητισμού. Στο παρόν Κεφάλαιο, θα πραγματοποιηθεί η ανάλυση ως προς την διάδοση του Η/Μ κύματος με βάση την θεωρία των οπτικών ακτινών (γεωμετρική οπτική), καθώς και η μελέτη των ιδιοτήτων που απορρέουν κατά την διέλευση των ακτινών αυτών από διάφορους οπτικούς φακούς ή κατά την πρόσπτωση τους σε κάτοπτρα (καθρέπτες).

Η καθαυτή μελέτη έχει ως στόχο την επιμεριστική συμπλήρωση της εικόνας που σιγά σιγά αρχίζει να διαμορφώνεται από τον σπουδαστή, προκειμένου να αρχίσει να αντιλαμβάνεται τους επιστημονικούς εκείνους τομείς των οποίων η γνώση θα συμβάλλει ως προς την ολοκληρωμένη ανάλυση ενός ηλεκτροοπτικού συστήματος.

3.2 Ορισμοί βασικών μεγεθών

Στα πλαίσια μελέτης της διάδοσης ενός Η/Μ κύματος ως οπτική ακτίνα, αυτή μπορεί να απεικονιστεί σε δυο διαστάσεις (2D) ως μια ευθεία γραμμή, στην οποία είναι κάθετα τα επίπεδα τόσο του ηλεκτρικού, όσο και του μαγνητικού πεδίου (μέτωπα κύματος - σχήμα 3.1).



Σχήμα 3.1 Σχηματική απεικόνιση ηλεκτρομαγνητικού κύματος στα πλαίσια της γεωμετρικής οπτικής

Στην συνέχεια ορίζονται κάποια βασικά μεγέθη και διατυπώνονται κάποιοι νόμοι που απαιτούνται για την περαιτέρω ανάλυση της διάδοσης ενός Η/Μ κύματος στα πλαίσια της γεωμετρικής οπτικής. Τα μεγέθη αυτά είναι τα ακόλουθα:

Δείκτης διάθλασης (n): Ορίζεται ως ο λόγος της ταχύτητας ενός Η/Μ κύματος στο κενό (ταχύτητα του φωτός), προς εκείνη την ταχύτητα την οποία θα έχει κατά την διάδοση του εντός ενός οποιουδήποτε υλικού/μέσου. Επίσης ορίζεται και ως ο λόγος των αντίστοιχων μηκών κύματος:

$$n = \frac{c}{v} = \frac{\lambda_0}{\lambda} \quad (3.1)$$

Νόμος της ανάκλασης: Κατά την ανάκλαση σε λεία επιφάνεια (π.χ. τέλειος καθρέφτης), η γωνία ανάκλασης (θ) ισούται με την γωνία πρόσπτωσης. Οι συγκεκριμένες γωνίες μετρούνται ως προς την κάθετο της επιφάνειας όπου μελετάται. Στην περίπτωση που η επιφάνεια δεν είναι λεία (όπως είναι η πλειονότητα των επιφανειών στον φυσικό κόσμο), κατά την πρόσπτωση του κύματος θα επέλθει η διασκόρπιση αυτού προς όλες τις κατευθύνσεις. Ένα χαρακτηριστικό παράδειγμα αποτελεί η πρόσπτωση μιας δέσμης laser σε ένα τοίχο. Η έγχρωμη κηλίδα (το χρώμα της οποίας καθορίζεται αναλόγως του εκπεμπόμενου μήκους κύματος του laser pointer) που σχηματίζεται στον τοίχο, γίνεται αντιληπτή προς κάθε κατεύθυνση. Οι δύο παραπάνω περιπτώσεις περιγράφονται από τα ακόλουθα σχήματα.



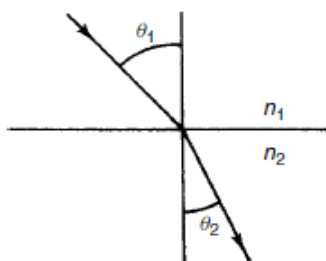
Σχήμα 3.2 Ανάκλαση κατά την πρόσπτωση σε λεία επιφάνεια (ΑΡ) και ανάκλαση κατά την πρόσπτωση σε τραχιά επιφάνεια (ΔΕ).

Νόμος της διάθλασης: Όταν μια ακτίνα διέρχεται από ένα μέσο με δείκτη διάθλασης n_1 σε ένα άλλο με δείκτη διάθλασης n_2 , τότε η κατεύθυνση της διάδοσης υπόκειται σε αλλαγή συμφώνως της εξίσωσης (3.2). Επιπλέον, στο σχήμα 3.3 αποδίδεται σχηματικά το νόμος της διάθλασης (νόμος του Snell).

$$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2 \quad (3.2)$$

Όπου θ_1 είναι η γωνία πρόσπτωσης και θ_2 είναι η γωνία διάδοσης.

Από την παραπάνω εξίσωση, διαφαίνεται ότι στην περίπτωση που ισχύει $n_1 > n_2$, μπορεί να έχουμε $\theta_2 = \pi/2$. Σε αυτή την ειδική περίπτωση, προκύπτει η γωνία πρόσπτωσης (κρίσιμη γωνία) για την οποία δεν σημειώνεται ανάκλαση και υπολογίζεται ως $\sin \theta_1 = \frac{n_2}{n_1}$.



Σχήμα 3.3 Διάθλαση κατά την διάδοση μιας ακτίνας από ένα μέσο n_1 σε ένα άλλο n_2

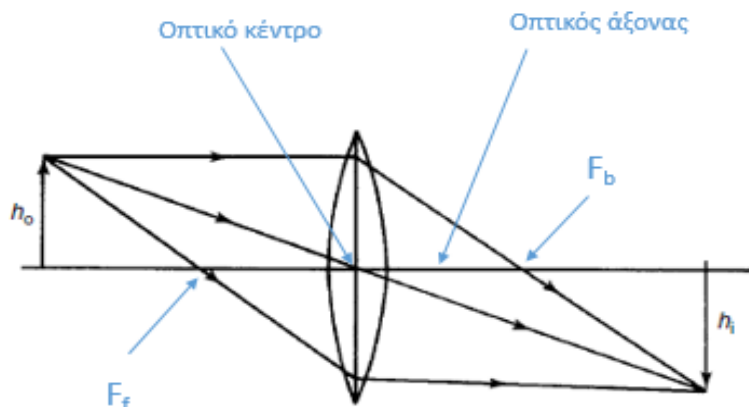
3.3 Βασικές ιδιότητες φακών και κατόπτρων

Γενικά, ένα αντικείμενο είναι μια συλλογή από ανεξάρτητες σημειακές πηγές, οι οποίες εκπέμπουν ακτίνες φωτός προς όλες τις κατευθύνσεις. Όταν αυτές διαθλώνται από έναν φακό (συμφώνως του νόμου του Snell), τέμνονται στα αντίστοιχα σημεία του επιπέδου του ειδώλου. Η αναπαράσταση του αντικειμένου (είδωλο) συντίθεται βάσει μιας ακριβούς αντιστοιχίας σημείου προς σημείο. Επιπλέον, η ισχύς που αντιστοιχεί σε οποιαδήποτε σημείο του ειδώλου κατανέμεται γεωμετρικά και είναι ανάλογη με την ισχύ του κάθε αντίστοιχου σημείου του αντικειμένου.

Ως προς την γεωμετρία ενός οπτικού συστήματος, η γραμμή συμμετρίας που περιέχει τα κέντρα καμπυλότητας του συνόλου των οπτικών επιφανειών, ονομάζεται οπτικός άξονας. Ως προς την εύρεση της θέσης του ειδώλου του αντικειμένου, οι γενικοί κανόνες που ακολουθούνται είναι οι εξής τρεις:

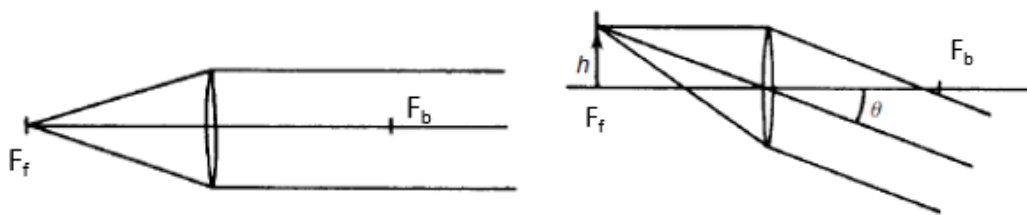
1. Ακτίνες που εισέρχονται στο φακό παράλληλα προς τον οπτικό άξονα, εξέρχονται μέσω του οπίσθιου εστιακού σημείου F_b (Back Focal Point)
2. Ακτίνες που εισέρχονται στο φακό μέσω του εμπρόσθιου εστιακού σημείου F_f (Forward Focal Point), εξέρχονται παράλληλα προς τον οπτικό άξονα
3. Ακτίνες που εισέρχονται από το κέντρο του φακού (κύριες ακτίνες), δεν αλλάζουν κατεύθυνση.

Στο παρακάτω σχήμα απεικονίζεται το σύνολο των προαναφερθέντων κανόνων ως προς την απεικόνιση του ειδώλου ενός ενδεικτικού αντικειμένου ύψους h_o .



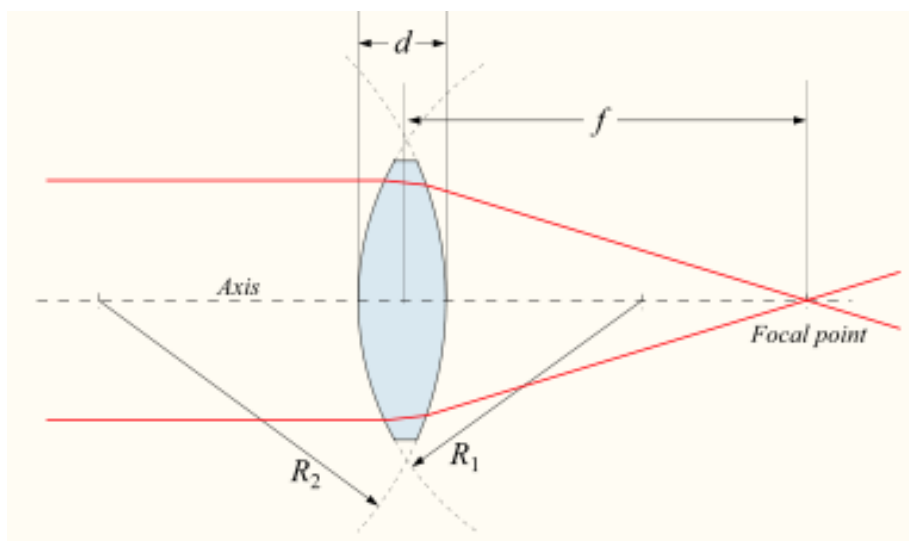
Σχήμα 3.4 Οπτικό σύστημα απεικόνισης ειδώλου μέσω χρήσης των κανόνων της γεωμετρικής οπτικής

Σε συνέχεια του ανωτέρου γενικού οπτικού συστήματος, αναφέρονται δυο υποπεριπτώσεις κατά τις οποίες στην πρώτη, η σημειακή πηγή είναι τοποθετημένη ακριβώς πάνω στην εστία του φακού (σχήμα 3.5 - AP), ενώ στην δεύτερη, βρίσκεται επίσης επί της εστίας, αλλά ανυψωμένο κατά h (σχήμα 3.5 - ΔΕ). Μέσω των δυο αυτών περιπτώσεων, είναι εμφανής η δυνατότητα προσδιορισμού της γωνιακής μεταβολής θ ως $\tan\theta = h/F$, όπου F η εστιακή απόσταση.



Σχήμα 3.5 Γεωμετρική οπτική απεικόνιση μιας σημειακής πηγής επί της εστίας (AP) και ο προσδιορισμός της γωνιακής απόκλισης σε αντιστοιχία με την ανύψωση του αντικειμένου κατά h (ΔΕ).

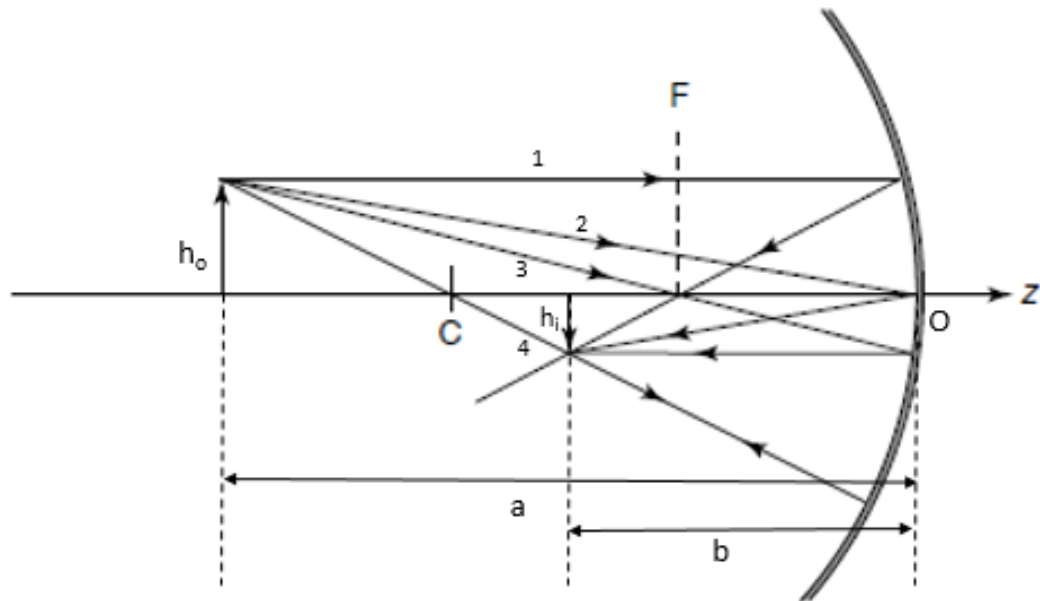
Στο σχήμα 3.4, ο χρησιμοποιούμενος φακός μπορεί να θεωρηθεί ότι είναι το αποτέλεσμα της σύνθεσης δυο φακών ακτινών καμπυλότητας R_1 και R_2 αντίστοιχα. Αυτό γίνεται πιο κατανοητό μέσω του παρακάτω σχήματος, όπου f είναι η εστιακή απόσταση και d το πάχος του φακού. Επιπλέον, όταν το πάχος d τείνει στο 0, τότε γίνεται λόγος για λεπτό φακό. Στους φακούς αυτούς θεωρείται ότι ο οπτικός άξονας τέμνει τον φακό σε ένα και μόνο σημείο, το οπτικό κέντρο.



Σχήμα 3.6 Σύνθεση ενός φακού δια της χρήσης δυο ακτινών καμπυλότητας

Στα πλαίσια ανάλυσης και καλύτερης κατανόησης των διαδικασιών εύρεσης του ειδώλου ενός αντικειμένου, ακολουθεί η ανάλυση ως προς ένα κοίλο κάτοπτρο (convex mirror). Εδώ να σημειωθεί ότι κατά την μελέτη κατόπτρων, οι οπτικές ακτίνες ανακλώνται πλήρως από την επιφάνεια του κατόπτρου (καθρέφτη) και δεν υφίσταται διάδοση πέρα από αυτήν.

Ένα αντικείμενο ύψους h_o έχει τοποθετηθεί σε μια απόσταση a από το κέντρο ενός κοίλου κατόπτρου ακτίνας καμπυλότητας (CO). Το είδωλο αυτού, ύψους h_i , θα εμφανιστεί (ανεστραμμένο) σε απόσταση b από το οπτικό κέντρο. Στο σχήμα 3.7 απεικονίζεται ο τρόπος με τον οποίο λαμβάνει χώρα η συμβολή των ακτινών προκειμένου να σχηματιστεί το είδωλο. Παρόλο που απαιτούνται μόλις δυο ακτίνες ώστε να προσδιοριστεί το αντίστοιχο σημείο του ειδώλου, προς καλύτερη κατανόηση, στο σχετικό σχήμα εμφανίζονται τέσσερις.



Σχήμα 3.7 Απεικόνιση ειδώλου ως προς ένα κοίλο κάτοπτρο ακτίνας καμπυλότητας (CO).

Σύμφωνα με το παραπάνω σχήμα, οι ακτίνες 1 και 3 διαδίδονται βάσει των κανόνων που διέπουν τις εν γένει ακτίνες όταν αυτές διέρχονται από την εστία F. Η ακτίνα 2 ανακλάται σε γωνία ίση με την προσπίπτουσα (συμφώνως του νόμου της ανάκλασης). Η ακτίνα 4, η οποία διέρχεται από το κέντρο καμπυλότητας C, κατά την πρόσπτωση της στην επιφάνεια του κατόπτρου, θα ανακλαστεί κατά 180° . Ως τελικό αποτέλεσμα, το σημείο τομής του συνόλου των τεσσάρων αυτών ακτινών, προσδιορίζει την αντίστοιχη κορυφή του ειδώλου του αντικειμένου.

Στα πλαίσια απαίτησης προσδιορισμού της θέσης όπου εμφανίζεται το είδωλο, γίνεται χρήση του νόμου του Gauss στην οπτική. Ο νόμος αυτός αποτυπώνεται ως:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = -\frac{2}{R}, \quad (3.3)$$

όπου R η ακτίνα καμπυλότητας του κατόπτρου, a η απόσταση του αντικειμένου από το οπτικό κέντρο O και b η αντίστοιχη απόσταση του εμφανιζόμενου ειδώλου (επίσης από το O). Εδώ να σημειωθεί ότι ισχύει $F = -\frac{R}{2}$. Δηλαδή η εστιακή απόσταση είναι η μισή της ακτίνας καμπυλότητας.

Προκειμένου να είναι εφικτός ο ορθός αριθμητικός προσδιορισμός των μεγεθών που υπεισέρχονται στην εξίσωση 3.3, απαιτείται ο αντίστοιχος προσδιορισμός της συνθήκης των πρόσημων. Η καθαυτή συνθήκη είναι η ακόλουθη και ισχύει αποκλειστικά για τα κάτοπτρα:

- $R > 0$, αν το C βρίσκεται δεξιά του O και αντίστροφα
- $a > 0$, αν το αντικείμενο βρίσκεται αριστερά του O και αντίστροφα
- $b > 0$, αν το είδωλο βρίσκεται αριστερά του O και αντίστροφα

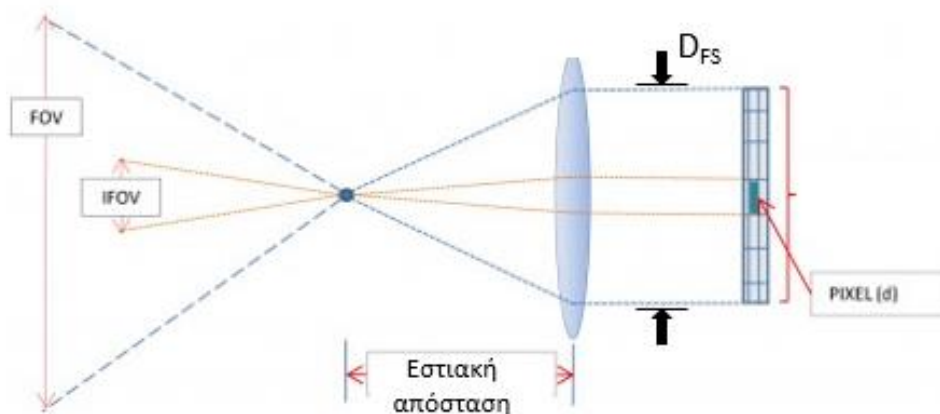
Τέλος, όπως είναι προφανές και από το σχήμα 3.7, παρατηρείται ότι το είδωλο υπόκειται σε αλλαγή του αρχικού μεγέθους του αντικειμένου. Η αλλαγή αυτή

προσδιορίζεται βάσει του ορισμού της μεγέθυνσης (m). Αυτή ορίζεται ως $m = \frac{h_i}{h_o} = -\frac{b}{a}$. Επιπλέον ορίζεται ότι, αν $m > 0$, το είδωλο είναι ορθό (direct), ενώ αν $m < 0$, το είδωλο είναι ανεστραμμένο (inverted).

3.4 Το οπτικό πεδίο ενός συστήματος και οι παράμετροι του

Το οπτικό πεδίο (Field of View - FOV) ορίζεται ως το συνολικό γωνιακό εύρος στον χώρο, εντός του οποίου λαμβάνει χώρα η πρόσπτωση και συλλογή των οπτικών ακτινών από τον φακό του συστήματος. Το FOV μπορεί να αναλυθεί περαιτέρω στο οριζόντιο και στο κάθετο οπτικό πεδίο (Horizontal Field of view – HFOV και Vertical Field of view – VFOV αντίστοιχα).

Σε συνέχεια του σαφούς καθορισμού του οπτικού πεδίου, ορίζεται το στιγμιαίο οπτικό πεδίο (instantaneous FOV), το οποίο κατά αντιστοιχία καθορίζει το γωνιακό εκείνο άνοιγμα (τόσο στο κατακόρυφο όσο και στο οριζόντιο επίπεδο) κατά το οποίο γίνεται συλλογή των ακτινών που προσπίπτουν, από ένα και μόνο ένα στοιχείο (pixel) του συστήματος του οπτικού ανιχνευτή. Σε αυτό το σημείο, να επισημανθεί ότι το σύστημα του οπτικού ανιχνευτή είναι πάντα τοποθετημένο στο εστιακό επίπεδο του οπτικού συστήματος. Ως εστιακό επίπεδο είναι το επίπεδο το οποίο διέρχεται από την εστία του φακού και είναι κάθετο στον οπτικό άξονα. Επιπλέον, το IFOV είναι άμεσα συνδεδεμένο με τον προσδιορισμό της ελάχιστης διακριτικής ικανότητας διαχωρισμού δυο σημείων στον χώρο. Ομοίως με το FOV, έτσι και το IFOV, χωρίζεται σε οριζόντιο (HIFOV) και κάθετο (VIFOV). Οι έννοιες του FOV και IFOV απεικονίζονται στο παρακάτω σχήμα:



Σχήμα 3.8 Σχηματική απεικόνιση του οπτικού πεδίου (FOV) και του στιγμιαίου οπτικού πεδίου (IFOV)

Αναφερόμενοι στις μαθηματικές εκφράσεις των FOV και IFOV, αυτές ορίζονται ως ακολούθως:

$$FOV = 2 \tan^{-1} \left(\frac{D_{FS}}{2F} \right) \quad (3.4)$$

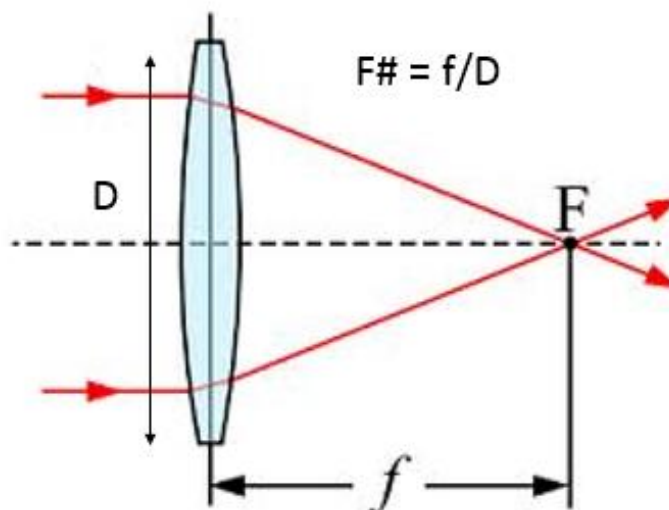
$$IFOV = 2 \tan^{-1} \left(\frac{d}{2F} \right) \approx \frac{d}{F} \quad (3.5)^*$$

Όπου, D_{FS} είναι το άνοιγμα του οπτικού διαφράγματος (Field Stop)**
 F είναι η εστιακή απόσταση του φακού και
 d είναι η γραμμική διάσταση του στοιχείου του οπτικού ανιχνευτή
(pixel).

* Ο προσεγγιστικός τύπος της εξίσωσης (3.5) ισχύει για γωνίες $<20^\circ$

** Ως οπτικό διάφραγμα, ορίζεται εκείνη η διάταξη μέσω της οποίας είναι εφικτή η αυξομείωση της φυσικής επιφάνειας συλλογής ακτινών από τον φακό

Ο συσχετισμός της εστιακής απόστασης F και του οπτικού διαφράγματος D_{FS} πραγματοποιείται μέσω του αριθμού F ($F\#$). Ο αριθμός F ορίζεται ως ο λόγος της εστιακής απόστασης του φακού, προς την διάμετρο της επιφάνειας στην οποία πραγματοποιείται η πρόσπτωση και συλλογή των ακτινών (άνοιγμα διαφράγματος): $F\# = F/D_{FS}$. Όπως γίνεται αντιληπτό, η τιμή του $F\#$ δύναται να καθορίσει την ποσότητα της ακτινοβολίας που συλλέγεται από τον φακό ενδιαφέροντος. Οπτικά συστήματα με μικρό $F\#$ δύναται να προκύψουν είτε με μείωση της εστιακής απόστασης, είτε με αύξηση του της επιφάνειας του οπτικού διαφράγματος. Το αποτέλεσμα αυτής της διαδικασίας, θα είναι η αντίστοιχη αύξηση του ποσού ακτινοβολίας που εισέρχεται στο οπτικό σύστημα. Το αντίστροφο συμβαίνει κατά την αντίθετη διαδικασία. Η γεωμετρική απεικόνιση του αριθμού F απεικονίζεται στο ακόλουθο σχήμα.



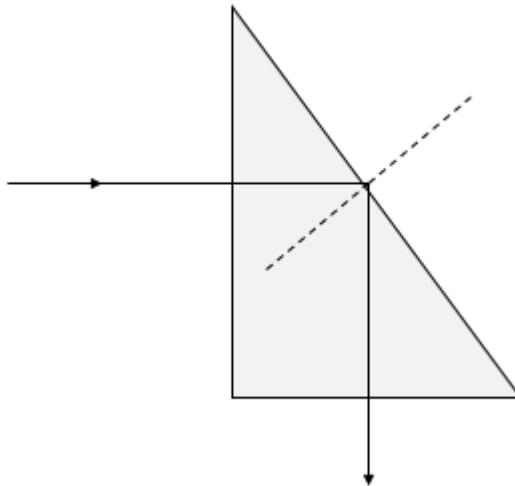
Σχήμα 3.9 Γεωμετρικός προσδιορισμός του αριθμού F ($F\#$)

Σε αυτό το σημείο ολοκληρώνεται η αναφορά μας στην οπτική φυσική. Η ύλη που παρουσιάστηκε, καλύπτει στοχευμένα εκπαιδευτικά αντικείμενα που κρίνονται επωφελή και δύναται να συνθέσουν μια σαφή και ολοκληρωμένη εικόνα της επιμεριστικής λειτουργίας ενός ηλεκτροπτικού συστήματος, στα πλαίσια του πολύ ευρύ τομέα της οπτικής φυσικής. Ακολουθούν ορισμένες εφαρμογές, μέσω των οποίων ο σπουδαστής θα έχει την δυνατότητα να αφομοιώσει καλύτερα τους ορισμούς και τα μεγέθη που αναλύθηκαν σε θεωρητικό επίπεδο.

Εφαρμογές

Εφαρμογή 3.1

Θεωρήστε ένα τμήμα γυαλιού, τοποθετημένο όπως στο σχήμα. Μια ακτίνα φωτός διαδίδεται στον αέρα και εισέρχεται κάθετα από την αριστερή πλευρά του γυαλιού (με μηδενική ανάκλαση). Οι γωνίες του γυαλινού τμήματος είναι 45° , 45° και 90° . Ο δείκτης διάθλασης του γυαλιού είναι 1.55. Από ποια πλευρά του γυαλινού τμήματος θα εξέλθει η ακτίνα και σε ποια γωνία;



Λύση

Καθώς η ακτίνα διέρχεται από την αριστερή πλευρά, συνεχίζει ευθεία έως να προσπέσει στην δεξιά πλευρά. Εκεί (όπως φαίνεται και στο σχήμα) θα προσπέσει σε μια γωνία 45° ως προς την κάθετο (διακεκομμένη γραμμή) της πλευράς εκείνης.

Από την εξίσωση 3.2 (νόμος του Snell) $n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$,

υπολογίζουμε την κρίσιμη εκείνη γωνία για την οποία πραγματοποιείται ολική ανάκλαση:

$$\text{Εάν το μέσο 1 είναι γυαλί και το μέσο 2 αέρας, τότε } 1.55 \sin \theta_c = 1 \sin \frac{\pi}{2} \Rightarrow$$

$$\theta_c = \arcsin \left(\frac{1}{1.55} \right) = 40.18^\circ.$$

Παρατηρούμε ότι η γωνία πρόσπτωσης στην δεξιά πλευρά (45°), είναι μεγαλύτερη από την κρίσιμη γωνία. Αυτό συνεπάγεται με ολική ανάκλαση επί της πλευράς αυτής. Συνεπώς, η ακτίνα φωτός θα εξέρθει κάθετα, από την κάτω πλευρά (ως φαίνεται στο σχήμα).

Εφαρμογή 3.2

Ένα αντικείμενο ύψους 12.5cm, τοποθετείται 12.5cm έναντι ενός κοίλου κάτοπτρου ακτίνας καμπυλότητας 50cm.

α) Προσδιορίστε αριθμητικά την θέση του σχηματιζόμενου ειδώλου ως προς την κορυφή του κατόπτρου και δείξτε σχηματικά που αυτό τοποθετείται (σχετικά με το αντικείμενο και το κάτοπτρο). Το σχήμα δεν απαιτείται να είναι σε κλίμακα.

β) Το είδωλο είναι πραγματικό ή εικονικό;

γ) Το είδωλο είναι ορθό ή ανεστραμμένο;

δ) Ποιο το ύψος του ειδώλου;

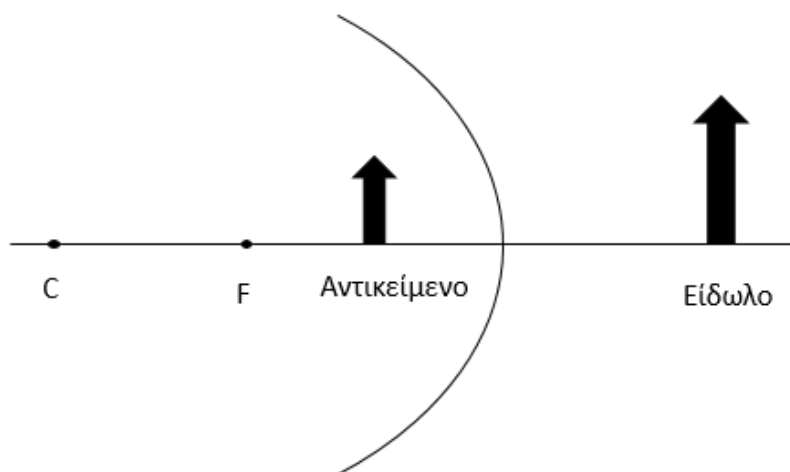
Λύση

α) Εφαρμόζοντας την συνθήκη των πρόσημων έχουμε :

$$a = +12.5\text{cm} \quad R = -50\text{cm} \Rightarrow F = -R/2 = +25\text{cm} \quad b = ?$$

Από τον νόμο του Gauss στην οπτική (εξίσωση 3.3) ισχύει :

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = -\frac{2}{R} \Rightarrow \frac{1}{12.5} + \frac{1}{b} = -\frac{2}{(-50)} \Rightarrow \frac{1}{b} = \frac{2}{50} - \frac{1}{12.5} \Rightarrow b = -25\text{cm}$$



β) Το είδωλο είναι εικονικό, μιας και δεν διέρχονται πραγματικές αντίστοιχα ακτίνες από αυτό (από την δεξιά μεριά του καθρέπτη δεν διέρχονται οι ακτίνες αφού ανακλώνται πλήρως κατά την πρόσπτωσης του στην επιφάνεια του κοίλου κατόπτρου.

γ) Το είδωλο είναι ορθό

δ) Ισχύει ότι $Μεγέθυνση (m) = \frac{\text{ύψος ειδώλου}}{\text{ύψος αντικειμένου}}$. Επίσης $m = -\frac{b}{a}$

$$\text{Άρα } m = -\frac{(-25)}{12.5} = +2$$

$$\text{ύψος ειδώλου} = m \times \text{ύψος αντικειμένου} = 2 \times 12.5 = 25\text{cm}$$

Εφαρμογή 3.3

Ένα αντικείμενο τοποθετείται 15cm έναντι ενός κυρτού κάτοπτρου ακτίνας καμπυλότητας 10cm.

α) Προσδιορίστε αριθμητικά την θέση του σχηματιζόμενου ειδώλου ως προς την κορυφή του κατόπτρου

β) Το είδωλο είναι πραγματικό ή εικονικό;

γ) Υπολογίστε την μεγέθυνση και προσδιορίστε εάν το είδωλο είναι ορθό ή ανεστραμμένο

δ) Σχεδιάστε το οπτικό σύστημα δείχνοντας το κάτοπτρο, το αντικείμενο, το είδωλο καθώς και τουλάχιστον δυο αντιπροσωπευτικές ακτίνες από το αντικείμενο στο είδωλο. Το σχήμα δεν απαιτείται να είναι σε ακριβή κλίμακα.

Λύση

α) Εφαρμόζοντας πάλι την συνθήκη των πρόσχημων έχουμε :

$$a = +15\text{cm} \quad R = +10\text{cm} \Rightarrow F = -R/2 = -5\text{cm} \quad b = ?$$

Από τον νόμο του Gauss στην οπτική (εξίσωση 3.3) ισχύει :

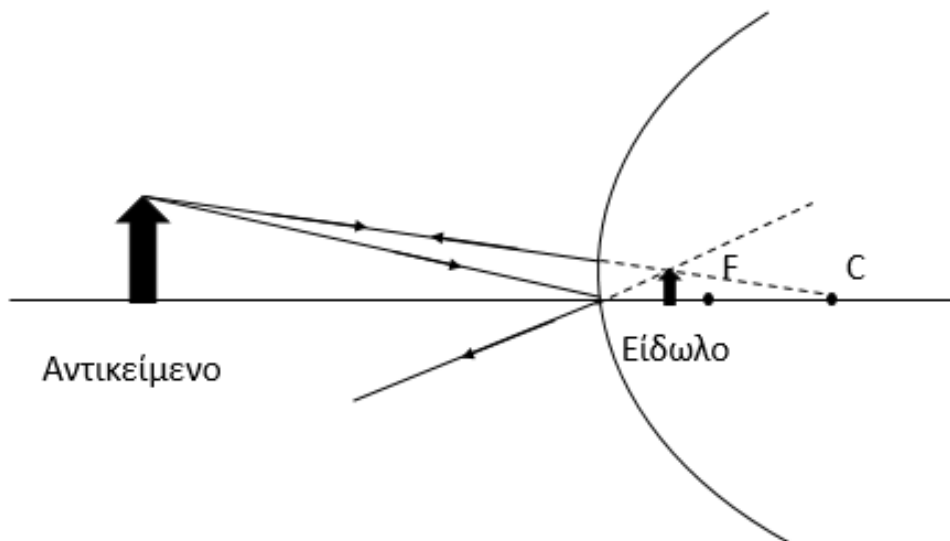
$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = -\frac{2}{R} \Rightarrow \frac{1}{15} + \frac{1}{b} = -\frac{2}{10} \Rightarrow \frac{1}{b} = -\frac{2}{10} - \frac{1}{15} \Rightarrow b = -3.75\text{cm}$$

(Το είδωλο σχηματίζεται 3.75cm πίσω από το οπτικό κέντρο του κατόπτρου)

β) Το είδωλο είναι εικονικό

γ) Ισχύει $m = -\frac{b}{a} = -\frac{-3.75}{15} \Rightarrow m = \frac{1}{4}$. Το είδωλο είναι ορθό

δ) Η γραφική απεικόνιση του οπτικού συστήματος είναι η ακόλουθη:



Εφαρμογή 3.4

Μια κάμερα χρησιμοποιεί φωτογραφικό φιλμ εύρους 35mm. Ο αντικειμενικός της φακός (objective) είναι ένας απλός λεπτός lens. Η απόσταση φιλμ-lens είναι 10cm. Η κάμερα έχει εστιάσει προκειμένου να κάνει λήψη του ειδώλου ενός ατόμου ύψους 175cm. Το σχηματιζόμενο είδωλο προσαρμόζεται ακριβώς στο εύρος του φωτογραφικού φιλμ (35mm). Ποια είναι η εστιακή απόσταση του lens;

Υποσημείωση: Όταν γίνεται χρήση λεπτών lenses, χρησιμοποιείται ο νόμος του Gauss με την μορφή $\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{F}$. Επιπλέον, ισχύει η συνθήκη προσήμων ως με αυτή των κατόπτρων, με την μόνη διαφορά ότι αντιστρέφονται τα πρόσημα του ειδώλου. Δηλαδή, $a > 0$ όταν το είδωλο είναι δεξιά του οπτικού κέντρου και το αντίστροφο

Λύση

$$\text{Ισχύει Μεγέθυνση } (m) = -\frac{\text{ύψος ειδώλου}}{\text{ύψος αντικειμένου}} \Rightarrow m = -\frac{35}{1750} = -0.02$$

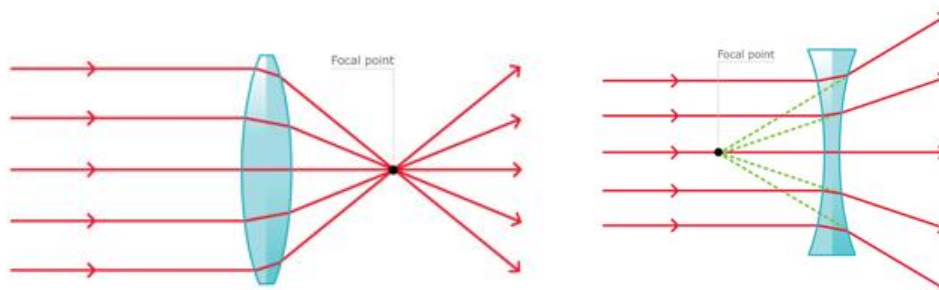
$$\text{Επίσης } b = +10\text{cm} \Rightarrow m = -\frac{b}{a} \Rightarrow a = -\frac{b}{m} \Rightarrow a = -\frac{(10)}{-0.02} = 500\text{cm}$$

Από τον νόμο του Gauss στην οπτική (εξίσωση 3.3), ισχύει :

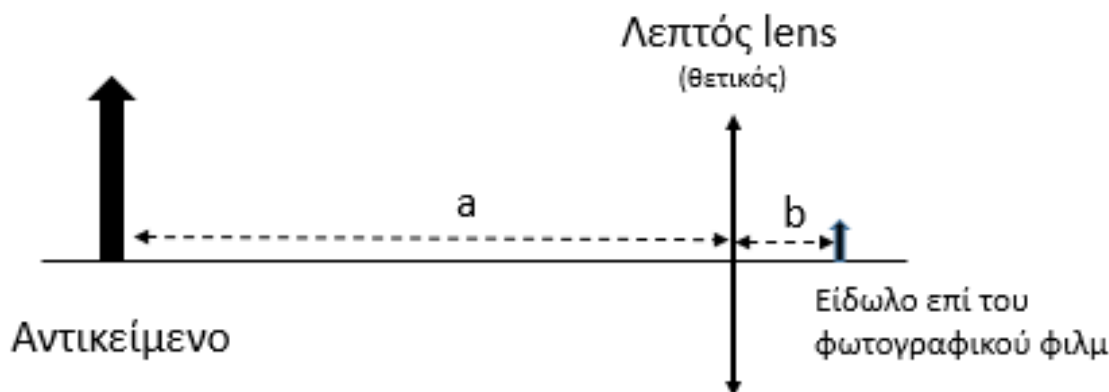
$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{F} \Rightarrow \frac{1}{500} + \frac{1}{10} = \frac{1}{F} \Rightarrow F = 9.20\text{cm}$$

Η εστιακή απόσταση είναι θετική. Αυτό σημαίνει ότι πρόκειται για θετικό (συγκλίνων) lens. (Βλέπε παρακάτω σχήμα (ΑΡ)):

Στην περίπτωση που η εστιακή απόσταση θα πρόκυπτε αρνητική, θα επρόκειτο για αρνητικό (αποκλίνων) lens. (Βλέπε παρακάτω σχήμα (ΔΕ))



Στο παρακάτω σχήμα απεικονίζεται το κατά προσέγγιση επιλυμένο οπτικό σύστημα:



Υποσημείωση: Στο παραπάνω σχήμα φαίνεται και η γραμμική απεικόνιση ενός θετικού (συγκλίνον) lens. Η αντίστοιχη ενός αρνητικού (αποκλίνον) lens, είναι παρόμοια, με τη μόνη διαφορά ότι τα βέλη (άνω και κάτω) δείχνουν αντίθετα.

Εφαρμογή 3.5

Ένα αντικείμενο τοποθετείται 20cm έναντι ενός λεπτού lens του οποίου η εστιακή απόσταση είναι +30cm. Ένας άλλος λεπτός lens, του οποίου η εστιακή απόσταση είναι +50cm, τοποθετείται 20cm μακριά του πρώτου lens, ως προς την αντίθετη κατεύθυνση από το αντικείμενο.

α) Προσδιορίστε αριθμητικά την θέση του τελικού σχηματιζόμενου ειδώλου του του σύνθετου οπτικού συστήματος και δείξτε την θέση του σχηματικά. Το σχήμα δεν απαιτείται να είναι σε κλίμακα.

β) Υπολογίστε την μεγέθυνση και προσδιορίστε εάν το είδωλο είναι ορθό ή ανεστραμμένο

Λύση

Σε αυτή την εφαρμογή παρατηρούμε την ύπαρξη δυο lens. Αυτά τα προβλήματα λύνονται επιμεριστικά και συμφώνως της αρχής της επαλληλίας. Δηλαδή το πρώτο αποτέλεσμα (το πρώτο είδωλο), χρησιμοποιείται σαν το αντικείμενο προκειμένου να προσδιοριστεί το δεύτερο (τελικό) είδωλο.

Για τον lens 1,

$$\frac{1}{a_1} + \frac{1}{b_1} = \frac{1}{F_1} \Rightarrow b_1 = \frac{a_1 F_1}{a_1 - F_1} = \frac{(20)(30)}{(20) - (30)} \Rightarrow b_1 = -60 \text{ cm}$$

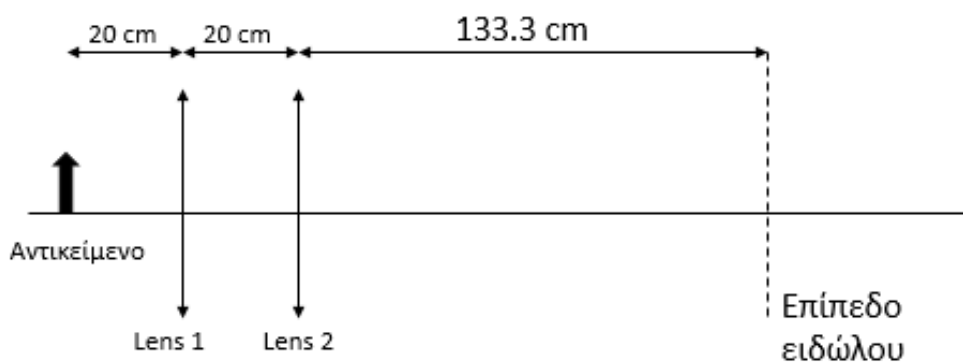
$$\text{Επιπλέον, } m_1 = -\frac{b_1}{a_1} = -\frac{-60}{20} \Rightarrow m = +3$$

Άρα το είδωλο που σχηματίζεται εξαιτίας του lens 1 βρίσκεται 60cm αριστερά του lens 1 (Βάσει της συνθήκης προσήμων για lens). Θεωρώ $b_1 = a_2$
 Για τον lens 2,

$$\frac{1}{a_2} + \frac{1}{b_2} = \frac{1}{F_2} \Rightarrow b_2 = \frac{a_2 F_2}{a_2 - F_2} = \frac{(60+20)(50)}{(60+20)-(50)} \Rightarrow b_2 = 133.3 \text{ cm} = b_{final}$$

$$\text{Επιπλέον, } m_2 = -\frac{b_2}{a_2} = -\frac{133.3}{80} \Rightarrow m = -1.667$$

Άρα το είδωλο που σχηματίζεται εξαιτίας του lens 2 βρίσκεται 133.3cm δεξιά του lens 2.



β) Η μεγέθυνση του ειδώλου του παραπάνω συστήματος δίδεται ως $m = m_1 m_2$

$$m = m_1 m_2 = (3)(-1.667) \Rightarrow m = -5$$

Και το είδωλο είναι ανεστραμμένο ($m < 0$)

Βιβλιογραφία

1. F.L. Pedrotti and L.S. Pedrotti, "Introduction to optics (2nd edition)", Air force institute of technology, Ohio (1993).
2. Arlond Daniels, "Field Guide to Infrared Systems, Detectors, and FPAs (2nd edition)", SPIE press, Washington USA (2010).
3. David J. Griffiths, "Introduction to electrodynamics (3rd edition)", Reed College, New Jersey (1999).

Κεφάλαιο 4 : Οπτικοί ανιχνευτές

4.1 Γενικά

Σε ένα ευρύ φάσμα εφαρμογών στη φωτονική επιστήμη, μελετάται η διαδικασία όπου το ηλεκτρικό ρεύμα προκαλεί εκπομπή ηλεκτρομαγνητικής ενέργειας (φωτός) εντός ημιαγωγικών διατάξεων, όπως τις διόδους φωτοεκπομπής (LED) και τις διόδους λέιζερ. Ωστόσο, η ανάστροφη διαδικασία κατά την οποία ανιχνεύεται το φως και μετατρέπεται σε ηλεκτρικό σήμα, είναι εξίσου σημαντική. Αναλόγως του τρόπου παραγωγής του ηλεκτρικού αυτού σήματος, οι οπτικοί ανιχνευτές μπορούν να ταξινομηθούν είτε ως φωτονικοί (φωτοανιχνευτές), είτε ως θερμικοί. Σε έναν φωτοανιχνευτή, το απορροφούμενο φως δημιουργεί άμεσα φορείς φορτίων (charge carriers), ώστε να δημιουργηθεί αντίστοιχο ηλεκτρικό ρεύμα σύμφωνα με την προσπίπτουσα ηλεκτρομαγνητική ισχύ. Σε έναν θερμικό ανιχνευτή, η οπτική ισχύς απορροφάται μέσω ενός κατάλληλου αισθητήριου στοιχείου, προκαλώντας αύξηση της θερμοκρασίας του, όπου στην συνέχεια μετατρέπεται σε τάση.

Κάθε ένας από αυτούς τους δύο τύπους ανιχνευτών, έχει τόσο πλεονεκτήματα, όσο και συγκεκριμένα μειονεκτήματα. Οι Θερμικοί ανιχνευτές, ενώ τείνουν να είναι αργοί και όχι με πολύ ψηλές τιμές ευαισθησίας, δύνανται να ανιχνεύουν το φως σε ένα πολύ ευρύ φάσμα μήκους κύματος. Αντιστρόφως, οι φωτοανιχνευτές είναι ταχύτεροι και με υψηλές τιμές ευαισθησίας, αλλά με περιορισμένο εύρος μήκους κύματος. Σε αυτό το κεφάλαιο, θα εξετάσουμε τις κύριες αρχές λειτουργίας των ανιχνευτών των δυο αυτών κατηγοριών, μέσω μιας παραμετρικής μελέτης των βασικότερων ιδιοτήτων τους.

4.2 Φωτοανιχνευτές (Photodetectors)

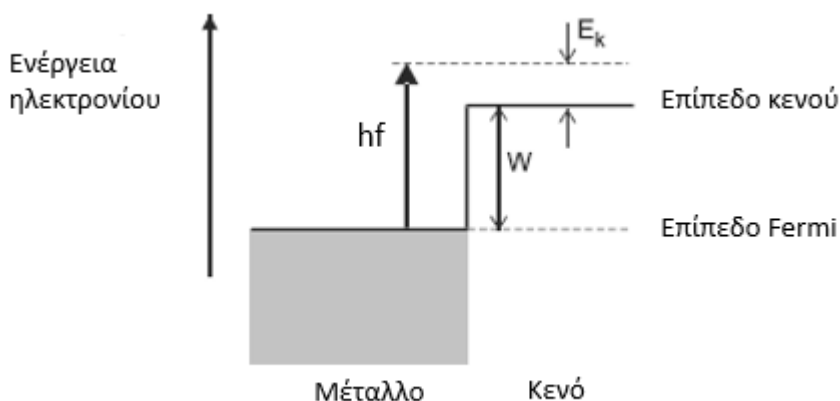
Οι ανιχνευτές φωτονίων (φωτοανιχνευτές) λειτουργούν με την άμεση μετατροπή των φωτονίων σε φορείς φορτίου (ηλεκτρόνια ή / και οπές). Σε αυτή την ενότητα, παρουσιάζονται διάφοροι τύποι φωτοανιχνευτών που βασίζονται στα φαινόμενα της φωτοεκπομπής (εκπομπή ηλεκτρονίου από απορροφούμενο φωτόνιο) και της φωτοαγωγιμότητας (αλλαγή ηλεκτρικής αγωγιμότητας λόγω απορρόφησης φωτονίων).

4.2.1 Το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο – Φωτοδίοδοι κενού (Vacuum diodes)

Η βασική αρχή της ανίχνευσης φωτός με τη χρήση της φωτοεκπομπής (photoemission), μπορεί να γίνει κατανοητή μέσω της μελέτης του φωτοηλεκτρικού φαινομένου. Σύμφωνα με αυτό, όταν μια καθαρή (χωρίς προσμίξεις) μεταλλική επιφάνεια φωτίζεται με υπεριώδες φως, πραγματοποιείται εκπομπή αρνητικών φορτίων (ηλεκτρονίων), των οποίων η κινητική ενέργεια δεν εξαρτάται από την οπτική ισχύ, αλλά από την συχνότητα του ηλεκτρομαγνητικού κύματος.

Το 1905, ο Αϊνστάιν διατύπωσε μια κομψή εξήγηση αυτού του φαινομένου, το οποίο είχε επηρεάσει σημαντικά ως προς την εννοιολογική κατανόηση της φύσης του φωτός. Σύμφωνα με αυτήν, το φως αποτελείται από χωριστά ενεργειακά 'πακέτα', που ονομάζονται φωτόνια. Κατά την διαδικασία απορρόφησης ενός φωτονίου, το σύνολο της ενέργειας του αποδίδεται σε ένα ηλεκτρόνιο εντός του υλικού. Η ενέργεια κάθε φωτονίου είναι hf , όπου h είναι η σταθερά του Planck και f είναι η συχνότητα. Η

κινητική ενέργεια του φωτοεκπεμπόμενου ηλεκτρονίου μπορεί στη συνέχεια να προσδιοριστεί, βάσει του ακόλουθου ενεργειακού διαγράμματος (σχήμα 4.1).



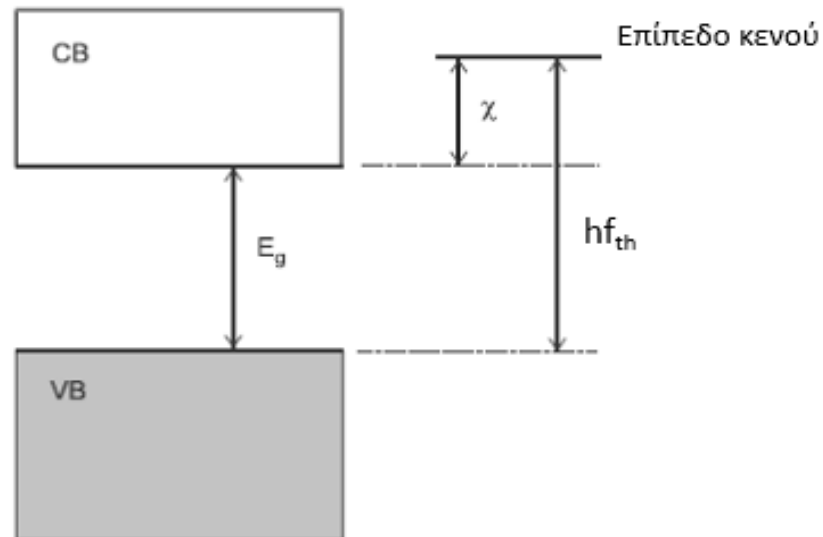
Σχήμα 4.1 Ενεργειακό διάγραμμα ηλεκτρονίου σε μέταλλο.

Μέσα σε ένα μέταλλο, τα ηλεκτρόνια έχουν μια κατανομή ενέργειας μέχρι κάποια μέγιστη τιμή, αναφερόμενη ως επίπεδο Fermi. Αυτή η ενέργεια είναι κατά κανόνα μικρότερη από αυτή στο κενό (vacuum), εξωτερικά του μετάλλου. Η διαφορά των δύο αυτών ενεργειακών καταστάσεων (κενού και Fermi), ορίζεται ως έργο εξαγωγής (work function – W). Για να ‘ξεφύγει’ λοιπόν ένα ηλεκτρόνιο από το μέταλλο, η ελάχιστη επιπλέον ενέργεια που πρέπει να του δοθεί, είναι W . Συνεπώς, οι ενέργειες φωτονίων οι οποίες θα προκαλέσουν φωτοεκπομπή θα πρέπει να είναι $hf > W$.

Για τις ενέργειες φωτονίων μεγαλύτερες από το έργο εξαγωγής (W), το ηλεκτρόνιο θα εκπεμφθεί με κινητική Ενέργεια $E_{κιν} \leq hf - W$. Οι κινητικές ενέργειες μικρότερες από τη μέγιστη δυνατή τιμή ($hf - W$), εμφανίζονται εξαιτίας του γεγονότος ότι κάποια ηλεκτρόνια που απορροφούν ένα φωτόνιο ενέργειας hf , έχουν αρχική ενέργεια, μικρότερη από το επίπεδο Fermi.

Αν και η συνθήκη $hf > W$ εξασφαλίζει μια μεγάλη πιθανότητα φωτοεκπομπής, αυτό δεν σημαίνει ότι όλα τα ηλεκτρόνια που απορροφούν ένα φωτόνιο θα ενεργοποιηθούν. Εκτός από την περίπτωση που το ηλεκτρόνιο βρίσκεται ήδη κοντά στην επιφάνεια του μετάλλου (επίπεδο Fermi), θα πρέπει να κινηθεί σε κάποια απόσταση μέσα σε αυτό, προκειμένου να φτάσει στο όριο του. Κατά την διάρκεια της διαδρομής του, θα υποστεί ανελαστικές συγκρούσεις με τα υπόλοιπα ηλεκτρόνια του μετάλλου, οι οποίες θα μειώσουν και την κινητική του ενέργεια. Στην πράξη, σε ένα τυπικό μέταλλο, το κλάσμα των ηλεκτρονίων που διαφεύγουν τελικά είναι αρκετά μικρό (συνήθως $\sim 10^{-3}$). Επιπλέον, τα μέταλλα διακρίνονται από ένα αρκετά μεγάλο έργο εξαγωγής ($W > 2 \text{ eV}$) και συνεπώς δεν κρίνονται κατάλληλα για ανίχνευση μηκών κύματος περί του φάσματος της υπέρυθρης ακτινοβολίας (Χαμηλές σχετικά συχνότητες, άρα και χαμηλές ενέργειες φωτονίων). Για αυτόν τον λόγο, τα τυπικά μέταλλα σπανίως χρησιμοποιούνται ως υλικά σε φωτοανιχνευτικές διατάξεις.

Σε αντιδιαστολή με τα τυπικά μέταλλα, τα μεταλλικά κράματα είναι πολύ πιο κατάλληλα για ανιχνευτές τύπου φωτοεκπομπής. Οι συνθέσεις των κραμάτων αυτών, είναι στην πραγματικότητα ημιαγωγικές διατάξεις, με δομή ενεργειακών επιπέδων, όπως απεικονίζονται στο παρακάτω σχήμα.

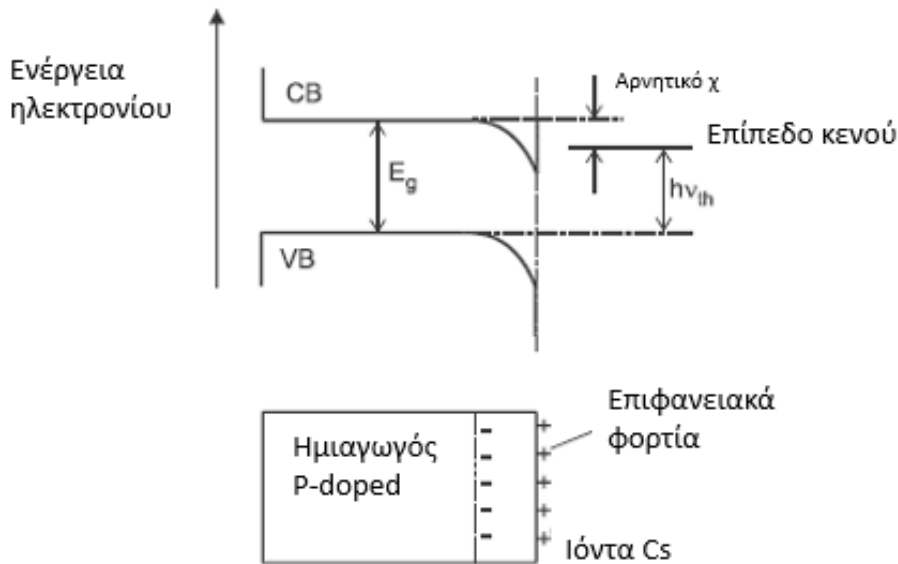


Σχήμα 4.2 Ενεργειακό διάγραμμα ηλεκτρονίου σε ημιαγωγό

Η διαφορά ενέργειας μεταξύ του κατώτατου επιπέδου της ζώνης αγωγιμότητας (conduction Band – CB) και του επιπέδου του κενού, ορίζεται ως electron affinity και συμβολίζεται με το γράμμα χ . Αυτή η διαφορά, αντιπροσωπεύει την απαιτούμενη ενέργεια για την εξαγωγή ενός ηλεκτρονίου στη ζώνη αγωγιμότητας. Δεδομένου ότι τα περισσότερα από τα ηλεκτρόνια είναι αρχικά στη ζώνη σθένους (Valence Band – VB), οι φωτονικές ενέργειες που θα οδηγήσουν τελικά σε φωτοεκπομπή είναι οι $hf > E_g + \chi$, όπου E_g είναι το ενεργειακό κενό ζώνης (Band-gap energy). Με άλλα λόγια είναι οι ενέργειες που είναι μεγαλύτερες από το ενεργειακό κατώφλι (threshold) hf_{th} (όπως φαίνεται και στο σχήμα 4.2).

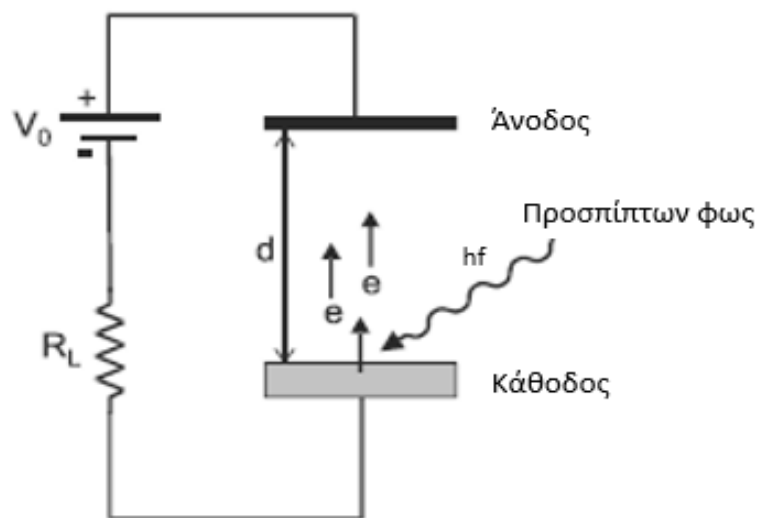
Η αποτελεσματικότητα διαφυγής των ηλεκτρονίων για τους ημιαγωγούς είναι πιο υψηλή από ό, τι είναι για τα μέταλλα. Αυτό οφείλεται κυρίως στο γεγονός ότι υπάρχουν πολύ πιο λίγα ελεύθερα ηλεκτρόνια στη ζώνη αγωγιμότητας (CB) για να προκαλέσουν συγκρούσεις με το εν δυνάμει φωτοεκπεμπόμενο ηλεκτρόνιο. Ωστόσο, θα εξακολουθήσουν να υπάρχουν κάποιες συγκρούσεις υπό την μορφή δονήσεων (Phonons). Οι τελικές αποδόσεις του φαινομένου της φωτοεκπομπής σε θερμοκρασίες δωματίου για τους ημιαγωγούς, κυμαίνονται στην κλίμακα από 10% έως 20% (ποσοστό πολύ μεγαλύτερο σε σχέση με αυτό των τυπικών μετάλλων 10^{-3}).

Αναφορικά με την παράμετρο χ , η ενεργός τιμή της είναι δυνατό να μειωθεί, ακόμα έως και σε αρνητικές τιμές. Αυτό μπορεί να πραγματοποιηθεί με την εναπόθεση μιας λεπτής μεμβράνης καισίου (Cs) στην επιφάνεια ενός ημιαγωγού υψηλής πρόσμιξης τύπου p (p-doped) (π.χ. GaAs). Τα άτομα Cs 'δωρίζουν' εύκολα το εξωτερικό τους ηλεκτρόνιο στα ιόντα του GaAs, δημιουργώντας φόρτιση σε μια περιοχή κοντά στην επιφάνεια, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.3 (ΚΑΤΩ). Το μακροσκοπικό αποτέλεσμα θα είναι ότι κατά την απορρόφηση φωτονίων, ενέργειες ακόμα και $hf_{th} - E_g$, τα αντίστοιχα ηλεκτρόνια που βρίσκονται στην κορυφή της VB, θα είναι σε θέση να φτάσουν στο ενεργειακό επίπεδο του κενού (σχήμα 4.3 (ΠΑΝΩ)). Συνεπώς, η ενεργή electron affinity ($\chi_{eff} = hf_{th} - E_g$), μπορεί πλέον να χαρακτηριστεί ως αρνητική (Negative electron affinity - NEA). Το γεγονός αυτό συνέβαλε σημαντικά στην επέκταση της απόκρισης των ανιχνευτών φωτοεκπομπής σε μεγαλύτερα μήκη κύματος (μικρότερες ενέργειες φωτονίων).



Σχήμα 4.3 Απεικόνιση της υποβάθμισης των ενεργειακών επιπέδων λόγω της συγκέντρωσης φορτίων στην επιφάνεια του ημιαγωγικού υλικού με negative electron affinity. Γεγονός το οποίο επιτρέπει την φωτοεκπομπή για $hf < E_g$

Κατόπιν εξώθησης των ηλεκτρονίων από ένα φωτοηλεκτρικό υλικό, θα πρέπει με κάποιον τρόπο αυτά να συλλεχθούν, προκειμένου να ληφθεί το σήμα (τάση σήματος). Μια απλή συσκευή μέσω της οποίας επιτυγχάνεται αυτό, είναι η φωτοδίοδος κενού. Η σχηματική αναπαράσταση αυτής φαίνεται στο παρακάτω σχήμα. Σύμφωνα με αυτή, δυο ηλεκτρόδια εκ των οποίων το ένα αποτελείται από το φωτοηλεκτρικό υλικό, τίθενται υπό υψηλή τάση. Με αυτό τον τρόπο δημιουργείται διαφορά δυναμικού μεταξύ του φωτοηλεκτρικού ηλεκτροδίου (χαμηλό δυναμικό - κάθοδος) και του έτερου ηλεκτροδίου, του ηλεκτροδίου συλλογής όπως ονομάζεται (υψηλό δυναμικό - άνοδος).



Σχήμα 4.4 Σχηματική απεικόνιση μιας διόδου κενού. Τα εξωθούμενα ηλεκτρόνια λόγω φωτοεκπομπής, μεταβαίνουν από την κάθοδο στην άνοδο σε υψηλότερα δυναμικά.

Τα ηλεκτρόνια που εκπέμπονται από την κάθοδο (φωτοκάθοδο όπως αναφέρεται στην βιβλιογραφία), θα επιταχυνθούν από το ηλεκτρικό πεδίο μεταξύ των ηλεκτροδίων, προκαλώντας ρεύμα στο εξωτερικό κύκλωμα (σχήμα 4.4). Το ρεύμα αυτό θα δημιουργήσει μια τάση στα άκρα της αντιστάσεως που είναι συνδεδεμένη σε σειρά (R_L), η οποία συνιστά και το μετρούμενο σήμα. Αναλυτικότερα, το δημιουργούμενο ρεύμα εξαρτάται από την συνολική προσπίπτουσα φωτεινή ισχύ P_{in} και δίδεται από την παρακάτω εξίσωση:

$$i = \frac{P_{in}}{hf} e\eta \quad . \quad (4.1)$$

Όπου e είναι το μέγεθος του φορτίου του ηλεκτρονίου και η είναι ο λόγος που αντιστοιχεί στην μετατροπή των προσπιπτόντων φωτονίων, σε εκπεμπόμενα ηλεκτρόνια.

Σε μια ανιχνευτική διάταξη, μια από τις πιο βασικές παράμετρους λειτουργίας αυτής είναι η ανταποκρισιμότητα (Responsivity), η οποία δίδεται από την παρακάτω εξίσωση:

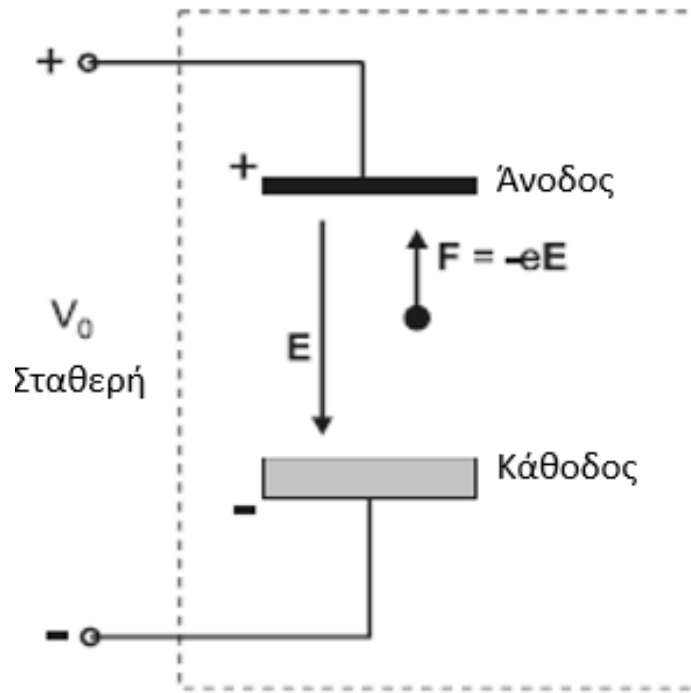
$$R = \frac{i}{P_{in}} = \frac{e\eta}{hf} \quad . \quad (4.2)$$

Η ανταποκρισιμότητα εκφράζει το μέτρο της εξόδου (ρεύματος - i), ως προς την είσοδο (οπτική ισχύ - P_{in}) της ανιχνευτικής διάταξης και μετράται σε [A/W].

Στην συνέχεια, αναλύεται η κίνηση των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων από την κάθοδο, ως προς τον χρόνο t . θεωρήστε ένα ηλεκτρόνιο να κινείται προς την άνοδο υπό την επίδραση ενός ηλεκτρικού πεδίου, όπως φαίνεται στο σχήμα 4.5. Το έργο που έγινε επί του ηλεκτρονίου, υπό την επίδραση της Η/Μ δύναμης F , κατά τη διάρκεια ενός πολύ μικρού χρονικού διαστήματος Δt , για να κινηθεί Δx , είναι:

$$\Delta W = F\Delta x = eE\Delta x \Rightarrow \Delta W = eEv\Delta t \quad (4.3)$$

Όπου $v = \frac{\Delta x}{\Delta t}$ είναι η ταχύτητα του ηλεκτρονίου και $E = \frac{V_0}{d}$ είναι το μέτρο της έντασης του ηλεκτρικού πεδίου. Το έργο επί του ηλεκτρονίου πραγματοποιείται με ένα ρυθμό $P = \frac{\Delta W}{\Delta t} = eEv$ και μετατρέπεται στο σύνολο του σε κινητική ενέργεια. Η πηγή αυτής της ενέργειας είναι το εξωτερικό κύκλωμα, το οποίο τροφοδοτεί με μία ηλεκτρική ισχύ iV_0 .



Σχήμα 4.5 Η διαδικασία εύρεσης της απόκρισης του ρεύματος $i(t)$ ενός ηλεκτρονίου, μέσω της εφαρμογής του θεωρήματος έργου-ενέργειας εντός της διαγραμμισμένης περιοχής.

Ρυθμίζοντας την παρεχόμενη ισχύ τροφοδοσίας να είναι ίση με τον ρυθμό με τον οποίο γίνεται το έργο επί του ηλεκτρονίου, θα έχουμε:

$$P_{supplied} = V_0 i = eE v \Rightarrow i(t) = \frac{eE}{V_0} v(t) \quad (4.4)$$

Από την παραπάνω εξίσωση, διαφαίνεται η χρονική εξάρτηση του παλμού ρεύματος με την ταχύτητα του ηλεκτρονίου, καθώς αυτό μετακινείται εντός ενός ηλεκτρικού πεδίου E , με διαφορά δυναμικού V_0 . Η συγκεκριμένη εξάρτηση αφορά την πλειονότητα των διαφόρων τύπων φωτοανιχνευτών, μιας και βασίστηκε στην εφαρμογή θεμελιωδών ενεργειακών αρχών.

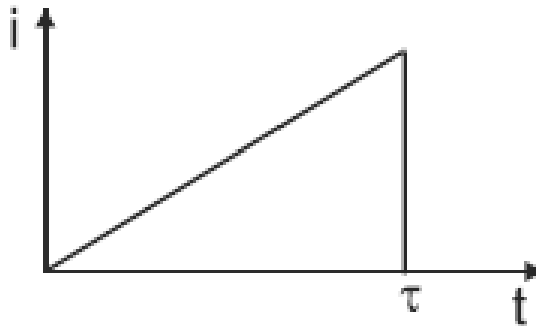
Μια σημαντική εφαρμογή της εξίσωσης (4.4), εντοπίζεται στον προσδιορισμό της χρονικής απόκρισης ενός φωτοανιχνευτή. Στις φωτοδιόδους κενού, τα ηλεκτρόνια αποκτούν επιτάχυνση $a = \frac{eE}{m}$, όπου m είναι η μάζα ηλεκτρονίου. Θεωρώντας τα E και a σταθερά, θα ισχύει:

$$v(t) = at = \frac{eE}{m} t \quad \text{και} \quad (4.5)$$

$$x(t) = \frac{1}{2} at^2 = \frac{1}{2} \frac{eE}{m} t^2 \quad (4.6)$$

Για σταθερό E , ισχύει επίσης $E = \frac{V_0}{d}$, όπου d είναι η απόσταση μεταξύ των ηλεκτροδίων καθόδου και ανόδου. Δεδομένου ότι η ταχύτητα $v(t)$ αυξάνεται γραμμικά με τον χρόνο (εξίσωση 4.5), με παρόμοιο τρόπο θα μεταβάλλεται και το ρεύμα (εξίσωση 4.4). Συνεπώς, ο παλμός ρεύματος θα μεταβάλλεται όπως απεικονίζεται στο σχήμα 4.6, φτάνοντας σε μια τελική χρονική στιγμή $t = \tau$, κατά την οποία το ηλεκτρόνιο φτάνει στην άνοδο. Ο χρόνος τ ορίζεται ως χρόνος απόκρισης (ή σταθερά χρόνου) και μπορεί να καθορισθεί με χρήση της εξίσωσης 4.6 :

$$d = \frac{1}{2} \frac{eE}{m} \tau^2 \Rightarrow \tau = \sqrt{\frac{2md}{eE}} \Rightarrow \tau = d \sqrt{\frac{2m}{eV_0}} \quad (4.7)$$



Σχήμα 4.6 Η γραμμική εξάρτηση του ρεύματος κατά την διάρκεια ενός παλμού, εντός μια φωτοδιόδου κενού

Από τα παραπάνω, η χρονική απόκριση φαίνεται να είναι καλύτερη (μικρότερη) για μεγάλες εφαρμοζόμενες τάσεις V_0 και μικρό διαχωρισμό ηλεκτροδίων d . Συνεπώς, χρησιμοποιούνται υψηλές τάσεις (της τάξης kV) για την καλύτερη απόκριση χρόνου, η οποία λαμβάνει τυπικές τιμές στην περιοχή των 100-500 picoseconds (ps). Η καθαυτή απαίτηση της παροχής πολύ υψηλής τάσης, περιορίζει τη πρακτική χρησιμότητα των φωτοδίοδων κενού. Ωστόσο, παρουσιάζουν ενδιαφέρον κατά την χρήση τους σε εξειδικευμένες εφαρμογές. Για παράδειγμα, έχουν καλή ανταπόκριση στο UV πεδίο και παρουσιάζουν καλή γραμμικότητα σε ένα ευρύ φάσμα προσπίπτουσας ακτινοβολίας, γεγονός που τα καθιστά χρήσιμα προς την ακριβή παρακολούθηση παλμών laser υψηλής ισχύος.

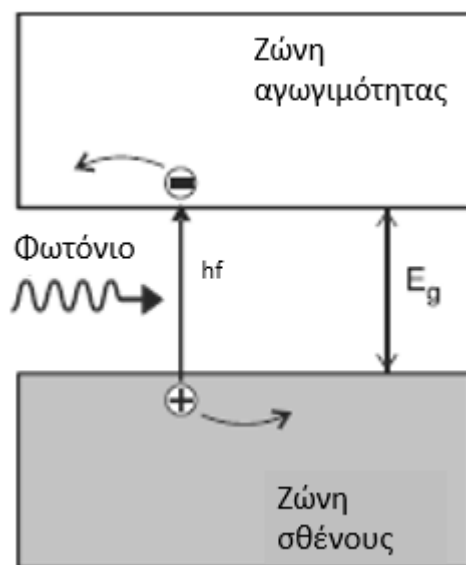
Παρόλο που οι φωτοδιόδοι κενού δεν είναι οι συνηθέστεροι ανιχνευτές που χρησιμοποιούνται στο εμπόριο, οι γενικές αρχές λειτουργίας τους είναι εύκολα κατανοητές και μπορούν να εφαρμοστούν σε πληθώρα τύπων ανιχνευτών. Για παράδειγμα, μια σημαντική παράμετρος για κάθε φωτοανιχνευτή είναι το συνολικό φορτίο που αποστέλλεται στο εξωτερικό κύκλωμα, ως απόκριση κατά την απορρόφηση ενός φωτονίου. Η συνολική μεταφορά Q κατά τη διάρκεια του του χρόνου απόκρισης τ του παλμού, δίνεται από το εμβαδόν της περιοχής κάτω από η καμπύλη του σχήματος 4.6. Χρησιμοποιώντας την εξίσωση (4.4) και θεωρώντας $E = \frac{V_0}{d}$:

$$Q = \int_0^\tau i(t) dt = \frac{e}{d} \int_0^\tau v(t) dt \Rightarrow Q = \frac{e}{d} \int_0^d dx = e \quad (4.8)$$

Ως εκ τούτου, το αποτέλεσμα που προκύπτει είναι ότι το συνολικό φορτίο που αποστέλλεται στο εξωτερικό κύκλωμα κατά την διάρκεια κίνησης ενός ηλεκτρονίου ανάμεσα στα ηλεκτρόδια ανόδου και καθόδου, είναι e (φορτίο ενός ηλεκτρονίου). Κατ' επέκταση, διαφορετικοί τύποι ανιχνευτών δύναται να έχουν $Q < e$ ή $Q > e$, καθιστώντας με αυτό τον τρόπο τη φωτοδίοδο κενού ως ένα καλό σημείο αναφοράς.

4.2.2 Το εσωτερικό φωτοηλεκτρικό φαινόμενο – Φωτοαγωγιμοι ανιχνευτές (Photoconductive detectors)

Ένα πολύ χαρακτηριστικό παράδειγμα φωτοανιχνευτή με ευρεία χρήση, είναι οι φωτοαγωγιμοι ανιχνευτές (Photoconductive detectors). Σε γενικό πλαίσιο, οι ανιχνευτές φωτονίων που συζητήθηκαν μέχρι στιγμής, βασίζονται στην εξαγωγή ηλεκτρονίων από ένα μεταλλικό υλικό (ή μεταλλικό κράμα), που ορίστηκε ως φωτοκάθοδος. Για ένα ηλεκτρόνιο, είναι επίσης δυνατό να προωθηθεί από τη ζώνη σθένους (VB) στην ζώνη αγωγιμότητας (CB), χωρίς να εξωθηθεί από καθαυτό το υλικό. Αυτή η διαδικασία απεικονίζεται στο σχήμα 4.7, και μπορεί να θεωρηθεί ως ένα "εσωτερικό φωτοηλεκτρικό φαινόμενο". Μόλις το ηλεκτρόνιο βρεθεί στην CB, αποκτά κινητικότητα και συμβάλλει στην ηλεκτρική αγωγιμότητα του εν γένει υλικού. Αυτή η αύξηση της αγωγιμότητας κατά την απορρόφηση του φωτός ονομάζεται φωτοαγωγιμότητα και αποτελεί και την αρχή λειτουργίας ενός φωτοαγωγιμου ανιχνευτή (ή φωτοκύτταρου).



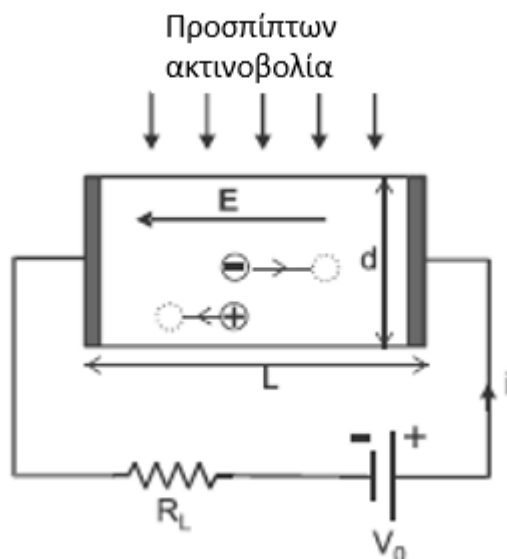
Σχήμα 4.7 Γραφική αναπαράσταση του εσωτερικού φωτοηλεκτρικού φαινομένου σε ένα ημιαγωγικό υλικό.

Είναι φανερό από το παραπάνω σχήμα, ότι για να απορροφηθεί ένα φωτόνιο, η ενέργεια του (hf), πρέπει να είναι μεγαλύτερη από το ενεργειακό κενό E_g του υλικού. Ορίζεται ο συντελεστής εξασθένησης του υλικού (α), ο οποίος εξαρτάται τόσο από την σύσταση του υλικού, όσο και από το μήκος κύματος της προσπίπτουσας H/M ακτινοβολίας. Αφού το εισερχόμενο φως έχει διανύσει απόσταση x εντός του υλικού, η έντασή του μειώνεται ανάλογα στο νόμο της Beer ως: $I(x) = I(0) \exp(-\alpha x)$, όπου $I(0)$ είναι η αρχική ένταση στην επιφάνεια πρόσπτωσης. Αν το συνολικό πάχος του υλικού στην κατεύθυνση της διάδοσης του φωτός είναι d και R είναι το ποσοστό ανάκλασης που

λαμβάνει χώρα στην επιφάνεια του, τότε το κλάσμα του προσπίπτοντος φωτός που θα απορροφηθεί θα είναι:

$$\eta_{abs} = \frac{P_{abs}}{P_{inc}} = (1-R)(1-e^{-ad}) \quad (4.9)$$

Η ακριβής λειτουργία ενός φωτοκύτταρου μπορεί να γίνει κατανοητή αν ληφθεί υπόψη το απλοποιημένο μοντέλο που παρουσιάζεται στο σχήμα 4.8. Ένας ομοιόμορφος ημιαγωγός μήκους L , ακτινοβολείται με φωτεινή ενέργεια, με αποτέλεσμα την απορρόφηση φωτονίων και την επακόλουθη δημιουργία ζευγών ηλεκτρονίων-οπών εντός του ημιαγωγού.



Σχήμα 4.8 Αρχή λειτουργίας ενός φωτοκύτταρου

Κατόπιν εφαρμογής μιας τάσης V_0 , δημιουργείται ένα ηλεκτρικό πεδίο $E = \frac{V_0}{L}$ εντός του υλικού. Υπό την επίδραση αυτού του πεδίου, τα ηλεκτρόνια και οι οπές κινούνται σε αντίθετες κατευθύνσεις, δημιουργώντας ένα ρεύμα σήματος (i_s). Αυτό το ρεύμα διοχετεύεται στο εξωτερικό κύκλωμα, ώστε να προκαλέσει μια πτώση τάσης $i_s R_L$ στην αντίσταση φορτίου R_L (σήμα ανιχνευτή). Προκειμένου να υπολογιστεί το ρεύμα του επαγόμενου σήματος i_s για ένα ζεύγος ηλεκτρονίου-οπής, χρησιμοποιείται η εξίσωση 4.4. Σύμφωνα με αυτή την εξίσωση, ένα ρεύμα σήματος παράγεται κάθε φορά που οι φορείς φορτίου κινούνται παρουσία ενός ηλεκτρικού πεδίου. Η διαφορά εδώ είναι ότι η ταχύτητα ηλεκτρονίων $v_e(t)$, δεν είναι πλέον γραμμική ως προς τον χρόνο (όπως συνέβαινε για τη φωτοδίοδο κενού). Συγκρούσεις με άλλα ηλεκτρόνια, φωνόνια (phonons) και υλικές ασυνέχειες, προκαλούν μια κίνηση ηλεκτρονίων η οποία μπορεί να προσδιοριστεί με μια σταθερή μέση ταχύτητα μετατόπισης (drift velocity) και δίνεται από την σχέση:

$$v_e = \mu_e E, \quad \text{όπου } \mu_e \text{ είναι η κινητικότητα ηλεκτρονίου} \quad (4.10)$$

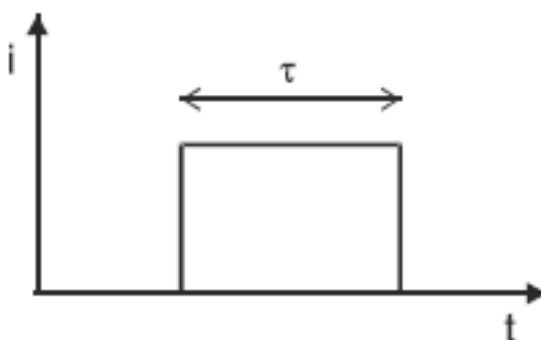
Μια παρόμοια εξίσωση που μπορεί να γραφτεί για την κίνηση των οπών είναι: $v_h = \mu_h E$. Εξάλλου, τόσο οι οπές όσο και τα ηλεκτρόνια, συμβάλλουν στο ρεύμα σήματος. Ωστόσο, έχει αποδειχτεί ότι στα περισσότερα υλικά $\mu_h \ll \mu_e$. Συνεπώς, το αποτέλεσμα της κίνησης των οπών είναι συνήθως μικρής σημασίας. Επίσης, οι οπές συνήθως παγιδεύονται σε περιοχές υλικών ασυνεχειών, με αποτέλεσμα να

ακίνητοποιούνται πλήρως. Ως εκ τούτου, στην ακόλουθη ανάλυση, δεν θα ληφθούν καθόλου υπόψιν.

Από τις εξισώσεις 4.4, 4.10 και την σχέση $E = \frac{V_0}{L}$, έχουμε:

$$i_s(t) = \frac{e\mu_e E}{L} \quad (4.11)$$

Αυτό το ρεύμα διατηρείται όσο το ηλεκτρόνιο παραμένει στη ζώνη αγωγιμότητας, γεγονός το οποίο προσδιορίζεται από τη διάρκεια ζωής των ηλεκτρονίων τ (η οποία είναι ταυτόσημη σαν έννοια με τον χρόνο απόκρισης που μελετήθηκε στην φωτοδίοδο κενού). Τότε ο παλμός ρεύματος, θα εξαρτάται χρονικά σύμφωνα με το παρακάτω σχήμα.



Σχήμα 4.9 Η χρονική εξάρτηση του ρεύματος κατά την διάρκεια ενός παλμού, εντός ημιαγωγικού φωτοκύτταρου

Ολοκληρώνοντας πάλι το ρεύμα σήματος ως προς τον χρόνο, μπορεί να εξαχθεί το συνολικό φορτίο:

$$Q = \int_0^\tau i_s(t) dt = \frac{e\mu_e E \tau}{L} = \frac{e\mu_e V_0 \tau}{L^2} \quad (4.12)$$

Εν συνεχεία, ορίζεται ως φωτοαγώγιμο κέρδος G ενός ανιχνευτή, το μέγεθος:

$$G = \frac{Q}{e} = \frac{\mu_e V_0 \tau}{L^2} \quad (4.13)$$

Ως συνέπεια, το ανιχνευόμενο φορτίο (και συνεπώς και το κέρδος) θα αυξάνεται, καθώς αντίστοιχα αυξάνεται και η εφαρμοζόμενη τάση V_0 . Ένα ενδιαφέρον χαρακτηριστικό αυτής της εξίσωσης, είναι ότι για αρκετά μεγάλο V_0 , το G δείχνει ότι μπορεί να γίνει μεγαλύτερο από την μονάδα. Δηλαδή, το φορτίο του παλμού ρεύματος που προκύπτει από την απορρόφηση ενός φωτονίου, να είναι μεγαλύτερο από το φορτίο ενός ηλεκτρονίου. Γεγονός το οποίο, μοιάζει ως ένα παράδοξο συμπέρασμα. Για να δούμε τι ακριβώς συμβαίνει, θεωρούμε ως t_{tr} (transit time), τον χρόνο που χρειάζεται το ηλεκτρόνιο για να διανύσει όλο το μήκος L του ημιαγωγού. Χρησιμοποιώντας την εξίσωση (4.10), θα ισχύει:

$$t_{tr} = \frac{L}{v_e} = \frac{L}{\mu_e E} \Rightarrow t_{tr} = \frac{L^2}{\mu_e V_0} \quad (4.14)$$

Συνδυάζοντας την παραπάνω εξίσωση με την (4.13), προκύπτει $G = \frac{\tau}{t_{tr}}$. Παρατηρούμε δηλαδή ότι το φωτοαγώγιμο κέρδος (G) είναι μεγαλύτερο από την

μονάδα, όταν το ηλεκτρόνιο παραμένει στην CB μεγαλύτερο χρόνο από αυτόν που χρειάζεται για να διασχίσει τον ημιαγωγό. Μπορεί όμως να υποθεθεί, ότι όταν το ηλεκτρόνιο φτάσει στο ηλεκτρόδιο (όριο του ημιαγωγού), ο παλμός του ρεύματος θα πρέπει να τερματιστεί, καθώς δεν υπάρχει περιθώριο επιπλέον κίνησης του φορτίου εντός του ηλεκτρικού πεδίου. Επομένως, η ενεργός χρονική διάρκεια τ , περιορίζεται από τον χρόνο διέλευσης t_{tr} , και το αντίστοιχο κέρδος, δεν δύναται να ξεπεράσει την μονάδα. Αυτό ισχύει στην περίπτωση που δεν απελευθερώνονται επιπλέον ηλεκτρόνια στον ημιαγωγό για να πάρουν τη θέση εκείνου που διαφεύγει. Στην πραγματικότητα όμως, αυτό δεν ισχύει, μιας και εντός ενός ωμικού ημιαγωγικού στοιχείου, δεν υπάρχει περιορισμός ως προς την δημιουργία νέων ηλεκτρονίων κατά την διάρκεια διέλευσης οποιουδήποτε άλλου. Συνεπώς, έτσι εξηγείται και η δυνατότητα του κέρδους να λάβει τιμές άνω της μονάδας.

Έως τώρα, η ανάλυση αφορούσε το ενεργό φορτίο που δημιουργείται από την απορρόφηση ενός φωτονίου. Σε γενικότερο πλαίσιο, Ο αριθμός των φωτονίων που προσπίπτουν στον ημιαγωγό ανά μονάδα χρόνου θα είναι P_{in} / hf , όπου P_{in} είναι η προσπίπτουσα οπτική ισχύ και hf είναι η ενέργεια ενός φωτονίου. Επομένως, το ρεύμα σήματος (παραγόμενο φορτίο ανά μονάδα χρόνου) θα είναι:

$$i_s = \frac{P_{in}}{hf} G\eta \quad , \quad (4.15)$$

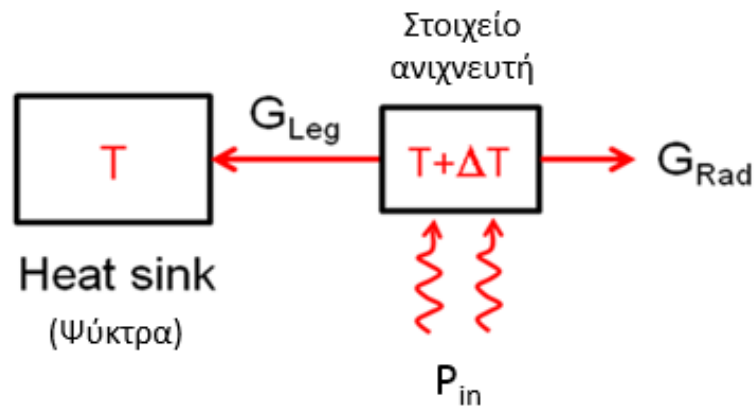
όπου ο συντελεστής (η) προσδιορίζεται από την εξίσωση (4.9). Η παραπάνω εξίσωση είναι πανομοιότυπη με την αντίστοιχη εξίσωση που εκφράζει το ρεύμα σήματος μιας φωτοδιόδου κενού (εξίσωση 4.1).

Τα υλικά που χρησιμοποιούνται ως φωτοκύτταρα, διαχωρίζονται ως προς την φασματική απόκριση τους, ανάλογα με το μήκος κύματος της προσπίπτουσας οπτικής ακτινοβολίας ενδιαφέροντος. Για παράδειγμα το CdS (σουλφίδιο του καδμίου) χρησιμοποιείται για μήκη κύματος από 400 έως 700nm, ενώ το PbS, από 1 έως 3.2 μm . Τα υλικά αυτά παρουσιάζουν αρκετά μεγάλη ευαισθησία (σχέση φωτονίων και παραγόμενων ηλεκτρονίων) και δύναται να λειτουργήσουν ικανοποιητικά σε θερμοκρασίες δωματίου. Ωστόσο, η απόδοση τους αυξάνεται σε χαμηλές θερμοκρασίες, λόγω σημαντικού περιορισμού του επίπεδου θορύβου. Τέλος, θεωρούνται αρκετά γρήγοροι ανιχνευτές. Οι τυπικές τιμές του χρόνου απόκρισης τους τ (ο οποίος υπενθυμίζεται ότι καθορίζεται από την διάρκεια ζωής των ηλεκτρονίων), κυμαίνεται από 0.1 μs έως 0.1s.

4.3 Θερμικοί ανιχνευτές (Thermal Detectors)

Σε αντίθεση με τους φωτοανιχνευτές που λειτουργούν με την άμεση μετατροπή των φωτονίων σε φορείς φορτίου (ηλεκτρόνια και / ή οπές), στους ανιχνευτές θερμικού τύπου, η οπτική ισχύς που απορροφάται από τον αισθητήρα προκαλεί αύξηση της θερμοκρασίας, η οποία μετατρέπεται σε τάση. Όπως και με τους φωτοανιχνευτές, η απόκριση του μήκους κύματος του θερμικού ανιχνευτή καθορίζεται από τις ιδιότητες του αντίστοιχου απορροφητικού υλικού. Με την κατάλληλη επιλογή του υλικού, οι θερμικοί ανιχνευτές μπορούν να κατασκευαστούν κατάλληλα, προκειμένου να έχουν ικανή απόκριση σε όλα τα μήκη κύματος ενδιαφέροντος.

Η λειτουργία ενός θερμικού αισθητήρα μπορεί να γίνει κατανοητή με τη χρήση της παρακάτω θερμικής διάταξης. Ο αισθητήρας είναι συνδεδεμένος με μια ψύκτρα (heat sink), ενώ η συνολική θερμική απώλεια, προσδιορίζεται ποσοτικά από τη θερμική αγωγιμότητα (G_{th}). Η καθατή αγωγιμότητα είναι αποτέλεσμα τόσο της φύσης της σύνδεσης του αισθητήρα με την ψύκτρα (G_{Leg}), όσο και με τις ενδεχόμενες απώλειες θερμότητας λόγω ακτινοβολίας του αισθητήρα (G_{Rad}).



Σχήμα 4.10 Λειτουργικό διάγραμμα θερμικού αισθητήρα

Όταν μια σταθερή ισχύς (P_{in}) προσπίπτει σε έναν αισθητήρα που έχει θερμοχωρητικότητα (C) και προκαλεί αύξηση θερμοκρασίας κατά (ΔT), τότε η εξίσωση ισοζυγίου της θερμότητας μπορεί να γραφτεί ως:

$$P_{in} = G_{th}\Delta T + C \frac{d(\Delta T)}{dt} \quad (4.16)$$

Αφού επέλθει η ισορροπία του συστήματος, η θερμοκρασία του αισθητήρα σε σχέση με την ψύκτρα (ΔT), θα δίνεται από την σχέση:

$$\Delta T = \frac{P_{in}}{G_{th}} \quad (4.17)$$

Από την σχέση αυτή, διαφαίνεται ότι για να επιτευχθεί υψηλή ευαισθησία, είναι απαραίτητη μια καλή θερμική μόνωση (μικρό G_{th}) του αισθητήρα.

Επιπλέον, αν η ροή της ακτινοβολίας ξαφνικά αφαιρεθεί, το ΔT θα απομειωθεί εκθετικά με μια σταθερά χρόνου (τ). Συγκεκριμένα,

$$\Delta T = \frac{P_{in}}{G_{th}} e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad \tau = \frac{C}{G_{th}} \quad (4.18)$$

Υπάρχουν τρεις ευρέως χρησιμοποιούμενοι μηχανισμοί θερμικής ανίχνευσης. Ακολουθεί μια σύντομη επισκόπηση ανά είδος θερμικής ανίχνευσης:

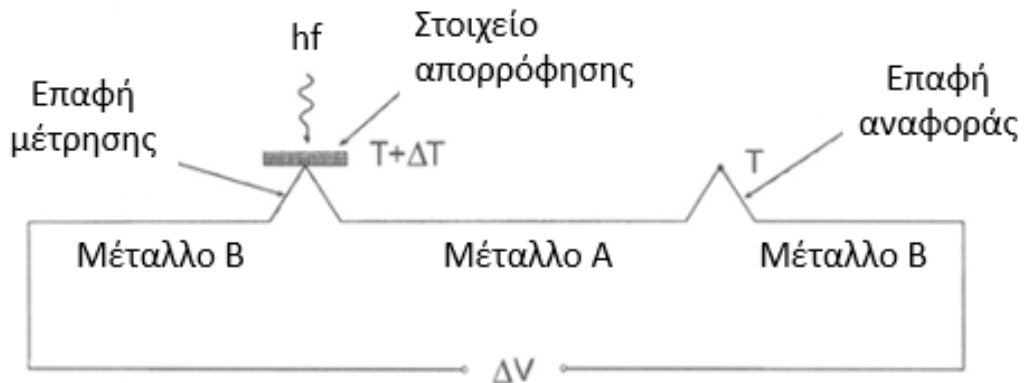
- Η θερμοηλεκτρική (Χρήση θερμοστοιχείων)
- Η πυροηλεκτρική (Αλλαγή πόλωσης συναρτήσει της θερμοκρασίας)
- Η βολομετρική (Μεταβολή αντίστασης συναρτήσει της θερμοκρασίας)

4.3.1 Ο θερμοηλεκτρικός μηχανισμός θερμικής ανίχνευσης

Σε ότι αφορά τον συγκεκριμένο μηχανισμό, γίνεται χρήση θερμοστοιχείων. Το βασικό χαρακτηριστικό γνώρισμα ως προς την λειτουργία τους, είναι μια ένωση μεταξύ δύο ανόμοιων αγωγών με μεγάλο συντελεστή ηλεκτροθερμικής ισχύος (Seebeck coefficient (α)):

$$\alpha = \frac{\Delta V}{\Delta T} \quad [\mu\text{V}/\text{K}] \quad (4.19)$$

Η συνοπτική περιγραφή του φαίνεται παρακάτω:

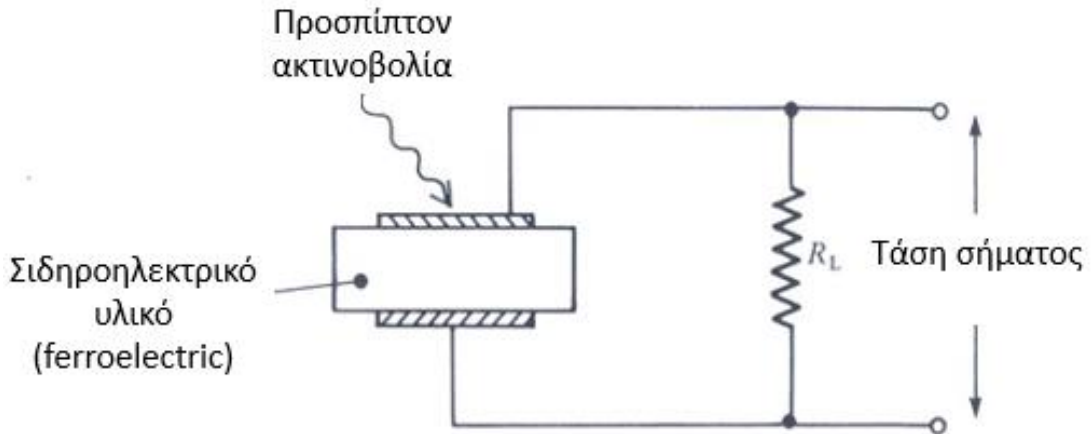


Σχήμα 4.11 Σχηματική αναπαράσταση ενός τυπικού θερμοστοιχείου (thermocouple)

Κατόπιν της πρόσπτωσης της ακτινοβολίας ενδιαφέροντος (με ενέργεια hf), προκαλείται αύξηση της θερμοκρασίας του στοιχείου απορρόφησης κατά (ΔT). Έχοντας ως δεδομένο τον συντελεστή ηλεκτροθερμικής ισχύος (α) και μετρώντας την πτώση τάσης (ΔV), προσδιορίζεται η ζητούμενη προκληθείσα αύξηση της θερμοκρασίας (ΔT).

4.3.2 Ο πυροηλεκτρικός μηχανισμός θερμικής ανίχνευσης

Σε ότι αφορά τους πυροηλεκτρικούς ανιχνευτές, ένα πυροηλεκτρικό υλικό γενικά, διακρίνεται για την χαμηλή κρυσταλλική συμμετρία, προκειμένου να διαθέτει μια μόνιμη ηλεκτρική διπολική φύση. Αυτό έχει ως αποτέλεσμα την δημιουργία ενός εσωτερικού ηλεκτρικού πεδίου ως προς ένα συγκεκριμένο κρυσταλλικό άξονα. Αυτά τα υλικά είναι γνωστά ως σιδηροηλεκτρικά (ferroelectric). Ένα τυπικό διάγραμμα ενός πυροηλεκτρικού συστήματος ανίχνευσης, φαίνεται στο παρακάτω σχήμα:



Σχήμα 4.12 Σχηματική αναπαράσταση ενός τυπικού πυροηλεκτρικού συστήματος ανίχνευσης

Στην περίπτωση κατά την οποία παράλληλα και αγώγιμα ηλεκτρόδια τοποθετηθούν στον κρύσταλλο, το δημιουργούμενο φορτίο θα αποθηκευτεί σε αυτά τα ηλεκτρόδια. Μία αλλαγή της θερμοκρασίας θα αλλάξει την απόσταση πλέγματος του υλικού και ως εκ τούτου, θα επιφέρει αλλαγή και στο εσωτερικό ηλεκτρικό πεδίο. Αυτό αντίστοιχα μεταφράζεται σε μεταβολή του αποθηκευμένου φορτίου στα ηλεκτρόδια, η οποία μπορεί να ανιχνευθεί ως ρεύμα στο εξωτερικό κύκλωμα που είναι συνδεδεμένο το πυροηλεκτρικό στοιχείο.

Επιπλέον, το μέγεθος της μεταβολής της πόλωσης ως προς τη θερμοκρασία, προσδιορίζεται από το πυροηλεκτρικό συντελεστή (p):

$$p = \frac{\Delta P_s}{\Delta T} \quad [\text{C cm}^{-2} \text{ K}^{-1}] , \text{ όπου } p_s \text{ η στιγμιαία τιμή πόλωσης (4.20)}$$

4.3.2 Ο βολομετρικός μηχανισμός θερμικής ανίχνευσης

Οι βολομετρικές διατάξεις αποτελούν τις πιο συνήθεις θερμικές ανιχνευτικές διατάξεις στο εύρος των μακρών υπέρυθρων κυμάτων από 8 έως 14 μm (LWIR). Το βολόμετρο μπορεί να περιγραφεί συνοπτικά ως μια ηλεκτρική αντίσταση εξαρτώμενη από την θερμοκρασία. Τα υλικά που το συνθέτουν, συνοψίζονται τόσο σε μέταλλα όσο και σε ημιαγωγούς. Η βασική αρχή λειτουργίας του βασίζεται στην διέλευση ενός προκαλούμενου ρεύματος (I_{bias}), η οποία επιτρέπει τον προσδιορισμό της αλλαγής της διαφοράς δυναμικού (εξαιτίας της προσπίπτουσας ακτινοβολίας) που θα προκληθεί μεταξύ των ακροδεκτών του. Η γενική σχεδίαση μιας βολομετρικής διάταξης, πραγματοποιείται μέσω του προσδιορισμού πλήθους βελτιστοποιημένων παραμέτρων ως προς το είδος και το πάχος των υλικών που χρησιμοποιούνται για την σύνθεση της, ενώ παράλληλα θα πρέπει η διαδικασία της κατασκευής να ολοκληρώνεται με το χαμηλότερο δυνατό κόστος. Στόχος της ανωτέρω σχεδίασης αποτελεί η μέγιστη δυνατή απορρόφηση της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, διατηρώντας παράλληλα σε ικανοποιητικά επίπεδα τόσο την θερμική σταθερά χρόνου όσο και την θερμική μόνωση του συστήματος.

Μέχρι σήμερα, έχει ανακαλυφθεί πληθώρα υλικών που μπορούν να χρησιμοποιηθούν ως ανιχνευτικά στοιχεία βολόμετρων. Η ευαίσθητη περιοχή του pixel αποτελείται από κοινού από ένα απορροφητικό υλικό και ένα υλικό υψηλού συντελεστή θερμοκρασίας της αντίστασης (Temperature Coefficient of Resistance –

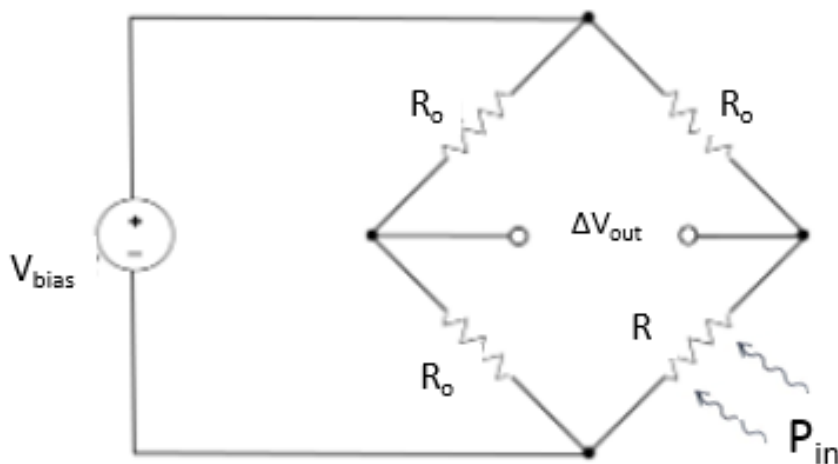
TCR) (π.χ. VO_x). Ο TCR ορίζεται ως τον ρυθμό μεταβολής της αντίστασης (R) συναρτήσει της θερμοκρασίας (T), συμβολίζεται ως α και δίδεται από την εξίσωση:

$$\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT} \quad (4.21)$$

Επιπλέον, η μετρούμενη διαφορά δυναμικού που θα αντιστοιχεί στην προκληθείσα αύξηση της θερμοκρασίας λόγω της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, δίδεται από την σχέση:

$$\Delta V_{out} = \frac{\alpha V_{bias}}{4} \Delta T \quad (4.22)$$

Η συνοπτική περιγραφή του φαίνεται παρακάτω:



Σχήμα 4.13 Σχηματική αναπαράσταση μιας τυπικής βολομετρικής ανιχνευτικής διάταξης

Δύο από τις πιο σημαντικές μετρήσιμες ποσότητες ενός βολομετρικού ανιχνευτή είναι η ανταποκρισιμότητα τάσης (voltage responsivity) και η τιμή της μέσης τετραγωνικής ρίζας (rms) της ευαισθησίας αυτού. Οι παραπάνω ποσότητες μπορούν να εκφραστούν από τις ακόλουθες εξισώσεις αντίστοιχα ως:

$$R_V = \frac{i_{bias} \alpha R \eta}{G_{th} \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \quad (\text{Ανταποκρισιμότητα τάσης}) \quad (4.23)$$

και

$$\Delta T_{rms} = \frac{\eta P_{in}}{G_{th} \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}} \quad (\text{Μέση τετραγωνική ρίζα της ευαισθησίας}) \quad (4.24)$$

Όπου (i_{bias}) είναι το προκαλούμενο ρεύμα, (α) ο συντελεστής θερμοκρασίας της αντίστασης (Temperature Coefficient of Resistance - TCR), (R) η αρχική αντίσταση της βολομετρικής διάταξης, (η) το ποσοστό της προσπίπτουσας ακτινοβολίας το οποίο τελικά απορροφάτε από το pixel, (G_{th}) η θερμική αγωγιμότητα του pixel, (ω) η γωνιακή συχνότητα διαμόρφωσης των παλμών της προσπίπτουσας ακτινοβολίας (Pulse Repetition Rate - PRF), (P_{in}) η προσπίπτουσα ισχύς και (τ) η σταθερά χρόνου

(ή χρόνος απόκρισης) του συστήματος ανίχνευσης. Να ληφθεί υπόψιν ότι η εξίσωση (4.24) ισχύει για το σύνολο των θερμικών ανιχνευτές.

Τέλος, έχει αποδειχτεί ότι οι θερμικοί ανιχνευτές δεν αποδίδουν υψηλές ταχύτητες λειτουργίας. Η αντιπροσωπευτική σταθερά χρόνου κυμαίνεται στο φάσμα από κάποια msec έως sec. Γεγονός που κατά μέσο όρο, τους καθιστά πιο αργούς από τους φωτοανιχνευτές που αναλύθηκαν στην προηγούμενη ενότητα (σε αυτούς είχαν αναφερθεί και τιμές της τάξης των msec). Ωστόσο, διαφαίνεται να υπάρχει η δυνατότητα λήψης ενός πιο γρήγορου χρόνου απόκρισης, αυξάνοντας τη θερμική αγωγιμότητα (G_{th}). Παράλληλα όμως, αυτό θα απομειώσει την υψηλότερη δυνατή θερμοκρασία που ο θερμικός αισθητήρας μπορεί να επιτύχει (P_{in}/G_{th}) (εξίσωση 4.17). Θα υπάρχει λοιπόν πάντα ένας αντισταθμιστικός παράγοντας μεταξύ της ευαισθησίας και της ταχύτητας λειτουργίας ενός θερμικού ανιχνευτή.

Εφαρμογές

Εφαρμογή 4.1

Σε ένα φωτοκύτταρο από CdS, εφαρμόζεται τάση 1.2V. Τα ηλεκτρόδια του απέχουν απόσταση 0.2 mm. Κατόπιν, φως μήκους κύματος 550 nm και ισχύς 5 μ W, προσπίπτει στο φωτοκύτταρο, το οποίο απορροφά το 75% του προσπίπτοντος φωτός.

(α) Προσδιορίστε το φωτοαγώγιμο κέρδος (G) του ανιχνευτή, υποθέτοντας ότι η διάρκεια ζωής ηλεκτρονίων στο CdS είναι 1 ms και η κινητικότητα τους είναι $\mu_e=300 \text{ cm}^2 / \text{V s}$.

(β) Προσδιορίστε το ρεύμα σήματος που παράγεται σε αυτό το φωτοκύτταρο.

Λύση

α) Καταρχήν η κινητικότητα των ηλεκτρονίων σε μονάδες SI είναι : $\mu_e=3 \times 10^{-2} \text{ m}^2 / \text{V s}$. Επομένως, από την εξίσωση 4.13 έχουμε:

$$G = \frac{Q}{e} = \frac{\mu_e V_0 \tau}{L^2} \Rightarrow G = \frac{(3 \times 10^{-2})(1.2)(10^{-3})}{(2 \times 10^{-4})^2} = 900$$

β) Η ενέργεια φωτονίων της προσπίπτουσας ακτινοβολίας είναι:

$$hf = \frac{hc}{\lambda} = \frac{(6.63 \times 10^{-34})(3 \times 10^8)}{550 \times 10^{-9}} \Rightarrow hf = 3.62 \times 10^{-19} \text{ J}$$

Επομένως, από την εξίσωση (4.15), το ρεύμα σήματος θα είναι :

$$i_s = \frac{P_{in}}{hf} G e \eta = \left(\frac{5 \times 10^{-6}}{3.62 \times 10^{-19}} \right) (900)(1.6 \times 10^{-19})(0.75) \Rightarrow i_s = 1.49 \times 10^{-3} \text{ A}$$

Εφαρμογή 4.2

Μελετήστε την απόκριση ενός θερμικού ανιχνευτή ως προς την παλμική συχνότητα διαμόρφωσης (PRF) της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Θεωρήστε ότι τόσο η προσπίπτουσα ισχύ, όσο και η μεταβολή της θερμοκρασίας (που επέρχεται λόγω της ισχύς αυτής), μεταβάλλονται ομοιόμορφα.

Λύση

Η ομοιόμορφη μεταβολή της P_{in} και ΔT μπορούν να εκφραστούν αντίστοιχα:

$$P_{in} = P_0 e^{i2\pi f t} \quad \text{και} \quad \Delta T = \Delta T_0 e^{i2\pi f t}$$

Όπου P_0 και ΔT_0 οι αντίστοιχες μέγιστες τιμές διακύμανσης των συγκεκριμένων μεγεθών και f η ταχύτητα λειτουργίας (στην βιβλιογραφία αναφέρεται ως speed of operation και ταυτίζεται με το PRF. Η ονομασία speed of operation χρησιμοποιείται στα πλαίσια προσάρτησης της έννοιας του PRF σε έναν δέκτη. Στην παρούσα εφαρμογή, αυτά ταυτίζονται και ισούνται με f).

Από την εξίσωση ισοζυγίου της θερμότητας (4.16), ισχύει

$$P_{in} = G_{th} \Delta T + C \frac{d(\Delta T)}{dt} \Rightarrow P_0 e^{i2\pi f t} = G_{th} \Delta T_0 e^{i2\pi f t} + C \Delta T_0 e^{i2\pi f t} (i2\pi f)$$

$$\frac{P_0}{G_{th}} = \Delta T_0 + \frac{C}{G_{th}} \Delta T_0 (i2\pi f) \Rightarrow \frac{P_0}{G_{th}} = \Delta T_0 (1 + \tau(i2\pi f))$$

$$\Delta T_0 = \frac{P_0}{G_{th}} \frac{1}{1 + (i2\pi f \tau)}$$

Με την χρήση της ιδιότητας των μιγαδικών αριθμών $|Z|^2 = ZZ^*$

$$|\Delta T_0| = \frac{P_0}{G_{th}} \frac{1}{\sqrt{1 + (2\pi f \tau)^2}}$$

Από την παραπάνω εξίσωση (η οποία είναι πανομοιότυπη της εξίσωσης 4.24), είναι προφανές ότι για μικρές τιμές του f , ισχύει $2\pi f \tau \ll 1$ και το μέτρο της μέγιστης δυνατής τιμής της μεταβολής της θερμοκρασίας, τείνει να λάβει την τιμή $|\Delta T_0| = \frac{P_0}{G_{th}}$. Συνεπώς, Όσο αυξάνεται το f , τόσο η μέγιστη τιμή που καθορίζει την τελική ευαισθησία του θερμικού ανιχνευτή μειώνεται.

Εφαρμογή 4.3

α) Προσδιορίστε την μαθηματική έκφραση του ρυθμού της μεταβολής της θερμοκρασίας ενός βολομετρικού στοιχείου, κατά την πρόσπτωση σταθερής υπέρυθρης ακτινοβολίας ισχύος P_{IR} . Υποθέστε ότι η θερμική αγωγιμότητα και η θερμοχωρητικότητα του στοιχείου είναι G_{th} και C αντίστοιχα.

β) Αποδείξτε ότι η θερμοκρασία ενός βολομέτρου αυξάνεται εκθετικά με σταθερά χρόνου C/G_{th} , κατά την έναρξη της πρόσπτωσης της οπτικής ισχύος ($t=0$)

γ) Ένα βολόμετρο είναι συνδεδεμένο με τροφοδοσία τάσης V . Υποθέτοντας ότι δεν υφίσταται πρόσπτωση υπέρυθρης ακτινοβολίας ($P_{IR}=0$), αποδείξτε ότι το ρεύμα που διαπερνά το κύκλωμα ικανοποιεί την εξίσωση:

$$\frac{V}{I} = R_0 + \frac{aR_0}{G_{th}} VI \quad , \quad \text{όπου } R_0 \text{ η αρχική αντίσταση του βολομέτρου}$$

Λύση

α) Από την εξίσωση ισοζυγίου της θερμότητας (4.16), ισχύει

$$P_{IR} = G_{th}\Delta T + C \frac{d(\Delta T)}{dt} \Rightarrow C \frac{d(\Delta T)}{dt} = P_{IR} - G_{th}\Delta T$$

$$\frac{d(\Delta T)}{dt} = \frac{P_{IR}}{C} - \frac{1}{\tau} \Delta T \quad , \quad \text{όπου } \tau = \frac{C}{G_{th}}$$

β) Έστω $\Delta T = Y = Y(t)$, $\alpha = \frac{1}{\tau} = \frac{G_{th}}{C}$ και $b = \frac{P_{in}}{C}$.

$$P_{in} = G_{th}\Delta T + C \frac{d(\Delta T)}{dt} \Rightarrow Y' + \alpha Y = b \Rightarrow e^{\alpha t} Y' + \alpha e^{\alpha t} Y = b e^{\alpha t}$$

$$(Y e^{\alpha t})' = b e^{\alpha t} \Rightarrow Y e^{\alpha t} = \frac{b}{\alpha} e^{\alpha t} + \text{σταθερά}$$

$$\text{Για } t=0, Y(0)=0 \Rightarrow \text{σταθερά} = -\frac{b}{\alpha}$$

$$\text{Άρα τελικά, } Y = \frac{b}{\alpha} - \frac{b}{\alpha} e^{-\alpha t} = \frac{b}{\alpha} (1 - e^{-\alpha t})$$

$$\Delta T = \frac{P_{in}}{G_{th}} (1 - e^{-\frac{t}{\tau}}) \quad , \quad \text{όπου } \tau = \frac{C}{G_{th}}$$

γ) Από την εξίσωση 4.21 ισχύει : $\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}$ ή $R = R_0(1 + a\Delta T)$

$$\text{Από τον νόμο του Ohm ισχύει } V = IR \Rightarrow \frac{V}{I} = R_0 + aR_0\Delta T$$

$$\text{Επίσης, } \Delta T = \frac{P_{total}}{G_{th}} = \frac{VI + P_{IR}}{G_{th}} \Rightarrow \Delta T = \frac{VI}{G_{th}}$$

$$\text{Άρα τελικά, } \frac{V}{I} = R_0 + \frac{aR_0}{G_{th}} VI$$

Βιβλιογραφία

1. David L. Shumaker, James T. Wood and Clinton R. Thacker, "Infrared Imaging Systems Analysis", Environmental Research Institute of Michigan (1988).
2. Gamani Karunasiri, "Lasers and Optronics", PH 4272, Physics Department, Naval Postgraduate School, Monterey, CA (2016).
3. Kjell J. Gasvik, "Optical Metrology (3rd edition)", John Wiley & Sons Ltd, England (2002).
4. Arlond Daniels, "Field Guide to Infrared Systems, Detectors, and FPAs (2nd edition)", SPIE press, Washington USA (2010).
5. Γεώργιος Α. Σάγος και Νικόλαος Γ. Μαλαχίας, "Αρχές ηλεκτροπτικών συστημάτων και στρατιωτικές εφαρμογές", Εκδόσεις Παπασωτηρίου, Αθήνα (2000).
6. Richard S. Quimby, "Photonics and Lasers. An introduction", Wiley-inter science, Canada (2006).

Κεφάλαιο 5 : Διατριβή στην ανιχνευτική βελτιστοποίηση ενός βολομετρικού στοιχείου

5.1 Γενικά

Στο προηγούμενο κεφάλαιο, έγινε μια εκτενής αναφορά ως προς την διακριτοποίηση της αρχής λειτουργίας των δυο βασικών κατηγοριών των οπτικών ανιχνευτών: των φωτονικών και των θερμικών. Εστιάζοντας στους θερμικούς ανιχνευτές και συγκεκριμένα στην διαδικασία της θερμικής ανίχνευσης, η προσπίπτουσα ακτινοβολία που απορροφάται και προκαλεί αύξηση της θερμοκρασίας, ανιχνεύεται μέσω της χρήσης ενός ευαίσθητου στοιχείου θερμοκρασίας. Επιπλέον, η απόκριση του μήκους κύματος του θερμικού ανιχνευτή, καθορίζεται από τις ιδιότητες του αντίστοιχου απορροφητικού υλικού. Με την κατάλληλη επιλογή του υλικού αυτού, οι θερμικοί ανιχνευτές μπορούν να κατασκευαστούν κατάλληλα, προκειμένου να έχουν ικανή απόκριση σε όλα τα μήκη κύματος ενδιαφέροντος.

Στον παρόν κεφάλαιο, βάσει του γεγονότος ότι οι πιο διαδεδομένοι θερμικοί ανιχνευτές στην φασματική περιοχή των 8 - 14μm (LWIR) είναι τα βολόμετρα, θα αναφερθούμε σε μια διαδικασία βελτιστοποίησης ενός βολομετρικού στοιχείου ανίχνευσης (pixel). Δύο από τις πιο σημαντικές μετρήσιμες ποσότητες ενός βολομετρικού ανιχνευτή είναι η ανταποκρισιμότητα τάσης (voltage responsivity) και η τιμή της μέσης τετραγωνικής ρίζας (rms) της ευαισθησίας αυτού, όπως αυτές περιγράφονται από τις εξισώσεις 4.23 και 4.24 αντίστοιχα. Σε αυτές τις ποσότητες, είναι προφανής η αναγκαιότητα του υψηλού ποσοστού απορρόφησης της προσπίπτουσας ακτινοβολίας (η). Η διαδικασία λοιπόν που ακολουθεί, αφορά τόσο την βελτιστοποίηση του ποσοστού αυτού, όσο και στην δυνατότητα προσαρμογής του ανιχνευτικού στοιχείου ως προς ένα ευρύ φάσμα μηκών κύματος της προσπίπτουσας ισχύος.

Τέλος, αξίζει να σημειωθεί ότι η διαδικασία βελτιστοποίησης που περιγράφεται παρακάτω, είναι προϊόν διδακτορικής διατριβής και αφορά μια τυποποιημένη αντίστοιχα διαδικασία που μπορεί να χρησιμοποιηθεί από τον σπουδαστή ως οδηγό, προκειμένου να βελτιστοποιήσει ένα οποιοδήποτε μέγεθος ενδιαφέροντος.

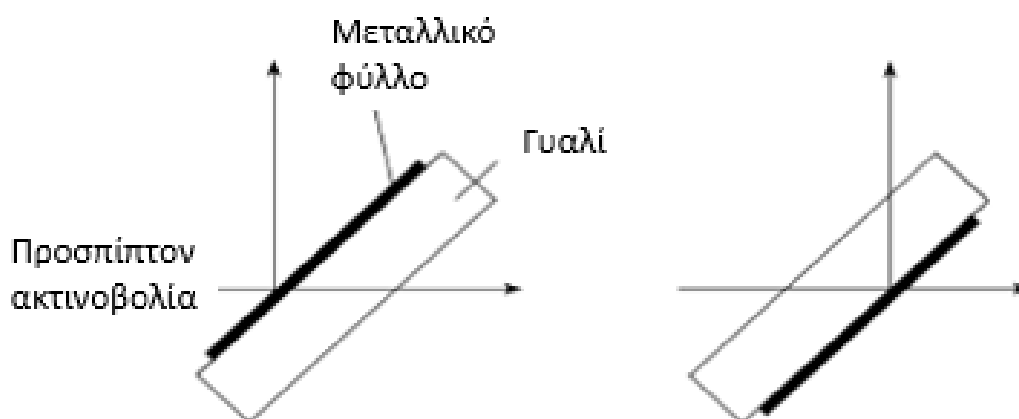
5.2 Διάταξη ανιχνευτικού στοιχείου – Αρχική σκέψη

Προ ενάρξεως της διαδικασίας βελτιστοποίησης, θεωρείται δεδομένο ότι ένα οποιοδήποτε απομονωμένο μεταλλικό στρώμα (free standing metal), έχει την δυνατότητα να απορροφήσει έως το 50% της προσπίπτουσας ακτινοβολίας.

Το ανιχνευτικό στοιχείο (στοιχείο απορρόφησης) που αρχικά χρησιμοποιήθηκε στην παρούσα διατριβή, είναι ένα λεπτό μεταλλικό φύλλο, τοποθετημένο πάνω σε ένα στρώμα γυαλιού (SiO_2). Μέσω της χρήσης του στοιχείου αυτού, η διάδοση της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας μέσω του μεταλλικού φύλλου θα είναι η ίδια ανεξάρτητα από την πλευρά από την οποία θα μετρηθεί (δηλαδή είτε από την ελεύθερη είτε από την πλευρά του γυαλιού). Το ίδιο όμως δεν συμβαίνει με την ανάκλαση. Συγκεκριμένα, κατά την μέτρηση της στην πλευρά του γυαλιού, αυτή θα είναι μικρότερη από αυτή που θα μετρούνταν στην ελεύθερη πλευρά. Από την στιγμή που ισχύει $T + A + R = 1$, η μείωση της ανάκλασης (R) στην πλευρά του γυαλιού

προτρέπει ότι η συνολική απορρόφηση (A), αφού η διάδοση (T) παραμένει ίδια, θα πρέπει να είναι πάντα μεγαλύτερη (σχήμα 5.1).

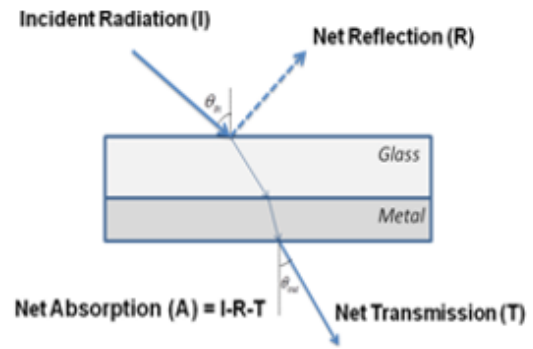
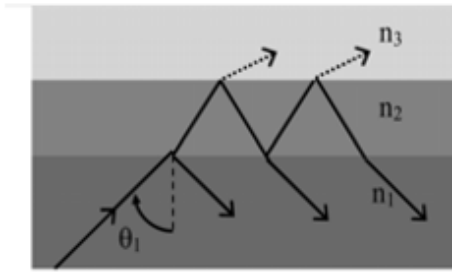
Επομένως, προσαρμόζοντας το στοιχείο απορρόφησης κατάλληλα ώστε η προσπίπτουσα ακτινοβολία να συναντά πρώτα το γυάλινο στρώμα, αυτομάτως αυξάνονται οι απορροφητικές ικανότητες του εν λόγω στοιχείου. Συνεπώς, δια της κατάλληλης επεξεργασίας και βελτιστοποίησης, θα μπορούσε να χρησιμοποιηθεί ως ανιχνευτικό στοιχείο ενός μικροβολόμετρου το οποίο θα μπορούσε αντίστοιχα να χρησιμοποιηθεί ως ολοκληρωμένο στοιχείο μιας ευρύτερης ανιχνευτικής διάταξης ηλεκτροπτικής φύσης.



Σχήμα 5.1 Διάταξη ανιχνευτικού στοιχείου (στοιχείου απορρόφησης) και απεικόνιση της προσπίπτουσας, διαδιδόμενης και ανακλώμενης ακτινοβολίας ως προς την εκάστοτε διάταξη. Η αριστερή (ΑΡ) διάταξη αφορά τον προσανατολισμό ενός τυπικού διαχωριστή δέσμης (Beam Splitter), ενώ η δεξιά (ΔΕ), την ακριβώς ανάστροφη

5.3 Αναλυτική προσέγγιση

Η απορρόφηση της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας από ένα λεπτό μεταλλικό φύλλο τοποθετημένο σε ένα γυάλινο στρώμα (SiO_2) μπορεί να υπολογιστεί μέσω του προσδιορισμού της διάδοσης και ανάκλασης, λαμβάνοντας υπόψη τις πολλαπλές ανακλάσεις που λαμβάνουν χώρα σε κάθε διαχωριστική επιφάνεια του διπλού στοιχείου απορρόφησης, όπως απεικονίζεται στο σχήμα 5.2 (ΑΡ). Έπειτα, είναι δυνατός ο συνολικός υπολογισμός της απορρόφησης (Net Absorption - A) με την αφαίρεση της διάδοσης (Net transmission - T) και ανάκλασης (Net reflection - R) από την ακτινοβολία πρόσπτωσης (Incident radiation - I), όπως φαίνεται στο σχήμα 5.2 (ΔΕ).



Σχήμα 5.2 (AP): Διάταξη τριών στρωμάτων που χρησιμοποιήθηκε για τον υπολογισμό της ολικής ανάκλασης και διάδοσης. Το στρώμα 1 αποτελείται από αέρα, το στρώμα 2 από διοξείδιο του πυριτίου και το στρώμα 3 από ένα λεπτό μεταλλικό φύλλο. (ΔΕ): Μοντελοποίηση του στοιχείου απορρόφησης ως προς τον συνολικό υπολογισμό της ανάκλασης, διάδοσης και απορρόφησης.

Ενώ ο δείκτης διάθλασης του διοξειδίου του πυριτίου που χρησιμοποιήθηκε για την ανάλυση παραμένει σταθερός με τιμή 1.46, ο αντίστοιχος δείκτης διάθλασης του μετάλλου εξαρτάται από την συχνότητα και περιγράφεται από την εξίσωση 5.1. Η μιγαδική επίσης μορφή του δείκτη διάθλασης αντανακλά την απορροφητική ιδιότητα του μετάλλου. Η καθαυτή απορρόφηση της προσπίπτουσας ακτινοβολίας θα εξαρτάται και από την αγωγιμότητα (σ) του μετάλλου.

$$n = (1 - j) \sqrt{\frac{\sigma}{4\pi\epsilon_0 f}} \quad (5.1)$$

Όπου f είναι η συχνότητα της προσπίπτουσας ακτινοβολίας και σ η μεταλλική αγωγιμότητα.

Επιπλέον, οι συντελεστές διάδοσης και ανάκλασης μπορούν να υπολογιστούν από τις παρακάτω αναδρομικές εξισώσεις:

$$r_i = \frac{r_{i-1,i} + r_{i+1} e^{-2j\varphi_i}}{1 + r_{i-1,i} r_{i+1} e^{-2j\varphi_i}} \quad (5.2)$$

$$t_i = \frac{t_{i-1,i} t_{i+1} e^{-j\varphi_i}}{1 + t_{i-1,i} t_{i+1} e^{-2j\varphi_i}} \quad (5.3)$$

Όπου r_i και t_i είναι οι ολικοί συντελεστές ανάκλασης και διάδοσης αντίστοιχα από το i στρώμα και πάνω, $r_{k,m}$ και $t_{k,m}$ είναι οι συντελεστές Fresnel της ανάκλασης και διάδοσης μεταξύ των αντίστοιχων επιφανειών και φ_i είναι η αλλαγή φάσης κατά την διάδοση μέσω του i στρώματος. Αυτή η αλλαγή φάσης δίδεται από την εξίσωση:

$$\varphi_i = \frac{2\pi}{\lambda} n_i d_i \cos \theta_i \quad , \quad (5.4)$$

όπου λ είναι το μήκος κύματος ελευθέρου χώρου, n_i είναι ο δείκτης διάθλασης του i στρώματος, d_i είναι το πάχος του i στρώματος και θ_i είναι ο σχετιζόμενος όρος (γωνία) με τον νόμο του Snell.

Εάν η ολική ανάκλαση του διπλού στοιχείου απορρόφησης (ποσοστό της προσπίπτουσας ηλεκτρομαγνητικής ισχύς που ανακλάται από τα στρώματα 2 και 3 ως εμφανίζετε στο σχήμα 5.2 (AP)) είναι rr^* και η αντίστοιχη διάδοση (ποσοστό της προσπίπτουσας ηλεκτρομαγνητικής ισχύς που διαδίδεται από τα στρώματα 2 και 3 ως επίσης εμφανίζετε στο ίδιο σχήμα) είναι $\frac{\cos \theta_{out}}{\cos \theta_{in}} tt^*$, όπου θ_{in} και θ_{out} είναι οι γωνίες πρόσπτωσης και διάδοσης αντίστοιχα, τότε αφαιρώντας τους ολικούς συντελεστές ανάκλασης και διάδοσης από την μονάδα, η ολική απορρόφηση μπορεί να υπολογιστεί ως:

$$A = 1 - rr^* - \frac{\cos \theta_{out}}{\cos \theta_{in}} tt^* \quad (5.5)$$

5.4 Μοντελοποίηση μέσω πεπερασμένων στοιχείων

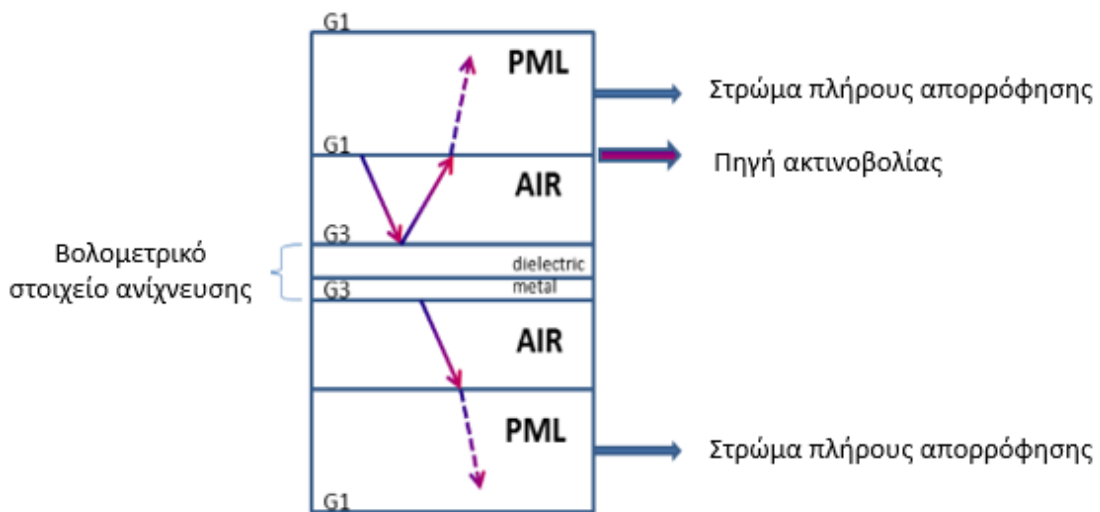
Τα χαρακτηριστικά απορρόφησης του βολομετρικού στοιχείου ανίχνευσης προσδιορίστηκαν και μέσω του λογισμικού πεπερασμένων στοιχείων COMSOL multiphysics finite element modeling software. Το κύριο πλεονέκτημα του COMSOL είναι ότι μπορεί να απεικονίσει την απορρόφηση ξεχωριστά ανά στρώμα. Αυτό είναι ιδιαίτερα χρήσιμο σε περιπτώσεις που οι διατάξεις υπό εξέταση αποτελούνται από στρώματα τα οποία απορροφούν παραπάνω του ενός την προσπίπτουσα ακτινοβολία. Η αναλυτική μέθοδος που περιγράφηκε, μπορεί να χρησιμοποιηθεί και ως μέσο επιβεβαίωσης των αποτελεσμάτων της προσομοίωσης.

Μοντελοποιώντας το στοιχείο απορρόφησης ως φαίνεται στην απλοποιημένη μορφή του σχήματος 5.2 (ΔΕ) και εκτελώντας την ακολουθία επίλυσης ως αναλυτικά περιγράφεται παρακάτω, η απορρόφηση ακτινοβολίας μπορεί να μετρηθεί άμεσα, ολοκληρώνοντας το επιλεγμένο στρώμα (στην περίπτωση μας το μεταλλικό στρώμα, μιας και μόνο εκεί λαμβάνει χώρα απορρόφηση) ώστε να εξαχθεί η αντίστοιχη θερμική ισχύς.

Συγκεκριμένα, ως προς την διαδικασία σχεδίασης και επίλυσης μέσω της χρήσης του λογισμικού COMSOL, θα πρέπει καταρχήν να επιλεγθεί η κατάλληλη κατηγορία ως προς τις δυνατότητες της φυσικής επεξεργασίας του συγκεκριμένου λογισμικού. Για την εξυπηρέτηση της ανάλυσης της παρούσας διατριβής, επιλέχθηκε το πεδίο "In-plane waves/Hybrid-Mode Waves/Harmonic propagation", στην κατηγορία RF. Το συγκεκριμένο πεδίο επιτρέπει την ανάλυση αρμονικών των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων.

Προτού εκκινήσει η επεξεργασία μοντελοποίησης, είναι σημαντικό να προσδιοριστούν επακριβώς οι κατάλληλες οριακές συνθήκες σε συνάρτηση με τις φυσικές διαστάσεις της διάταξης που αποτελεί το στοιχείο απορρόφησης. Η αρχική σχεδίαση του μοντέλου προς ανάλυση, εκτελείται βάσει των επιθυμητών διαστάσεων του ως προς το πάχος. Οι διαστάσεις του πλάτους είναι σχετικές, καθόσον γίνεται χρήση περιοδικών οριακών συνθηκών, με αποτέλεσμα να θεωρούνται άπειρες. Επιπλέον, ως εμφανίζεται στο σχήμα 5.3, η ειδική σχεδίαση του μοντέλου στην ολότητα του, επιβάλλει την τοποθέτηση δύο στρωμάτων στις εκατέρωθεν πλευρές του στοιχείου απορρόφησης. Αυτά τα δύο επιπλέον στρώματα, λειτουργούν τόσο ως στοιχεία πλήρους απορρόφησης της διερχόμενης ακτινοβολίας, όσο και ως σημεία αναφοράς προς εξυπηρέτηση των μετρήσεων ενδιαφέροντος ανά περίπτωση (π.χ. καθορισμός της πηγής ακτινοβολίας και την μέτρηση ανάκλασης ή διάδοσης (σχήμα 5.3)).

Στη συνέχεια, απαιτείται ο χαρακτηρισμός κάθε ενός στοιχείου. Όσο αναφορά το διπλό στοιχείο απορρόφησης, το διηλεκτρικό στοιχείο χαρακτηρίζεται με την επιθυμητή τιμή του δείκτη διάθλασης (π.χ. $n=1.46$). Το μεταλλικό στοιχείο καθορίζεται μέσω της χρήσης της εξίσωσης (5.1). Η εξίσωση αυτή εισάγεται στο πεδίο “global equations” και καθορίζει την εξάρτηση του δείκτη διάθλασης του χρησιμοποιούμενου μεταλλικού στοιχείου με δεδομένη αγωγιμότητα, σε συνάρτηση με την συχνότητα του προσπίπτοντος ηλεκτρομαγνητικού κύματος. Τα δύο στοιχεία που είναι προσκολλημένα στο στοιχείο απορρόφησης χαρακτηρίζονται ως αέρας (AIR). Τέλος, το κατώτατο και το ανώτατο στοιχείο της συνολικής κατασκευής του μοντέλου, χαρακτηρίζονται ως “Perfectly Matching Layers (PML’s)”. Η ιδιότητα του χαρακτηρισμού αυτού, αποσκοπεί στη πλήρη απορρόφηση της διερχόμενης ακτινοβολίας (ως εμφανίζεται στο σχήμα 5.3).



Σχήμα 5.3 Ειδική κατασκευή μοντέλου προς επίλυση μέσω λογισμικού COMSOL

Αναφορικά με τις οριακές συνθήκες, αυτές υποδιαιρούνται σε τρεις (3) κατηγορίες. Η πρώτη κατηγορία (G1) αφορά το κατώτατο, το ανώτατο, καθώς και το γραμμικό τμήμα που ενώνει το ανώτατο κομμάτι και το άνω στρώμα αέρα της κατασκευής. Όλα αυτά τα τμήματα χαρακτηρίζονται ως “perfect magnetic conductors”. Η δεύτερη κατηγορία (G2) περιλαμβάνει το σύνολο των υπολοίπων εσωτερικών γραμμικών τμημάτων και αφήνεται η προεπιλογή “continuity”. Η τρίτη κατηγορία (G3) αναφέρεται στα άνω και κάτω γραμμικά όρια του διπλού στοιχείου απορρόφησης, τα οποία χαρακτηρίζονται ως “Floquet periodicity”. Επιπλέον εισάγονται και οι τιμές των συνιστωσών K_x και K_y των κυματαριθμού K , οι οποίες δύνανται να οριστούν μέσω του πεδίου “global expressions” ως:

$$K_x = K \sin \theta , \quad K_y = K \cos \theta \quad \text{και} \quad K = \frac{2\pi}{\lambda} , \quad (5.6)$$

όπου θ είναι η γωνία πρόσπτωσης του ηλεκτρομαγνητικού κύματος στο στοιχείο απορρόφησης και λ το μήκος κύματος.

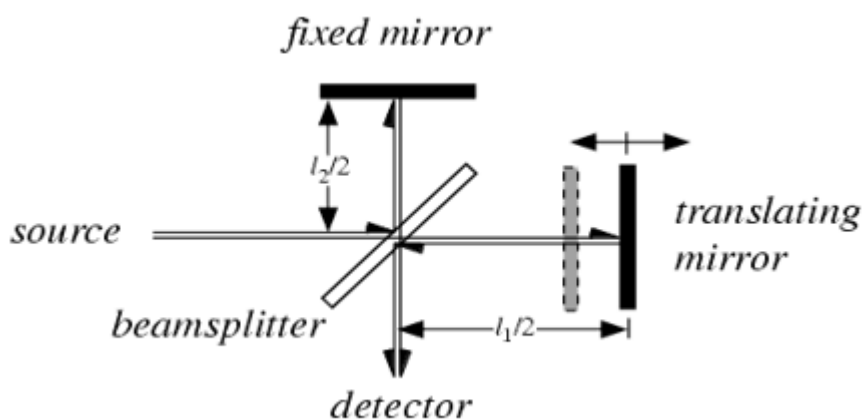
Έχοντας καθορίσει τις ανωτέρω παραμέτρους, δύναται ο καθορισμός της οριακής συνθήκης του γραμμικού τμήματος που ενώνει το ανώτατο στοιχείο και το άνω στρώμα αέρα της κατασκευής. Προκειμένου να δημιουργηθεί μια ηλεκτρομαγνητική πηγή, επιλέγεται το πεδίο “port” και τοποθετούνται οι απαιτούμενοι παράμετροι που αφορούν τη δημιουργία του επίπεδου κύματος (plane wave).

Τελικά, έχοντας εκτελέσει το σύνολο των ανωτέρω ρυθμίσεων, η απορρόφηση της H/M ακτινοβολίας μπορεί να μετρηθεί άμεσα μέσω της ανάπτυξης της θερμικής ισχύος, ολοκληρώνοντας το στοιχείο ενδιαφέροντος (στην περίπτωση μας το μεταλλικό, μιας και μόνο εκεί λαμβάνει χώρα απορρόφηση H/M ακτινοβολίας).

5.5 Πειραματική προσέγγιση μέσω Fourier Transfer Interferometer (FTIR)

Στα πλαίσια της αναγκαιότητας σύγκρισης θεωρητικών αποτελεσμάτων με αντίστοιχα πειραματικά, χρησιμοποιήθηκε ένα όργανο με τη δυνατότητα της έμμεσης μέτρησης της απορρόφησης διαφόρων υλικών (δειγμάτων) αποτελούμενων από λεπτά φύλλα αυτών. Το όργανο αυτό ήταν το NEXUS 870 FTIR. Ένα ποσοστό της προσπίπτουσας ακτινοβολίας θα ανακλαστεί, θα διαδοθεί και θ' απορροφηθεί. Το συγκεκριμένο όργανο έχει την δυνατότητα μέτρησης τόσο της έντασης της ακτινοβολίας που διέρχεται από το δείγμα, όσο και αυτής που ανακλάται. Άμεσο αποτέλεσμα των μετρήσεων αυτών είναι η δυνατότητα προσδιορισμού της απορρόφησης.

Η λειτουργικότητα του FTIR βασίζεται στο συμβολόμετρο του Michelson όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα. Η ακτινοβολία από την πηγή (global source), διαμοιράζεται από τον διαχωριστή δέσμης (beam splitter), κατόπιν ανακλάται είτε από τον σταθερό είτε από τον κινούμενο καθρέπτη και τελικώς ανασυνδυάζεται πάλι στον διαχωριστή δέσμης για να καταλήξει στον δέκτη μέσω διέλευσης αυτής από το δείγμα ενδιαφέροντος.



Σχήμα 5.4 Τυπικό διάγραμμα του συμβολόμετρου του Michelson χρησιμοποιούμενο στην φασματοσκοπία FTIR

5.6 Αποτελέσματα θεωρητικής ανάλυσης και πειραματικών μετρήσεων

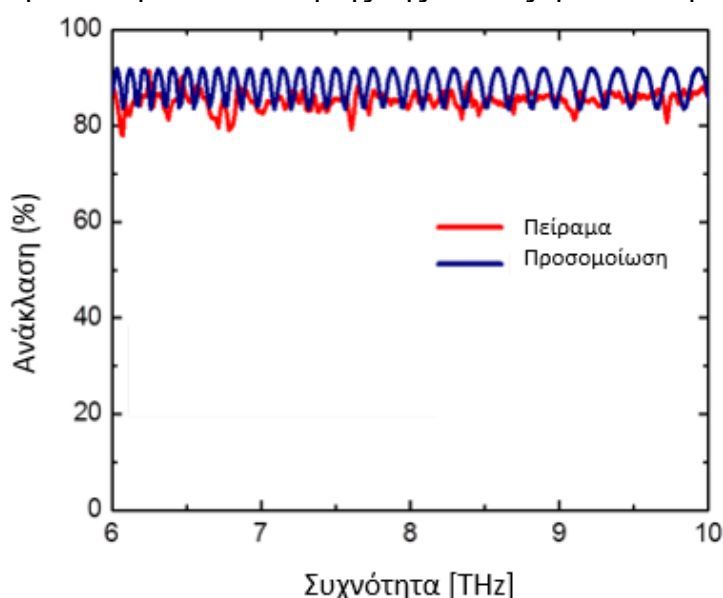
Η παρουσίαση των αποτελεσμάτων που ακολουθεί είναι διδιάστατης φύσης: Αρχικά, το χρησιμοποιηθέν λογισμικό μοντελοποίησης αξιολογήθηκε ως προς τα εξαγόμενα αποτελέσματα δια των αντιστοίχων θεωρητικών και πειραματικών. Ακολούθως, η αναλυτική μέθοδος χρησιμοποιήθηκε περαιτέρω ως προς την επίτευξη βελτιστοποίησης των χρησιμοποιηθέντων υλικών παραμέτρων. Σε ότι αφορά τα πρώτα αποτελέσματα, λόγω περιορισμών της ειδικής πειραματικής διάταξης που διατίθεντο, οι πειραματικές μετρήσεις εκτελέστηκαν στην περιοχή συχνοτήτων από 6 έως 10 THz. Σε ότι αφορά τώρα τη δεύτερη ομάδα αποτελεσμάτων, αυτά παρουσιάζονται επίσης στην περιοχή των 6 έως 10 THz, με την δυνατότητα αναπροσαρμογής τους σε μια ευρύτερη φασματική περιοχή.

5.6.1 Διαδικασία επικύρωσης μέσω πειραματικών μετρήσεων

Κάτω από ειδικές φασματικές παραμέτρους της πηγής και χρησιμοποιώντας συγκεκριμένες τιμές πάχους και αγωγιμότητας των δυο στρωμάτων του διπλού στοιχείου απορρόφησης, τόσο του λεπτού μεταλλικού φύλλου, όσο και του διοξειδίου του πυριτίου, θα μπορούσε να επιτευχθεί μηδενική ανάκλαση. Προκειμένου να εκκινήσει η διαδικασία βελτιστοποίησης μέσω της παραμετροποίησης των μεγεθών ενδιαφέροντος (π.χ. πάχος, αγωγιμότητα και συχνότητα της προσπίπτουσας THz ακτινοβολίας), πρέπει να γίνει σύγκριση των αποτελεσμάτων ανάκλασης του διπλού στοιχείου απορρόφησης που ανακτήθηκαν μέσω του COMSOL, με τα αντίστοιχα πειραματικά.

Ο πειραματικός προσδιορισμός των ανακλαστικών αυτών αποτελεσμάτων εκτελέστηκε εντός της περιοχής 6 έως 10 THz χρησιμοποιώντας το υπέρυθρο φασματομέτρο μετασχηματισμού Fourier (FTIR Nexus 8700). Το σύνολο του πειραματικού εξοπλισμού που εκτελέστηκαν οι μετρήσεις βρίσκεται στο εργαστήριο έρευνας αισθητήρων του τομέα εφαρμοσμένης φυσικής στο πανεπιστήμιο Naval Postgraduate School [<https://my.nps.edu/web/physics/karunasiri>].

Το διπλό στοιχείο απορρόφησης υπό εξέταση, αποτελούνταν από ένα μεταλλικό φύλλο αλουμινίου αγωγιμότητας 3.85×10^6 [S/m] και πάχους 32 nm πάνω σε ένα υπόστρωμα διοξειδίου του πυριτίου πάχους 1mm με δείκτη διάθλασης 1.46. Με την χρήση της προαναφερόμενης πειραματικής διάταξης, εκτελέστηκαν μετρήσεις ανάκλασης. Η κόκκινη γραμμή στο σχήμα 5.5 απεικονίζει την πειραματικά μετρούμενη ανακλαστική ιδιότητα του στοιχείου σε συνάρτηση με την συχνότητα και η μπλε την αντίστοιχη μοντελοποιημένη. Η συμβολή των δυο αυτών γραφικών παραστάσεων υποδεικνύει καλή συμφωνία μεταξύ τους. Η έλλειψη των κροσσών συμβολής στις πειραματικές μετρήσεις πιθανώς να οφείλεται σε κάποιον μηχανισμό απώλειας στο χρησιμοποιούμενο υπόστρωμα διοξειδίου του πυριτίου τον οποίο δεν ήταν εφικτό να προσδιοριστεί πειραματικά. Βασιζόμενοι σε αυτή τη σύγκριση, μπορεί να εξαχθεί το ασφαλές συμπέρασμα ότι το ανεπτυγμένο μοντέλο προσομοίωσης δύναται να χρησιμοποιηθεί στην μέθοδο βελτιστοποίησης της οποίας η ανάλυση ακολουθεί.



Σχήμα 5.5 Σύγκριση μοντελοποιημένων και πειραματικών αποτελεσμάτων ανάκλασης του διπλού στοιχείου απορρόφησης σε συνάρτηση με την συχνότητα

5.6.2 Διαδικασία βελτιστοποίησης

Επικεντρώνοντας στον προσδιορισμό ενός διαστήματος της αντίστασης του μεταλλικού φύλλου (sheet resistance) του διπλού στοιχείου απορρόφησης με τη μέγιστη δυνατή απορρόφηση και ταυτόχρονα ελάχιστη ανάκλαση, ενδείκνυται η διεξαγωγή και ανάλυση μιας μεθόδου βελτιστοποίησης. Το μέταλλο που χρησιμοποιήθηκε ήταν το χρώμιο (Cr), ενώ οι αγωγιμότητες διαφόρων τιμών πάχους πάρθηκαν από κατάλληλη βιβλιογραφία. Εκκινώντας την διαδικασία βελτιστοποίησης και δουλεύοντας σε θεωρητική βάση στην διακριτή τιμή της συχνότητας των 6 THz, οι παράμετροι οι οποίες διατηρήθηκαν σταθερές ήταν το πάχος του Cr στα 30nm (με αντίστοιχη τιμή αγωγιμότητας 0.9×10^6 [S/m]) και ο δείκτης διάθλασης του διοξειδίου του πυριτίου στην τιμή 1.46. Μέσω του πρώτου βήματος της διαδικασίας βελτιστοποίησης, βρέθηκε ότι για την χρησιμοποιούμενη τιμή της μεταλλικής αγωγιμότητας (0.9×10^6 [S/m]) η αντίστοιχη συνολική ελάχιστη ανάκλαση σε συνάρτηση με το πάχος του γυάλινου στρώματος για τιμές κοντά στα 5 μm , σημειωνόταν στην τιμή των 8,5 μm και ήταν 45% (αντί για παράδειγμα 60% που ήταν για 5 μm). Ακολουθεί ένας συνοπτικός πίνακας τιμών της παραπάνω διαδικασίας:

Σταθερές τιμές	Μεταβλητές τιμές	Αποτέλεσμα
Πάχος Cr=30nm	Πάχος SiO ₂ : 1-10 μm	Ελάχιστη δυνατή ανάκλαση (45%) για πάχος SiO ₂ =8.5 μm
Αγωγιμότητα Cr = 0.9×10^6 [S/m]		
Δείκτης διάθλασης SiO ₂ =1.46		
Συχνότητα προσπίπτουσας ακτινοβολίας = 6 THz		

Πίνακας 5.1 Σύνοψη σταθερών και μεταβλητών τιμών κατά την διαδικασία του πρώτου βήματος της διαδικασίας βελτιστοποίησης.

Προχωρώντας στο δεύτερο (και τελικό) βήμα και διατηρώντας το πάχος του διοξειδίου του πυριτίου στα 8.5 μm , επαναλήφθηκε η διαδικασία μεταβάλλοντας τώρα την αντίσταση του μεταλλικού φύλλου (R_s) από 1 έως 1500 [Ohm/square]. Η καθ' αυτή μεταβολή πραγματοποιήθηκε μέσω της αντίστοιχης μεταβολής του πάχους του στρώματος χρωμίου (Cr). Η αντίσταση φύλλου γενικά ορίζεται ως:

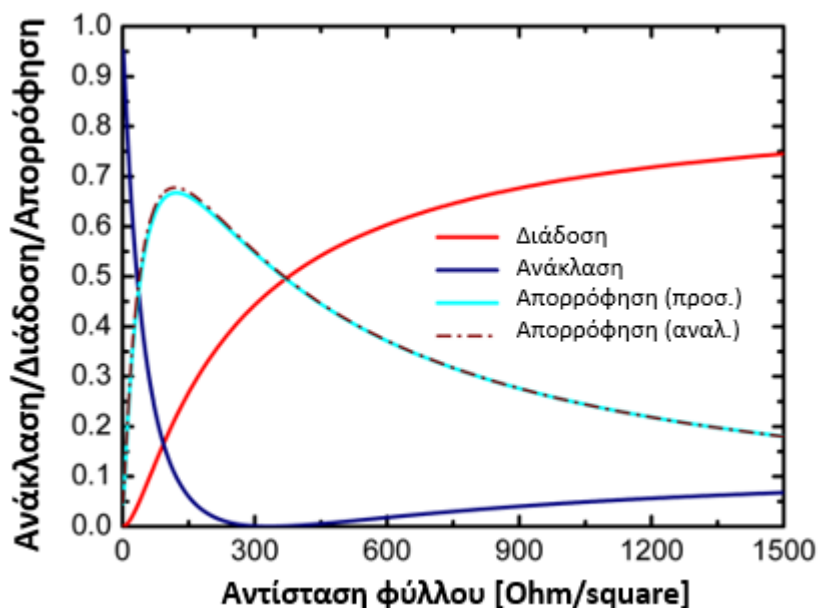
$$R_s = \frac{1}{\text{αγωγιμότητα} \times \text{πάχος}} \quad (5.7)$$

Με την παραδοχή της γραμμικής εξάρτησης της αγωγιμότητας ως προς το πάχος (π.χ. $\sigma = At + B$, όπου A και B είναι σταθερές εξαρτώμενες από τον τύπο του μετάλλου και μπορούν να προσδιοριστούν μέσω της διαδικασίας της γραμμικής προσαρμογής) και χρησιμοποιώντας τα αναφερόμενα δεδομένα των μετρούμενων αγωγιμοτήτων από την κατάλληλη βιβλιογραφία, η μεταλλική αντίσταση φύλλου μπορεί να εκφραστεί σαν συνάρτηση του ανάστροφου τετραγώνου του πάχους του μετάλλου. Από την εξίσωση 5.1, ο δείκτης διάθλασης του μετάλλου ενδιαφέροντος θα μπορούσε τώρα να εκφραστεί ως:

$$n = (1 - j)5.475\sqrt{\lambda(At + B)} \quad , (5.8)$$

όπου λ είναι το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Το σύνολο των υπολογισμών έλαβε χώρα για κάθετη πρόσπτωση στο διπλό στοιχείο

απορρόφησης. Η επισκόπηση των αποτελεσμάτων της ανάκλασης, διάδοσης και απορρόφησης απεικονίζονται στο παρακάτω σχήμα. Επιπλέον, η υπολογισθήσα απορρόφηση συγκρίθηκε επίσης με την αντίστοιχη μοντελοποιημένη υποδεικνύοντας άριστη ταύτιση των δυο αυτών προσεγγίσεων.



Σχήμα 5.6 Υπολογισθήσα ανάκλαση και διάδοση, μοντελοποιημένη (προσ.) και υπολογισθήσα απορρόφηση (αναλ.) του διπλού στοιχείου απορρόφησης σε συνάρτηση με την αντίσταση μεταλλικού φύλλου στην συχνότητα των 6 THz.

Όπως είναι προφανές από το παραπάνω σχήμα, για μια περιοχή τιμών της αντίστασης μεταλλικού φύλλου κοντά στα 300 [ohm/square] (8 nm πάχος του Cr) λαμβάνουμε μηδενική ανάκλαση. Παράλληλα, έχουμε 40% διάδοση και 60% απορρόφηση της προσπίπτουσας ακτινοβολίας. Ειδικότερα, το διάστημα της αντίστασης μεταλλικού φύλλου για το οποίο πετυχαίνουμε κάτω του 1% ανάκλαση και πάνω από 50% απορρόφηση, είναι από 240 έως 270 [Ohm/Square] με 60% και 50% απορρόφηση αντίστοιχα. Τα αναφερόμενα ποσοστά αντιπροσωπεύουν την απορρόφηση που έλαβε χώρα αποκλειστικά στο μεταλλικό φύλλο (μετά και από επιβεβαίωση μέσω χρήσης του λογισμικού προσομοίωσης πεπερασμένων στοιχείων COMSOL) και είναι μεγαλύτερα από το 50%, ποσοστό το οποίο έχει επίσης αποδειχτεί (συμφώνως βιβλιογραφίας) ότι είναι και το μεγαλύτερο δυνατό που μπορεί να σημειωθεί σε ένα διακριτό (ελεύθερο) μέταλλο. Το προαναφερθέν διάστημα της αντίστασης μεταλλικού φύλλου, αποδεικνύεται ότι μπορεί να γενικευθεί για οποιοδήποτε μέταλλο. Σαν αποτέλεσμα, η περιοχή από 240 έως 370 [Ohm/Square], αναφέρεται σε οποιοδήποτε λεπτό μεταλλικό φύλλο. Ωστόσο, η ανωτέρω περιοχή μπορεί να πετυχαίνεται με την ανάλογη προσαρμογή του πάχους του εκάστοτε τύπου μετάλλου. Ένας συνοπτικός πίνακας της ανωτέρω (τελικής) διαδικασίας βελτιστοποίησης ακολουθεί:

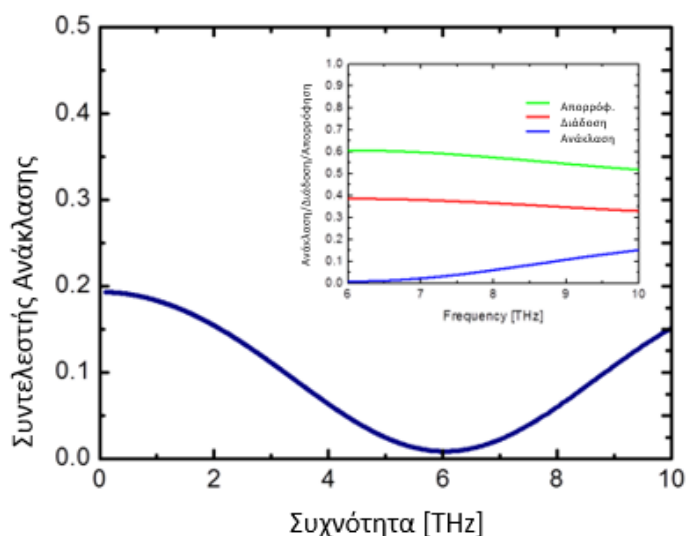
Σταθερές τιμές	Μεταβλητές τιμές	Αποτέλεσμα
Πάχος SiO ₂ = 8.5 μm	Αντίσταση φύλλου <i>οποιοδήποτε μέταλλο</i> : 1-1500 [Ω/□]	Μέγιστη δυνατή απορρόφηση (60%) με σχεδόν 0% ανάκλαση για <i>οποιοδήποτε μέταλλο</i> με αντίσταση φύλλου = 240 [Ω/□]
Δείκτης διάθλασης SiO ₂ = 1.46		
Συχνότητα προσπίπτουσας ακτινοβολίας = 6 THz		

Πίνακας 5.2 Σύνοψη σταθερών και μεταβλητών τιμών κατά την διαδικασία του τελικού βήματος της διαδικασίας βελτιστοποίησης

Συνοψίζοντας, ένα στρώμα διοξειδίου του πυριτίου πάχους 8.5 μm και δείκτη διάθλασης 1.46 προσαρμόστηκε σε ένα οποιοδήποτε λεπτό μεταλλικό φύλλο αντίστασης από 240 έως 370 [Ohm/Square] όπου είχε ως αποτέλεσμα την δημιουργία ενός ειδικού διπλού στοιχείου απορρόφησης το οποίο έχει την δυνατότητα να απορροφά το 60% και 50% αντίστοιχα της προσπίπτουσας ακτινοβολίας στην συχνότητα των 6 THz. Ποσοστά τα οποία όπως ήδη συζητήθηκε ξεπερνούν τον περιορισμό του 50%.

5.6.3 Εξάρτηση από την συχνότητα και προσαρμογή ως προς αυτή

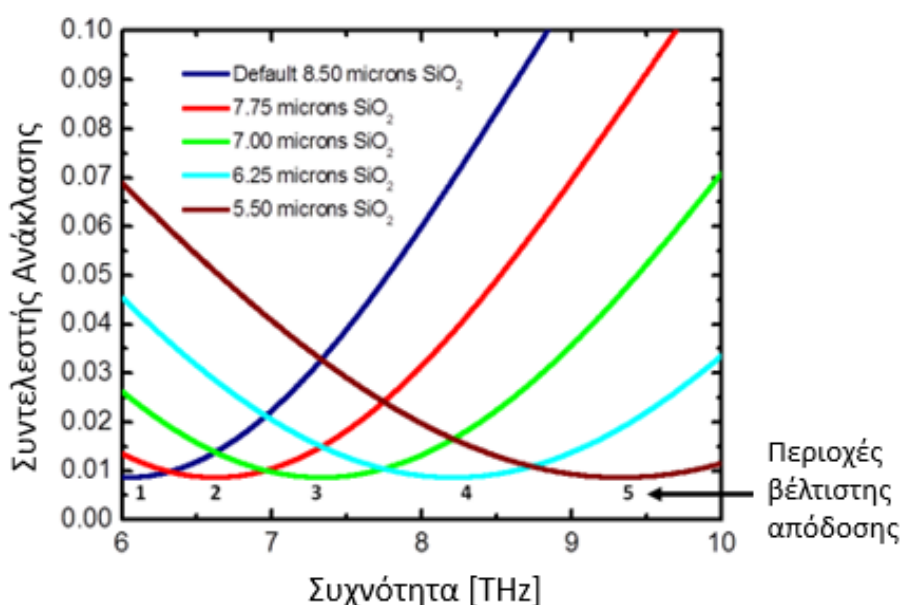
Λόγω του ενδιαφέροντος που εγείρεται για την περαιτέρω μελέτη της συμπεριφοράς του αναπτυγμένου διπλού στοιχείου απορρόφησης σε συνάρτηση με την συχνότητα, αρχικά υπολογίστηκε η ανάκλαση ως προς την ολότητα του εύρους των τερακυμάτων (από 0.1 έως 10 THz). Όλες οι παράμετροι του διοξειδίου του πυριτίου διατηρήθηκαν σταθερές και εκτελέστηκε φασματική ανάλυση για την τιμή της αντίστασης μεταλλικού φύλλου των 240 [Ohm/Square]. Η συγκεκριμένη αυτή τιμή, όπως διαφαίνεται και από το σχήμα 5.6, προσδίδει την υψηλότερη δυνατή απορρόφηση (60%) και λιγότερο του 1% ανάκλαση. Σύμφωνα με το παρακάτω σχήμα, οι ιδιότητες αυτές που αφορούν τόσο την απορροφητική όσο και την ανακλαστική ιδιότητα του διπλού στοιχείου απορρόφησης, ισχύουν μόνο για μία περιοχή πλησίον της συχνότητας των 6 THz.



Σχήμα 5.7 Υπολογισθείσα ανάκλαση του διπλού στοιχείου απορρόφησης σε συνάρτηση με την συχνότητα από 0.1 έως 10 THz και υπολογισθείσα ανάκλαση, διάδοση και απορρόφηση του διπλού στοιχείου απορρόφησης από 6 έως 10 THz (ένθετο).

Όπως είναι προφανές, υπάρχει μια περιοχή κοντά στην κεντρική συχνότητα των 6 THz (από 5 έως περίπου 7 THz την οποία θα καλούμε ως βέλτιστη περιοχή συχνοτήτων) στην οποία ισχύουν τα ίδια με προηγουμένως αποτελέσματα (δηλαδή λιγότερο από 1% ανάκλαση και 60% απορρόφηση). Εστιάζοντας στην φασματική περιοχή των 6 έως 10 THz, μέσω περαιτέρω ανάλυσης θα μπορούσε να προσδιοριστεί κατάλληλη παραμέτρος μέσω της οποίας θα ήταν δυνατή η μετακίνηση της βέλτιστης περιοχής περί την κεντρική συχνότητα καθ' όλο το εύρος από 6 έως 10 THz. Τέτοια παράμετρος θα μπορούσε ν' αποτελεί το πάχος του γυάλινου στρώματος.

Δοκιμάζοντας διάφορα πάχη, βρέθηκε ότι για κάθε 3 μm μείωση του γυάλινου πάχους προκαλείται περίπου 3 THz μετατόπιση της βέλτιστης περιοχής συχνοτήτων προς τα δεξιά (προς υψηλότερες συχνότητες). Προκειμένου ν' αναλυθεί επιμεριστικά η μετατόπιση που προκαλείται με την αντίστοιχη μείωση του γυάλινου πάχους, εκτελέστηκαν τέσσερις διαδοχικές μειώσεις πάχους της τάξης των 0.75μm. Τα αποτελέσματα για όλα τα βήματα, συμπεριλαμβανομένης και της ανάκλασης της αρχικής σύνθεσης του στοιχείου απορρόφησης με το πάχος του γυάλινου στρώματος στα 8.5 μm, απεικονίζονται συνολικά στο εικόνα παρακάτω σχήμα.



Σχήμα 5.8 Υπολογισθήσα μετατόπιση του συντελεστή ανάκλασης του διπλού στοιχείου απορρόφησης σε συνάρτηση με την συχνότητα ενδιαφέροντος από 6 έως 10 THz.

Όπως μπορεί να διαπιστωθεί, υπάρχει πλήθος περιοχών βέλτιστης συχνότητας (περιοχές από 1 έως 5 με ελάχιστη ανάκλαση) καθ' όλο το φάσμα ενδιαφέροντος. Αυτές οι περιοχές προσδίδουν ανάκλαση της τάξης του 1% και απορρόφηση (δεν απεικονίζεται στο σχήμα 5.8) 60%. Υπάρχει δυνατότητα επιλογής οποιασδήποτε από τις πέντε περιοχές βέλτιστης συχνότητας, με την αντίστοιχη απλή επιλογή του κατάλληλου πάχους του γυάλινου στρώματος του διπλού στοιχείου απορρόφησης (από 8.5 έως 5.5 μm).

5.7 Επισκόπηση υλικών

Μέχρι τώρα, το σύνολο των διαδικασιών βελτιστοποίησης αναφερόταν σε μεταβολές του πάχους τόσο του γυάλινου όσο και του μεταλλικού στρώματος σε μία κεντρική και σταθερή συχνότητα. Εν συνεχεία, τα αποτελέσματα αυτά αναλύονταν σε μια περιοχή συχνότητας ενδιαφέροντος. Περαιτέρω εξέταση των ιδιοτήτων του γυάλινου στρώματος θα αποτελούσε αξιόλογο αντικείμενο έρευνας.

5.7.1 Βελτιστοποίηση δια της χρήσεως διαφορετικών τύπων γυάλινου υλικού

Υπάρχει μεγάλο πλήθος δεικτών διάθλασης στην βιβλιογραφία που αφορούν τα διάφορα είδη γυάλινων υλικών. Εκτελέστηκε παρόμοια διαδικασία βελτιστοποίησης για κάθε μια τιμή ξεχωριστά, προκειμένου να προσδιοριστούν εκ νέου οι περιοχές της αντίστασης του μεταλλικού φύλλου που προσδίδουν τη μέγιστη δυνατή απορρόφηση με την ταυτόχρονα ελάχιστη ανάκλαση. Τα αποτελέσματα είναι αποτυπωμένα στον πίνακα που ακολουθεί.

Τύπος γυάλινου στρώματος	Δείκτης διάθλασης	Πάχος [μm]	Αντίσταση μεταλλικού φύλλου [Ω/square]	Απορρόφηση [%]
SiO ₂ (default)	1.46	8.5	240	60
Πολυκρυσταλλικός χαλαζίας ή άμορφη πυριτία	1.96	6.2	105	78
Pyrex	2.11	5.9	85	81
BK 7	2.52	4.9	55	86

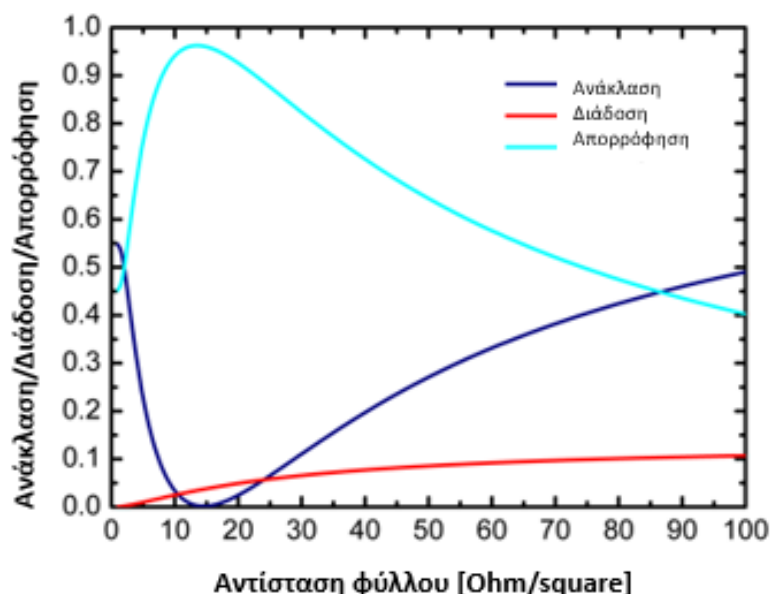
Πίνακας 5.3 Απεικόνιση της μέγιστης δυνατής απορρόφησης (με σχεδόν μηδενική ανάκλαση) για κάθε προσαρμοσμένη τιμή της αντίστασης του μεταλλικού φύλλου και του πάχους του επι μέρους είδους γυαλιού για την συχνότητα των 6 THz.

Όπως προκύπτει από τις τιμές του παραπάνω πίνακα, προσαρμόζοντας την αντίσταση του μεταλλικού φύλλου και γυάλινου πάχους σε μεγαλύτερες τιμές του δείκτη διάθλασης του γυάλινου υλικού, πετυχαίνεται μεγαλύτερο ποσοστό απορρόφησης. Επιπλέον, προκειμένου να διατηρηθούν τα επιθυμητά αποτελέσματα απορρόφησης για την συγκεκριμένη συχνότητα ενδιαφέροντος, η καθαυτή αύξηση του δείκτη διάθλασης θα πρέπει να συνοδεύεται με κατάλληλη μείωση τόσο του πάχους του γυάλινου στρώματος, όσο και της αντίστασης του μεταλλικού φύλλου (Πίνακας 5.3). Σκεπτόμενοι την χρήση ενός εναλλακτικού υλικού στην θέση του γυάλινου υποστρώματος, το οποίο διαθέτει υψηλό δείκτη διάθλασης, θα μπορούσε να εξεταστεί κάποια μορφή πυριτίου (Si).

Ως γνωστόν, ο μέσος δείκτης διάθλασης του πυριτίου κυμαίνεται περί του 3.5. Μια τιμή σαφώς μεγαλύτερη από αυτή του BK 7 που χρησιμοποιήθηκε (2.52). Εν συνεχεία και κατόπιν διερεύνησης, ευρέθη ότι το πυρίτιο σε πολυ-κρυσταλλική μορφή (poly-si) και υπό ειδικών συνθηκών, ο δείκτης διάθλασης του δύναται να φτάσει σε τιμή ίση με 5.2. Επίσης, με την αντικατάσταση του γυάλινου υλικού με poly-si πετυχαίνεται και μια σημαντική αύξηση του συνολικού συντελεστή θερμοκρασίας της αντίστασης (TCR) που μπορεί να αποδώσει το διπλό στοιχείο απορρόφησης. Αναλογιζόμενοι το γεγονός ότι ο τελικός προορισμός του στοιχείου είναι η ενσωμάτωση του εντός μιας βολομετρικής διάταξης, η αύξηση του TCR είναι ιδιαίτερης σημασίας.

5.7.2 Βελτιστοποίηση δια της χρήσεως Poly – Si

Η επανεκτέλεση της διαδικασίας βελτιστοποίησης έχοντας αντικαταστήσει το γυάλινο στρώμα με ένα στρώμα από poly-si, θα ήταν ιδιαίτερου ενδιαφέροντος ως προς την απόδοση περαιτέρω βελτιωμένων απορροφητικών ιδιοτήτων του στοιχείου. Ως προς αυτό, ακολουθήθηκε η ίδια φιλοσοφία προκειμένου να πραγματοποιηθεί μια διαδικασία μετά-βελτιστοποίησης των παραμέτρων του διπλού στοιχείου απορρόφησης. Αυτή τη φορά χρησιμοποιήθηκε ως σημείο εκκίνησης για τον προσδιορισμό του βέλτιστου πάχους του πολυ-κρυσταλλικού πυριτίου, η τελική τιμή που είχε προκύψει από την διαδικασία βελτιστοποίησης του BK 7 : $R_s=55$ [Ohm/Square]. Τα τελικά αποτελέσματα της διαδικασίας παρουσιάζονται στο παρακάτω σχήμα.



Σχήμα 5.9 Υπολογισθήσα ανάκλαση, διάδοση και απορρόφηση του διπλού στοιχείου απορρόφησης με χρήση poly-si σε συνάρτηση με την αντίσταση μεταλλικού φύλλου στην συχνότητα των 6 THz.

Συνοψίζοντας, ένα στρώμα αραιωμένου πολυ-κρυσταλλικού πυριτίου πάχους 2.4 μm και δείκτη διάθλασης 5.2, προσαρμόστηκε σε ένα οποιοδήποτε λεπτό μεταλλικό φύλλο αντίστασης 15 [Ohm/Square], όπου είχε ως αποτέλεσμα την σημαντική αναβάθμιση του ειδικού διπλού στοιχείου απορρόφησης το οποίο απέκτησε την δυνατότητα να απορρόφα σχεδόν το 100% της προσπίπτουσας ακτινοβολίας στην συχνότητα των 6 THz. Ποσοστό το οποίο, όπως ήδη συζητήθηκε, ξεπερνά κατά πολύ τόσο τον αρχικό περιορισμό του 50% για ελεύθερο μέταλλο, όσο και το ποσοστό που είχε επιτευχθεί με την χρήση του BK 7 (86%).

Τέλος, κάνοντας μια ανασκόπηση της εξέλιξης του διπλού στοιχείου απορρόφησης που περιγράφεται στην παρούσα διατριβή που είχε ως σταθερή συχνότητα εκκίνησης τα 6 THz, θα οδηγούσε στον παρακάτω πίνακα αποτελεσμάτων (Να ληφθεί υπόψιν ότι τα παρακάτω αποτελέσματα δύναται να προσαρμοστούν σε όλο το τερακυματικό φάσμα από 0.1 έως 10 THz):

Μεταλλικό φύλλο	Υλικό	Ποσοστό απορρόφησης
Αντίσταση φύλλου = 240 [Ω/\square]	SiO ₂ : n=1.46 / t=8.5 μm	60%
Αντίσταση φύλλου = 55 [Ω/\square]	BK 7 : n=2.52 / t=4.9 μm	86%
Αντίσταση φύλλου = 15 [Ω/\square]	Poly-si : n=5.2 / t=2.4 μm	97%

Πίνακας 5.4 Σύνοψη αποτελεσμάτων ποσοστών απορρόφησης του διπλού στοιχείου απορρόφησης μέσω της ανέλιξης του δια της χρήσεως διαφορετικών τύπων υλικών. Οι αναγραφόμενες τιμές αναφέρονται στην συχνότητα των 6 THz.

5.8 Γενίκευση της χρήσης του στοιχείου απορρόφησης στο υπέρυθρο φάσμα

Κάνοντας μια αναδρομή του συνόλου των μέχρι τώρα αποτελεσμάτων που απορρέουν από τις επί μέρους διαδικασίες βελτιστοποίησης της απορροφητικής ιδιότητας του διπλού στοιχείου απορρόφησης που έχει αναπτυχθεί, θα μπορούσε κάποιος να επισημάνει μια ομαδοποίηση ορισμένων παραμέτρων του στοιχείου. Η ομαδοποίηση αυτή αφορά την εξαρτημένη μεταβολή κάποιων παραμέτρων, προκειμένου να διατηρηθεί η βέλτιστη δυνατή απόδοση του στοιχείου. Ειδικότερα και όπως έχει ήδη αναφερθεί, η αύξηση του δείκτη διάθλασης του χρησιμοποιούμενου υλικού, οδηγεί στην αναγκαιότητα της ταυτόχρονης μείωσης τόσο του αντίστοιχου πάχους του υλικού αυτού, όσο και της αντίστασης του μεταλλικού φύλλου που χρησιμοποιείται. Επιπλέον, κατά την διαδικασία προσαρμογής της βέλτιστης περιοχής λειτουργίας (μέγιστη απορρόφηση) του διπλού στοιχείου ως προς την συχνότητα (σχήμα 5.8), διακρίνεται η αντίστροφη αναλογία της συχνότητας και του πάχους του διηλεκτρικού υλικού. Συγκεκριμένα, κατά την ανάλυση των ιδιοτήτων του στοιχείου απορρόφησης στο εύρος συχνοτήτων από 6 προς 10 THz, παρατηρήσαμε την αναγκαιότητα της μείωσης του πάχους του γυάλινου στρώματος κατά 3 μm . Το γεγονός αυτό οδηγεί στο συμπέρασμα ότι μια μελέτη σε υψηλότερες συχνότητες θα ήταν συνυφασμένη με την σημαντική μεταβολή του πάχους του χρησιμοποιούμενου διηλεκτρικού υλικού σε μικρότερες τιμές. Η καθαυτή μεταβολή θα εξυπηρετούσε επίσης τον απώτερο σκοπό του αναπτυσσόμενου στοιχείου που είναι η χρήση του ως ενεργό στοιχείο ρixel μιας βολομετρικής διάταξης, μιας και το συνολικό μειωμένο πάχος του στοιχείου προτρέπει αντίστοιχα στην επιθυμητή μείωση της θερμικής μάζας του.

Όπως έχει γίνει αντιληπτό από την ανάλυση που έχει λάβει χώρα μέχρι τώρα, υπάρχει μια εξάρτηση μεταξύ της συχνότητας στην οποία είναι επιθυμητό το διπλό στοιχείο απορρόφησης να παρουσιάζει την μέγιστη δυνατή απορρόφηση και του απαιτούμενου πάχους του γυάλινου στρώματος. Επιπλέον, αναλύθηκε ο τρόπος δια του οποίου το εν λόγω στοιχείο δύναται να αποκτήσει σχεδόν τελειοποιημένες απορροφητικές ικανότητες ως προς μια συγκεκριμένη συχνότητα (6 THz). Κατόπιν των ανωτέρω, θα ήταν επιθυμητός ο προσδιορισμός μιας σχέσης που να μπορεί να συνδέει την συχνότητα ενδιαφέροντος, με το απαιτούμενο κάθε φορά χρησιμοποιούμενο πάχος του αραιωμένου πολυ-κρυσταλλικού πυριτίου. Ως προς αυτό, έλαβε χώρα μια υπολογιστική μέθοδος κατά την οποία οι ευρεθείσες τιμές (στη συχνότητα των 6 THz) της αντίστασης του μεταλλικού φύλλου και του πάχους του poly-si διατηρήθηκαν σταθερές και ίσες με 15 [Ω/m^2] και 2.4 μm αντίστοιχα. Εν συνεχεία, επιλέχθηκαν οι τέσσερις τιμές των συχνοτήτων που προσδιορίζουν τα δυο παράθυρα βέλτιστης διάδοσης της IR ακτινοβολίας στην ατμόσφαιρα (21.4 (14 μm), 37.5 (8 μm), 60 (5 μm και 100 THz (3 μm)). Ακολούθως, για κάθε μια τιμή της

συχνότητας, εκτελέστηκε τμήμα της διαδικασίας βελτιστοποίησης που περιγράφεται στις προηγούμενες ενότητες. Τα αποτελέσματα της υπολογιστικής αυτής διαδικασίας αναφέρονται συγκεντρωτικά στον παρακάτω πίνακα.

Σταθερές τιμές	Μήκος κύματος ενδιαφέροντος [μm]	Απαιτούμενο πάχος poly-si [μm]
<ul style="list-style-type: none"> • Πάχος poly-si = 2.4μm • Δείκτης διάθλασης Poly-si =5.2 • Αντίσταση φύλλου <i>οποιοδήποτε μέταλλο</i>: 15 [Ohm/□] 	14	0.655
	8	0.367
	5	0.223
	3	0.127

Πίνακας 5.5 Σύνοψη αποτελεσμάτων υπολογιστικής μεθόδου, κατόπιν επιμεριστικής εφαρμογής της διαδικασίας βελτιστοποίησης για συγκεκριμένα μήκη κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας.

Αξίζει να σημειωθεί ότι ο προσδιορισμός του απαιτούμενου πάχους του αραιωμένου πολυ-κρυσταλλικού πυριτίου, προκειμένου να ληφθεί η μέγιστη δυνατή απορρόφηση, εκτελέστηκε με ακρίβεια 1 nm. Εξετάζοντας τις τιμές που απεικονίζονται στον παραπάνω πίνακα, είναι εύκολο να παρατηρήσει κάποιος την αναλογία που υπάρχει στις μεταβολές μεταξύ των μειώσεων τόσο του μήκους κύματος ενδιαφέροντος, όσο και του απαιτούμενου πάχους του poly-si. Συγκεκριμένα, η μεταβολή του μήκους κύματος κατά 6μm (από 14 στα 8 μm), απαιτεί μείωση του πάχους του poly-si κατά 0.288 μm. Επιπλέον, η μεταβολή του μήκους κύματος κατά 3μm (από 8 στα 5 μm), απαιτεί μείωση του πάχους του poly-si κατά 0.144 μm. Ακριβώς το μισό που απαιτούσε η μεταβολή των 6μm. Τέλος, η μεταβολή του μήκους κύματος κατά 2μm (από 5 στα 3 μm), απαιτεί μείωση του πάχους του poly-si κατά 0.096 μm. Ακριβώς το υποτριπλάσιο που απαιτούσε η μεταβολή των 6μm. Είναι προφανές από τις παραπάνω αναλογίες ακριβείας, ότι τα δυο μεγέθη υπό εξέταση είναι γραμμικώς εξαρτημένα μεταξύ τους.

Υπό αυτές τις συνθήκες, είναι δυνατός ο προσδιορισμός μιας φασματικής γραμμικής εξίσωσης που θα έχει ως στοιχείο εισόδου το μήκος κύματος ενδιαφέροντος και στοιχείο εξόδου το απαιτούμενο πάχος του αραιωμένου πολυ-κρυσταλλικού πυριτίου που πρέπει να χρησιμοποιηθεί. Εν συνεχεία και σε συνδυασμό με τις σταθερές παραμέτρους του δείκτη διάθλασης του poly-si (5.2) και της αντίστασης του μεταλλικού φύλλου (15 [Ohm/Square]), το διπλό στοιχείο απορρόφησης δύναται να επιδείξει την μέγιστη απορροφητική του ικανότητα η οποία αγγίζει το 100%.

Η γραμμική αυτή εξίσωση που επιτρέπει την προσαρμογή της βέλτιστης αυτής λειτουργίας στο υπέρυθρο φάσμα ενδιαφέροντος (από 3 έως 5 μm και από 8 έως 14μm) είναι:

$$Y_{[\mu m]} = 0.048X_{[\mu m]} - 0.017 , \quad (5.9)$$

όπου X είναι το στοιχείο εισόδου του μήκους κύματος ενδιαφέροντος (σε μm) και Y είναι το στοιχείο εξόδου του απαιτούμενου πάχους (σε μm) του poly-si.

Τελικά, προσδιορίστηκε πλήρως ένα βελτιστοποιημένο στοιχείο απορρόφησης υπέρυθρης ακτινοβολίας που δύναται να ενσωματωθεί ως ανιχνευτικό στοιχείο ενός μικροβολόμετρου, το οποίο θα μπορούσε αντίστοιχα να χρησιμοποιηθεί εντός μιας ευρύτερης ανιχνευτικής διάταξης ηλεκτροπτικής φύσης.

Βιβλιογραφία

1. Μπολάκης Χρήστος, "Βελτιστοποιημένες διατάξεις σύζευξης σε συχνότητες THz", διδακτορική διατριβή, Σχολή Ηλεκτρολόγων μηχανικών και μηχανικών υπολογιστών ΕΜΠ, Αθήνα (2018).
2. C Bolakis, IS Karanasiou, D Grbovic, G. Karunasiri and N. Uzunoglu.; "Optimizing detection methods for terahertz bio imaging applications," Optical Engineering, 54(6), 067107 (2015).
3. C. Bolakis, D. Grbovic, N. V. Lavrik, and G. Karunasiri, "Design and characterization of terahertz-absorbing Nano-laminates of dielectric and metal thin films," Optics Express, 18, 14488 (2010).

Κεφάλαιο 6 : Ένα ολοκληρωμένο ηλεκτροπτικό σύστημα και αναφορά σε στρατιωτικές εφαρμογές

6.1 Γενικά

Το παρόν κεφάλαιο, αποτελεί το τελευταίο κεφάλαιο του συγγράμματος. Σε αυτό το σημείο, μπορεί να αναρωτηθεί ο αναγνώστης: “Έχω φτάσει σε σημείο ώστε να έχω καταλάβει την φιλοσοφία της αρχιτεκτονικής και λειτουργικότητας ενός ηλεκτροπτικού συστήματος?”. Η απάντηση είναι “σαφώς ναι”. Μέχρι τώρα, έχει πραγματοποιηθεί μία επιμεριστική διαμόρφωση της συνολικής εικόνας ενός ηλεκτροπτικού συστήματος. Αυτό επιτεύχθηκε μέσω μιας στοχευμένης ανάλυσης των απαιτούμενων επιστημονικών τομέων, των οποίων η γνώση συμβάλλει στην σαφή περιγραφή του συστήματος αυτού.

Συγκεκριμένα, ξεκινώντας από την αποσαφήνιση εννοιών που άπτονται της βασικής ηλεκτρομαγνητικής θεωρίας (Κεφ. 1), ακολούθησε η ανάλυση των βασικών παραμέτρων που χαρακτηρίζουν τις θερμικές πηγές. Με άλλα λόγια, τους στόχους ενδιαφέροντος (Κεφ. 2). Κατόπιν, μέσω της οπτικής φυσικής και των διαφόρων τύπων οπτικών ανιχνευτών, προσδιορίστηκε κατασκευαστικά ένα ηλεκτροπτικό σύστημα (Κεφ. 3 και 4).

Όταν πρόκειται για ένα ηλεκτροπτικό σύστημα το οποίο θα πρέπει να αποδώσει και απεικόνιση εικόνας, η ολοκλήρωση ενός τέτοιου συστήματος επιτυγχάνεται με την ενσωμάτωση των απαιτούμενων ηλεκτρονικών διατάξεων. Με αυτόν τον τρόπο, δύναται να αποδοθεί η εικόνα τόσο στο ορατό και υπεριώδες, όσο και στο υπέρυθρο φάσμα. Στο παρόν κεφάλαιο, γίνεται μια επιδερμική αναφορά ορισμένων ηλεκτρονικών διατάξεων που συνεισφέρουν στην ζητούμενη απεικόνιση. Επιπλέον, γίνεται αναφορά συγκεκριμένων υποσυστημάτων που εξυπηρετούν στην χρήση ενός ηλεκτροπτικού συστήματος για στρατιωτικούς σκοπούς (ενότητες 6.3, 6.4), καθώς και παρατίθεται μια συνοπτική περιγραφή των ηλεκτροπτικών αντίμετρων (ενότητα 6.5).

6.2 Διατάξεις εικονοληψίας

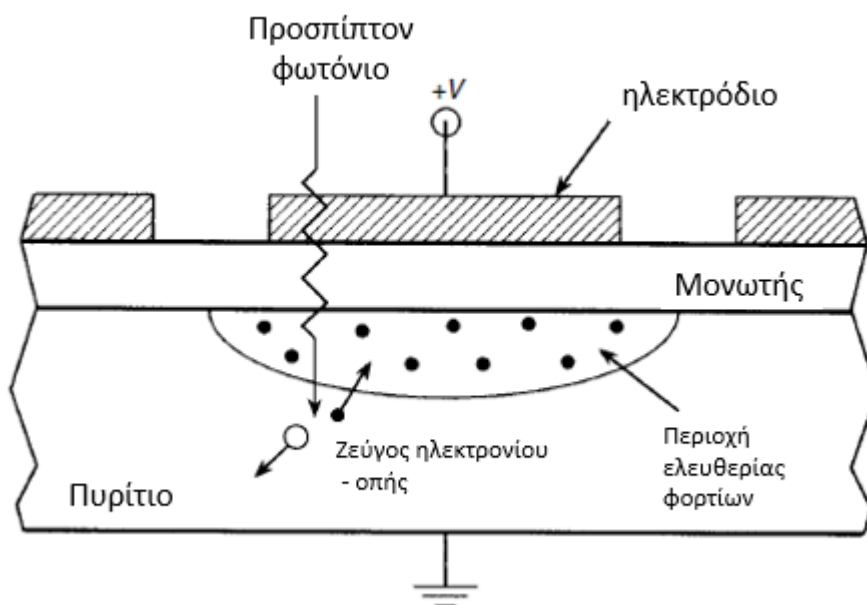
Οι διατάξεις εικονοληψίας, δεν είναι τίποτα άλλο από εκείνες τις διατάξεις που αποδίδουν το τελικό είδωλο ενός αντικειμένου που βρίσκεται εντός του οπτικού πεδίου του συστήματος (FOV). Οι βασικότερες κατηγορίες αυτών είναι δυο: οι λυχνίες εικονοληψίας (όπως η φωτοδίοδος κενού που αναλύθηκε στο 4^ο κεφάλαιο) και οι διατάξεις εικονοληψίας στερεάς κατάστασης (π.χ. Coupled Charge Display – CCD).

Την σύγχρονη εποχή, ως διατάξεις απεικόνισης χρησιμοποιούνται σχεδόν αποκλειστικά οι διατάξεις στερεάς κατάστασης. Οι διατάξεις αυτές διαθέτουν καλή χρωματική απόδοση του ειδώλου, ενώ αποτελούνται συνήθως από δεκάδες εκατομμύρια ανεξάρτητα φωτοανιχνευτικά στοιχεία (pixels). Επιπλέον, αυτή η πολυσύνθετη συστοιχία είναι τοποθετημένη στο εστιακό επίπεδο του ηλεκτροπτικού συστήματος (Focal Plane Array – FPA). Το κάθε ένα στοιχείο αποδίδει ηλεκτρικό φορτίο ανάλογο με το ποσό της ακτινοβολίας που απορρόφησε. Οι τιμές αυτές (της εξόδου του κάθε στοιχείου), δύναται να διαβαστούν από ειδικά ηλεκτρονικά κυκλώματα, εκ των οποίων τα συνηθέστερα είναι τα κυκλώματα Charged Coupled Devices (CCD). Ακολουθεί μια συνοπτική περιγραφή / ανάλυση της τεχνικής αυτής.

Το 1970, παρουσιάστηκε για πρώτη φορά μια νέα ημιαγωγική διάταξη, η οποία βασιζόταν στη διαχείριση των ‘πακέτων’ φορτίου και όχι στην απευθείας διαμόρφωση

του ηλεκτρικού ρεύματος. Οι διατάξεις αυτές ονομάστηκαν διατάξεις σύζευξης φορτίου CCD.

Μια διάταξη CCD, είναι ουσιαστικά μια σειρά ημιαγωγικών πυκνωτών οξειδίου του μετάλλου (Metal Oxide Semiconductor – MOS). Στο σχήμα 6.1, απεικονίζεται ένα απλοποιημένο σχέδιο ενός από τους πυκνωτές. Ένα ημιαγωγικό υπόστρωμα του πυριτίου τύπου p, καλύπτεται με ένα λεπτό στρώμα μονωτικού οξειδίου του πυριτίου, το οποίο μονώνει το υπόστρωμα Si από το μεταλλικό ηλεκτρόδιο. Όταν εφαρμόζεται τάση μεταξύ του ηλεκτροδίου και το υποστρώματος Si, οι φορείς μειονότητας (δηλαδή οι οπές για Si τύπου p) απωθούνται από τη διεπιφάνεια μεταξύ ημιαγωγού και μονωτή, δημιουργώντας μια περιοχή που προσδίδει ελευθερία κίνησης στους φορείς φορτίου.. Αυτή η περιοχή, η οποία βρίσκεται ακριβώς κάτω από το ηλεκτρόδιο, είναι γνωστή ως 'περιοχή ελευθερίας φορτίων' και έχει πάχος μερικών μικρομέτρων. Τα μεταλλικά ηλεκτρόδια (συνήθως κατασκευασμένα από πολύ-κρυσταλλικό πυρίτιο) είναι διαφανή για μήκη κύματος μεγαλύτερα από 400 nm.

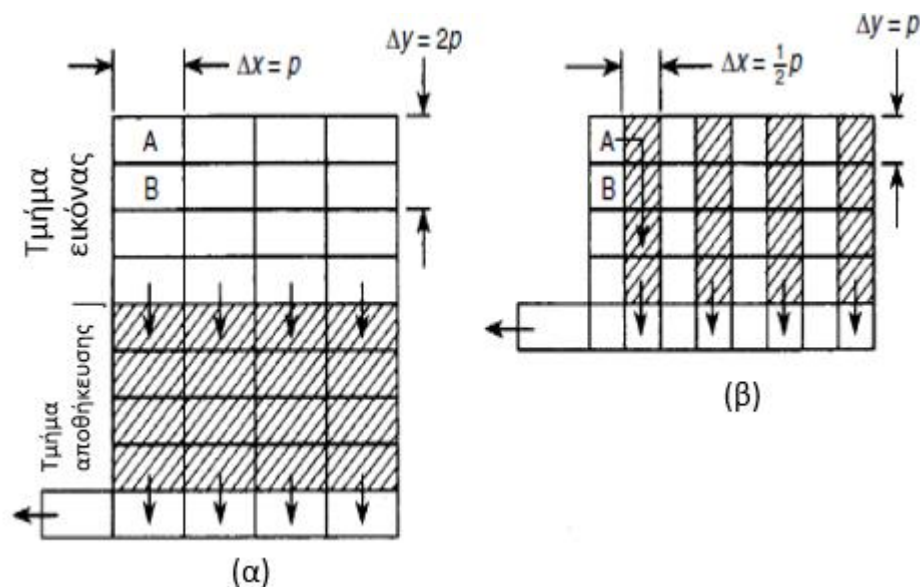


Σχήμα 6.1 Απλοποιημένη σχηματική αναπαράσταση πυκνωτή MOS

Αν ένα προσπίπτον φωτόνιο έχει ενέργεια μεγαλύτερη από το bandgap του Si, μπορεί να δημιουργήσει ένα ζεύγος ηλεκτρονίου – οπής στον ημιαγωγό. Όταν αυτή η δημιουργία συμβαίνει εντός (ή πλησίον) της περιοχής ελευθερίας φορτίων, το ηλεκτρόνιο που παράγεται από το φωτόνιο, προσελκύεται από το δυναμικό το οποίο δημιουργείται κάτω από το θετικά φορτισμένο ηλεκτρόδιο. Με αυτόν τον τρόπο, σχηματίζεται ένα φορτισμένο 'πακέτο' που αποτελείται από ηλεκτρόνια - φωτόνια που δημιουργήθηκαν κοντά στο συγκεκριμένο ηλεκτρόδιο.

Υπάρχουν δύο διαφορετικοί τρόποι με τους οποίους λειτουργούν οι διατάξεις CCD. Στην ακόλουθη περιγραφή, υποτίθενται τυπικοί ρυθμοί τηλεόρασης, δηλαδή με frame rates 1/25s (Ευρωπαϊκό πρότυπο - CCIR) ή 1/30 s (Αμερικανικό πρότυπο – RS 170). Στο σχήμα 6.2 (α), απεικονίζεται η δομή των λεγόμενων διατάξεων frame-transfer. Αυτός ο τύπος αισθητήρα, χωρίζεται σε δύο ταυτόσημες περιοχές, αυτή της εικόνας και αυτή της αποθήκευσης. Ένα τηλεοπτικό πλαίσιο (TV frame) χωρίζεται σε δύο πεδία A και B. Το πεδίο A σχηματίζεται με τη συλλογή φωτό-ηλεκτρονίων από τις περιπτώσεις σειρές των ηλεκτροδίων για 1/50 s (ή 1/60 s για RS-170). Αυτή η διαμόρφωση φόρτισης, μετατοπίζεται στο τμήμα αποθήκευσης, σε ένα χρονικό διάστημα που είναι

μικρότερο (αρκετά MHz) σε σύγκριση με τον χρόνο ολοκλήρωσης (έκθεσης). Έτσι λοιπόν, το πεδίο A διαβάζει και αποδίδει την απεικόνιση σε μια γραμμή κάθε φορά, ενώ το πεδίο B σχηματίζεται από τη συλλογή των αντίστοιχων φωτό-ηλεκτρονίων από τα ζυγά ηλεκτρόδια.



Σχήμα 6.3 Σχηματικές απεικονίσεις δομών (α) frame-transfer και (β) interline-transfer

Το σχήμα 6.3(β), απεικονίζει την δομή των λεγόμενων διατάξεων inter line transfer. Εδώ οι κατακόρυφοι καταχωρητές ανάγνωσης, αλληλοσυνδέονται με τη φωτοευαίσθητη στήλη. Κατόπιν εφαρμογής τάσης στις κάθετες πολύ-κρυσταλλικές ίνες πυριτίου, δημιουργείται διαφορά δυναμικού στις φωτοευαίσθητες περιοχές. Σε αυτή τη διάταξη, ο πραγματικός χρόνος ολοκλήρωσης και για τα δύο πεδία (A και B), είναι $1/25$ s. Η δε λειτουργία είναι ως εξής: μετά τη συλλογή των φωτό-ηλεκτρονίων στο πεδίο A για $1/25$ s, η φόρτιση μετατοπίζεται στους καταχωρητές προς τα κάτω (μια γραμμή κάθε φορά), έως στην οριζόντια γραμμή εξόδου. Όταν το πεδίο A έχει διαβαστεί πλήρως ($1/50$ s), το πεδίο B μετατοπίζεται στους επόμενους καταχωρητές. Παρατηρήστε ότι ο πραγματικός χρόνος ολοκλήρωσης στη δομή interline-transfer, είναι διπλάσια από τη δομή frame-transfer.

Τέλος, έχει αποδειχτεί ότι οι διατάξεις CCD αποτελούν διαδεδομένους ανιχνευτές υψηλής ευαισθησίας, σε μια ευρεία περιοχή του ορατού και του εγγύς υπέρυθρου φάσματος. Ωστόσο, με την χρήση κατάλληλων υλικών ως προς την απορροφητική ικανότητα της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, οι διατάξεις CCD μπορούν να βρουν εφαρμογή και στα θερμικά παράθυρα ενδιαφέροντος ($3-5 \mu\text{m}$ και $8-14 \mu\text{m}$), δηλαδή και στις απεικονιστικές διατάξεις μιας IR κάμερας ενός ολοκληρωμένου ηλεκτροπτικού συστήματος.

6.3 Διατάξεις λέιζερ

Το σύνολο των ηλεκτροπτικών συστημάτων (είτε εικονοληψίας είτε όχι), τα οποία χρησιμοποιούνται για έρευνα και παρακολούθηση στόχων ενδιαφέροντος, δεν διαθέτουν αυτόνομη δυνατότητα μέτρησης της απόστασης (όπως συμβαίνει με τα ενεργητικά συστήματα ραντάρ).

Άλλωστε, το γεγονός αυτό στα πλαίσια στρατιωτικών εφαρμογών, καθιστά τα ηλεκτροπτικά συστήματα να παραμένουν ανεντόπιστα από τον εχθρό. Ωστόσο, προκειμένου ένα ολοκληρωμένο ηλεκτροπτικό σύστημα να μπορέσει να υποστηρίξει ένα σύστημα διευσθύνσεως βολής, η ακριβής εύρεση της απόστασης του στόχου είναι αναγκαία. Αυτό επιτυγχάνεται με την ενσωμάτωση ενός υποσυστήματος λέιζερ.

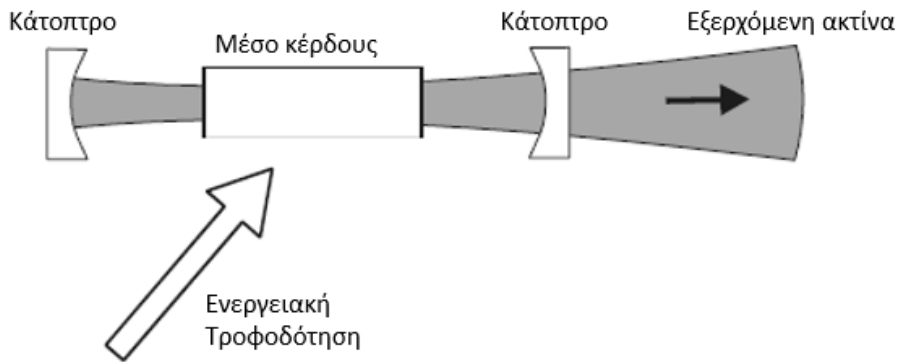
Ο όρος LASER (Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation), σημαίνει ενίσχυση φωτός με διεγερόμενη (εξαναγκασμένη) εκπομπή ακτινοβολίας. Προκύπτει κατόπιν ανθρώπινης παρέμβασης (δηλαδή δεν υπάρχει από μόνο του στη φύση) από μια μονοχρωματική πηγή φωτός (διακριτής συχνότητας εντός του συνόλου του οπτικού φάσματος) και είναι εξαιρετικά στενής δέσμης και μεγάλης έντασης.

Στη δεκαετία του 1960, όταν τα λέιζερ αναπτύχθηκαν για πρώτη φορά, αποτελούσαν μια νέα συσκευή με ενδιαφέρουσες ιδιότητες, αλλά δεν ήταν σαφές πώς θα μπορούσαν να χρησιμοποιηθούν στην πράξη. Σήμερα φυσικά, η κατάσταση είναι εντελώς διαφορετική και τα λέιζερ έχουν προκαλέσει επαναστατική ανάπτυξη σε τεχνολογίες όπως σε αυτές της ανάγνωσης και εγγραφής δεδομένων σε CD και DVD, στις οπτικές επικοινωνίες, στην κατασκευαστική βιομηχανία (π.χ. στην κοπή ακριβείας υλικών), καθώς και στην χειρουργική (επεμβάσεις ακριβείας με λέιζερ). Συνεπώς, δεν θα ήταν υπερβολή να πούμε ότι χωρίς τα λέιζερ, ο σύγχρονος τεχνολογικός μας κόσμος δεν θα ήταν όπως είναι σήμερα.

Αυτό που κάνει ένα λέιζερ τόσο ξεχωριστό, είναι το γεγονός ότι το φως λέιζερ είναι συνεκτικό (coherent). Αυτό μπορεί να γίνει κατανοητό μέσω της ερμηνείας ως προς την αρχή λειτουργία του λέιζερ. Ως προς αυτό, ακολουθεί μια συνοπτική ανάλυση των βασικότερων παραμέτρων που διέπουν την αρχή λειτουργίας ενός συστήματος λέιζερ, καθώς και μια ανάλυση της φύσης της συνεκτικότητας του φωτός.

6.3.1 Επισκόπηση της αρχής λειτουργίας ενός συστήματος λέιζερ

Στο σχήμα 6.4, απεικονίζονται τα τρία βασικά στοιχεία που απαιτούνται για τη λειτουργία ενός συστήματος λέιζερ. Ένα μέσο κέρδους (gain medium) που ενισχύει το φως, κάτοπτρα (ή άλλες ανακλαστικές συσκευές) που παρέχουν οπτική ανατροφοδότηση (optical feedback) και ένας μηχανισμός τροφοδότησης (pumping mechanism) για την παροχή ενέργειας στο σύστημα λέιζερ. Οι καθρέφτες είναι διατεταγμένοι με τέτοιο τρόπο, ώστε το φως να διαδίδεται εμπρός και πίσω, μέσω του μέσου κέρδους, σχηματίζοντας μια οπτική κοιλότητα ή οπτικό συντονιστή (optical resonator). Αυτό συντελεί στην έννοια της οπτικής ανατροφοδότησης, υπό την έννοια ότι μερικές από τις ενισχυμένες εξόδους "ανατροφοδοτούνται", για να γίνουν είσοδοι για πρόσθετη ενίσχυση. Ο συνδυασμός του κέρδους και της ανατροφοδότησης συναντάται συχνά και στα ηλεκτρικά κυκλώματα, κατά την πρόκληση ηλεκτρικών ταλαντώσεων.



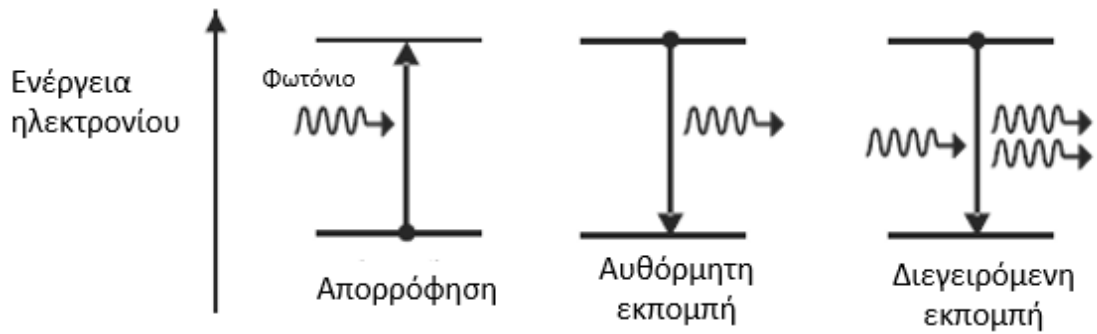
Σχήμα 6.4 Τα τρία βασικά στοιχεία μιας διάταξης λέιζερ

Στην πραγματικότητα, το λέιζερ μπορεί να θεωρηθεί εννοιολογικά παρόμοιο με έναν ηλεκτρικό ταλαντωτή πολύ υψηλής συχνότητας ($\sim 10^{14}$ Hz). Συνεπώς, όπως ένας ηλεκτρικός ταλαντωτής πρέπει να τροφοδοτηθεί με ενέργεια, αντίστοιχα και το λέιζερ πρέπει να λάβει ενέργεια μέσω ενός κατάλληλου τροφοδοτικού.

Αν και οι ηλεκτρικοί και οπτικοί ταλαντωτές σε γενικές γραμμές είναι παρόμοιοι, διαφέρουν σημαντικά ως προς ορισμένες λεπτομέρειες των τριών βασικών στοιχείων που αναφέρθηκαν. Για παράδειγμα, η ηλεκτρική ανατροφοδότηση μπορεί να υλοποιηθεί μέσω μιας απλής καλωδίωσης με αντίσταση μεταξύ της εξόδου και των εισόδων ενός ενισχυτή. Για την οπτική ανατροφοδότηση από την άλλη πλευρά, πρέπει να δοθεί ιδιαίτερη προσοχή στο σχεδιασμό κατάλληλων οπτικών συντονιστών (Optical resonators).

Επιπλέον, ο μηχανισμός της ενίσχυσης, είναι ίσως η πιο θεμελιώδης διαφορά μεταξύ ενός ηλεκτρικού και ενός οπτικού ταλαντωτή. Σε ένα λέιζερ, η ενίσχυση γίνεται με μια διεγερμένη (εξαναγκασμένη) εκπομπή, μια διαδικασία που αρχικά προτάθηκε από τον Einstein το 1917. Η βασική ιδέα των διεγερμένων αυτών εκπομπών μπορεί να γίνει κατανοητή εξετάζοντας τους τρεις τρόπους με τους οποίους το φως δύναται να αλληλεπιδράσει με ένα άτομο (όπως απεικονίζεται στο σχήμα 6.5). Κατά την απορρόφηση (1^{ος} τρόπος), ένα άτομο που βρίσκεται αρχικά στην κατάσταση ισορροπίας (το χαμηλότερο επίπεδο ενέργειας), ανέρχεται σε ένα υψηλότερο επίπεδο ενέργειας (κατάσταση διέγερσης), απορροφώντας έτσι το προσπίπτον φωτόνιο. Η αντίστροφη διαδικασία (2^{ος} τρόπος) είναι μια αυθόρμητη εκπομπή, κατά την οποία ένα άτομο που βρίσκεται αρχικά στη διεγερμένη κατάσταση, επιστρέφει στην κατάσταση ισορροπίας, δημιουργώντας (εκπέμποντας) ένα φωτόνιο. Κατά τον τρίτο τρόπο (διεγερόμενη εκπομπή), υπάρχει ήδη ένα φωτόνιο και το άτομο είναι ήδη στην διεγερμένη κατάσταση. Το άτομο λοιπόν μπορεί να "διεγερθεί", προκειμένου να εκπέμψει ένα άλλο φωτόνιο, ουσιαστικά πανομοιότυπο με το φωτόνιο που αρχικά ήταν προσπίπτον. Με άλλα λόγια, να δημιουργήσει έναν "οπτικό κλώνο". Αυτή η αναπαραγωγή πανομοιότυπων φωτονίων, συντελεί στην ενίσχυση καθώς ο μεγαλύτερος αριθμός των φωτονίων, αντιστοιχεί σε περισσότερη ενέργεια του κύματος φωτός.

Στη διαδικασία της διέγερσης εκπομπών (stimulated emission process), η συνολική ενέργεια διατηρείται (όπως άλλωστε και σε οποιαδήποτε φυσική διαδικασία κατά την οποία οι μάζες σωματιδίων δεν αλλάζουν). Συνεπώς, η αυξανόμενη οπτική ενέργεια προέρχεται από την ενέργεια που αποθηκεύεται στα άτομα. Αυτό με την σειρά του σημαίνει, ότι προκειμένου να ενισχύεται συνεχώς το κύμα φωτός, θα πρέπει να δίδεται συνεχώς ενέργεια στα άτομα. Αυτή η παροχή ενέργειας, πετυχαίνεται μέσω της διαδικασίας της ηλεκτρικής τροφοδοσίας.



Σχήμα 6.5 Η διεγειρόμενη εκπομπή (stimulated emission), ως αποτέλεσμα ενός από τους τρεις τρόπους αλληλεπίδρασης μεταξύ ατόμων και φωτός

6.3.2 Η οπτική συνεκτικότητα

Η διαδικασία των διεγερμένων εκπομπών, εκτός του γεγονότος της πρόκλησης της οπτικής ενίσχυσης, προσδίδει και μια ακόμα σημαντική ιδιότητα. Επειδή το νεοσυστατο φωτόνιο είναι πανομοιότυπο με το αρχικό, τα ηλεκτρικά πεδία των φωτονίων ενισχύονται μεταξύ τους και το προκύπτον Η/Μ κύμα, θα είναι συνεκτικό. Η ιδέα της συνεκτικότητας, ίσως μπορεί να γίνει πιο κατανοητή μέσω μιας αντιπαραβολής μέσω μιας διατεταγμένης παρέλασης, όπως απεικονίζεται στο παρακάτω σχήμα.



Σχήμα 6.6 Η έννοια της συνεκτικότητας του φωτός σε αναλογία με μια ομάδα παρελαυνόντων, οι οποίοι ανυψώνουν το αριστερό τους πόδι σε συγχρονισμό.

Κατά την συνεκτική αυτή διάταξη, κάθε άτομο μέσα σε μια δεδομένη σειρά ή στήλη, ανυψώνει το αριστερό του πόδι ταυτόχρονα. Η συνεκτική αυτή διάταξη παρέλασης, οδηγεί σε ένα είδος προγνωστικής δύναμης: “Ξέρω ότι αν σηκώσω το αριστερό μου πόδι, τότε όλοι οι άλλοι θα κάνουν ακριβώς το ίδιο”. Σε μια μη

συντεταγμένη (μη συνεκτική) παρέλαση, η καθαυτή προβλεπτική ισχύ δεν υπάρχει και δεν μπορεί να ξέρει κάποιος με βάση την κατάσταση του δικού του ποδιού, σε ποια κατάσταση βρίσκονται τα πόδια των υπολοίπων. Τέλος, η διάταξη της παρέλασης μπορεί να χαρακτηριστεί και ως μερικώς συνεκτική. Αυτό συμβαίνει όταν υπάρχει κάποια περιορισμένη προβλεπτική ισχύς, επιτρέποντας σε κάποιον παρελαύνον να προβλέψει αν κάποιος άλλοι ανυψώνουν τα αριστερά τους πόδια, εντός ενός περιορισμένου όμως οπτικού πεδίου.

Η ιδέα λοιπόν της οπτικής συνεκτικότητας, είναι παρόμοια με αυτή της συνεκτικής (σύμφωνης) παρέλασης. Για το συνεκτικό φως, αν γνωρίζουμε την τιμή του ηλεκτρικού πεδίου σε ένα σημείο στον χώρο, μπορούμε να προβλέψουμε το μέγεθος του E σε ένα οποιοδήποτε άλλο σημείο. Με άλλα λόγια, υπάρχει μια συσχέτιση μεταξύ των τιμών του E σε διαφορετικά σημεία στο χώρο. Για παράδειγμα, το απλό ημιτονοειδές επίπεδο κύμα είναι συνεκτικό, δεδομένου ότι οι τιμές του E προσδιορίζονται απόλυτα προς όλες τις κατευθύνσεις.

6.4 Υπέρυθρη έρευνα και παρακολούθηση (IR Search & Track)

Τα συστήματα IR Search and Track (IRST), δεν είναι κάτι παραπάνω από ολοκληρωμένα συστήματα που κάνουν χρήση της τεχνολογίας FPAs (Focal Plane Arrays), προκυμμένου να πετύχουν τον εντοπισμό και στη συνέχεια παρακολούθηση ενός θερμού στόχου ενδιαφέροντος. Με άλλα λόγια, μπορούν να θεωρηθούν και ως παθητικά ραντάρ, τα οποία έχουν ως σκοπό την έρευνα και παρακολούθηση τόσο απομακρυσμένων στόχων (σημειακών πηγών), όσο και εγγυτέρων στόχων (οι μη απομακρυσμένοι στόχοι, δεν μπορούν να θεωρηθούν σημειακές).

Προκειμένου να επιτευχθεί η κατάλληλη παρακολούθηση ανά περίπτωση, υλοποιείται ο αντίστοιχα κατάλληλος αλγόριθμος παρακολούθησης. Σε ότι αφορά τους αλγόριθμους παρακολούθησης σημειακών στόχων, αυτοί συνοψίζονται στους εξής τρεις βασικούς:

- Αλγόριθμοι πολλαπλών διαφορών (multi-difference), οι οποίοι βασίζονται στην δημιουργία διπολικών τιμών σε κάθε pixel και αποδίδουν μια θετική ή μια αρνητική τιμή ως προς το ενεργειακό κατώφλι εντοπισμού.
- Αλγόριθμοι πολλαπλών κατωφλίων (multi-threshold), οι οποίοι βασίζονται στην πολλαπλή υπέρβαση ενός ενεργειακού κατωφλίου σε κάθε ανανέωση της εικόνας.
- Αλγόριθμοι γραμμικής παρακολούθησης (linear tracker), οι οποίοι βασίζονται στο ιστορικό των σημείων που υπερβαίνουν συγκεκριμένες ενεργειακές τιμές κατωφλίου.

Εν συνεχεία, σε ότι αφορά τους αλγόριθμους παρακολούθησης μη σημειακών στόχων (δηλαδή παρακολούθησης ειδώλων), αυτοί συνοψίζονται στους εξής τρεις βασικούς: Αλγόριθμοι παρακολούθησης κεντροειδούς (Centroid trackers) – αλγόριθμοι παρακολούθησης MLE (Maximum Likelihood Estimate) και αλγόριθμοι παρακολούθησης συσχέτισης (correlation trackers). Υπάρχει βέβαια ακόμα πλήθος αλγορίθμων με χρήση διαφορετικών τεχνικών παρακολούθησης, όπως επίσης υπάρχει και ένα πλήθος αλγορίθμων υβριδικής φύσης (δηλαδή να χρησιμοποιεί παραπάνω από μια τεχνικές).

Στα πλαίσια του μαθήματος, μπορεί να αναφερθεί ενδεικτικά ότι για την παρακολούθηση στόχων των οποίων το είδωλο βρίσκεται εξ ολοκλήρου στην πύλη παρακολούθησης (tracking gate), συνηθίζεται να εφαρμόζεται ο αλγόριθμος centroid tracker. Η τεχνική αυτή, χρησιμοποιείται στις πλείστες των περιπτώσεων από τα πολεμικά πλοία για παρακολούθηση αεροσκαφών. Μια υποκατηγορία της μεθόδου Centroid tracker, είναι η binary centroid. Κατ' αυτή, η εξαγωγή της θέσης του στόχου κάθε φορά πραγματοποιείται με την υποβοήθηση ενός 'χάρτη εικόνα' (video map). Με αυτόν τον τρόπο γίνεται τμηματοποίηση του ειδώλου, μέσω απόδοσης δυαδικών τιμών 0 1, αναλόγως της υπέρβασης ενός συγκεκριμένου ενεργειακού κατωφλίου. Ο αλγόριθμός υπολογίζει το κεντροειδές του συνόλου των pixels με την τιμή 1 και το παρακολουθεί σε κάθε ανανέωση εικόνας. Τέλος, εκτός των ηλεκτροπτικών των πλοίων, αναφέρεται ενδεικτικά ότι ο ψηφιακός αυτός αλγόριθμος χρησιμοποιείται και από τον IR seeker του κατευθυνόμενου βλήματος AGM-65D/G Maveric.

Στην περίπτωση τώρα που ο στόχος ενδιαφέροντος είναι μονάδα επιφάνειας (και όχι αεροσκάφος), προτιμάται ο αλγόριθμος correlation tracker. Κατά τη χρήση αυτού, η παρακολούθηση μπορεί να πραγματοποιηθεί και στην περίπτωση κατά την οποία το είδωλο του στόχου ενδιαφέροντος δεν βρίσκεται ολόκληρο εντός της πύλης παρακολούθησης. Γενικά, αποτελεί ένα πιο σύνθετο αλγόριθμο, μιας και πραγματοποιεί συσχέτισμό υψηλού αριθμού παραμέτρων προς ανάλυση (όπως π.χ. το μέγεθος και σχήμα του θερμικού στόχου, την αντίθεση, την ένταση), με άμεσο αποτέλεσμα την απαίτηση μεγάλου όγκου υπολογιστικών διαδικασιών (High volume correlation processing).

6.5 Ηλεκτροπτικά αντίμετρα

Τα ηλεκτροπτικά αντίμετρα (Electro-optic Counter Measures - EOCM) είναι το σύνολο των τεχνικών που αποσκοπούν στην υποβίβαση της αποτελεσματικότητας ενός εχθρικού ηλεκτροπτικού συστήματος. Εφόσον οι βασικές αρχές της ηλεκτροπτικής που έχουν αναφερθεί έως τώρα έχουν γίνει πλήρως κατανοητές από τον σπουδαστή, η ανάλυση των συγκεκριμένων αντίμετρων που ακολουθεί θα κυμανθεί σε απλά και αυτονόητα επίπεδα.

Σε γενικό πλαίσιο, τα EOCM διαχωρίζονται σε δυο βασικές κατηγορίες. Τα παθητικά και τα ενεργητικά. Με τον όρο παθητικά εννοείται το σύνολο των τεχνικών που αποσκοπούν είτε στην μείωση της ορατής / θερμικής υπογραφής, είτε στη χρήση δεκτών έγκαιρης προειδοποίησης. Αντίστοιχα, με τον όρο ενεργητικά εννοείται το σύνολο των τεχνικών που αποσκοπούν κυρίως στην παραπλάνηση του εχθρού, αλλά και ενίοτε στη καθαυτή φυσική τους καταστροφή. Ακολουθεί μια στοχευμένη ανάλυση της κάθε βασικής κατηγορίας EOCM.

6.5.1 Παθητικά Ηλεκτροπτικά αντίμετρα

Αναφορικά με τις τεχνικές μείωσης της ορατής/θερμικής υπογραφής, προκειμένου να επιτευχθεί το απαιτούμενο αποτέλεσμα απαιτείται τόσο η αθροιστική, όσο και συνδυαστική εφαρμογή τους. Πέραν των αυτονόητων τεχνικών στο ορατό φάσμα (π.χ. κατάλληλος χρωματισμός, απόκρυψη απόνερων πλοίων και γενικά απόκρυψη των ημέτερων στόχων), υπάρχει η απαίτηση απόκρυψης και στο θερμικό

φάσμα. Αναλογιζόμενη το γεγονός ότι η απόκρυψη θα πρέπει να είναι δυναμική ως προς την αντίστοιχη διακύμανση των θερμικών συνθηκών του περιβάλλοντα χώρου, η περίπτωση αυτή καθίσταται πιο σύνθετη. Οποιαδήποτε αντίθεση από αυτόν, θα οδηγήσει στον εντοπισμό από το εχθρικό ηλεκτροπτικό σύστημα. Σημαντικό ρόλο ως προς την μείωση της θερμικής υπογραφής ενός στόχου παίζει τόσο η διαμόρφωση του σχήματος (aspect), όσο και η σύνθεση των επιφανειών του. Για παράδειγμα, μια επιφάνεια εκτεθειμένη στον ήλιο θα επιφέρει ενίσχυση της θερμικής υπογραφής της, λόγω της ανάκλασης της ηλιακής ακτινοβολίας που τελικά θα καταλήξει στο εχθρικό ηλεκτροπτικό σύστημα. Ωστόσο, τόσο η ανακλαστικότητα που χαρακτηρίζει μια επιφάνεια, όσο και ο συντελεστής εκπομπής αυτής, μπορούν να μεταβληθούν αναλόγως της φύσης των χρωμάτων βαφής και υλικών που εφαρμόζονται στην καθαυτή επιφάνεια. Σε αυτό το σημείο να τονίσουμε ότι βέλτιστη λύση θα αποτελούσε ένα υλικό/βαφή που θα μείωνε όχι μόνο την υπογραφή στο οπτικό (υπέρυθρο/ορατό) φάσμα, αλλά και στο RF φάσμα. Αυτό θα οδηγούσε και στην μερική απόκρυψη ως προς ένα εχθρικό ραντάρ. Τέλος, οι επιφάνειες ενδιαφέροντος θα πρέπει να είναι όσο το δυνατόν τραχείες, προκειμένου να επιτυγχάνεται η διάχυση της οποιασδήποτε προσπίπτουσας ακτινοβολίας (χαρακτηριστικό παράδειγμα του φαινομένου της διάχυσης, αποτελεί η αναφορά του laser pointer στην ενότητα 3.2).

Ολοκληρώνοντας, εστιάζοντας τόσο στα πλοία επιφανείας, όσο και στα αεροσκάφη, τις πιο θερμές πηγές σε αυτά αποτελούν τα συστήματα πρόωσης. Χαρακτηριστικό παράδειγμα για τα αεροσκάφη αποτελεί η πολύ υψηλή θερμοκρασία (1600°C) των εξερχόμενων του καυσαερίων κατά την λειτουργία μετάκαυσης (afterburner). Κατά αντιστοιχία σε ένα πλοίο, ένας τρόπος απόκρυψης αυτής της θερμής πηγής (εξαγόμενα καυσαέρια), είναι η μέθοδος εξαγωγής καυσαερίων κάτωθεν της ισάλου. Επιπλέον, με δεδομένο ότι η αυξανόμενη επιφανειακή θερμοκρασία (π.χ. θερμοκρασία υπερκατασκευής) συνεπάγεται με αντίστοιχη αύξηση της εκπεμπόμενης θερμικής ισχύς, θα πρέπει να επιδιώκεται η ελάττωση της θερμοκρασίας αυτής. Αυτό επιτυγχάνεται τόσο με την καλή θερμομονωτική κατάσταση στην οποία πρέπει να βρίσκεται το σύνολο των τμημάτων ενός πλοίου, όσο και με την κατάλληλη χρήση του συστήματος αποπλύσεως (ως προς την συνολική ψύξη της εξωτερικής του επιφάνειας).

Αναφορικά με τους δέκτες έγκαιρης προειδοποίησης, αυτοί διακρίνονται κυρίως σε δύο υποκατηγορίες. Τους δέκτες προειδοποίησης επερχόμενου βλήματος (Infrared Warning Receivers - IRWR) και τους δέκτες προειδοποίησης εντοπισμού λέιζερ (Laser Warning Receivers – LWR). Αμφότερες οι κατηγορίες, δύναται να εφαρμοστούν τόσο επί των φορέων υπό προστασία (π.χ. Πολεμικά πλοία), όσο και σε κατάλληλους εναέριους φορείς (π.χ. αεροσκάφη ή ακόμα και δορυφόρους) προκειμένου να επιτυγχάνεται κάλυψη μεγάλης περιοχής. Αναφορικά με τους IRWR, η κύρια εντοπιστική τους ικανότητα βασίζεται στον αντίστοιχο εντοπισμό της έντονης θερμικής υπογραφής της “γραμμής” που αφήνουν τα εξερχόμενα καυσαέρια του επερχόμενου κατευθυνόμενου βλήματος. Σε αυτό το σημείο, ο παρατηρητικός σπουδαστής θα εστίαζε στο γεγονός ότι προκειμένου να γίνει ο εντοπισμός αυτός, τα καυσαέρια θα πρέπει να εκπέμπουν στα τυπικά θερμικά παράθυρα (3-5 και 8-14μm, όπου και επιτρέπεται η διάδοση στην ατμόσφαιρα). Συνεπώς, η αντίστοιχη τεχνολογική εξέλιξη που αφορά την εκπομπή καυσαερίων K/B, θα πρέπει να εστιάσει (όπως και το κάνει) στην εκπομπή πέρα των παραθύρων αυτών (Μέτρο – Αντίμετρο).

Σε ότι αφορά τους LWR, αυτοί παρέχουν έγκαιρη προειδοποίηση στην περίπτωση όπου λαμβάνει χώρα φωτισμός λέιζερ. Η χρήση λέιζερ υποδεικνύει είτε την ύπαρξη μέσου που κάνει χρήση του κατάλληλου οπλικού συστήματος, είτε την υπόδειξη του ημέτερου στόχου από τον εχθρό, είτε ακόμα κάποιο επερχόμενο κατευθυνόμενο βλήμα. Οι δέκτες αυτού του τύπου είναι συνήθως εγκατεστημένοι σε

μονάδες ελικοπτέρων, αποτελούνται από ειδικές φωτοανιχνευτικές διατάξεις (π.χ. CCD) και ενίοτε παρέχουν την δυνατότητα προσδιορισμού της κατεύθυνσης κατά την οποία πραγματοποιείται η λήψη της δέσμης λέιζερ (διόπτευση απειλής).

6.5.2 Ενεργητικά Ηλεκτροπτικά Αντίμετρα

Τα ενεργητικά ηλεκτροπτικά αντίμετρα αποσκοπούν τόσο σε μεθόδους φυσικής καταστροφής, όσο και σε μεθόδους παραπλάνησης / παρεμβολής. Ως προς την φυσική καταστροφή ενός εχθρικού ηλεκτροπτικού συστήματος, αυτή θα μπορούσε να γίνει εφικτή δια της χρήσης ενός ημέτερου λέιζερ πολύ υψηλής ισχύος (έχουν εκτελεστεί πρόσφατες πειραματικές δοκιμές από τον τομέα συστημάτων μάχης της Σχολής Ναυτικών Δοκίμων). Το λέιζερ αυτό θα είχε ως στόχο την μηχανική αλλοίωση δια της υπερθέρμανσης τμημάτων του εχθρικού ηλεκτροπτικού συστήματος.

Ωστόσο, στα πλαίσια του Ελληνικού Πολεμικού Ναυτικού η πιο διαδεδομένη τεχνική ενεργητικών ηλεκτροπτικών αντιμέτρων είναι αυτή της παραπλάνησης με χρήση θερμοβολίδων (flares). Τα flares χρησιμοποιούνται από τον φορέα προκειμένου να εκπέμπουν μια ισχυρή θερμική ισχύ (εντός των τυπικών θερμικών παραθύρων και μεγαλύτερης ισχύος από αυτή που παράγει ο φορέας) ώστε το εχθρικό ηλεκτροπτικό σύστημα να παραπλανηθεί και να τις εκλάβει ως τον στόχο ενδιαφέροντος.

Ως προς την αποτελεσματική χρήση των flares, τόσο η γεωμετρία, όσο και η χρονική στιγμή της ενεργοποίησης της θερμοβολίδας, παίζουν καθοριστικό ρόλο. Για παράδειγμα, εάν η θερμοβολίδα ενεργοποιηθεί στην ίδια διεύθυνση της απειλής, τότε η διαδικασία έχει αποτύχει, μιας και υπάρχει μεγάλη πιθανότητα να πληγεί η φίλια μονάδα από το επερχόμενο κατευθυνόμενο βλήμα. Επιπλέον της γεωμετρίας που εμπλέκει την φίλια μονάδα, τις θερμοβολίδες και την απειλή, ιδιαίτερο ενδιαφέρον παρουσιάζει και η χρονική στιγμή κατά την οποία ενεργοποιείται η θερμοβολίδα. Συγκεκριμένα, υπάρχουν δυο βασικές κατηγορίες χρήσης των flares ως προς τον χρόνο ενεργοποίησης. Κάθε κατηγορία αποσκοπεί και σε συγκεκριμένα αντίστοιχα ενέργεια. Όταν ο κύριος σκοπός είναι ο απεγκλωβισμός της φίλιας μονάδας από τον θερμικό seeker ενός επερχόμενου βλήματος, τότε η διαδικασία ονομάζεται seduction και η ενεργοποίηση λαμβάνει χώρα σε όχι πάνω από 200 μέτρα από τον φορέα. Από την άλλη μεριά, όταν δεν έχει προϋπάρξει εγκλωβισμός από τον εχθρό, η διαδικασία ονομάζεται distraction και αποσκοπεί στην έγκαιρη ενεργοποίηση των flares προκειμένου να δημιουργηθεί ο κατάλληλος αριθμός ψευδοστόχων, προκειμένου να καταστεί δύσκολο να εγκλωβιστεί η φίλια μονάδα. Τέλος, ενώ για τα αεροσκάφη το είδος των θερμοβολίδων είναι συνήθως στερεών καυσίμων, στα πλοία συναντώνται τόσο στερεών, όσο και υγρών καυσίμων. Ένα παράδειγμα μιας θερμοβολίδας υγρού καυσίμου αποτελεί μια πλωτή θερμοβολίδα (Torch).

Όπως κάθε μέτρο μπορεί να επιφέρει ένα αντίμετρο, έτσι και ένα αντίμετρο, μπορεί να επιφέρει ένα νέο μέτρο. Από την μεριά των IR seekers, έχουν αναπτυχθεί αντίστοιχες τεχνικές απόρριψης θερμοβολίδων. Οι τεχνικές αυτές ονομάζονται Electronic counter-countermeasure (ECCM) και ενεργούν επί δυο διαδοχικών φάσεων: τη φάση εντοπισμού flare και την φάση απόρριψης / επαναπόκτησης. Κατά την πρώτη φάση, ο seeker χρησιμοποιεί αριθμό τεχνικών που δύναται να εντοπίσουν την ύπαρξη θερμοβολίδας. Μια χαρακτηριστική τεχνική είναι η κινηματική (kinematic technique), κατά την οποία ο seeker αντιλαμβάνεται την θερμοβολίδα λόγω της διαφοράς ταχύτητας από τον πραγματικό στόχο. Λοιπές τεχνικές έχουν να κάνουν με την απότομη αύξηση της θερμικής ισχύος εντός του field of view του IR seeker, λόγω αφής του flare. Τέλος, κατά την φάση της απόρριψης / επαναπόκτησης, το παράθυρο

έρευνας του *seeker* εστιάζει ώστε να παραμείνει εγκλωβισμένο (ή να επανεγκλωβίσει) τον στόχο ενδιαφέροντος, βασισμένο στο γεγονός της μεταβολής της απόστασης του πραγματικού στόχου (κινούμενος με πιθανός μεγάλη ταχύτητα) από τη θέση της θερμοβολίδας (ακίνητη και σε αιώρηση).

6.6 Επίλογος

Τελικά, έχει πλέον διαμορφωθεί πλήρως η αρχιτεκτονική και η παραμετρική ανάλυση στοχευμένων μετρικών μεγεθών ενός ολοκληρωμένου ηλεκτροπτικού συστήματος, με δυνατότητα χρήσης του και σε στρατιωτικές εφαρμογές. Μελετήθηκε κάθε επιστημονικός κλάδος που εμπλέκεται ως προς την επιμεριστική ανάλυση κάθε τμήματος εντός και εκτός ενός τυπικού ηλεκτροπτικού συστήματος, καθώς έγινε και αναφορά επί συγκεκριμένων ηλεκτροπτικών αντίμετρων.

Ολοκληρώνοντας, να προσθέσουμε ότι η εν γένει απόδοση ενός ηλεκτροπτικού συστήματος, εκτός από τον σαφή προσδιορισμό των παραμέτρων λειτουργίας του, εξαρτάται και από αστάθμητους παράγοντες. Αυτοί οι παράγοντες συνοψίζονται στις επικρατούσες κάθε φορά ατμοσφαιρικές συνθήκες. Για παράδειγμα, είναι ευρέως γνωστό ότι η βροχή μειώνει δραστικά την απόδοση οποιουδήποτε συστήματος του οποίου η αντίστοιχη απόδοση εξαρτάται από τη διάδοση ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων στην ατμόσφαιρα (λόγω σκέδασης και απορρόφησης).

Πέραν του οπτικού φάσματος που είναι σχεδόν πλήρως κατανοητό πως επιδρά κάθε διαφορετικό περιβάλλον (μιας και η επιρροή αυτή είναι συνυφασμένη με την ανθρώπινη όραση), σε ότι αφορά το υπέρυθρο φάσμα, θα πρέπει να ληφθεί υπόψιν ότι υπάρχει η συστημική δυνατότητα χρησιμοποίησης δυο θερμικών παραθύρων (3 έως 5 μm και 8 έως 14 μm). Γενικά, όταν πρόκειται για διάδοση IR, έχει αποδειχτεί ότι το παράθυρο 8 - 14 μm (LWIR) είναι καταλληλότερο σε συνθήκες ομίχλης, σκόνης ή καπνού. Αντίστροφα, σε συνθήκες καλής ορατότητας, ακόμα και με υψηλή υγρασία, η ατμοσφαιρική διάδοση είναι καλύτερη στο φάσμα 3 - 5 μm (MWIR). Συνεπώς, το παράθυρο αυτό, αποτελεί και το πιο κατάλληλο θερμικό παράθυρο λειτουργίας.

Βιβλιογραφία

1. David L. Shumaker, James T. Wood and Clinton R. Thacker, "Infrared Imaging Systems Analysis", Environmental Research Institute of Michigan (1988).
2. Gamani Karunasiri, "Lasers and Optronics", PH 4272, Physics Department, Naval Postgraduate School, Monterey, CA (2016).
3. Arlond Daniels, "Field Guide to Infrared Systems, Detectors, and FPAs (2nd edition)", SPIE press, Washington USA (2010).
4. David H. Pollock, "The Infrared and electro-optical handbook :Countermeasure systems", volume 7, SPIE Optical Engineering Press, Washington, USA (2009).
5. Lawrence A. Klein, "Millimeter-Wave and Infrared Multisensor Design and Signal Processing", Arttech House, Inc, London (1997).
6. Γεώργιος Α. Σάγος και Νικόλαος Γ. Μαλαχίας, "Αρχές ηλεκτροπτικών συστημάτων και στρατιωτικές εφαρμογές", Εκδόσεις Παπασωτηρίου, Αθήνα (2000).
7. Richard S. Quimby, "Photonics and Lasers. An introduction", Wiley-inter science, Canada (2006).

Υπόμνημα εξισώσεων

Αριθμός / σελίδα	Εξίσωση	Μεγέθη	Παρατηρήσεις
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 1			
1.1 / 6	$\Psi_{(x,t)} = U \sin\left(\frac{2\pi}{\lambda}(x - vt) + \Phi\right)$	U: Πλάτος κύματος λ: Μήκος κύματος v: Ταχύτητα διάδοσης Φ: Αρχική φάση	Ημιτονοειδής συνάρτηση συγκεκριμένων μεγεθών
1.2 / 7	$\Psi_{(x,t)} = U \sin(kx - \omega t + \Phi)$	κ : Κυματριθμός (wavenumber) ω: Γωνιακή συχνότητα	Εξίσωση Η/Μ κύματος (2D)
1.3 / 7	$\frac{\partial^2 \Psi_{(x,t)}}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \Psi_{(x,t)}}{\partial t^2}$	-	Διαφορική μορφή Εξίσωσης Η/Μ κύματος (2D)
1.4 / 7	$\Psi_{(x,y,z,t)} = U \sin(k\vec{n} \cdot \vec{r} - \omega t + \Phi)$	$\vec{r} = (x, y, z)$ \vec{n} : Μοναδιαίο διάνυσμα	Εξίσωση Η/Μ κύματος (3D)
1.5 / 8	$\frac{\partial^2 \Psi}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Psi}{\partial z^2} = \frac{1}{v^2} \frac{\partial^2 \Psi}{\partial t^2}$	-	Διαφορική μορφή Εξίσωσης Η/Μ κύματος (3D)
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 2			
2.1 / 15	$M_\lambda = \frac{2\pi h c^2}{\lambda^5 [\exp\left(\frac{hc}{\lambda k T}\right) - 1]}$	h: Σταθερά του Planck=6.6256 X 10 ⁻³⁴ J s c: Ταχύτητα του φωτός=2.997925 X 10 ⁸ m s ⁻¹ k: Σταθερά του Boltzmann =1.38054 X 10 ⁻²³ J K ⁻¹ T: Απόλυτη θερμοκρασία σε K λ: Μήκος κύματος σε m	Εξίσωση φασματικής ακτινοβολού εκπομπής μελανού σώματος
2.2 / 15	$M = \int_0^\infty M_\lambda d\lambda = \sigma T^4$	σ: Σταθερά του Stefan – Boltzmann=5.672 X 10 ⁻⁸ W m ⁻² K ⁻⁴	Νόμος του Stefan - Boltzmann
2.3 / 16	$\lambda_m T = 2897.8$	λ _m : Μήκος κύματος για μέγιστη M _λ	Νόμος μετατόπισης του Wien
2.4 / 16	$\varepsilon = \frac{M'}{M}$	M': M _λ σώματος ενδιαφέροντος M : M _λ μελανού σώματος	Συντελεστής εκπομπής
2.5 / 17	$\Phi_{inc} = \Phi_{abs} + \Phi_{trans} + \Phi_{refl}$	Φ _{inc} : Προσπίπτον Ισχύς Φ _{abs} : Απορροφούμενη Ισχύς Φ _{trans} : Διαδιδόμενη Ισχύς Φ _{refl} : Ανακλώμενη Ισχύς	Αρχή διατήρησης της ενέργειας
2.6 / 17	$1 = a + \tau + \rho$	α: Συντελεστής απορρόφησης τ: Συντελεστής διάδοσης ρ: Συντελεστής ανάκλασης	Εναλλακτική μορφή της ΑΔΕ

Αριθμός / σελίδα	Εξίσωση	Μεγέθη	Παρατηρήσεις
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 3			
3.1 / 23	$n = \frac{c}{v} = \frac{\lambda_0}{\lambda}$	c: Ταχύτητα του φωτός v: Ταχύτητα διάδοσης στο υλικό λ_0 : Μήκος κύματος στο κενό λ : Μήκος κύματος στο υλικό	Δείκτης διάθλασης
3.2 / 24	$n_1 \sin \theta_1 = n_2 \sin \theta_2$	θ_1 : Γωνία πρόσπτωσης θ_2 : Γωνία διάδοσης	Νόμος του Snell
3.3 / 27	$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = -\frac{2}{R}$	R: Ακτίνα καμπυλότητας του κατόπτρου a: Απόσταση του αντικειμένου από το οπτικό κέντρο O b: Απόσταση του εμφανιζόμενου ειδώλου από το οπτικό κέντρο O	Νόμος του Gauss στην οπτική
3.4 / 28	$FOV = 2 \tan^{-1} \left(\frac{D_{FS}}{2F} \right)$	D_{FS} : Άνοιγμα του οπτικού διαφράγματος (Field Stop) F: Η εστιακή απόσταση του φακού	Προσδιορισμός οπτικού πεδίου
3.5 / 28	$IFOV = 2 \tan^{-1} \left(\frac{d}{2F} \right) \approx \frac{d}{F}$	d: Γραμμική διάσταση του στοιχείου του οπτικού ανιχνευτή (pixel)	Προσδιορισμός στιγμιαίου οπτικού πεδίου
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 4			
4.1 / 40	$i = \frac{P_{in}}{hf} e\eta$	P_{in} : Προσπίπτουσα Ισχύς h: Σταθερά του Planck f: Συχνότητα e: φορτίο ηλεκτρονίου η : Λόγος μετατροπής φωτονίων σε ηλεκτρόνια	Το δημιουργούμενο ρεύμα λόγω πρόσπτωσης φωτονίων
4.2 / 40	$R = \frac{i}{P_{in}} = \frac{e\eta}{hf}$	-	Responsivity ανιχνευτικής διάταξης
4.3 / 40	$\Delta W = F \Delta x \Rightarrow \Delta W = eEv \Delta t$	F: Η/Μ δύναμη του πεδίου E: Ένταση ηλεκτρικού πεδίου	Έργο επί e^- εντός ηλεκτρικού πεδίου
4.4 / 41	$i_{(t)} = \frac{eE}{V_0} v_{(t)}$	V_0 : Διαφορά δυναμικού $v_{(t)}$: Ταχύτητα e^-	Χρονική εξάρτηση του παλμού ρεύματος από την ταχύτητα ενός e^-
4.5 / 41	$v(t) = at = \frac{eE}{m} t$	a: Επιτάχυνση e^- m: Μάζα e^-	Εξισώσεις κίνησης e^- σε μια Vacuum diode
4.6 / 41	$x(t) = \frac{1}{2} at^2 = \frac{1}{2} \frac{eE}{m} t^2$	-	
4.7 / 42	$\tau = d \sqrt{\frac{2m}{eV_0}}$	d: Απόσταση μεταξύ ηλεκτροδίων	Χρόνος απόκρισης (ή σταθερά χρόνου) σε μια Vacuum diode
4.8 / 42	$Q = \frac{e}{d} \int_0^d dx = e$	-	Συνολική μεταφορά φορτίου κατά την διάρκεια τ
4.9 / 44	$\eta_{abs} = (1-R)(1-e^{-ad})$	R: Ποσοστό ανάκλασης d: Πάχος υλικού	Λόγος απορρόφησης προσπίπτουσας ισχύος σε έναν Φωτοαγώγιμο ανιχνευτή
4.10 / 44	$v_e = \mu_e E$	μ_e : Κινητικότητα του e^-	Μέση ταχύτητα μετατόπισης e^-
4.11 / 45	$i_s(t) = \frac{e\mu_e E}{L}$	L: Μήκος ημιαγωγού	Χρονική εξάρτηση του παλμού ρεύματος

4.12 / 45	$Q = \int_0^{\tau} i_s(t) dt = \frac{e\mu_e E \tau}{L} = \frac{e\mu_e V_0 \tau}{L^2}$	-	Συνολική μεταφορά φορτίου κατά την διάρκεια τ
4.13 / 45	$G = \frac{Q}{e} = \frac{\mu_e V_0 \tau}{L^2}$	-	Φωτοαγωγίμο κέρδος G
4.14 / 45	$t_{tr} = \frac{L}{v_e} = \frac{L}{\mu_e E} \Rightarrow t_{tr} = \frac{L^2}{\mu_e V_0}$	-	Transit time ενός e ⁻ για να διανύσει μήκος L
4.15 / 46	$i_s = \frac{P_{in}}{hf} G \eta$	-	Ρεύμα σήματος Φωτοαγωγίμου ανιχνευτή
4.16 / 47	$P_{in} = G_{th} \Delta T + C \frac{d(\Delta T)}{dt}$	P_{in} : Προσπίπτουσα Ισχύς G_{th} : Θερμική αγωγιμότητα ΔT : Αύξηση της θερμοκρασίας C : Θερμοχωρητικότητα	Εξίσωση ισοζυγίου της θερμότητας
4.17 / 47	$\Delta T = \frac{P_{in}}{G_{th}}$	-	Η θερμοκρασία του αισθητήρα σε σχέση με την ψήκτρα
4.18 / 47	$\Delta T = \frac{P_{in}}{G_{th}} e^{-\frac{t}{\tau}}, \tau = \frac{C}{G_{th}}$	τ : Σταθερά χρόνου	Προσδιορισμός ΔT μετά από αφαίρεση ροής ακτινοβολίας
4.19 / 48	$\alpha = \frac{\Delta V}{\Delta T}$	-	Συντελεστής ηλεκτροθερμικής ισχύος (Seebeck coefficient)
4.20 / 49	$p = \frac{\Delta P_s}{\Delta T}$	P_s : Στιγμαία τιμή πόλωσης	Πυροηλεκτρικός συντελεστής
4.21 / 50	$\alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT}$	R: Αρχική αντίσταση $\frac{dR}{dT}$: Μεταβολή της R ως προς T	Συντελεστής θερμοκρασίας της αντίστασης (Temperature Coefficient of Resistance – TCR)
4.22 / 50	$\Delta V_{out} = \frac{\alpha V_{bias}}{4} \Delta T$	V_{bias} : Προκαλούμενη τάση	Διαφορά δυναμικού που θα αντιστοιχεί στην προκληθείσα ΔT
4.23 / 50	$R_V = \frac{i_{bias} \alpha R \eta}{G_{th} \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}$	i_{bias} : Προκαλούμενο ρεύμα α : TCR R: Αρχική αντίσταση η : Ποσοστό της απορροφούμενης Η/Μ ακτινοβολίας	Ανταποκρισιμότητα τάσης (R_V) και η μέση τετραγωνική ρίζα της ευαισθησίας (ΔT_{rms}) ενός βολομετρικού στοιχείου (pixel)
4.24 / 50	$\Delta T_{rms} = \frac{\eta P_{in}}{G_{th} \sqrt{1 + \omega^2 \tau^2}}$	G_{th} : Θερμική αγωγιμότητα ω : Γωνιακή συχνότητα διαμόρφωσης των παλμών της προσπίπτουσας ακτινοβολίας (Pulse Repetition Rate - PRF)	

Αριθμός / σελίδα	Εξίσωση	Μεγέθη	Παρατηρήσεις
ΚΕΦΑΛΑΙΟ 5			
5.1 / 57	$n = (1 - j) \sqrt{\frac{\sigma}{4\pi\epsilon_0 f}}$	σ: Αγωγιμότητα μετάλλου f : Συχνότητα ε ₀ : Διηλεκτρική σταθερά κενού	Μιγαδική μορφή δείκτη διάθλασης του μετάλλου
5.2 / 57	$r_i = \frac{r_{i-1,i} + r_{i+1}e^{-2j\varphi_i}}{1 + r_{i-1,i}r_{i+1}e^{-2j\varphi_i}}$	r _i και t _i : Ολικοί συντελεστές ανάκλασης και διάδοσης	οι συντελεστές διάδοσης και ανάκλασης ενός πολύστρωματικού υλικού
5.3 / 57	$t_i = \frac{t_{i-1,i}t_{i+1}e^{-j\varphi_i}}{1 + t_{i-1,i}t_{i+1}e^{-2j\varphi_i}}$	r _{k,m} και t _{k,m} : Συντελεστές Fresnel φ _i : Αλλαγή φάσης	
5.4 / 57	$\varphi_i = \frac{2\pi}{\lambda} n_i d_i \cos \theta_i$	λ : Μήκος κύματος στο κενό n _i : Δείκτης διάθλασης d _i : Πάχος στρώματος θ _i : Σχετιζόμενη γωνία με τον νόμο του Snell	Αλλαγή φάσης κατά την διάδοση μέσω του i στρώματος
5.5 / 58	$A = 1 - rr^* - \frac{\cos \theta_{out}}{\cos \theta_{in}} tt^*$	rr* : ποσοστό της Η/Μ ισχύς που ανακλάται tt* : ποσοστό της Η/Μ ισχύς που διαδίδεται θ _{in} και θ _{out} : Γωνίες πρόσπτωσης και διάδοσης	Ολικό ποσοστό απορρόφησης
5.6 / 59	$\begin{aligned} K_x &= K \sin \theta \\ K_y &= K \cos \theta \\ K &= \frac{2\pi}{\lambda} \end{aligned}$	K : κυματαριθμός θ : Γωνία πρόσπτωσης λ : Μήκος κύματος	Συνιστώσες του κυματαριθμού K
5.7 / 62	$R_s = \frac{1}{\text{αγωγιμότητα} \times \text{πάχος}}$	-	Αντίσταση φύλλου (Sheet Resistance)
5.8 / 62	$n = (1 - j)5.475\sqrt{\lambda(A + B)}$	A και B : Αυθαίρετες σταθερές	Δείκτης διάθλασης του μετάλλου
5.9 / 69	$Y_{[\mu\text{m}]} = 0.048X_{[\mu\text{m}]} - 0.017$	X : Μήκος κύματος ενδιαφέροντος	Φασματική γραμμική εξίσωση που προσδιορίζει το απαιτούμενο πάχος του Poly-Si