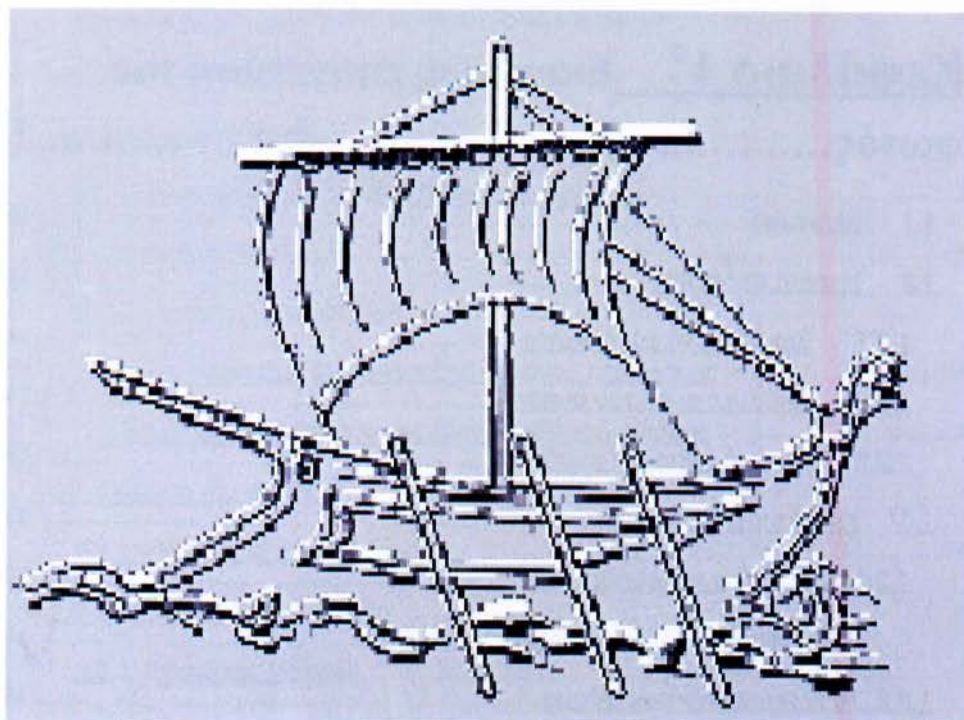


H/T  
579

**Α.Τ.Ε.Ι. ΠΕΙΡΑΙΑ**

**ΑΡΧΕΙΟ**



**Α.Τ.Ε.Ι. ΠΕΙΡΑΙΑ**

**ΤΜΗΜΑ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΙΑΣ**

ΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ : Η κυματική φύση του φωτός.

Σπουδαστής: Παπάζογλου Μιχαήλ      Α.Μ. 24022

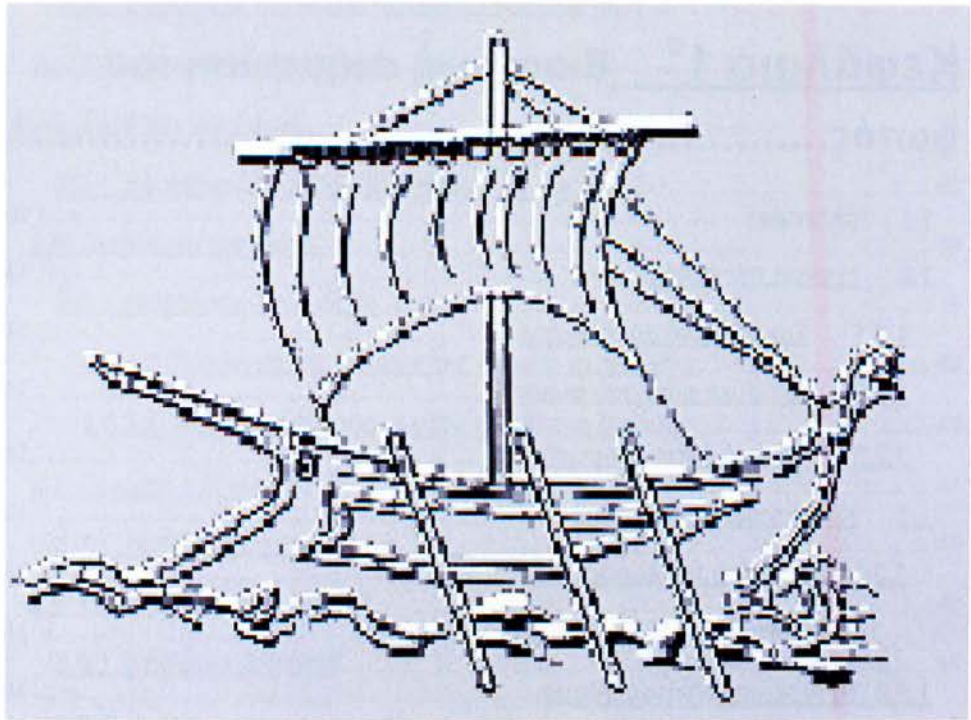
Επιβλέπων καθηγητής: Ιωαννίδης Γεώργιος, Επίκουρος Καθηγητής

Κως: 14/02/2011

H/T  
579

**Α.Τ.Ε.Ι. ΠΕΙΡΑΙΑ**

**ΑΡΧΕΙΟ**



**Α.Τ.Ε.Ι. ΠΕΙΡΑΙΑ**

**ΤΜΗΜΑ ΗΛΕΚΤΡΟΛΟΓΙΑΣ**

ΠΤΥΧΙΑΚΗ ΕΡΓΑΣΙΑ : Η κυματική φύση του φωτός.

Σπουδαστής: Παπάζογλου Μιχαήλ      Α.Μ. 24022

Επιβλέπων καθηγητής: Ιωαννίδης Γεώργιος, Επίκουρος Καθηγητής

Κως: 14/02/2011

# ΠΕΡΙΕΧΟΜΕΝΑ

## Κεφάλαιο 1<sup>ο</sup> Εισαγωγή στην φύση του φωτός.....**1**

<u>1.1</u>	<u>Εισαγωγή</u> .....	10
<u>1.2</u>	<u>Η φύση του φωτός</u> .....	11
<u>1.2.1</u>	<u>Σωματιδιακή φύση φωτός</u> .....	12
<u>1.2.2</u>	<u>Κυματική φύση του φωτός</u> .....	13
<u>1.2.3</u>	<u>Η δυική φύση του φωτός</u> .....	14
<u>1.3</u>	<u>Χαρακτηριστικά του φωτός</u> .....	15
<u>1.3.1</u>	<u>Η ταχύτητα του φωτός</u> .....	15
<u>1.3.1.1</u>	<u>Μετρήσεις της ταχύτητας του φωτός</u> .....	15
<u>1.3.2</u>	<u>Το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα</u> .....	18
<u>1.3.2.1</u>	<u>Το ορατό φάσμα</u> .....	19
<u>1.3.3</u>	<u>Πηγές φωτός</u> .....	21
<u>1.3.4</u>	<u>Άλλα χαρακτηριστικά του φωτός</u> .....	23

## Κεφάλαιο 2<sup>ο</sup> Η κυματική φύση του φωτός .....**24**

<u>2.1</u>	<u>Επίπεδο κύμα</u> .....	24
<u>2.2</u>	<u>Ανάκλαση - Διάθλαση του φωτός</u> .....	25
<u>2.2.1</u>	<u>Ανάκλαση του φωτός</u> .....	27
<u>2.2.2</u>	<u>Διάθλαση του φωτός</u> .....	27
<u>2.2.3</u>	<u>Κρίσιμη γωνία</u> .....	28

<u>2.3 Η αρχή του Huygens</u> .....	29
<u>2.3.1 Εφαρμογή της αρχής Huygens στην ανάκλαση</u> .....	30
<u>2.3.2 Εφαρμογή της αρχής Huygens στην διάθλαση</u> .....	31
<u>2.4 Ολική εσωτερική ανάκλαση</u> .....	33
<u>2.5 Συμβολή του φωτός</u> .....	34
<u>2.5.1 Το πείραμα της διπλής σχισμής του Young</u> .....	35
<u>2.6 Περίθλαση του φωτός</u> .....	39
<u>2.6.1 Περίθλαση Fraunhofer</u> .....	39
<u>2.6.1.1 Κατανομή της έντασης της εικόνας περίθλασης</u> .....	41
<u>2.6.1.2 Μέγιστα της έντασης στην περίθλαση σχισμής</u> .....	44
<u>2.7 Πόλωση του φωτός</u> .....	44
<u>2.7.1 Πόλωση εξ ανακλάσεως</u> .....	46
<u>2.8 Ηλεκτρομαγνητική θεωρία</u> .....	47
<u>2.8.1 Εξισώσεις Maxwell</u> .....	48
<u>2.8.2 Ιδιότητες ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων</u> .....	49
<u>2.8.3 Επιβεβαίωση H/M θεωρίας από τον Hertz</u> .....	50

## **Κεφάλαιο 3<sup>ο</sup> Ανάλυση της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας.....52**

<u>3.1 Θερμική ακτινοβολία</u> .....	52
<u>3.2 Ακτινοβολία μέλανος σώματος</u> .....	53
<u>3.2.1 Νόμος ακτινοβολίας Stefan - Boltzmann</u> .....	56
<u>3.2.2 Νόμος ακτινοβολίας Wien</u> .....	57
<u>3.2.3 Νόμος ακτινοβολίας Rayleigh–Jeans</u> .....	58
<u>3.2.4 Νόμος του Planck</u> .....	58
<u>3.2.5 Νόμος μετατόπισης του Wien</u> .....	60
<u>3.3 Φάσματα εκπομπής και απορρόφησης</u> .....	61

<u>3.3.1 Γραμμικά φάσματα εκπομπής</u> .....	61
<u>3.3.2 Γραμμικά φάσματα απορρόφησης</u> .....	63
<u>3.4 Θερμοκρασία χρώματος</u> .....	64

## **Κεφάλαιο 4<sup>ο</sup> Γεωμετρική ανάλυση του φωτός.....67**

<u>4.1 Εισαγωγή</u> .....	67
<u>4.2 Αρχές της γεωμετρικής οπτικής</u> .....	68
<u>4.2.1 Η αρχή του Ήρωνος</u> .....	68
<u>4.2.2 Η αρχή του Fermat</u> .....	70
<u>4.3 Επίπεδα κάτοπτρα</u> .....	72
<u>4.4 Σφαιρικά κάτοπτρα</u> .....	74
<u>4.4.1 Κοίλα κάτοπτρα</u> .....	75
<u>4.4.2 Κυρτά κάτοπτρα</u> .....	76
<u>4.4.3 Μεγέθυνση στα σφαιρικά κάτοπτρα</u> .....	77
<u>4.5 Σφαιρικά δίοπτρα</u> .....	77
<u>4.5.1 Μεγέθυνση μέσω σφαιρικού δίοπτρου</u> .....	79
<u>4.6 Φακοί</u> .....	80
<u>4.6.1 Τύπος των φακών</u> .....	82

## ΛΙΣΤΑ ΣΧΗΜΑΤΩΝ

Σχήμα 1.1.....	14
Σχήμα 1.2.....	16
Σχήμα 1.3.....	17
Σχήμα 1.4.....	18
Σχήμα 2.1.....	23
Σχήμα 2.2.....	24
Σχήμα 2.3.....	24
Σχήμα 2.4.....	27
Σχήμα 2.5.....	28
Σχήμα 2.6.....	29
Σχήμα 2.7.....	30
Σχήμα 2.8.....	31
Σχήμα 2.9.....	34
Σχήμα 2.10.....	35
Σχήμα 2.11.....	38
Σχήμα 2.12.....	39
Σχήμα 2.13.....	40
Σχήμα 2.14.....	41
Σχήμα 2.15.....	42
Σχήμα 2.16.....	43
Σχήμα 2.17.....	44
Σχήμα 2.18.....	45
Σχήμα 2.19.....	48
Σχήμα 2.20.....	48
Σχήμα 2.21.....	49

Σχήμα 3.1.....	53
Σχήμα 3.2.....	55
Σχήμα 3.3.....	57
Σχήμα 3.4.....	59
Σχήμα 3.5.....	60
Σχήμα 3.6.....	61
Σχήμα 3.7.....	63
Σχήμα 4.1.....	67
Σχήμα 4.2.....	68
Σχήμα 4.3.....	69
Σχήμα 4.4.....	71
Σχήμα 4.5.....	72
Σχήμα 4.6.....	73
Σχήμα 4.7.....	74
Σχήμα 4.8.....	76
Σχήμα 4.9.....	76
Σχήμα 4.10.....	78
Σχήμα 4.11.....	79
Σχήμα 4.12.....	80

## ΛΙΣΤΑ ΠΙΝΑΚΩΝ

Πίνακας 1 .....	23
Πίνακας 2.....	66

## Πρόλογος

Από πολύ παλιά, στους αρχαιότατους χρόνους, οι φιλόσοφοι προσπαθούσαν να κατανοήσουν κ να ερμηνεύσουν την φύση του φωτός. Για πολλά χρόνια ήταν αντικείμενο μακρόπνων συζητήσεων, διαφωνιών, επιχειρημάτων και αντεπιχειρημάτων.

Το φως ήταν και είναι μια βασική αιτία ύπαρξης της ζωής στον πλανήτη μας. Ας μην ξεχνάμε ότι τα φυτά, με την φωτοσύνθεση, μετατρέπουν την ενέργεια που παρέχει το φως του Ήλιου σε χημική ενέργεια, την οποία χρησιμοποιούν για την ανάπτυξη τους. Το φως είναι αυτό που κάνει ορατά τα αντικείμενα που βρίσκονται στον πλανήτη μας, την Γη και το σύμπαν. Με την βοήθεια του φωτός «επικοινωνούμε» με τα άστρα και τους πλανήτες του ηλιακού μας συστήματος, αντλώντας χιλιάδες πληροφορίες για την σύσταση τους (φασματοσκοπική μέθοδος)

Κάνοντας μια σύντομη ιστορική ανασκόπηση πάνω στο θέμα του φωτός, παρατηρούμε τα εξής.

Πρώτα οι αρχαίοι Έλληνες είχαν αντιληφθεί και διατυπώσει αυτό που εμείς σήμερα ονομάζουμε «σωματιδιακή φύση» του φωτός. Πίστευαν δηλαδή ότι το φως που εκπέμπει ο Ήλιος, αλλά και κάθε φωτοβολούσα πηγή, αποτελούνται από πολύ μικρά σωματίδια τα οποία κινούνται με πολύ μεγάλη ταχύτητα και, όταν πέφτουν στο μάτι του παρατηρητή διεγείρουν τα αισθητήριο όργανο της όρασης.

Σε αυτήν ακριβώς την σκέψη, δηλαδή την σωματιδιακή φύση του φωτός, στηρίχτηκε πολύ μεταγενέστερα ο Νεύτωνας (Newton), για να διατυπώσει, με βάση την αρχή της διατήρησης της ενέργειας και της ορμής, το νόμο ανάκλασης του φωτός, δηλαδή



## Γωνία πρόσπτωσης ( $\pi$ ) = γωνία ανάκλασης ( $\alpha$ )

Ως την εποχή του Ισαάκ Νεύτωνα (1642-1727), οι περισσότεροι επιστήμονες πίστευαν ότι το φως συνίστατο από ροή σωματιδίων (corpuscles, όπως τα ονόμαζαν) τα οποία εξέπεμπαν οι φωτεινές πηγές.

Ο Γαλιλαίος και άλλοι επιστήμονες προσπάθησαν (ανεπιτυχώς) να μετρήσουν την ταχύτητα του φωτός. Γύρω στο 1665 άρχισαν να ανακαλύπτονται οι πρώτες ενδείξεις των κυματικών ιδιοτήτων του φωτός. Δύο σημαντικά φαινόμενα, δηλαδή η περίθλαση και η συμβολή του φωτός, απασχόλησαν τους φυσικούς Christian Huygens (Κρίστιαν Χουγκενς 1629-1695) και Thomas Young (Τόμας Γιανγκ 1773-1829) το 1670 και 1803 αντίστοιχα. Οι Huygens και Young μέσα από πειραματικές διαδικασίες πάνω στα φαινόμενα αυτά, απέδειξαν ότι το φως έχει κυματικές διαδικασίες και μάλιστα ότι είναι εγκάρσια κύματα.

Ως τις αρχές του 19<sup>ου</sup> αιώνα οι πειραματικές αποδείξεις της κυματικής φύσης του φωτός είχαν ήδη καταστεί ιδιαίτερα πειστικές.

Το 1873 ο James Clark Maxwell (Τζέιμς Κλάρκ Μάξγουελ), προέβλεψε την ύπαρξη εγκάρσιων ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων και υπολόγισε την ταχύτητα διάδοσης τους..

Η ταχύτητα διάδοσης του ηλεκτρομαγνητικού κύματος  $c$ , η συχνότητα  $f$  και το μήκος κύματος  $\lambda$  συνδέονται με την σχέση  $c = \lambda f$

η οποία ονομάζεται **θεμελιώδης εξίσωση της κυματικής**

Η εξέλιξη αυτή, καθώς και η πειραματική έρευνα του Heinrich Hertz (Χάινριχ Χερτζ) που άρχισε από το 1867, απέδειξε, χωρίς να είναι δυνατόν να διατυπωθεί καμία λογικοφανής αμφισβήτηση, ότι το φως είναι πράγματι ηλεκτρομαγνητικό κύμα.

Συνεχίζοντας την ιστορική αναδρομή, συναντάμε στις αρχές του 20<sup>ου</sup> αιώνα τον Max Planck (Μάξ Πλανκ 1858-1947), ο οποίος χρησιμοποίησε την σωματιδιακή φύση του φωτός για να ερμηνεύσει την ακτινοβολία που εκπέμπουν τα θερμά σώματα..

Στην πιο σύγχρονη εποχή ο Einstein (Αϊνστάιν) χρησιμοποιώντας την σωματιδιακή φύση του φωτός, ερμηνεύει το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο (εκπομπή ηλεκτρονίων από μέταλλα, όταν πάνω σ' αυτά προσπίπτει ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία ).

Παρά τις σχετικές ενδείξεις, η κυματική αναπαράσταση του φωτός δεν περαιώνει τελειωτικά την διαπάλη των επιχειρημάτων για το θέμα. Αυτή η φαινομενική αντίφαση μεταξύ της κυματικής και σωματιδιακής υφής εξαλείφθηκε από το 1930 με την ανάπτυξη της κβαντικής ηλεκτροδυναμικής, μιας θεωρίας που εμπεριέχει και ερμηνεύει τόσο τις κυματικές όσο και τις σωματιδιακές ιδιότητες του φωτός.

Την σημερινή εποχή πιστεύουμε στην διπλή φύση του φωτός, δηλαδή ότι το φως συμπεριφέρεται ως κύμα και ως σωματίο που ονομάζεται φωτόνιο. Σε φαινόμενα όπως η συμβολή, η περίθλαση και η πόλωση , εκδηλώνεται η κυματική φύση του φωτός (ηλεκτρομαγνητικό κύμα), ενώ σε φαινόμενα που σχετίζονται με την αλληλεπίδραση του φωτός με την ύλη (απορρόφηση-εκπομπή) , όπως το φωτοηλεκτρικό φαινόμενο, εκδηλώνεται η σωματιδιακή φύση του φωτός.

# Κεφάλαιο 1<sup>ο</sup> : Εισαγωγή στην φύση του φωτός

Στο πρώτο κεφάλαιο γίνεται μια εισαγωγή στην έννοια του φωτός. Εξετάζουμε τις πηγές του, κάνουμε τον απαραίτητο διαχωρισμό της φύσεως του (κυματική κ σωματιδιακή) κ αναλύουμε τα χαρακτηριστικά του φωτός, εστιάζοντας στην ταχύτητα του κ τις κάποιες μεθόδους μετρήσεως

## 1.1 Εισαγωγή

Σύμφωνα με όλα τα λεξικά φως είναι η ακτινοβολία που εκπέμπει ένα σώμα στο ορατό φάσμα και που διακρίνεται με το ανθρώπινο μάτι. Ο γαλάζιος ουρανός, τα πράσινα δέντρα και το πολύχρωμο ουράνιο τόξο είναι αποτέλεσμα του φωτός και μπορούν να γίνουν ορατά με το ανθρώπινο μάτι. Αλλά με την μελέτη του κλάδου της φυσικής που ασχολείται με την συμπεριφορά του φωτός και άλλων ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων, επιτυγχάνεται μια καλύτερη εκτίμηση του ορατού κόσμου. Η γνώση όλων των

χαρακτηριστικών του φωτός βοήθησαν στην κατανόηση των φυσικών φαινομένων που το αφορούν και οδήγησαν στην εξέλιξη της τεχνολογίας που το χρησιμοποιούν, όπως τα τηλεσκόπια, τα μικροσκόπια, οι οπτικές ίνες και άλλα πολλά.

Το ορατό στον άνθρωπο φως, είναι μόνο ένα μικρό κομμάτι του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος, στο οποίο διαχωρίζονται οι ακτινοβολίες, που το μόνο πράγμα στο οποίο διαφέρουν είναι το μήκος κύματος.

Στην εργασία αυτή αφού γίνει μια σύντομη αναδρομή στις διάφορες θεωρήσεις για το φως, θα αναπτυχθούν τα διάφορα φαινόμενα που οδήγησαν στην αποδοχή της κυματικής φύσης του φωτός αλλά και τα διάφορα χαρακτηριστικά του.

## 1.2 Η φύση του φωτός

Από την αρχή του πολιτισμού, οι άνθρωποι προσπαθούσαν να κατανοήσουν το φως και τα χαρακτηριστικά του. Οι πρώτοι που ασχολήθηκαν με αυτό το θέμα ήταν οι Ινδοί στον 6<sup>ο</sup> και 5<sup>ο</sup> αιώνα π.Χ., αναπτύσσοντας δύο διαφορετικές θεωρίες. Σύμφωνα με την πρώτη θεωρία, το φως είναι ένα από τα πέντε θεμελιώδη συστατικά, από τον συνδυασμό των οποίων προκύπτουν τα υπόλοιπα στοιχεία. Η ατομικότητα των στοιχείων δεν αναφέρεται πουθενά και προκύπτει ότι θεωρούνταν ως ένα συνεχές. Η δεύτερη θεωρία που αναπτύχθηκε εκείνη την εποχή δίνει μια ατομική θεώρηση του φυσικού κόσμου, ο οποίος αποτελείται από το μη ατομικό υπόστρωμα του αιθέρα, του χώρου και του χρόνου. Τα βασικά άτομα είναι η γη, ο αέρας, το νερό και η φωτιά. Αυτά τα ατομικά στοιχεία σχηματίζουν δυατομικά μόρια, και συνδυαζόμενα περισσότερο σχηματίζονται τα μεγαλύτερα μόρια. Η κίνηση καθορίζεται ως μετακίνηση των ατομικών αυτών στοιχείων και θεωρείται να είναι μη στιγμιαία.

Την ίδια περίοδο στην περιοχή της αρχαίας Ελλάδας, ο Εμπεδοκλής ισχυρίζεται κάτι πολύ κοντά στην δεύτερη θεώρηση που είχαν οι Ινδοί. Θεμελιώνει και ο ίδιος την ύπαρξη τεσσάρων βασικών στοιχείων της γης, του

αέρα, του νερού και της φωτιάς και ότι όλα στην φύση αποτελούνται από αυτά. Πίστευε ότι η Αφροδίτη έφτιαξε το ανθρώπινο μάτι από τα τέσσερα αυτά βασικά στοιχεία και άναψε την φωτιά στο μάτι, καθιστώντας δυνατή την ανθρώπινη όραση. Επειδή όμως η τελευταία θεώρηση θα καθιστούσε δυνατή την όραση και το βράδυ, ο Εμπεδοκλής ισχυρίστηκε την αλληλεπίδραση ακτίνων από το ανθρώπινο μάτι και ακτίνων από μια πηγή φωτός όπως ο ήλιος. Από την εποχή του Εμπεδοκλή λοιπόν και μέχρι τις αρχές του 19<sup>ου</sup> αιώνα θεωρούσαν ότι το φως είναι μια δέσμη από σωματίδια τα οποία εκπέμπει η φωτοβολούσα πηγή.

### 1.2.1 Σωματιδιακή φύση φωτός

Στη σύγχρονη εποχή, κύριος αρχιτέκτονας της σωματιδιακής φύσης του φωτός ήταν ο sir Isaac Newton (1643 - 1727). Ο Newton δηλώνει ότι το φως αποτελείται από μικρά διακριτά σωματίδια, τα οποία κινούνται σε ευθεία γραμμή με πεπερασμένη ταχύτητα και κατέχουν κινητική ενέργεια. Η ιδέα αυτή δεν ήταν έμπνευση του ίδιου του Newton αλλά χρονολογείται πίσω στο 1021 και στο βιβλίο οπτικής του άραβα επιστήμονα Alhazen (965 – 1039). Με την θεωρία της σωματιδιακής φύσης ο Newton κατόρθωσε να ερμηνεύσει όλες τις ως τότε πειραματικά γνωστές ιδιότητες του φωτός και συγκεκριμένα το νόμο της ανάκλασης και το νόμο της διάθλασης. Στην θεωρία αυτή δεν απαιτείται η ύπαρξη κάποιου μέσου διάδοσης του φωτός. Οδήγησε αργότερα στην ιδέα ύπαρξης των φωτονίων και την εξήγηση του φωτοηλεκτρικού φαινομένου, αλλά απέτυχε στην ερμηνεία άλλων φαινομένων, όπως η συμβολή και η περίθλαση. Λόγω του κύρους που είχε ο Newton και παρ'ότι σύγχρονοί του επιστήμονες ερμήνευσαν φαινόμενα που απέτυχε να ερμηνεύσει ο ίδιος, η σωματιδιακή θεώρηση επικράτησε μέχρι τις αρχές του 19<sup>ου</sup> αιώνα.

## 1.2.2 Κυματική φύση του φωτός

Ο πρώτος που αμφισβήτησε τη θεωρία του Newton ήταν ο Ολλανδός φυσικός Christian Huygens (1629 – 1695). Ο Huygens απέδειξε τους νόμους της ανάκλασης και της διάθλασης, που είχε ήδη αποδείξει και ο Newton, βασισμένος στην θεώρηση όμως ότι το φως είναι ουσιαστικά κύμα. Η κυματική αυτή θεώρηση δεν έγινε όμως αποδεκτή, κυρίως γιατί τα κύματα ήταν γνωστό ότι χρειάζονται ένα μέσο διάδοσης, κάτι που δεν ίσχυε για το φως καθώς διαδίδεται από τον ήλιο προς τη Γη μέσω του κενού. Επίσης, αν το φως επρόκειτο για κύμα, θα έπρεπε να παρακάμπτει τα εμπόδια. Η περίθλαση εκείνη την εποχή δεν μπορούσε να γίνει ορατή καθώς το μήκος κύματος του φωτός είναι πολύ μικρό.

Η πειραματική απόδειξη της περίθλασης του φωτός, που έγινε το 1660 από τον Ιταλό μαθηματικό και φυσικό Francesco Grimaldi (1618 – 1663) ήταν το πρώτο βήμα αποδοχής της κυματικής θεωρίας, παρ'όλο που δεν έγινε αποδεκτή αμέσως λόγω των αμφιβολιών που υπήρχαν. Στις αρχές του 19<sup>ου</sup> αιώνα όμως, μια σειρά πειραμάτων που πραγματοποίησε ο Thomas Young (1773 – 1829), απέδειξαν ότι κάτω από ορισμένες συνθήκες πραγματοποιείται συμβολή του φωτός, συμπεριφορά που υποδεικνύει κύμα. Με τα πειράματα φάνηκε ότι το φως που εκπέμπεται από δύο φωτεινές πηγές συνδυάζεται έτσι ώστε σε κάποια σημεία να υπάρχει καταστρεπτική συμβολή, κάτι που δεν ερμηνεύεται με την σωματιδιακή θεώρηση.

Αργότερα στον 19<sup>ο</sup> αιώνα, οι μελέτες του James Clerk Maxwell (1831 – 1879), ενίσχυσαν την κυματική θεωρία. Ο Maxwell διατύπωσε την ιδέα ότι το φως είναι ένα είδος υψίσυχνου ηλεκτρομαγνητικού κύματος, προβλέποντας μάλιστα σωστά και την ταχύτητά του. Τα πειράματα του Heinrich Hertz (1857 – 1894), αποσαφήνισαν και επέκτειναν την ηλεκτρομαγνητική θεωρία του φωτός του Maxwell. Ο Hertz κατά την διάρκεια των πειραμάτων του παρήγαγε και ανίχνευσε ηλεκτρομαγνητικά κύματα και απέδειξε επιπλέον ότι τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα ανακλώνται, διαθλώνται και γενικά έχουν όλες τις χαρακτηριστικές ιδιότητες των κυμάτων.

### 1.2.3 Η δυική φύση του φωτός

Η κλασική θεωρία του ηλεκτρομαγνητικού κύματος μπορούσε να ερμηνεύσει τις περισσότερες γνωστές ιδιότητες του φωτός. Παρ'όλα αυτά, πολλά φαινόμενα συσχετισμένα με την εκπομπή και την απορρόφηση του φωτός, υποδεικνύουν και την σωστή θεώρηση ότι το φως αποτελείται από σωματίδια. Σύμφωνα με αυτήν την θεωρία η ενέργεια που μεταφέρουν τα φωτεινά κύματα, περιέχεται σε διακριτά πακέτα, τα οποία ονομάζονται φωτόνια ή κβάντα φωτός.

Το πείραμα που απέδειξε αυτήν την θεώρηση ήταν η μελέτη του φωτοηλεκτρικού φαινομένου που έγινε από τον Albert Einstein (1879 - 1955), φαινομένου που πρώτος ανακάλυψε ο Hertz. Με τον όρο φωτοηλεκτρικό φαινόμενο περιγράφεται η εκπομπή ηλεκτρονίων από ένα μέταλλο, στο οποίο προσπίπτει φως. Τα πειραματικά αποτελέσματα έδειχναν ότι η κινητική ενέργεια των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων ήταν ανεξάρτητη από την ένταση του προσπίπτοντος στο μέταλλο φωτός. Το αποτέλεσμα αυτό ήταν αντίθετο προς την κυματική θεωρία του φωτός, η οποία προέβλεπε ότι όσο μεγαλύτερη είναι η ένταση του φωτός τόσο υψηλότερη πρέπει να είναι η κινητική ενέργεια των εκπεμπόμενων ηλεκτρονίων.

Η σωστή ερμηνευση του φαινομένου από τον Einstein έγινε χρησιμοποιώντας την έννοια των κβάντων φωτός, που πρώτος διατύπωσε ο Max Planck (1858 – 1947). Η κβαντική θεωρία υποθέτει ότι η ενέργεια ενός κύματος φωτός εμφανίζεται μόνο σε διακριτές ποσότητες ενέργειας, που ονομάζονται φωτόνια. Σύμφωνα με τη θεωρία του Einstein, η ενέργεια ενός φωτονίου είναι ανάλογη προς την συχνότητα του ηλεκτρομαγνητικού κύματος,

$$E = h \cdot f \quad (1.1)$$

όπου  $h = 6.63 \times 10^{34} \text{ J} \cdot \text{s}$

είναι η σταθερά του Planck.

Ο Einstein χρησιμοποιεί στοιχεία και των δύο θεωριών, της κυματικής και της σωματιδιακής θεωρίας του φωτός. Αυτές οι φαινομενικά αντιφατικές έννοιες του κύματος και του σωματιδίου, έχουν συμβιβαστεί από το 1930 με

την ανάπτυξη της κβαντικής ηλεκτροδυναμικής, μιας θεωρίας που περιλαμβάνει ιδιότητες τόσο κυματικές, όσο και σωματιδιακές. Η διάδοση του φωτός περιγράφεται καλύτερα από ένα κυματικό μοντέλο, ενώ η απορρόφηση και η εκπομπή απαιτούν ένα μοντέλο σωματιδίων. Έχει γίνει αποδεκτό λοιπόν ότι η φύση του φωτός είναι διπλή, άλλες φορές συμπεριφέρεται ως κύμα και άλλες ως σωματίδιο.

## **1.3 Χαρακτηριστικά του φωτός**

### **1.3.1 Η ταχύτητα του φωτός**

Η ταχύτητα του φωτός, η οποία συμβολίζεται με το  $c$ , είναι μια φυσική σταθερά που ισούται με 299,792,458 m/sec και είναι η ταχύτητα διάδοσης του φωτός στο κενό, οποιαδήποτε και αν είναι η πηγή προέλευσής του. Σύμφωνα με την ειδική θεωρία της σχετικότητας του Einstein, τίποτα δεν μπορεί να ξεπεράσει σε ταχύτητα το φως, καθιστώντας το έτσι ένα άνω όριο στην ταχύτητα με την οποία ενέργεια, σωματίδια και πληροφορία μπορούν να ταξιδέψουν.

Κατά τη διέλευσή του μέσω ενός υλικού, το φως χάνει ενέργεια η οποία απορροφάται από το υλικό. Στην περίπτωση διαφανούς υλικού, η ενέργεια γρήγορα επανεκπέμπεται. Παρ'όλα αυτά αυτή η απορρόφηση και η επανεκπομπή δημιουργούν μια καθυστέρηση. Καθώς το φως διαδίδεται σε ένα διηλεκτρικό υλικό, υπόκειται συνεχώς σε απώλεια ενέργειας και επανεκπομπή της, δημιουργώντας έτσι την αίσθηση της μικρότερης ταχύτητας του φωτός από αυτήν στο κενό.

#### **1.3.1.1 Μετρήσεις της ταχύτητας του φωτός**

Παρακάτω παρατίθενται κάποιες από τις μεθόδους που έγιναν για την μέτρηση της ταχύτητας του φωτός :



- Η μέθοδος του Roemer

Ο Δανός αστρονόμος Ole Roemer (1644 – 1710), το 1675 έκανε την πρώτη ποσοτική μέτρηση του μέτρου της ταχύτητας του φωτός. Για τον σκοπό αυτό χρησιμοποίησε τον δορυφόρο του Δία, Ιώ.

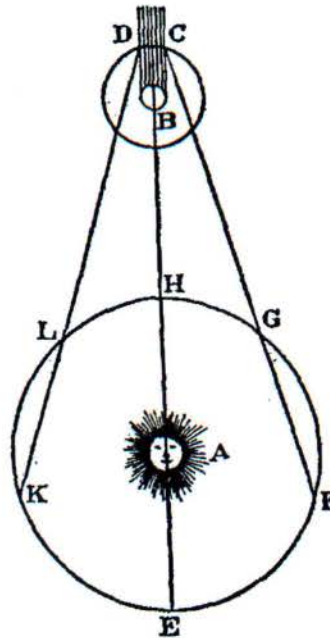


FIG. 70.

Εικόνα 1.1 Παρατηρήσεις του Roemer της απόκρυψης του δορυφόρου Ιώ από τη Γη

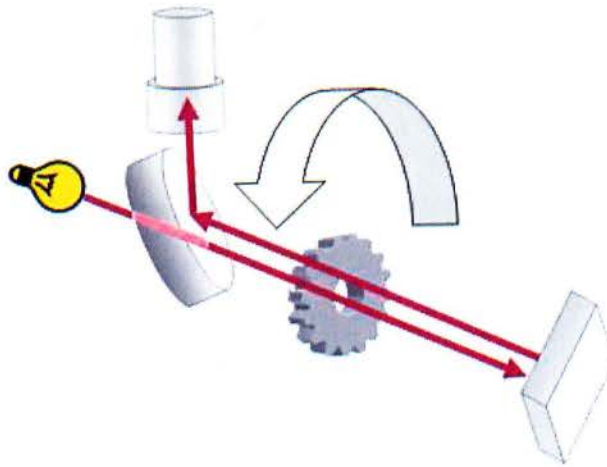
Ο Roemer έκανε συστηματικές μετρήσεις της περιόδου της Ιούς επί σειρά ετών. Παρατήρησε ότι, όταν η Γη απομακρυνόταν από τον Δία, η μετρούμενη περίοδος ήταν μεγαλύτερη από την μέση τιμή της, ενώ όταν η Γη πλησίαζε τον Δία ήταν μικρότερη. Προσπαθώντας να ερμηνεύσει το γεγονός αυτό, έκανε την σωστή διαπίστωση ότι η αλλαγή αυτή οφείλεται στον παραπάνω χρόνο που χρειάζεται το φως να φτάσει στην Γη, όταν βρίσκεται σε μεγαλύτερη απόσταση από τον Δία. Χρησιμοποιώντας την κοινά αποδεκτή τιμή για την διάμετρο της περιφοράς της Γης, έφτασε στο συμπέρασμα ότι το φως πρέπει να ταξιδεύει με την ταχύτητα των 200,000 Km/s. Η μεγάλη διαφορά του υπολογισμού αυτού από την σημερινή αποδεκτή τιμή οφειλόταν στο μεγάλο σφάλμα της τιμής της διαμέτρου της τροχιάς της Γης γύρω από

τον Ήλιο. Η μέτρηση αυτή έχει ιστορική σημασία, γιατί εκτός του ότι προσεγγίζει αρκετά τη σψστή τιμή, έδειξε για πρώτη φορά ότι το φως έχει πεπερασμένη και μετρήσιμη ταχύτητα.

- Το 1728 ο Άγγλος φυσικός James Bradley (1693 – 1762), υπολόγισε ότι η ταχύτητα του φωτός στο κενό είναι περίπου 301,000 km/s. Χρησιμοποίησε την απόκλιση της θέσης των άστρων, που οφείλεται στην κίνηση της Γης γύρω από τον Ήλιο. Η αστρική απόκλιση είναι ίση περίπου με τον λόγο της ταχύτητας περιστροφής της Γης προς την ταχύτητα του φωτός. Γνωρίζοντας την ταχύτητα περιφοράς της Γης και μετρώντας την γωνιακή απόκλιση των ατέρων, μπόρεσε να υπολογίσει με αρκετή ακρίβεια την ταχύτητα του φωτός.

- *Η τεχνική του Fizeau*

Ο Γαλλος φυσικός Hippolyte Fizeau (1819 – 1896), το 1849 με την διάταξη που χρησιμοποίησε, κατόρθωσε να υπολογίζει την ταχύτητα του φωτός στα  $3,1 \times 10^8$  m/sec . Η βασική ιδέα είναι να μετρηθεί ο χρόνος που χρειάζεται για να διανύσει το φως από μια πηγή προς ένα κάτοπτρο και πίσω. Για να μετρήσει τον χρόνο διαδρομής, ο Fizeau χρησιμοποίησε έναν περιστρεφόμενο οδοντωτό τροχό, με τον οποίο μετέτρεψε την συνεχή φωτεινή ακτίνα σε σειρά φωτεινών παλμών. Αργότερα, ακριβέστερα πειράματα που έγιναν από τον Leon Foucault (1819 – 1868), οδήγησαν σε μια τιμή πολύ κοντά με την σημερινή 299,796 Km/s.



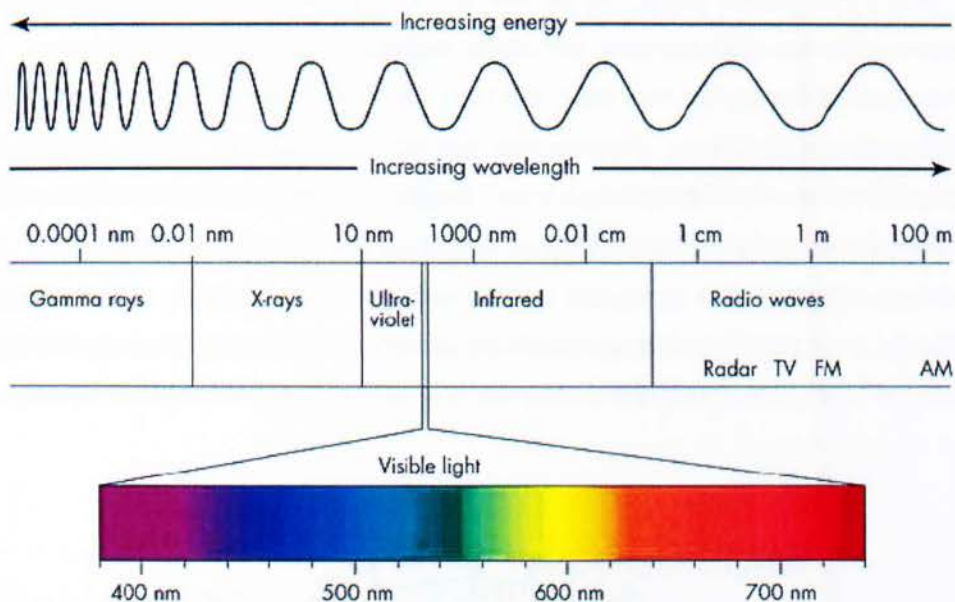
Εικόνα 1.2 Η διάταξη Fizeau–Foucault

### 1.3.2 Το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα

Το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα είναι η περιοχή όλων των πιθανών συχνοτήτων της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας. Εκτείνεται από τις χαμηλότερες συχνότητες που χρησιμοποιούνται στις τηλεπικοινωνίες, μέχρι τις μεγαλύτερες συχνότητες που είναι οι ακτίνες X και οι ακτίνες  $\Gamma$ , καλύπτοντας μια περιοχή μηκών κύματος από 0.0001 nm ως 100 m, με τις αντίστοιχες συχνότητες να είναι από ~1 kHz ως  $2.4 \times 10^{23}$  Hz (ακτίνες γάμμα). Το μήκος κύματος είναι αντιστρόφως ανάλογο της συχνότητας σύμφωνα με τον τύπο

$$f = \frac{c}{\lambda} \quad (1.2),$$

όπου  $f$  είναι η συχνότητα σε Hz,  $c$  η ταχύτητα του φωτός 299,792,458 m/sec και  $\lambda$  το μήκος κύματος σε m. Οι περιοχές στις οποίες χωρίζεται το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα είναι : η περιοχή χαμηλών συχνοτήτων που χρησιμοποιούνται στο ραδιόφωνο και την τηλεόραση, η μικροκυματική περιοχή που χρησιμοποιείται στις τηλεπικοινωνίες, η περιοχή κοντά στο υπέρυθρο, η υπεριώδης περιοχή, η περιοχή των ακτίνων X και η περιοχή των ακτίνων γάμμα. Η περιοχή που αφορά την φωτεινή ακτινοβολία και το ορατό φως, εκτείνεται από τα 390 ως τα 750 nm.



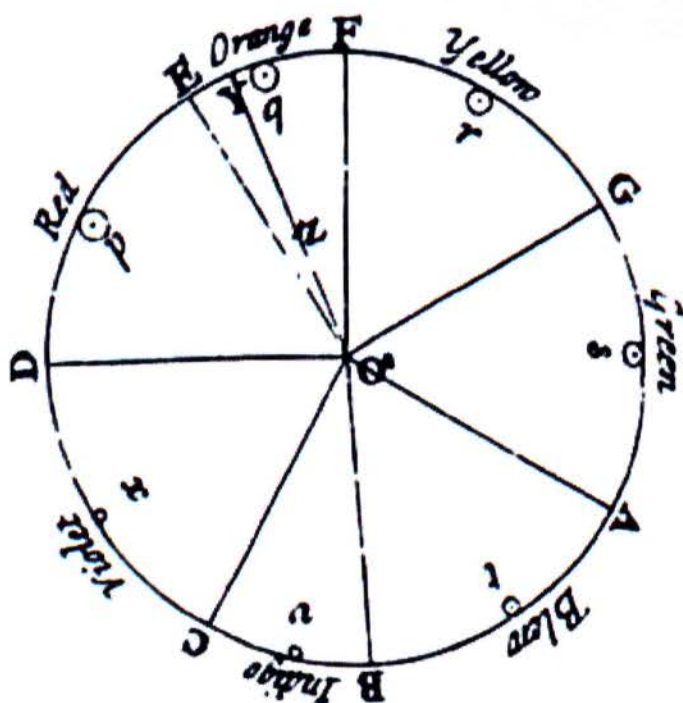
Εικόνα 1.3 Το ηλεκτρομαγνητικό φάσμα

### 1.3.2.1 Το ορατό φάσμα

Το ορατό φάσμα είναι το κομμάτι του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος, το οποίο είναι ορατό, μπορεί δηλαδή να ανιχνευθεί, από το ανθρώπινο μάτι. Η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία σε αυτήν την περίπτωση είναι το ορατό φως. Όπως ειπώθηκε και προηγουμένως, το ανθρώπινο μάτι αντιλαμβάνεται μήκη κύματος από 390 ως τα 750 nm ή αν μεταφραστεί σε συχνότητες 400 - 790 THz. Το μάτι έχει συνήθως την μέγιστη ευαισθησία στην περιοχή των 555 nm περίπου (περιοχή πράσινου χρώματος). Πολλά είδη βέβαια που ζουν στην Γη, μπορούν να δουν συχνότητες έξω από το φάσμα του ανθρώπινου ματιού.

Δύο από τις πρώτες εξηγήσεις του οπτικού φάσματος ήρθαν από τον Isaac Newton το 1671 με τα πειράματα που έκανε στην οπτική, και από τον Johann Wolfgang von Goethe (1749 – 1832) στην θεωρία των χρωμάτων. Ο Newton, ο οποίος ήταν και ο πρώτος που χρησιμοποίησε την λέξη φάσμα,

παρατήρησε ότι όταν μια λεπτή ακτίνα ηλιακού φωτός προσπίπτει σε ένα πρίσμα υπό γωνία, μέρος της ακτίνας ανακλάται και ένα άλλο μέρος περνάει μέσα από το πρίσμα, από το οποίο φεύγει με διαφορετικά χρώματα. Ο Newton υπέθεσε ότι το φως αποτελείται από σωματίδια διαφορετικών χρωμάτων, και ότι τα διαφορετικά χρώματα διαδίδονται με διαφορετικές ταχύτητες σε ένα διαφανές μέσο. Χώρισε λοιπόν το φάσμα σε επτά διαφορετικά χρώματα, κόκκινο, πορτοκαλί, κίτρινο, πράσινο, μπλε, μωβ και ιώδες. Διάλεξε επτά χρώματα σύμφωνα με την πεποίθηση των αρχαίων Ελλήνων σοφών, ότι υπάρχει σύνδεση μεταξύ των χρωμάτων, των μουσικών νοτών, των ημερών της εβδομάδας και των αντικειμένων στο ηλιακό σύστημα.



Εικόνα 1.4 Ο κύκλος των χρωμάτων του Newton

Ο Goethe διαφώνησε ότι το συνεχές φάσμα ήταν ένα σύνθετο φαινόμενο. Ενώ ο Newton μίκραινε την ακτίνα ώστε να απομωνώσει το φαινόμενο, ο Goethe παρατήρησε ότι ένα μεγαλύτερο άνοιγμα της ακτίνας δεν παράγει φάσμα αλλά κοκκινωπές και μπλε κορυφές με άσπρα τμήματα

μεταξύ τους. Το φάσμα εμφανίζεται μόνο όταν αυτές οι κορυφές είναι πολύ κοντά ώστε να επικαλύπτονται.

Στις αρχές του 19<sup>ου</sup> αιώνα, η ιδέα του ορατού φάσματος έγινε πιο ξεκάθαρη, καθώς ανακαλύφθηκε φως έξω από την ορατή περιοχή, το υπέρυθρο και το υπεριώδες, και χαρακτηρίστηκε από τους William Herschel, Johann Wilhelm Ritter, Thomas Young, Thomas Johann Seebeck και άλλους. Ο Young ήταν ο πρώτος που μέτρησε τα μήκη κύματος των διαφορετικών χρωμάτων το 1802. Στον παρακάτω πίνακα φαίνονται όλα τα χρώματα του ορατού φάσματος και τα αντίστοιχα μήκη κύματος και συχνότητες.

Χρώμα	Συχνότητα (THz)	Μήκος Κύματος (nm)
Μωβ	668–789	380–450
Μπλε	631–668	450–475
Κυανό	606–630	476–495
Πράσινο	526–606	495–570
Κίτρινο	508–526	570–590
Πορτοκαλί	484–508	590–620
Κόκκινο	400–484	620–750

Πίνακας 1 Τα χρώματα του ορατού φάσματος

### 1.3.3 Πηγές φωτός

Πολλές είναι οι πηγές φωτός, εκ των οποίων οι πιο συνήθεις είναι οι αθερμικές. Ένα σώμα σε μια συγκεκριμένη θερμοκρασία εκπέμπει ένα χαρακτηριστικό φάσμα ακτινοβολίας μέλανος σώματος. Παραδείγματα αποτελούν η ηλιακή ακτινοβολία, οι κοινές λάμπες πυρακτώσεως και τα αναμμένα στερεά σωματίδια μέσα στις φλόγες. Το μέγιστο του φάσματος ακτινοβολίας μέλανος σώματος είναι στο υπέρυθρο, για σχετικά ψυχρά αντικείμενα, όπως το ανθρώπινο σώμα. Καθώς αυξάνεται η θερμοκρασία, το μέγιστο αυτό μετακινείται σε χαμηλότερο μήκος κύματος, παράγοντας αρχικά μια κόκκινη λάμψη και στην συνέχεια μια λευκή και τελικά μια μπλε χρώματος, καθώς το μέγιστο έχει μπει στο υπεριώδες. Περισσότερα για την ακτινοβολία μέλανος σώματος θα αναπτυχθούν σε επόμενο κεφάλαιο.

Η επιβράδυνση ενός φορτισμένου σωματιδίου, όπως το ηλεκτρόνιο, παράγει ορατή ακτινοβολία. Παραδείγματα τέτοιας ακτινοβολίας είναι η ακτινοβολία κυκλότρου και η ακτινοβολία επιβράδυνσης (bremsstrahlung radiation). Από την άλλη πλευρά, σωματίδια που κινούνται σε ένα μέσο με ταχύτητα μεγαλύτερη από την ταχύτητα του φωτός στο μέσο αυτό, παράγουν την λεγόμενη ακτινοβολία Cherenkov.

Ορισμένες ουσίες παράγουν φως όταν ακτινοβολούνται από μια ακτινοβολία μεγαλύτερης ενέργειας, μια διαδικασία που είναι γνωστή ως φθορισμός. Άλλες ουσίες εκπέμπουν φωτεινή ακτινοβολία με πιο αργό ρυθμό αφού ακτινοβοληθούν με μεγαλύτερης ενέργειας ακτινοβολία, φαινόμενο που ονομάζεται φωσφορισμός. Τα φωσφορίζοντα υλικά μπορούν να διεγερθούν επίσης με βομβαρδισμό του υλικού με υποατομικά σωματίδια. Η φωτοβολία καθοδικού σωλήνα είναι ένα τέτοιο παράδειγμα, τεχνική που χρησιμοποιείται στις τηλεοράσεις και στις οθόνες ηλεκτρονικού υπολογιστή.

Άλλες διαδικασίες παραγωγής φωτεινής ακτινοβολίας είναι η σπινθηροβολία, η ακτινοβολία ηλεκτροφωταύγειας, η ηχωφωταύγεια καθώς και η ακτινοβολία που εκπέμπεται κατά το σπάσιμο των χημικών δεσμών ενός υλικού.

### 1.3.4 Άλλα χαρακτηριστικά του φωτός

- Ένταση του φωτός

Η ένταση φωτεινής ακτινοβολίας είναι ένα μέτρο της ισχύος που εκπέμπεται από μια φωτεινή πηγή, σε συγκεκριμένο μήκος κύματος, σε μια συγκεκριμένη διεύθυνση ανά μονάδα στερεάς γωνίας. Ο τύπος της έντασης για μονοχρωματικό φως σε συγκεκριμένο μήκος κύματος είναι ο εξής :

$$I_v = 683I\bar{y}(\lambda), \quad (1.3)$$

όπου  $I_v$  είναι η φωτεινή ένταση σε candelas,

$I$  είναι η ένταση ακτινοβολίας σε W/sr,

$\bar{y}(\lambda)$  είναι η συνάρτηση φωτεινότητας.

Αν η ακτινοβολία δεν είναι μονοχρωματική αλλά εκτείνεται σε ένα ευρύτερο φάσμα, τότε η φωτεινή ένταση δίνεται από τον τύπο :

$$I_v = 683 \int_0^{\infty} I(\lambda) \bar{y}(\lambda) d\lambda. \quad (1.4)$$

- Πόλωση του φωτός

Η πόλωση του φωτός, όπως και σε άλλα ηλεκτρομαγνητικά κύματα, είναι μια ιδιότητα που περιγράφει τον προσανατολισμό των ταλαντώσεών τους. Μεγαλύτερη ανάλυση της πόλωσης του φωτός θα γίνει σε επόμενο κεφάλαιο.



## Κεφάλαιο 2<sup>ο</sup> : Η κυματική φύση του φωτός

Στο 2<sup>ο</sup> κεφάλαιο επιχειρούμε μια ανάλυση της φύσης του φωτός ως κύμα, εφόσον έχουμε ήδη μια γενικότερη άποψη για το φως. Γίνεται αναφορά σε χαρακτηριστικά φαινόμενα της κυματικής του φύσης, όπως η ανάκλαση, η διάθλαση, η πόλωση. Επίσης βλέπουμε πως έχει μελετηθεί το φως από την πλευρά της ηλεκτρομαγνητικής θεωρίας του Maxwell κ τις ιδιότητες των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων.

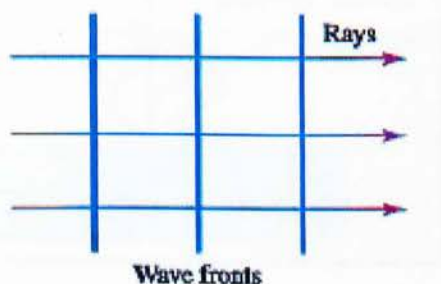
### 2.1 Επίπεδο κύμα

Σε αυτό το κεφάλαιο γίνεται μια περιγραφή των φαινομένων που αναδεικνύουν την κυματική φύση του φωτός. Γίνεται αναφορά στην ανάκλαση και την διάθλαση, την πόλωση αλλά και την εργασία στον ηλεκτρομαγνητισμό των Maxwell και Hertz. Προτού όμως γίνουν όλα αυτά, πρέπει γίνει αναφορά στο επίπεδο κύμα και την προσέγγιση της ευθύγραμμης διάδοσης.

Για την κατανόηση των φαινομένων που αναφέρθηκαν, γίνεται η προσέγγιση της ευθύγραμμης διάδοσης του φωτός με την έννοια της φωτεινής ακτίνας. Αυτό γίνεται διότι η μελέτη είναι μακροσκοπική και δεν μας ενδιαφέρει η προσέγγιση των φαινομένων σε μικρότερη κλίμακα, όπου η διάδοση μπορεί να θεωρηθεί ότι δεν είναι απολύτως ευθύγραμμη.

Η κατεύθυνση ροής της ενέργειας συμπίπτει με την κατεύθυνση διάδοσης της κυματικής διαταραχής. Η κατεύθυνση αυτή ονομάζεται φωτεινή ακτίνα και είναι η ευθεία γραμμή που ακολουθεί το φως κατά την διάδοσή του. Το κύμα θεωρείται ότι είναι επίπεδο και έχει τις εξής ιδιότητες :

1. Διαδίδεται κατά συγκεκριμένη διεύθυνση
2. Τα μέτωπα του επίπεδου κύματος (δηλαδή τα σημεία όπου η φάση είναι σταθερή, ή αλλιώς οι ισοφασικές επιφάνειες) είναι παράλληλα μεταξύ τους και κάθετα στην διεύθυνση διάδοσης

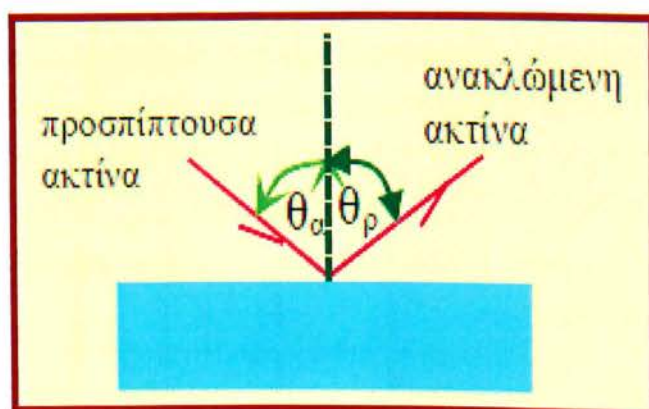


Εικόνα 2.1 Επίπεδο κύμα το οποίο κινείται προς τα δεξιά

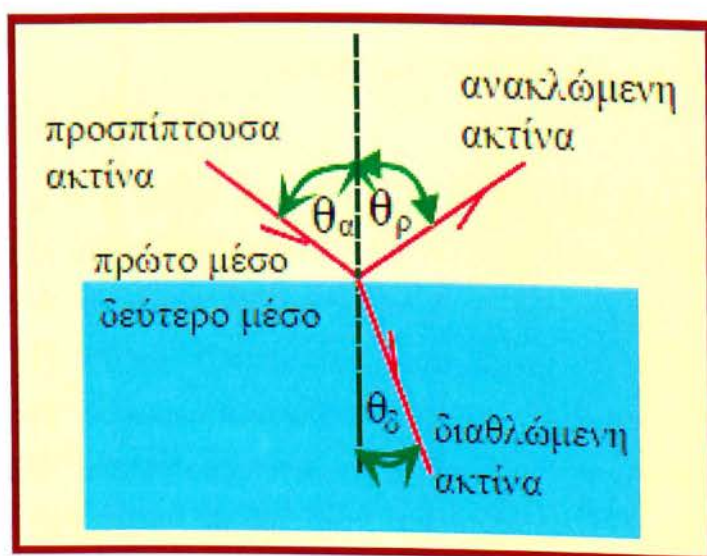
## 2.2 Ανάκλαση - Διάθλαση του φωτός

Όταν το φως που διαδίδεται σε ένα μέσο συναντήσει τη διαχωριστική επιφάνεια ανάμεσα στο μέσο αυτό και σε ένα άλλο, τότε ένα μέρος του επιστρέφει στο αρχικό μέσο. Το φαινόμενο αυτό, λέγεται *ανάκλαση*. Όταν οι ακτίνες του φωτός είναι αρχικά παράλληλες μεταξύ τους και η επιφάνεια που προσπίπτουν είναι λεία και στιλπνή, τότε και οι ανακλώμενες ακτίνες είναι παράλληλες μεταξύ τους και η ανάκλαση λέγεται κατοπτρική (σχήμα 2.1). Αν η επιφάνεια στην οποία προσπίπτει η παράλληλη δέσμη των ακτίνων έχει ανωμαλίες, τότε οι ανακλώμενες ακτίνες δεν είναι παράλληλες αλλά σκορπίζονται σε διάφορες διευθύνσεις και τότε λέμε ότι έχουμε *διάχυση* (σχήμα 2.3). Μια επιφάνεια θα παίξει τον ρόλο του κατόπτρου μόνο όταν οι ατέλειές της είναι μικρές σε σύγκριση με το μήκος κύματος του προσπίπτοντος φωτός. Και τα δύο είδη ανάκλασης μπορούν να συμβούν είτε με διαφανή υλικά είτε με

μη διαφανή, τα οποία δεν μεταδίδουν φως. Η πλειοψηφία των αντικειμένων στο περιβάλλον είναι ορατά στο ανθρώπινο μάτι γιατί διαχέεται η φωτεινή ακτινοβολία όταν προσπίπτει στην επιφάνειά τους.



Εικόνα 2.2 Κατοπτρική ανάκλαση



Εικόνα 2.3 Διάθλαση φωτός

### 2.2.1 Ανάκλαση του φωτός

Έστω μια φωτεινή ακτίνα η οποία διαδίδεται στον αέρα και προσπίπτει υπό γωνία σε μια λεία επιφάνεια, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.2. Η προσπίπτουσα και η ανακλώμενη ακτίνα σχηματίζουν γωνίες  $\theta_a$  και  $\theta_p$  αντίστοιχα, με την κάθετο προς την ανακλώσα επιφάνεια στο σημείο ανάκλασης. Η προσπίπτουσα ακτίνα, η ανακλώμενη και η κάθετη στην επιφάνεια στα σημεία πρόσπτωσης, βρίσκονται στο ίδιο επίπεδο το οποίο είναι κάθετο στην επιφάνεια. Σύμφωνα με τον νόμο ανάκλασης, βάσει πειραμάτων που έχουν γίνει, η γωνία ανάκλασης ισούται με την γωνία πρόσπτωσης, δηλαδή

$$\theta_a = \theta_p \quad (2.1)$$

### 2.2.2 Διάθλαση του φωτός

Όταν μια ακτίνα μονοχρωματικού φωτός που διαδίδεται σε ένα μέσο συναντήσει τη διαχωριστική επιφάνεια ανάμεσα στο μέσο αυτό και σε ένα άλλο διαφανές μέσο στο οποίο έχει διαφορετική ταχύτητα, τότε ένα μέρος του φωτός ανακλάται ενώ το υπόλοιπο περνά στο δεύτερο μέσο αλλάζοντας πορεία. Το φαινόμενο αυτό λέγεται *διάθλαση*. Η προσπίπτουσα ακτίνα, η διαθλώμενη και κάθετη στην διαχωριστική επιφάνεια βρίσκονται στο ίδιο επίπεδο που είναι κάθετο στην επιφάνεια. Η διαθλώμενη ακτίνα δεν συνεχίζει την πορεία της προσπίπτουσας ακτίνας αλλά σχηματίζει γωνία  $\theta_b$  με την κάθετο στην διαχωριστική επιφάνεια των δύο μέσων (σχήμα 2.2). Η γωνία αυτή λέγεται γωνία διάθλασης και εξαρτάται από τις οπτικές ιδιότητες των δύο μέσων και από την γωνία πρόσπτωσης της αρχικής ακτίνας. Η σχέση των γωνιών φαίνεται στο νόμο διάθλασης σύμφωνα με τον οποίο λόγος του ημίτονου της γωνίας πρόσπτωσης προς το ημίτονο της γωνίας διάθλασης είναι ίσος με τον αντίστροφο λόγο των δεικτών διάθλασης των μέσων,

$$\frac{\sin \theta_a}{\sin \theta_b} = \frac{n_b}{n_a} = \sigma_{αβ}. \quad (2.2)$$

Η σχέση αυτή λέγεται και νόμος του Snell, προς τιμήν του Ολλανδού επιστήμονα Willebrord Snell (1591 – 1626), ο οποίος πρώτος την ανακάλυψε, αν και υπάρχουν αμφιβολίες κατά πόσο αλήθεια είναι αυτό.

Πολύ αργότερα ανακαλύφθηκε η σχέση για τον δείκτη διάθλασης ενός οπτικού μέσου σύμφωνα με την οποία

$$\frac{n}{c} = \frac{\text{το μέτρο της ταχύτητας του φωτός στο κενό}}{\text{το μέτρο της ταχύτητας του φωτός στο μέσο}} = v \quad (2.3)$$

Από τον ορισμό φαίνεται ότι ο δείκτης διάθλασης ενός μέσου είναι ένας καθαρός αριθμός και πάντοτε μεγαλύτερος από τη μονάδα, αφού η  $v$  είναι πάντοτε μικρότερη από την  $c$ . Είναι προφανές ότι στο κενό  $n=1$ .

Από το νόμο διάθλασης φαίνεται ότι όταν μια ακτίνα διέρχεται από ένα υλικό σε ένα δεύτερο το οποίο έχει μεγαλύτερο δείκτη διάθλασης ( $n_2 > n_1$ ) και επομένως μικρότερη ταχύτητα κύματος, τότε ισχύει  $\theta_2 < \theta_1$  δηλαδή η διαθλώμενη ακτίνα προσεγγίζει τη κάθετο. Αντίθετα, αν  $n_2 < n_1$  τότε  $\theta_2 > \theta_1$  δηλαδή η διαθλώμενη ακτίνα απομακρύνεται από την κάθετο. Όταν μια ακτίνα φωτός διέρχεται από το κενό σε ένα υλικό προσεγγίζει πάντα την κάθετο ενώ όταν μια ακτίνα φωτός προσπίπτει κάθετα στη διαχωριστική επιφάνεια δεν αλλάζει κατεύθυνση.

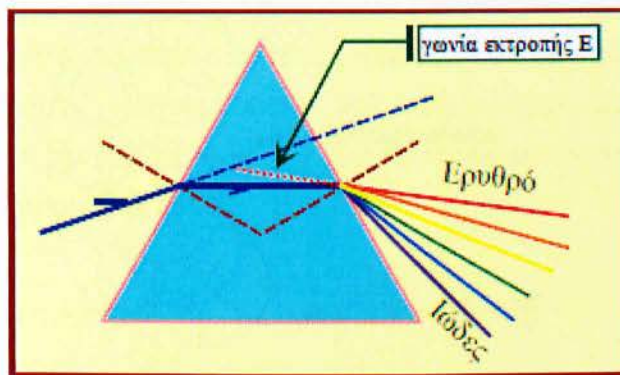
### 2.2.3 Κρίσιμη γωνία

Κρίσιμη γωνία λέγεται η γωνία πρόσπτωσης για την οποία η διαθλώμενη ακτίνα κινείται παράλληλα προς την διαχωριστική επιφάνεια. Στο κενό, το φως έχει την μεγαλύτερη ταχύτητα που είναι ίδια για όλα τα μήκη κύματος (χρώματα). Μέσα σε κάποιο υλικό όμως η ταχύτητα διάδοσης του φωτός εξαρτάται από το μήκος κύματος. Άρα ο δείκτης διάθλασης ενός υλικού είναι διαφορετικός για κάθε χρώμα.

Η εξάρτηση της ταχύτητας του φωτός και του δείκτη διάθλασης από το μήκος κύματος, ονομάζεται διασκεδασμός. Μια δέσμη λευκού φωτός πέφτει πάνω σε ένα πρίσμα. Τα διάφορα χρώματα από τα οποία αποτελείται το λευκό φως έχουν διαφορετικούς δείκτες διάθλασης. Άρα κάθε χρώμα παθαίνει διαφορετική εκτροπή καθώς διέρχεται από το πρίσμα. Αποτέλεσμα το φως να αναλυθεί σε μια συνεχή ταινία από διάφορα χρώματα που λέγεται φάσμα του λευκού φωτός.

Το ιώδες επειδή έχει το μεγαλύτερο δείκτη διάθλασης, μικρότερο μήκος κύματος, παθαίνει την μεγαλύτερη εκτροπή ενώ το ερυθρό την μικρότερη. Στον συνδυασμό των φαινομένων του διασκεδασμού και της ολικής εσωτερικής ανάκλασης οφείλει την δημιουργία του το ουράνιο τόξο.

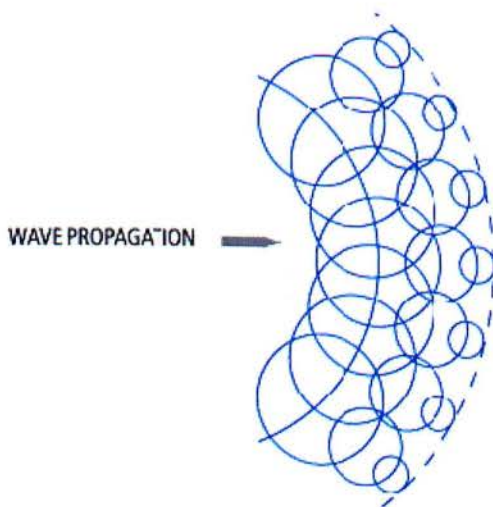
Η σημασία της κρίσιμης γωνίας φαίνεται στην επόμενη παράγραφο, όπου αναπτύσσεται η ολική εσωτερική ανάκλαση.



Εικόνα 2.4 Κρίσιμη γωνία

## 2.3 Η αρχή του Huygens

Τα φαινόμενα της ανάκλασης και διάθλασης ανακαλύφθηκαν πειραματικά, πολύ πριν εξαχθούν οι νόμοι που διέπουν την διάδοση του φωτός. Η αρχή που διατυπώθηκε από τον Huygens το 1678 και επεξεργάστηκε περαιτέρω από τον Fresnel, δίνει μια γεωμετρική μέθοδο εξήγησης των φαινομένων αυτών. Σύμφωνα με τον Huygens κάθε σημείο ενός μετώπου κύματος, μπορεί να θεωρηθεί ως πηγή δευτερευόντων κυμάτων, τα οποία διαδίδονται προς όλες τις κατευθύνσεις, με ταχύτητα ίδια με την ταχύτητα διάδοσης του κύματος. Το νέο μέτωπο κύματος στην συνέχεια ορίζεται από την επιφάνεια που εφάπτεται με τα μέτωπα δευτερογενών κυμάτων. Η διαδικασία αυτή συνεχίζεται και για τα σημεία του νέου μετώπου κύματος κ.ο.κ. Μια εικόνα της αρχής του Huygens φαίνεται στο επόμενο σχήμα 2.5.



Εικόνα 2.5 Σχηματική απεικόνιση της αρχής του Huygens

### 2.3.1 Εφαρμογή της αρχής Huygens στην ανάκλαση

Έστω ένα επίπεδο κύμα, με κυματικό μέτωπο  $AA'$  όπως φαίνεται στο σχήμα 2.6.

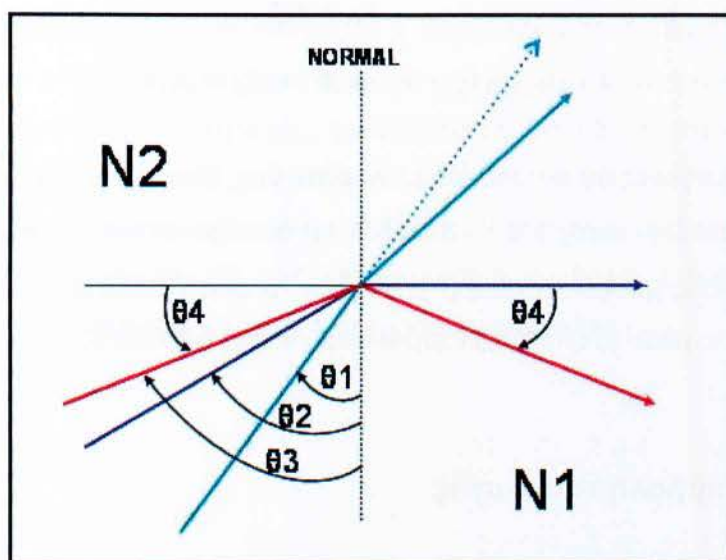






## 2.4 Ολική εσωτερική ανάκλαση

Το φως, όπως αναφέρθηκε, όταν προσπίπτει στην διαχωριστική επιφάνεια δύο υλικών με διαφορετικό δείκτη διάθλασης, εν μέρει ανακλάται και ένα άλλο μέρος διαδίδεται στο δεύτερο υλικό. Κάτω από ορισμένες προϋποθέσεις, παρ'όλα αυτά, όλο το φως μπορεί να ανακλαστεί από την διαχωριστική επιφάνεια, χωρίς να υπάρχει διάδοση στο άλλο υλικό. Όπως φαίνεται και στο σχήμα 2.8, η κόκκινη ακτίνα που προσπίπτει υπό γωνία μεγαλύτερη της κρίσιμης γωνίας, υφίσταται ολική ανάκλαση.



Εικόνα 2.8 Ολική εσωτερική ανάκλαση

Στην συγκεκριμένη περίπτωση, ο δείκτης διάθλασης του αρχικού μέσου διάδοσης είναι μεγαλύτερος από αυτόν του δεύτερου

$$n_1 > n_2 \quad (2.6)$$

Η παραπάνω σχέση είναι η προϋπόθεση που απαιτείται για να υπάρξει ολική εσωτερική ανάκλαση, όπως θα προκύψει παρακάτω. Στο σχήμα, η γαλάζια ακτίνα προσπίπτει υπό γωνία ίση με την κρίσιμη γωνία, οπότε φεύγει εφαπτομενικά

$$\theta_2 = \theta_c \quad (2.7)$$

Όταν η γωνία πρόσπτωσης είναι μεγαλύτερη της κρίσιμης γωνίας, τότε όλη η ακτίνα ανακλάται από την διαχωριστική επιφάνεια. Για την εύρεση της οριακής γωνίας, χρησιμοποιείται ο νόμος του Snell, σύμφωνα με τον οποίο για

$$\theta_1 = \theta_c$$

και

$$\theta_2 = 90^\circ$$

ισχύει 
$$n_1 \sin \theta_c = n_2 \sin 90^\circ = n_2 \Rightarrow \sin \theta_c = \frac{n_2}{n_1} \quad (2.8)$$

είναι προφανές ότι αυτό ισχύει μόνο όταν ο  $n_2$  είναι μεγαλύτερος από τον  $n_1$ , διότι αλλιώς  $\sin \theta_c > 1$ . Δηλαδή το φαινόμενο της ολικής εσωτερικής ανάκλασης μπορεί να συμβεί μόνο όταν το φως διαδίδεται από ένα μέσο σε ένα άλλο μέσο το οποίο έχει χαμηλότερο δείκτη διάθλασης.

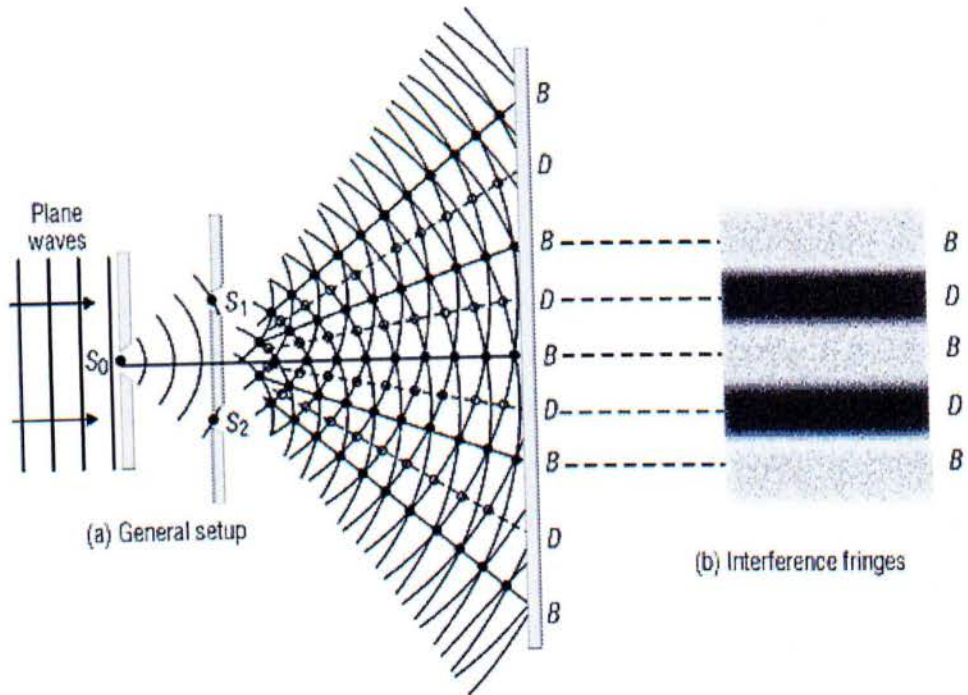
## 2.5 Συμβολή του φωτός

Ένα άλλο φαινόμενο που καταδεικνύει την κυματική φύση του φωτός, είναι η συμβολή των φωτεινών ακτίνων. Γενικά για να επιτευχθεί η συμβολή του φωτός πρέπει να ισχύουν οι παρακάτω προϋποθέσεις :

1. Οι πηγές πρέπει να είναι σύμφωνες, δηλαδή να έχουν σταθερή διαφορά φάσης μεταξύ τους.
2. Οι πηγές πρέπει να είναι μονοχρωματικές, δηλαδή να εκπέμπουν φως σε ένα μόνο μήκος κύματος, το οποίο θα είναι το ίδιο και για τις δύο πηγές.
3. Πρέπει να ισχύει η αρχή της επαλληλίας.

### 2.5.1 Το πείραμα της διπλής σχισμής του Young

Ο πρώτος που επέδειξε το φαινόμενο της συμβολής δύο φωτεινών ακτίνων, εδραιώνοντας έτσι την κυματική θεωρία, ήταν ο Thomas Young (1773 – 1829) με το πείραμα της διπλής σχισμής. Το πείραμα έλαβε χώρα το 1801 και η πειραματική διάταξη φαίνεται στο σχήμα 2.9. Οι φωτεινές ακτίνες, που όπως φαίνεται είναι επίπεδα κύματα, αρχικά προσπίπτουν σε ένα διάφραγμα, στο οποίο έχει ανοιχτεί μια λεπτή σχισμή, η  $S_0$ . Τα κύματα που περνούν από την πρώτη σχισμή, προσπίπτουν σε ένα δεύτερο διάφραγμα, στο οποίο έχουν ανοιχτεί δύο λεπτές σχισμές, οι  $S_1$  και  $S_2$ . Οι δύο αυτές σχισμές ισαπέχουν από την  $S_0$  και παίζουν τον ρόλο των δύο σύμφωνων πηγών που χρειάζονται για να επιτευχθεί η συμβολή, γιατί τα κύματα που διέρχονται από αυτές έχουν σταθερή διαφορά φάσης. Στην συνέχεια, το φως που αναδύεται από τις δύο σχισμές, προσπίπτει σε μια οθόνη, πάνω στην οποία σχηματίζονται φωτεινοί και σκοτεινοί κροσσοί. Ο φωτεινός κροσσός (σημείο B) προέρχεται από ενισχυτική συμβολή των φωτεινών ακτίνων ενώ ο σκοτεινός κροσσός (σημείο D) από καταστρεπτική συμβολή. Στο δεύτερο κομμάτι της εικόνας φαίνεται η εικόνα των κροσσών συμβολής.



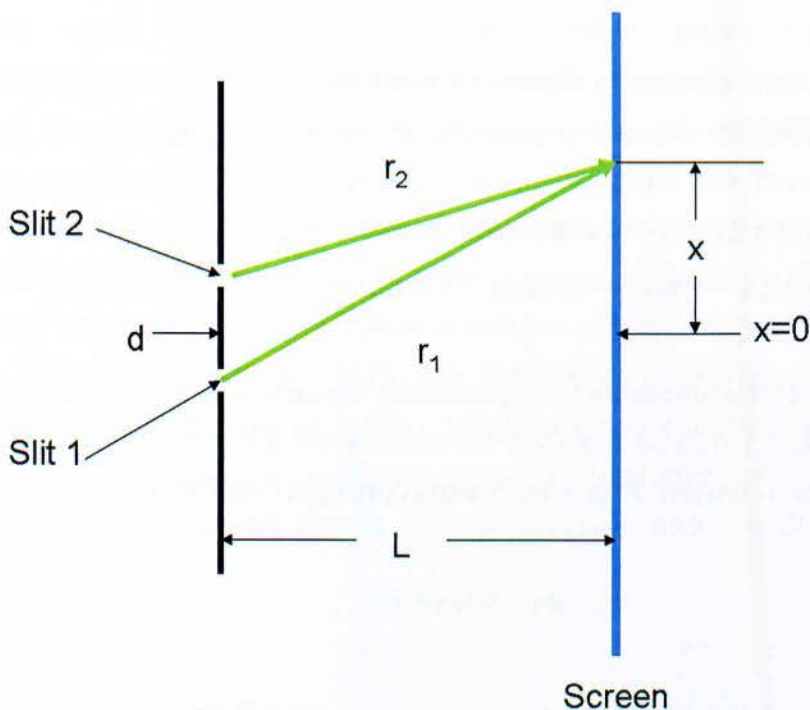
Εικόνα 2.9 Διάγραμμα του πειράματος διπλής σχισμής του Young

Για να γίνει καλύτερη ποσοτική ανάλυση των αποτελεσμάτων του πειράματος του Young, έστω το σχήμα 2.10. Οι δύο σχισμές, που ουσιαστικά αποτελούν τις δύο σύμφωνες πηγές, απέχουν απόσταση  $d$ . Η κάθετη απόσταση από το δεύτερο διάφραγμα μέχρι την οθόνη είναι  $L$ , ενώ το μήκος των διαδρομών που ακολουθούν οι ακτίνες που αναδύονται από τις σχισμές  $S_1$  και  $S_2$  είναι αντίστοιχα  $r_1$  και  $r_2$ . Τα κύματα έχουν την ίδια συχνότητα, το ίδιο πλάτος και βρίσκονται στην ίδια φάση. Έστω λοιπόν το σημείο συμβολής των δύο ακτίνων πάνω στην οθόνη, όπως φαίνεται και στο σχήμα, όπου η ακτίνα από την σχισμή  $S_1$  ακολουθεί μεγαλύτερη διαδρομή από την δεύτερη. Η διαφορά διαδρομής σε αυτήν την περίπτωση είναι ίση με :

$$\delta = r_2 - r_1 = d \sin \theta \quad (2.9),$$

όπου η γωνία  $\theta$  σχηματίζεται από την κάθετο μεταξύ των δύο παράλληλων ακτίνων. Οι δύο διαδρομές θεωρούνται παράλληλες, γιατί η απόσταση του

διαφράγματος από την οθόνη, είναι πολύ μεγαλύτερη από την απόσταση των δύο πηγών.



Εικόνα 2.10 Γεωμετρική κατασκευή του πειράματος διπλής σχισμής

Για να υπάρξει ενισχυτική συμβολή πρέπει η διαφορά διαδρομής να είναι μηδενική ή ακέραιο πολλαπλάσιο του μήκους κύματος, πρέπει να ικανοποιείται δηλαδή η εξής συνθήκη :

$$\delta = d \sin \theta = m\lambda \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (2.10)$$

Ο ακέραιος  $m$  ονομάζεται *αριθμός τάξης του κροσσού*. Στον κεντρικό φωτεινό κροσσό που έχει  $\theta=0$  αντιστοιχεί  $m=0$  και ονομάζεται μέγιστος ή κροσσός μηδενικής τάξης. Οι επόμενοι φωτεινοί κροσσοί εκατέρωθεν του κεντρικού ονομάζονται μέγιστα ή κροσσοί πρώτης τάξης, δεύτερης τάξης, κ.ο.κ.

Παρομοίως, για να υπάρξει καταστρεπτική συμβολή πρέπει η διαφορά διαδρομής των δύο κυμάτων να είναι περιττό πολλαπλάσιο του μισού μήκους κύματος. Σε αυτήν την περίπτωση πρέπει να ικανοποιείται η εξής συνθήκη :

$$\delta = d \sin \theta = (m + \frac{1}{2})\lambda \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (2.11)$$

Στην συνέχεια, μπορούν να εξαχθούν οι τύποι που περιγράφουν τους φωτεινούς και σκοτεινούς κροσσούς. Οι προσεγγίσεις που γίνονται είναι ότι η απόσταση των σχισμών από την οθόνη είναι πολύ μεγαλύτερη από την απόσταση μεταξύ των σχισμών  $L \gg d$  , η οποία απόσταση είναι πολύ μεγαλύτερη του μήκους κύματος της φωτεινής ακτίνας  $d \gg \lambda$  .

Οι προϋποθέσεις αυτές συνήθως ισχύουν, καθώς η απόσταση L είναι συνήθως 1 m, ενώ η d είναι ένα κλάσμα του χιλιοστομέτρου και το λ είναι μικρότερο του μm. Έτσι, κατά προσέγγιση ισχύει  $\sin \theta \approx \tan \theta$  και συνεπώς

$$\sin \theta \approx \tan \theta = \frac{y}{L} \quad (2.12)$$

όπου y είναι η απόσταση του κροσσού από την κάθετο απόσταση μεταξύ των οθονών. Αν αυτή η σχέση χρησιμοποιηθεί στην σχέση 2.10 προκύπτει η θέση των φωτεινών κροσσών :

$$y_{\text{φωτεινών}} = \frac{\lambda L}{d} m \quad (2.13)$$

ενώ χρησιμοποιώντας την σχέση 2.11 προκύπτει η θέση των σκοτεινών κροσσών :

$$y_{\text{σκοτεινών}} = \frac{\lambda L}{d} (m + 1/2) \quad (2.14)$$

## 2.6 Περίθλαση του φωτός

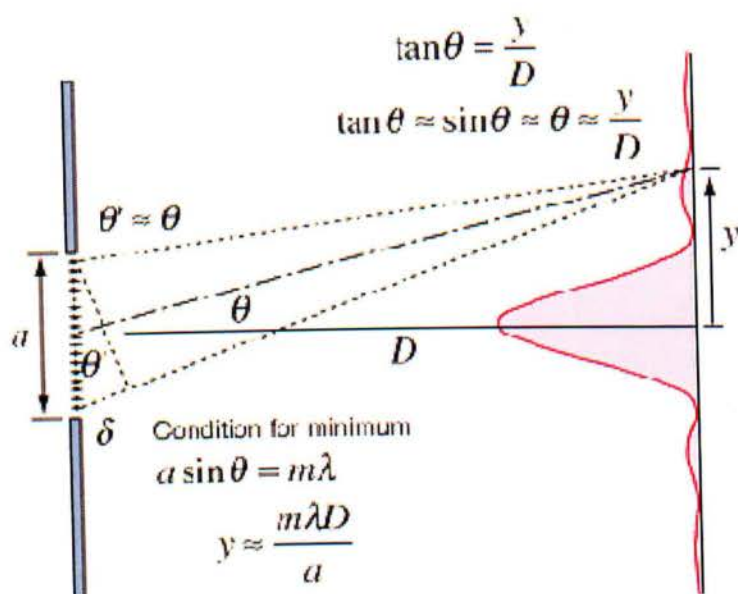
Η περίθλαση του φωτός αφορά διάφορα φαινόμενα, στα οποία η φωτεινή ακτίνα συναντά κάποιο οπτικό εμπόδιο και παρεκκλίνει της ευθύγραμμης πορείας της. Όταν συναντά ένα μικρό εμπόδιο, το κύμα κάμπτεται γύρω από αυτό, ενώ όταν συναντά μικρές σχισμές επανεκπέμπεται. Και στις δύο περιπτώσεις το εμπόδιο ή η σχισμή πρέπει να είναι της ίδιας τάξης μεγέθους με το μήκος κύματος των διαδιδόμενων κυμάτων.

Το φαινόμενο της περίθλασης πρωτοπαρατηρήθηκε και χαρακτηρίστηκε από τον Francesco Grimaldi, ο οποίος εισήγαγε και τον όρο περίθλαση. Τα αποτελέσματά του έγιναν αντικείμενο μελέτης από τον Newton και τον James Gregory (1638 – 1675). Πιο λεπτομερείς υπολογισμοί έγιναν από τον Augustin-Jean Fresnel (1788 - 1827), τα οποία δημοσιεύτηκαν το 1815 και το 1818 και σε συνδυασμό με τα πειράματα του Young, επιβεβαιώνουν την κυματική θεωρία που αναπτύχθηκε από τον Christian Huygens.

### 2.6.1 Περίθλαση Fraunhofer

Η κατηγορία αυτή περίθλασης πήρε το όνομά της από τον Γερμανό οπτικό Joseph von Fraunhofer (1787 – 1826) λόγω των πειραμάτων που πραγματοποίησε, ερμηνεύοντας το φαινόμενο της περίθλασης. Αναφέρεται και ως περίθλαση μακρινού πεδίου, καθώς μελετώνται περιπτώσεις όπου το εμπόδιο είναι αρκετά μακριά από την οθόνη ώστε να θεωρηθούν οι ακτίνες που φτάνουν στο σημείο παρατήρησης ότι είναι σχεδόν παράλληλες. Το πείραμα που πραγματοποίησε ο Fraunhofer για να επαληθευτεί το φαινόμενο, ήταν μια περίθλαση από μια στενή ορθογώνια σχισμή, διάγραμμα της οποίας φαίνεται στο επόμενο σχήμα.





Εικόνα 2.11 Περίθλαση Fraunhofer από λεπτή σχισμή

Για να γίνει καλύτερη ανάλυση του φαινομένου, θεωρείται ότι η σχισμή χωρίζεται σε πολλές λωρίδες ίδιου μήκους, παράλληλες μεταξύ τους. Σύμφωνα με την αρχή του Huygens, κάθε μια τέτοια σχισμή θεωρείται πηγή δευτερευόντων κυμάτων. Αν τοποθετηθεί μια οθόνη μακριά από την σχισμή, οι σχεδόν παράλληλες ακτίνες που προσπίπτουν πάνω της έχουν διαφορετικό πλάτος και φάση, δημιουργώντας έτσι μια κατανομή της έντασης της φωτεινής ακτινοβολίας, όπως δείχνει το παραπάνω σχήμα. Η διαφορά του μονοπατιού που ακολουθούν οι ακτίνες, ξεκινώντας από δύο σημειακές σχισμές μέχρι ενός τυχαίου σημείου επί της οθόνης, είναι  $a/2 \sin \theta$  όπου  $a$  είναι το άνοιγμα της σχισμής και  $\theta$  η γωνία που σχηματίζεται μεταξύ της καθέτου από την σχισμή ως την οθόνη και της ευθείας μέχρι το σημείο πρόσπτωσης. Αν η διαφορά της διαδρομής ισούται ακριβώς με το μισό του μήκους κύματος, τότε τα δύο κύματα αλληλοκαταργούνται και προκύπτει καταστρεπτική συμβολή. Το ίδιο θα συμβαίνει για οποιαδήποτε δύο κύματα που εκπέμπονται από σημεία που έχουν απόσταση ίση με το μισό του πλάτους της σχισμής. Επομένως, τα κύματα που εκπέμπονται από το επάνω

μισό της σχισμής θα καταργούνται από τα αντίστοιχα κύματα που απέχουν από αυτά  $\lambda/2$  όταν

$$a/2 \sin \theta = \frac{\lambda}{2} \Rightarrow \sin \theta = \frac{\lambda}{a} \quad (2.15)$$

Με αυτήν την λογική της διαίρεσης της σχισμής σε σημειακές σχισμές, προκύπτει η συνθήκη για καταστρεπτική συμβολή :

$$\sin \theta = m \frac{\lambda}{a} \quad (m = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots) \quad (2.16)$$

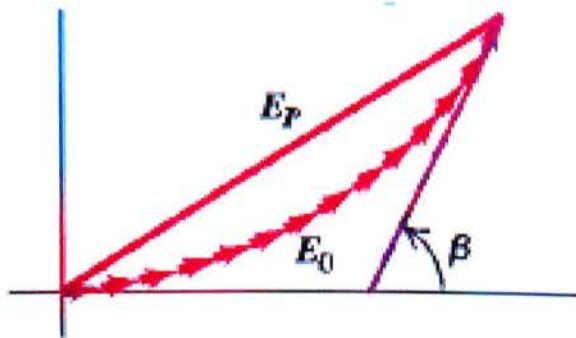
### 2.6.1.1 Κατανομή της έντασης της εικόνας περίθλασης

Για να υπολογιστεί η κατανομή της έντασης στην οθόνη που προσπίπτουν οι ακτίνες, θεωρείται και πάλι ότι η σχισμή χωρίζεται σε πολλές μικρότερες. Σε ένα τυχαίο σημείο P προστίθενται όλες οι συνιστώσες των κυμάτων που προκύπτουν από τις σημειακές σχισμές, έντασης  $\vec{E}$ . Στο σημείο O για  $\theta=0$ , οι φάσορες της έντασης είναι συμφασικοί και το αποτέλεσμα σε αυτήν την περίπτωση είναι ίσο με την μέγιστη ένταση  $E_0$ . η περίπτωση αυτή φαίνεται στο παρακάτω σχήμα.



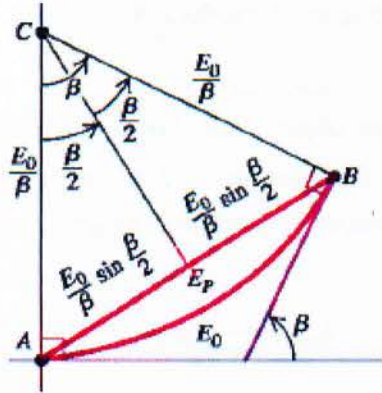
Εικόνα 2.12 Μέγιστη ένταση στο σημείο  $\theta=0$

Έστω τώρα ένα τυχαίο σημείο P, όπου η γωνία που σχηματίζεται μεταξύ της καθέτου για  $\theta=0$  και της ευθείας που ενώνει το μέσο της σχισμής με το σημείο αυτό, είναι ίση με  $\theta$ . Σε αυτήν την περίπτωση, λόγω διαφοράς μονοπατιού, υπάρχει διαφορά φάσης μεταξύ των ακτίνων που προέρχονται από διαδοχικές λωρίδες της σχισμής. Η ένταση στο σημείο P  $E_p$ , φαίνεται στο παρακάτω σχήμα. Η γωνία  $\beta$  είναι η συνολική διαφορά φάσης μεταξύ του κύματος που προέρχεται από την άνω λωρίδα και του κύματος που προέρχεται από την πιο χαμηλή λωρίδα.



Εικόνα 2.13 Ένταση στο σημείο P

Αν η λεπτή σχισμή θεωρηθεί ότι χωρίζεται σε άπειρες λωρίδες, τότε η ένταση  $E_p$  προκύπτει ίση με το τόξο ενός κύκλου όπως φαίνεται και στο σχήμα 2.14.



Εικόνα 2.14 Ένταση που προκύπτει για άπειρες λωρίδες

Έτσι θα ισχύει :

$$E_p = E_0 \frac{\sin(\beta/2)}{\beta/2} \quad (2.17)$$

Η ένταση σε κάθε σημείο της οθόνης, θα είναι ανάλογη του  $E_p$  που προκύπτει από την παραπάνω σχέση. Αν η ένταση είναι  $I_0$  στο σημείο για  $\theta=0$ , τότε σε ένα τυχαίο σημείο η ένταση θα δίνεται από τον τύπο :

$$I = I_0 \left[ \frac{\sin(\beta/2)}{\beta/2} \right]^2 \quad (2.18)$$

Αν αντικατασταθεί το  $\beta$  με το γεωμετρικό αντίστοιχο :

$$\beta = \frac{2\pi}{\lambda} \alpha \sin \theta \quad (2.19)$$

τότε προκύπτει η σχέση 2.20 :

$$I = I_0 \left\{ \frac{\sin \left[ \frac{\pi \alpha (\sin \theta)}{\lambda} \right]}{\frac{\pi \alpha (\sin \theta)}{\lambda}} \right\}^2 \quad (2.20)$$

### 2.6.1.2 Μέγιστα της έντασης στην περίθλαση σχισμής

Για να βρεθούν τα μέγιστα της έντασης, πρέπει αρχικά να βρεθεί η παράγωγος της σχέσης 2.20 ως προς  $\beta$  και στην συνέχεια να εξισωθεί με μηδέν. Από εκεί προκύπτουν ότι τα μέγιστα εξάγονται από τον εξής τύπο :

$$I_m = \frac{I_0}{(m+1/2)^2 \pi^2} \quad (2.21)$$

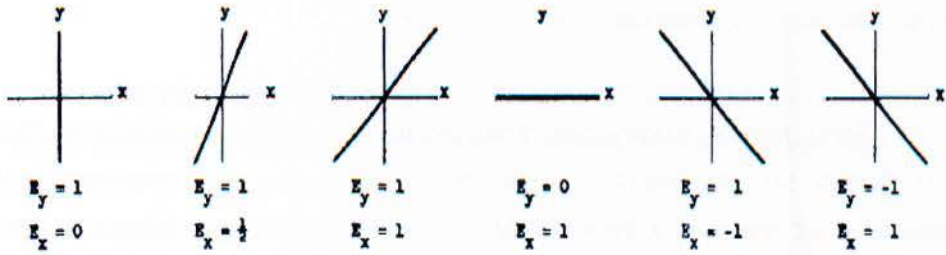
από όπου και προκύπτουν για διάφορα  $m$  τα εξής μέγιστα :

$$0.0450I_0, 0.0162I_0, 0.0083I_0, \dots$$

## 2.7 Πόλωση του φωτός

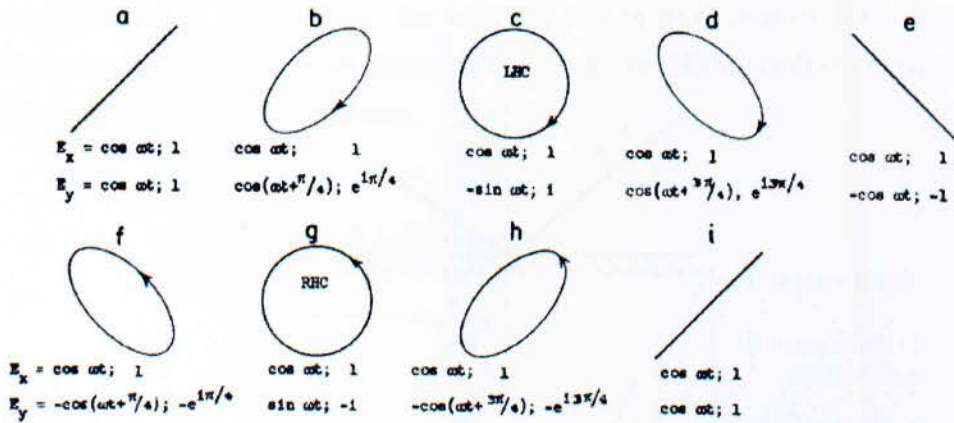
Η πόλωση που υφίσταται το φως, είναι μια ακόμη απόδειξη της κυματικής του φύσης. Μέχρι τώρα για τα φαινόμενα που μελετήθηκαν, ήταν ασήμαντη η κατεύθυνση της ταλάντωσης του ηλεκτρικού πεδίου του φωτός. Στην πόλωση όμως, κυρίαρχο ρόλο παίζει αυτή η συγκεκριμένη κατεύθυνση.

Σε ένα ιδανικό μονοχρωματικό φως, το ηλεκτρικό πεδίο πρέπει να ταλαντώνεται σε μια συγκεκριμένη συχνότητα, αλλά καθώς οι  $x$  και  $y$  συνιστώσες μπορούν να ταλαντώνονται ανεξάρτητα η μια από την άλλη, σημαντικό ρόλο παίζει η συνισταμένη αυτών των συνιστωσών υπό συγκεκριμένη γωνία. Στο παρακάτω σχήμα φαίνεται το αποτέλεσμα της συνισταμένης των δύο συνιστωσών, για διάφορες περιπτώσεις, όταν είναι στην ίδια φάση.



Εικόνα 2.15 Συνισταμένη συμφασικών χ και γ συνιστωσών

Αν αντίθετα, οι δύο συνιστώσες του ηλεκτρικού πεδίου  $E_x$  και  $E_y$ , δεν είναι στην ίδια φάση αλλά έχουν το ίδιο πλάτος, προκύπτει το παρακάτω σχήμα :

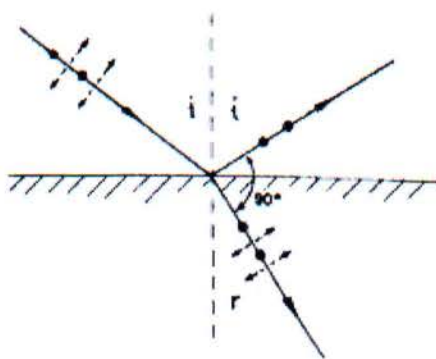


Εικόνα 2.16 Συνισταμένη χ και γ συνιστωσών με ίδιο πλάτος αλλά σε διαφορετική φάση

Το φως λέγεται ότι είναι γραμμικά πολωμένο, όταν το ηλεκτρικό πεδίο ταλαντώνεται σε ευθεία γραμμή. Αντίθετα, λέγεται ότι είναι ελλειπτικά πολωμένο, όταν το τέλος του διανύσματος του ηλεκτρικού πεδίου διαδίδεται σε έλλειψη, ενώ κυκλικά πολωμένο όταν διαδίδεται σε κύκλο.

### 2.7.1 Πόλωση εξ ανακλάσεως

Ένας τρόπος παραγωγής πολωμένου φωτός είναι με ανάκλαση. Όταν μια δέσμη μη πολωμένου φωτός ανακλαστεί από μια επιφάνεια, τότε σύμφωνα με την γωνία πρόσπτωσης, το ανακλώμενο φως μπορεί να είναι πλήρως, μερικώς ή καθόλου πολωμένο. Όταν μη πολωμένο φως προσπίπτει σε μια ανακλώσα επιφάνεια, η ανακλώμενη και η διαθλώμενη ακτίνα είναι μερικώς πολωμένη. Όταν όμως, η γωνία πρόσπτωσης μεταβληθεί και γίνει τέτοια ώστε η ανακλώμενη και η διαθλώμενη δέσμη σχηματίσουν γωνία  $90^\circ$ , τότε η ανακλώμενη ακτίνα είναι πλήρως πολωμένη και η διαθλώμενη ακτίνα είναι μερικώς πολωμένη. Η γωνία πρόσπτωσης για την οποία συμβαίνει αυτό το φαινόμενο ονομάζεται γωνία ολικής πόλωσης. Το φαινόμενο αυτό φαίνεται στο παρακάτω σχήμα 2.17.



Εικόνα 2.17 Ολική πόλωση ανακλώμενης ακτίνας

Από το σχήμα προκύπτει ότι  $i + r + 90^\circ = 180^\circ \Rightarrow r = 90^\circ - i$ .  
Εφαρμόζοντας αυτήν την σχέση στο νόμο του Snell προκύπτει ότι :

$$n = \frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{\sin i}{\sin r}$$

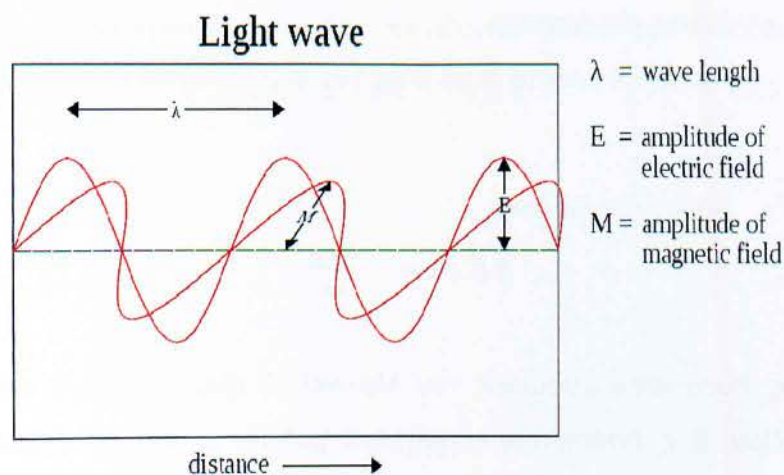
Αλλά  $\sin r = \sin(90 - i) = \cos i$ , οπότε προκύπτει η εξής σχέση :

$$n = \frac{\sin i}{\cos i} = \tan i \quad (2.22)$$

Αυτός είναι ο νόμος του Brewster, από τον Σκωτσέζο φυσικό Davis Brewster (1781 – 1868), και η γωνία ολικής πόλωσης  $i$  ονομάζεται γωνία Brewster.

## 2.8 Ηλεκτρομαγνητική θεωρία

Το 1845, ο Michael Faraday (1791 – 1867), ανακάλυψε ότι το επίπεδο πόλωσης του γραμμικά πολωμένου φωτός στρέφεται όταν οι ακτίνες φωτός διέρχονται μέσα από ένα μαγνητικό πεδίο, παρουσία ενός διηλεκτρικού, φαινόμενο που είναι πλέον γνωστό ως στροφή Faraday. Αυτό ήταν μια ακόμη ένδειξη της κυματικής φύσης του φωτός, και ότι πρόκειται κιόλας για ηλεκτρομαγνητικό κύμα. Δύο χρόνια αργότερα, ο Faraday πρότεινε και σύμφωνα με τις πειραματικές του ενδείξεις, ότι το φως είναι ουσιαστικά μια υπέρυχνη ηλεκτρομαγνητική διαταραχή, η οποία διαδίδεται ακόμα και με την έλλειψη κάποιου μέσου διάδοσης.



Εικόνα 2.18 Ηλεκτρομαγνητικό κύμα



## 2.8.1 Εξισώσεις Maxwell

Η δουλειά του Faraday ενέπνευσε τον James Maxwell να μελετήσει το φως υπό το πρίσμα της ηλεκτρομαγνητικής θεωρίας. Ο Maxwell ανακάλυψε ότι τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα ταξιδεύουν με μια σταθερή ταχύτητα, η οποία είναι η ίδια με αυτήν που είχε και νωρίτερα υπολογιστεί ως η ταχύτητα του φωτός. Αμέσως συμπέρανε ότι το φως πρόκειται για ηλεκτρομαγνητικό κύμα και ανακάλυψε ότι οι βασικές αρχές του ηλεκτρομαγνητισμού μπορούν να εκφραστούν με τις τέσσερις εξισώσεις, που σήμερα είναι γνωστές ως εξισώσεις Maxwell. Οι τέσσερις αυτές εξισώσεις είναι οι εξής :

- *Νόμος του Gauss για το ηλεκτρικό πεδίο*

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{A} = \frac{Q}{\epsilon_0} \quad (2.23)$$

- *Νόμος του Gauss για το μαγνητικό πεδίο*

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{A} = 0 \quad (2.24)$$

- *Νόμος του Ampere*

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{l} = \mu_0 \left( i_c + \epsilon_0 \frac{d\Phi_E}{dt} \right) \quad (2.25)$$

- *Νόμος του Faraday*

$$\oint \vec{E} \cdot d\vec{l} = - \frac{d\Phi_B}{dt} \quad (2.26)$$

Στις παραπάνω εξισώσεις του Maxwell  $E$  είναι η ένταση του ηλεκτρικού πεδίου,  $B$  η ένταση του μαγνητικού πεδίου,  $\epsilon_0$  και  $\mu_0$  η ηλεκτρική και η μαγνητική διαπερατότητα του κενού αντίστοιχα,  $Q$  είναι το περικλειόμενο από την επιφάνεια  $A$  ηλεκτρικό φορτίο,  $\Phi$  είναι η μαγνητική ροή και  $i$  το ηλεκτρικό ρεύμα.

Από υπολογισμούς που έκανε ο Maxwell και χρησιμοποιώντας τους παραπάνω τύπους, υπολόγισε την ταχύτητα του φωτός στο κενό :

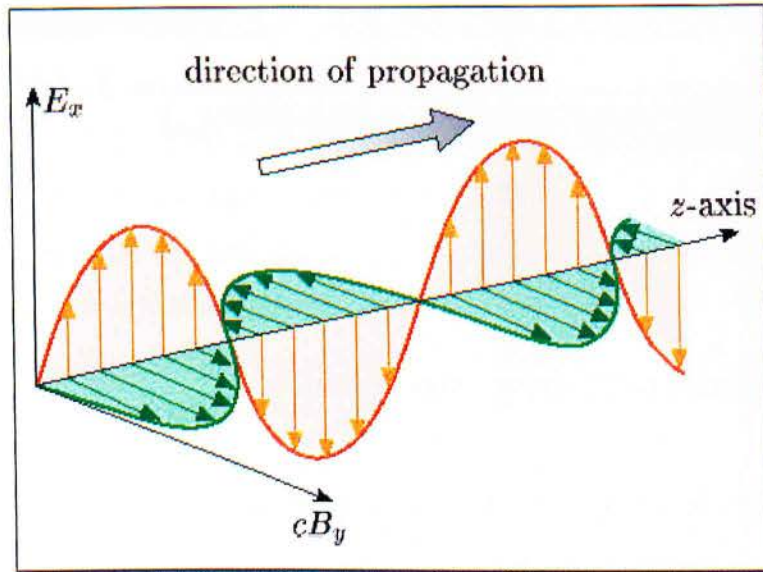
$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}} = \frac{1}{\sqrt{(8.85 \times 10^{-12} \text{Cb}^2/\text{N}\cdot\text{m}^2)(4\pi \times 10^{-7} \text{N}/\text{A}^2)}} = 3 \cdot 10^8 \text{ m/s}$$

(2.27)

### 2.8.2 Ιδιότητες ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων

Οι βασικές ιδιότητες των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων είναι οι εξής :

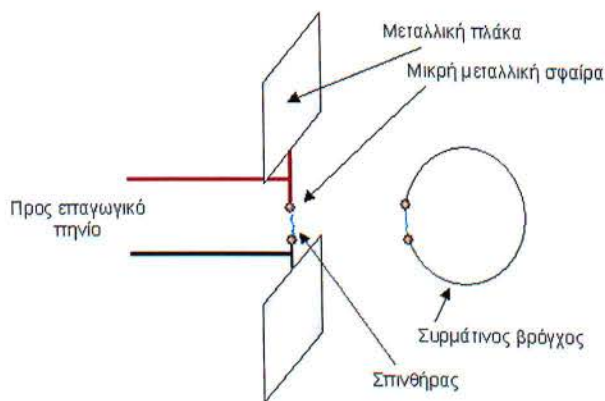
- Το κύμα είναι εγκάρσιο. Τόσο το ηλεκτρικό πεδίο όσο και το μαγνητικό είναι κάθετα στην διεύθυνση διάδοσης του κύματος, αλλά και μεταξύ τους. Η διεύθυνση διάδοσης είναι η διεύθυνση του γινομένου  $\vec{E} \times \vec{B}$ .
- Μεταξύ των μεγεθών  $E$  και  $B$  ισχύει η σχέση  $E = cB$ .
- Το κύμα ταξιδεύει στο κενό με συγκεκριμένη και σταθερή ταχύτητα.
- Τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα δεν χρειάζονται κάποιο μέσο διάδοσης προκειμένου να διαδοθούν, σε αντίθεση με τα μηχανικά κύματα.



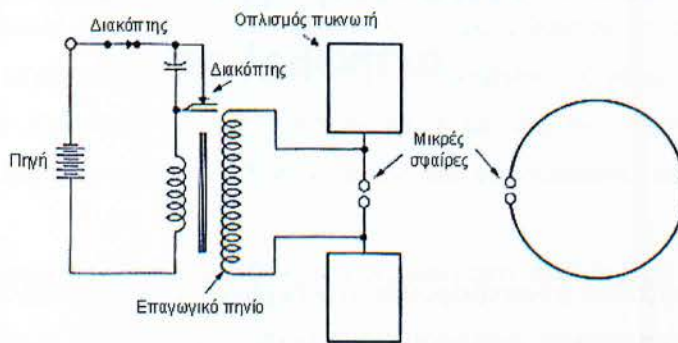
Εικόνα 2.19 Διάδοση Η/Μ κύματος

### 2.8.3 Επιβεβαίωση Η/Μ θεωρίας από τον Hertz

Εφτά χρόνια μετά το θάνατο του Maxwell, ο Heinrich Hertz με τα πειράματα που έκανε την περίοδο 1886 – 1887, πέτυχε να δημιουργήσει ηλεκτρομαγνητικά κύματα, που την ύπαρξή τους είχε προβλέψει ο Maxwell, χρησιμοποιώντας ταλαντούμενο ηλεκτρικό δίπολο.



Εικόνα 2.20 Ο πομπός που χρησιμοποίησε ο Hertz για τα πειράματά του



Εικόνα 2.21 Ο δέκτης που χρησιμοποίησε ο Hertz για τα πειράματά του

Ο Hertz με την διάταξη που φαίνεται στα σχήματα 2.20 και 2.21, μέτρησε την ταχύτητα των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων και την βρήκε ίση με την ταχύτητα του φωτός. Απέδειξε επίσης ότι τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα έχουν τις ιδιότητες του φωτός: ανάκλαση, διάθλαση, πόλωση και συμβολή. Τα πειράματα του Hertz απέδειξαν ότι ο Maxwell είχε προβλέψει σωστά. Είχαν και μια άλλη, πρακτική αξία, που μάλλον δεν είχε αναγνωρίσει ο ίδιος: την αξιοποίηση των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων στις τηλεπικοινωνίες. Αυτό θα κάνει, λίγο αργότερα, ο Ιταλός Guglielmo Marconi, ο οποίος κατορθώνει, το 1901, την πρώτη διεπεριωτική τηλεπικοινωνία.

## Κεφάλαιο 3<sup>ο</sup> : Ανάλυση της ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας

Στο 3<sup>ο</sup> κεφάλαιο αναπτύσσουμε την θερμική ακτινοβολία. Στην ουσία είναι κατ'επέκταση ανάλυση των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων, μιας και η θερμική ακτινοβολία είναι είδος ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας που εκπέμπεται από κάποιο υλικό λόγω της θερμότητάς του. Εξετάζουμε τους νόμους που διέπουν την θερμική ακτινοβολία, όπως επίσης και το μέλαν σώμα

### 3.1 Θερμική ακτινοβολία

Η θερμική ακτινοβολία είναι ένα είδος ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, που εκπέμπεται από ένα υλικό, λόγω της θερμότητάς του υλικού. Οι ιδιότητες της ακτινοβολίας αυτής εξαρτώνται από την θερμοκρασία του υλικού. Ένα παράδειγμα θερμικής ακτινοβολίας είναι η υπέρυθη ακτινοβολία που εκπέμπεται από ένα σώμα θέρμανσης ή ακόμα και η ηλιακή ακτινοβολία και η ίδια η Γη, σε χαμηλότερο βαθμό βέβαια από τον ήλιο. Η θερμική ακτινοβολία γενικεύεται όταν η θερμότητα από την κίνηση ηλεκτρονίων και πρωτονίων στο υλικό, μετατρέπεται σε ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία.

Αν το αντικείμενο είναι ένα μέλαν σώμα σε θερμοδυναμική ισορροπία, τότε η ακτινοβολία ονομάζεται ακτινοβολία μέλανος σώματος. Η συχνότητα στην οποία εκπέμπεται η ακτινοβολούμενη ενέργεια, δίνεται από μία κατανομή που εξαρτάται από την θερμοκρασία και για ένα ιδανικό μέλαν σώμα δίνεται από το νόμο του Planck, όπως θα παρουσιαστεί σε επόμενη παράγραφο.

Οι ιδιότητες που χαρακτηρίζουν την θερμική ακτινοβολία είναι οι εξής :

- Η θερμική ακτινοβολία ακόμα και σε μια σταθερή θερμοκρασία, εκπέμπεται σε ένα φάσμα συχνοτήτων. Η αναλογία σε κάθε συχνότητα εξαρτάται από το νόμο του Planck.
- Το εύρος της κύριας συχνότητας εκπομπής, περιλαμβάνει όλο και μεγαλύτερες συχνότητες, καθώς αυξάνεται η θερμοκρασία. Αυτή η ιδιότητα σχετίζεται με το νόμο μετατόπισης του Wien.
- Η ολική ποσότητα ακτινοβολίας, όλων των συχνοτήτων, αυξάνεται ραγδαία με την αύξηση της θερμοκρασίας. Όπως θα προκύψει και παρακάτω, η ολική ένταση της ακτινοβολίας ενός μέλανος σώματος, εξαρτάται από το νόμο των Stefan και Boltzmann.
- Ο ρυθμός της θερμικής ακτινοβολίας ενός συγκεκριμένου είδους ηλεκτρομαγνητικής ακτινοβολίας, είναι ανάλογη της απορρόφησης που υφίσταται η ίδια ακτινοβολία.

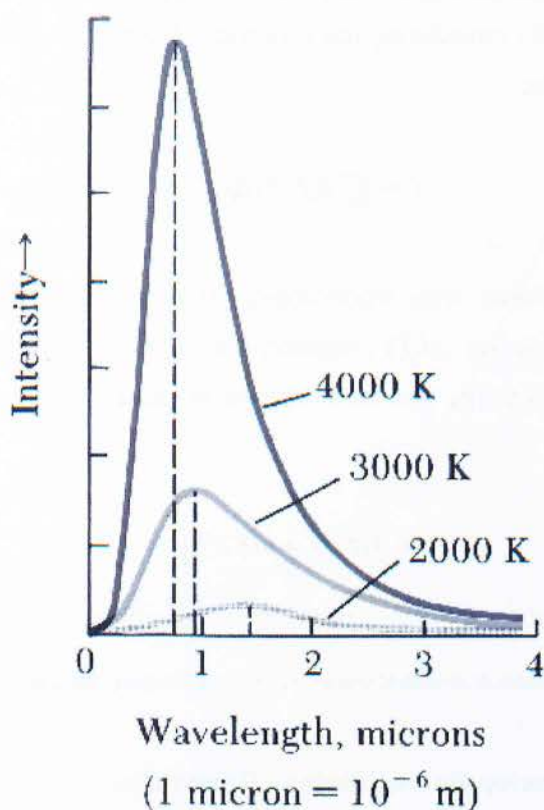
### 3.2 Ακτινοβολία μέλανος σώματος

Με τον όρο μέλαν σώμα στη φυσική, εννοείται ένα αντικείμενο το οποίο απορροφά όλη την προσπίπτουσα σε αυτό ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία. Ένα τέτοιο σώμα δηλαδή δεν ανακλά ούτε διαχέει το φως, αλλά παρ'όλα αυτά, εκπέμπει κάποια ακτινοβολία, η οποία εξαρτάται από την θερμοκρασία του και μόνο. Ο όρος εισήχθη το 1860 από τον Gustav Robert Kirchhoff (1824

– 1887), Γερμανό φυσικό που ασχολούμενος με το φαινόμενο αυτό έθεσε τις βάσεις στην κβαντομηχανική.

Γενικά, ένα οποιοδήποτε σώμα, σε κάποια μη μηδενική θερμοκρασία, εκπέμπει ακτινοβολία. Αν είναι τέλει μέλαν σώμα, ο συντελεστής εκπομπής του θα είναι ίσος με την μονάδα. Για κάθε πραγματικό σώμα όμως ο συντελεστής εκπομπής είναι μικρότερος από την μονάδα. Ως συντελεστής εκπομπής ενός σώματος ορίζεται ο λόγος της ακτινοβολούμενης ενέργειας από το σώμα σε σχέση με την ακτινοβολούμενη ενέργεια ενός μελανού σώματος που βρίσκεται στην ίδια θερμοκρασία. Έτσι, το μέλαν σώμα αποτελεί ένα όριο το οποίο μπορούν να προσεγγίσουν σε κάποιο βαθμό τα φυσικά σώματα. Ο συντελεστής εκπομπής ενός πραγματικού σώματος μεταβάλλεται με την θερμοκρασία, την γωνία εκπομπής και το εξεταζόμενο μήκος κύματος. Πολλές φορές όμως είναι χρήσιμη η υπόθεση ότι είναι σταθερός. Αυτή η παραδοχή αποτελεί ένα άλλο εξιδανικευμένο μοντέλο για τα υλικά σώματα, και για να περιγραφεί αυτό το μοντέλο χρησιμοποιείται ο όρος «φαιό σώμα».

Η κατανομή στις διάφορες συχνότητες της ακτινοβολίας μέλανος σώματος, για διάφορες θερμοκρασίες, έχει τη χαρακτηριστική μορφή του παρακάτω σχήματος 3.1.



Εικόνα 3.1 Κατανομή ακτινοβολίας μέλανος σώματος

Στο σχήμα φαίνεται η ένταση της ακτινοβολίας συναρτήσει του μλκους κύματος. Όσο μεγαλύτερη η θερμοκρασία του μέλανος σώματος, το μέγιστο της έντασης είναι μεγαλύτερο και μετατοπίζεται σε χαμηλότερο μήλος κύματος, σε μεγαλύτερη δηλαδή συχνότητα. Η εκπεμπόμενη ηλεκτρομαγνητική ενέργεια ανά μονάδα χρόνου, ανά μονάδα επιφάνειας του ακτινοβολούντος σώματος και ανά μονάδα διαστήματος συχνότητας δίνεται από τον τύπο :

$$J(f) = \frac{\Delta E}{\Delta t \cdot \Delta S \cdot \Delta f} = \frac{W}{m^2 Hz} \quad (3.1)$$

Η ποσότητα  $J(f)$  - που εξαρτάται και από τη θερμοκρασία του σώματος (είναι δηλαδή  $J=J(f, T)$ ), ονομάζεται συχνά φασματική ένταση (spectral intensity),



ενώ το ολοκλήρωμα της  $\sigma'$  όλες τις συχνότητες δίνει την ολική εκπεμπόμενη ισχύ ανά μονάδα επιφάνειας του σώματος, δηλαδή την αποκαλούμενη ένταση της ακτινοβολίας

$$I = \int_0^{\infty} I(f, T) df \quad (3.2)$$

Ένα άλλο μέγεθος που προσδιορίζει την ακτινοβολία, είναι η φασματική πυκνότητα ενέργειας  $u(f, T)$ , δηλαδή η ενέργεια ανά μονάδα συχνότητας και όγκου στην κοιλότητα που αναπαριστά το μέλαν σώμα, και δίνεται από τον τύπο

$$I(f, T) = u(f, T) \frac{c}{4} \quad (3.3)$$

### 3.2.1 Νόμος ακτινοβολίας Stefan - Boltzmann

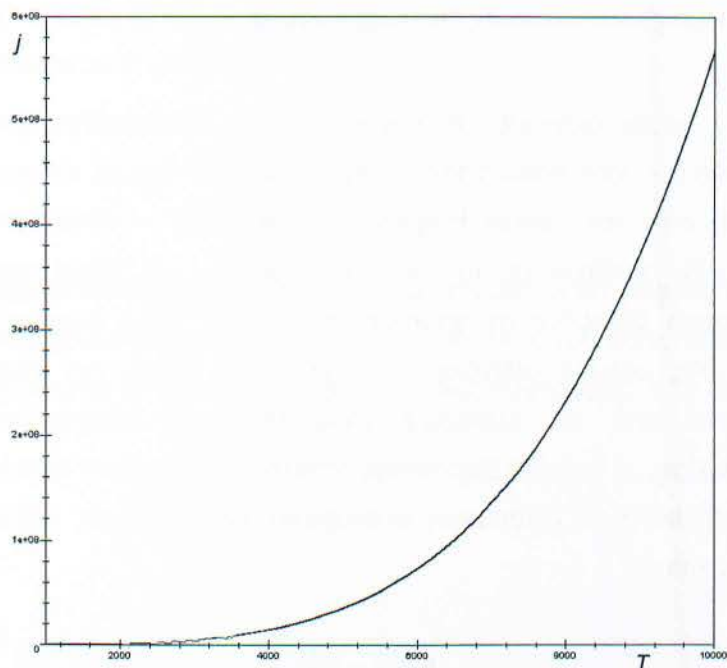
Ο νόμος ακτινοβολίας Stefan – Boltzmann, δηλώνει ότι η ολική ενέργεια που εκπέμπεται στην μονάδα επιφάνειας ενός μέλανος σώματος, στην μονάδα του χρόνου, είναι ανάλογη της τέταρτης δύναμης της απόλυτης θερμοκρασίας του σώματος, δηλαδή :

$$j^* = \sigma T^4 \quad (3.4)$$

όπου  $\sigma$  είναι η σταθερά Stefan – Boltzmann η οποία ισούται με

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ Js}^{-1} \text{ m}^{-2} \text{ K}^{-4}$$

Αναπτύχθηκε το 1879 από τον Joseph Stefan (1835 – 1893) Αυστριακό φυσικό, και τροποποιήθηκε το 1884 από τον Ludwig Boltzmann (1844 – 1906) επίσης Αυστριακό, ο οποίος χρησιμοποίησε θερμοδυναμικούς νόμους.



Εικόνα 3.2 Γραφική απεικόνιση νόμου Stefan-Boltzmann

### 3.2.2 Νόμος ακτινοβολίας Wien

Ο Νόμος ακτινοβολίας του Wilhelm Wien (1864 – 1928), αναπτύχθηκε το 1896. Περιγράφει επιτυχώς την ακτινοβολία μέλανος σώματος σε υψηλές συχνότητες, αλλά αποτυγχάνει να προσεγγίσει τα πειραματικά δεδομένα σε χαμηλές συχνότητες. Η ένταση λοιπόν της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας, συναρτήσει της συχνότητας και της θερμοκρασίας, δίνεται από τον παρακάτω τύπο :

$$I(f, T) = \frac{2\hbar f^3}{c^2} e^{-\frac{hf}{kT}} \quad (3.5)$$

όπου  $T$  είναι η θερμοκρασία του μέλανος σώματος,  $h$  σταθερά του Planck,  $c$  η ταχύτητα του φωτός,  $k$  η σταθερά Boltzmann.

### 3.2.3 Νόμος ακτινοβολίας Rayleigh–Jeans

Ο Νόμος ακτινοβολίας Rayleigh–Jeans αναπτύχθηκε στις αρχές του 1900 από τον John William Strutt Rayleigh (1842 – 1919), και τροποποιήθηκε το 1905 από τον James Horwood Jeans (1877 – 1946), επίσης Άγγλο φυσικό. Σε αντίθεση με το νόμο ακτινοβολίας του Wien, ταιριάζει με τα πειραματικά δεδομένα σε χαμηλές συχνότητες, αλλά διαφωνεί σε μεγάλο βαθμό στις υψηλές συχνότητες. Ο κλασικός τύπος των Rayleigh–Jeans προκύπτει από τον εμπειρικό νόμο της καθολικότητας της θερμικής ακτινοβολίας, με καθαρά διαστατικές απαιτήσεις. Σύμφωνα λοιπόν με το νόμο Rayleigh–Jeans, η φασματική ακτινοβολία ενός μέλανος σώματος, δίνεται από τον τύπο :

$$B_{\lambda}(T) = \frac{2\pi kT}{\lambda^4} \quad (3.6)$$

### 3.2.4 Νόμος του Planck

Η ακτινοβολία μέλανος σώματος δεν μπορούσε να περιγραφεί με βάση την υπάρχουσα κλασική θεωρία, κατά την οποία οι υπεύθυνοι για την ακτινοβολία ταλαντωτές (άρα και η ακτινοβολία της κοιλότητας) μπορούν να έχουν οποιαδήποτε ενέργεια, ανεξάρτητα από τη συχνότητά τους. Το παραπάνω πρόβλημα λύθηκε από τον Planck, ο οποίος έδωσε τον τύπο που περιγράφει σωστά την ακτινοβολία μέλανος σώματος για κάθε περιοχή συχνοτήτων. Η παραδοχή του Planck, η οποία τον οδήγησε σε σωστά αποτελέσματα τόσο για χαμηλές, όσο και για υψηλές συχνότητες, ήταν ότι η ενέργεια ενός στάσιμου κύματος μέσα στην κοιλότητα είναι κβαντωμένη και μάλιστα οι μόνες επιτρεπτές τιμές είναι ακέραια πολλαπλάσια της ποσότητας  $hf$ , όπου  $h$  μια σταθερά που έκτοτε είναι γνωστή ως σταθερά του Planck

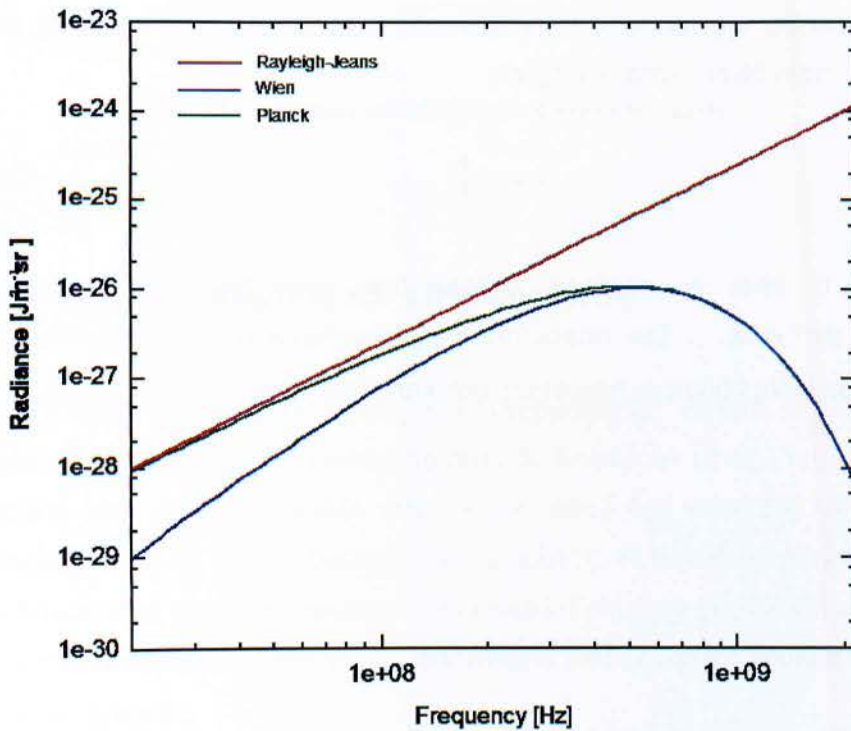
$$h = 6.626 \cdot 10^{-34}$$

Η κβαντική φύση της ακτινοβολίας είναι έκδηλη στις υψηλές συχνότητες ενώ στο όριο των χαμηλών συχνοτήτων ( $f \rightarrow 0$ ,  $\lambda \rightarrow \infty$ ) αποκαθίσταται πλήρως

ή ισχύς της κλασικής Φυσικής. Η φασματική πυκνότητα σε αυτήν την περίπτωση δίνεται από τον τύπο :

$$u = \frac{8\pi h}{c^3} \frac{f^3}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (3.7)$$

Στο παρακάτω σχήμα φαίνεται η σύγκριση των νόμων Rayleigh–Jeans και Wien με τον γενικό εμπειρικό τύπο του Planck, απ’ όπου φαίνεται ότι ο μεν πρώτος συμπίπτει με το νόμο Planck στις χαμηλές συχνότητες, ο δε δεύτερος στις υψηλές.



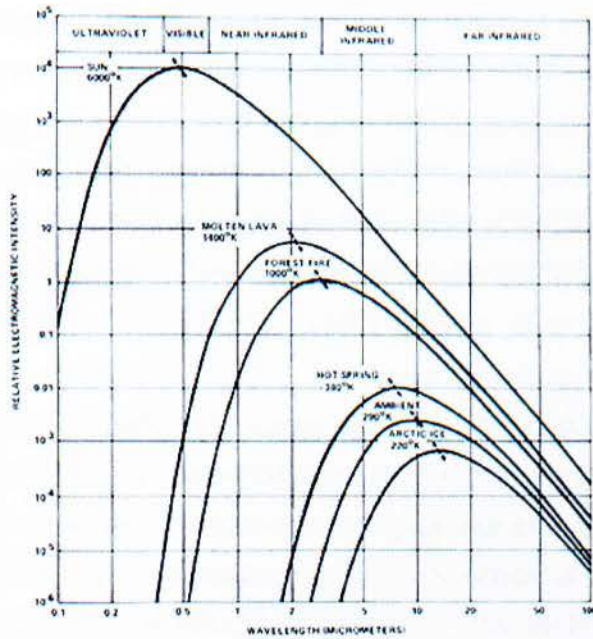
Εικόνα 3.3 Σύγκριση νόμων Rayleigh–Jeans και Wien με τον γενικό εμπειρικό τύπο του Planck

### 3.2.5 Νόμος μετατόπισης του Wien

Σύμφωνα με το νόμο μετατόπισης του Wien, η κατανομή της ακτινοβολούμενης ενέργειας από ένα μέλαν σώμα σε οποιαδήποτε θερμοκρασία, συναρτήσει του μήκους κύματος, έχει την ίδια ακριβώς μορφή με την κατανομή σε οποιαδήποτε άλλη θερμοκρασία, μετατοπισμένη κατά ένα συγκεκριμένο ποσό στην γραφική παράσταση. Η μέση ενέργεια σε κάθε συχνότητα, εξαρτάται μόνο από το συνδυασμό  $f/T$ . Σε όρους μήκους κύματος, αυτό μεταφράζεται στο ότι οι κατανομές τοποθετούνται σε μήκη κύματος που είναι ανάλογα του  $1/T$ . Υπάρχει λοιπόν μια αναλογία της κορυφής της κατανομής ακτινοβολούμενης ενέργειας με το  $1/T$ , η οποία δίνεται από την σχέση :

$$\lambda_{max} = \frac{b}{T} \quad (3.8)$$

όπου  $b$  είναι η σταθερά μετατόπισης του Wien και ισούται με  $2.897 \cdot 10^{-3} \text{ m} \cdot \text{K}$ . Στο παρακάτω σχήμα φαίνεται η μετατόπιση αυτή για διάφορα μήκη κύματος, που όπως φαίνεται είναι συγκεκριμένου ποσού.



Εικόνα 3.4 Μετατόπιση γραφήματος σύμφωνα με το νόμο Wien

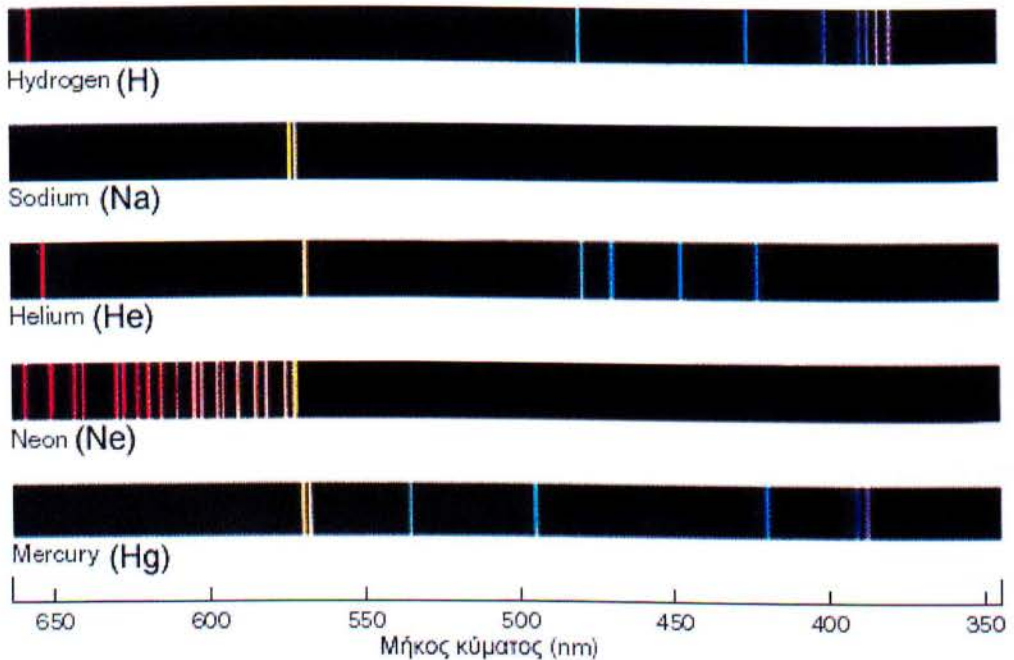
### 3.3 Φάσματα εκπομπής και απορρόφησης

Συνεχή φάσματα εκπομπής και απορρόφησης δίνουν τα διάπτρα στερεά και υγρά σώματα. Τα φάσματα αυτά δε διαφέρουν μεταξύ τους, οπότε η μελέτη τους δεν παρουσιάζει ενδιαφέρον, αφού δεν προσφέρουν καμία πληροφορία για τη χημική σύσταση του σώματος. Η μοναδική πληροφορία που δίνουν είναι για τη θερμοκρασία του υλικού. Γραμμικά φάσματα δίνουν τα αέρια ή οι ατμοί και το φάσμα τους αποτελείται από διακριτές χρωματιστές ή σκοτεινές γραμμές.

#### 3.3.1 Γραμμικά φάσματα εκπομπής

Το γραμμικό φάσμα εκπομπής ενός αερίου είναι χαρακτηριστικό του αερίου που το εκπέμπει και δεν υπάρχουν δύο διαφορετικά στοιχεία με το ίδιο φάσμα εκπομπής. Τα γραμμικά φάσματα εκπομπής είναι ιδιαίτερα πολύτιμα, αφού από αυτά μπορεί να βρεθεί η χημική σύσταση της ουσίας που το εκπέμπει. Η παρουσία μόνο μερικών χρωμάτων σε ένα φάσμα εκπομπής σημαίνει ότι εκπέμπεται ακτινοβολία σε μερικές μόνο συχνότητες. Κάθε μια από αυτές τις συχνότητες συνδέονται από την σχέση  $E_{\text{φωτονίου}} = h \cdot f$ .

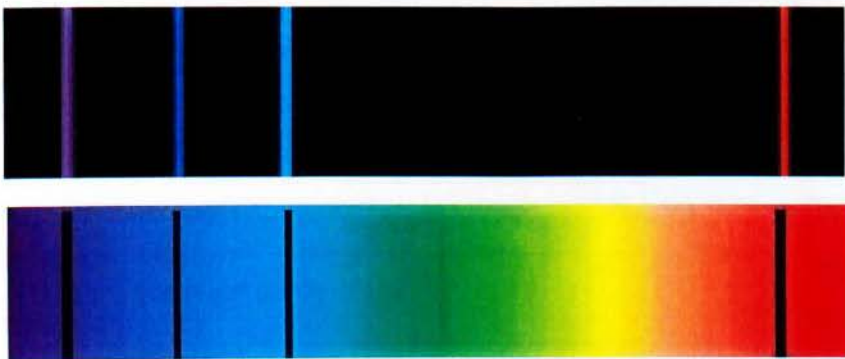
Όταν τα ηλεκτρόνια σε ένα άτομο διεγερθούν με κάποιο τρόπο, η επιπλέον ενέργεια τα ωθεί να μεταπηδήσουν σε υψηλότερες ενεργειακές στοιβάδες. Όταν αυτά τα ηλεκτρόνια επιστρέφουν στην θεμελιώδη κατάσταση, η ενέργεια αυτή εκπέμπεται με την μορφή φωτονίου, η συχνότητα του οποίου εξαρτάται



Εικόνα 3.5 Γραμμικά φάσματα εκπομπής αερίων

### 3.3.2 Γραμμικά φάσματα απορρόφησης

Το φάσμα της ακτινοβολίας, η οποία διέρχεται από διαφανές σώμα μετά την πρόσπτωση λευκού φωτός σε αυτό, ονομάζεται φάσμα απορρόφησης του σώματος. Στα φάσματα απορρόφησης ορισμένες περιοχές του συνεχούς φάσματος λείπουν και στη θέση τους εμφανίζονται σκοτεινές περιοχές. Οι σκοτεινές περιοχές οφείλονται στο ότι οι ακτίνες ορισμένων χρωμάτων έχουν απορροφηθεί κατά τη διέλευσή τους από το διαφανές σώμα. Όπως και στην περίπτωση των φασμάτων εκπομπής, γραμμικά φάσματα απορρόφησης δίνουν τα αέρια ή οι ατμοί. Τα γραμμικά φάσματα απορρόφησης αποτελούνται από ένα συνεχές φάσμα στο οποίο υπάρχουν σκοτεινές γραμμές. Οι σκοτεινές γραμμές στο φάσμα απορρόφησης εμφανίζονται σε εκείνες ακριβώς τις συχνότητες στις οποίες εμφανίζονται οι φωτεινές γραμμές του φάσματος εκπομπής του ίδιου αερίου ή ατμού. (Νόμος του Kirchhoff). Δηλαδή, κάθε αέριο (ή ατμός) απορροφά εκείνες μόνο τις ακτινοβολίες τις οποίες μπορεί να εκπέμπει.



Εικόνα 3.6 Γραμμικό φάσμα απορρόφησης σε σύγκριση με το αντίστοιχο εκπομπής



### 3.4 Θερμοκρασία χρώματος

Η θερμοκρασία χρώματος είναι ένα χαρακτηριστικό του ορατού φωτός, το οποίο έχει σημαντικές εφαρμογές σε πολλά πεδία ενδιαφέροντος, και συνδέεται με τους νόμους του Planck και της μετατόπισης του Wien. Η θερμοκρασία χρώματος μιας πηγής φωτός είναι η θερμοκρασία ενός ιδανικού μέλανος σώματος, που ακτινοβολεί φως σε παρόμοιες αποχρώσεις με αυτές της πηγής. Η θερμοκρασία χρώματος μετράται συμβατικά σε μονάδες απόλυτης θερμοκρασίας ( $^{\circ}K$ ). Οι υψηλότερες θερμοκρασίες χρώματος (5000  $^{\circ}K$  και πάνω) ονομάζονται ψυχρά χρώματα, ενώ χαμηλότερες θερμοκρασίες χρώματος (2700 με 3000  $^{\circ}K$ ) ονομάζονται θερμά χρώματα.

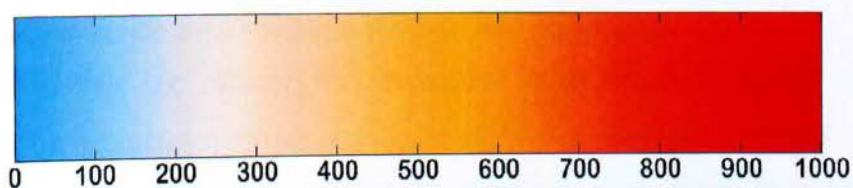
Θερμοκρασία ( $^{\circ}K$ )	Πηγή
1700	Φλόγα σπίρτου
1850	Φλόγα κεριού
2700-3300	Λάμπα φωτισμού
4100	Φεγγαρόφως
5000	Φως ξημερώματος
6500	Φως του ήλιου
9300	Οθόνη καθοδικού σωλήνα

Πίνακας 2 Θερμοκρασίες χρώματος διαφόρων πηγών

Όπως ειπώθηκε και πριν, το ιδανικό μέλαν σώμα είναι το μέτρο σύγκρισης για την θερμοκρασία χρώματος των άλλων πηγών ακτινοβολίας.

Για ένα μέλαν σώμα η θερμοκρασία χρώματος της θερμικής ακτινοβολίας ισούται με την επιφανειακή θερμοκρασία σε βαθμούς Kelvin. Μια θερμή επιφάνεια μπορεί να εκπέμπει θερμική ακτινοβολία αλλά να μην είναι μέλαν σώμα. Ως εκ τούτου, η θερμοκρασία χρώματος του φωτός δεν είναι η ακριβής θερμοκρασία επιφανείας της πηγής. Το φως μιας λάμπας πυρακτώσεως είναι θερμική ακτινοβολία και η λάμπα προσεγγίζει πολύ κοντά σε ένα ιδανικό μέλαν σώμα, οπότε η θερμοκρασία χρώματός της είναι ουσιαστικά η θερμοκρασία του νήματος. Πολλές άλλες πηγές φωτισμού, όπως οι λάμπες φθορισμού, εκπέμπουν φως με διαφορετικές διαδικασίες από αυτή της θερμικής ακτινοβολίας, οπότε και η εκπεμπόμενη ακτινοβολία δεν ακολουθεί το φάσμα ενός μέλανος σώματος. Για αυτές τις πηγές έχει οριστεί η συσχετισμένη θερμοκρασία χρώματος ( correlated color temperature, CCT), η οποία είναι η θερμοκρασία χρώματος ενός μέλανος σώματος που προσεγγίζει το φως μιας λάμπας σύμφωνα με την αντίληψη του ανθρώπινου ματιού.

Όσον αφορά τον ήλιο, το φως του αλλάζει χρώμα από κόκκινο και πορτοκαλί σε κίτρινο και λευκό, το οποίο εξαρτάται από την θέση του στον ουρανό. Η αλλαγή του χρώματος του ηλιακού φωτός είναι κυρίως αποτέλεσμα σκέδασης του φωτός, και δεν έχει σχέση με την ακτινοβολία μέλανος σώματος. Το μπλε χρώμα του ουρανού από την άλλη, οφείλεται στην σκέδαση Rayleigh που υφίσταται η ηλιακή ακτινοβολία από την ατμόσφαιρα, η οποία έχει την τάση να σκεδάζει το μπλε χρώμα περισσότερο από το κόκκινο. Το ηλιακό φως της ημέρας έχει ένα φάσμα παρόμοιο με αυτό ενός μέλανος σώματος θερμοκρασίας 6500 K όπως φαίνεται και στον προηγούμενο πίνακα.



Εικόνα 3.7 Αποχρώσεις θερμοκρασίας χρώματος

Για χρώματα που βασίζονται στο μέλαν σώμα, το μπλε προκύπτει σε υψηλότερες θερμοκρασίες, ενώ το κόκκινο αντίθετα εμφανίζεται σε χαμηλότερες ψυχρές θερμοκρασίες. Αυτό έρχεται σε αντίθεση με την λανθασμένη πεποίθηση ότι σε μεγάλες θερμοκρασίες τα σώματα έχουν κόκκινο χρώμα και σε χαμηλές έχουν μπλε χρώμα, καθώς όταν για παράδειγμα ανάβει μια φωτιά, το πρώτο χρώμα που εμφανίζεται, σε χαμηλότερες δηλαδή θερμοκρασίες, είναι το κόκκινο, ενώ όταν μεγαλώνει η θερμοκρασία η φλόγα έχει μπλε χρώμα.

## Κεφάλαιο 4<sup>ο</sup> : Γεωμετρική ανάλυση του φωτός

Στο 4<sup>ο</sup> κεφάλαιο μελετάμε την διάδοση του φωτός βάση της γεωμετρίας. Αναλύουμε τις αρχές της γεωμετρικής οπτικής και τους νόμους που βασίζονται σε αυτή. Στην συνέχεια προχωράμε στα κάτοπτρα, την ανάλυση των ειδών τους κ την σχέση τους με τα κυματικά φαινόμενα

### 4.1 Εισαγωγή

Το ηλεκτρομαγνητικό πεδίο που σχετίζεται με την διάδοση του ορατού φωτός, χαρακτηρίζεται από πολύ ταχείς ταλαντώσεις, ή αντιστοίχως από πολύ μικρά μήκη κύματος. Έτσι μια καλή προσέγγιση για την μελέτη των θεμάτων κυματικής διάδοσης είναι η παράβλεψη του πεπερασμένου του μήκους κύματος. Όπως έχει αποδειχτεί, μια τέτοια προσέγγιση είναι πλήρως αποδεκτή και βοηθά στην καλύτερη εξήγηση των φαινομένων.

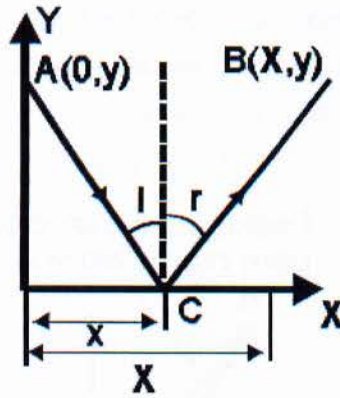
Ο κλάδος της οπτικής που θεωρεί το μήκος κύματος  $\lambda_0 \rightarrow 0$  είναι γνωστός ως γεωμετρική οπτική, καθώς σε αυτήν την προσεγγιστική μελέτη οι νόμοι της οπτικής μπορούν να χειριστούν με βάση την γεωμετρία. Η ενέργεια σε αυτήν την περίπτωση θεωρείται ότι μεταφέρεται από τις ακτίνες του φωτός.

## 4.2 Αρχές της γεωμετρικής οπτικής

Σε αυτήν την παράγραφο παρατίθενται η αρχή του Ήρωνος, η οποία ήταν η πρώτη απόπειρα μελέτης των φαινομένων του φωτός βάσει γεωμετρίας, και η αρχή του Fermat, οι οποίοι είναι τα κυριότερα εργαλεία στην μελέτη των φαινομένων που υφίσταται το φως κατά την μετάδοσή του, όσον αφορά στην γεωμετρική προσέγγιση αυτών.

### 4.2.1 Η αρχή του Ήρωνος

Από πολύ παλαιά οι φιλόσοφοι και οι επιστήμονες έδειξαν την τάση να περιορίσουν την πολλαπλότητα των φαινομένων της φύσης σ' ένα ελάχιστο σύνολο νόμων και αρχών . Στο έργο του Πλάτωνα π.χ είναι διάχυτη η εντύπωση της προσπάθειας κατανόησης του κόσμου μέσω εννοιών , όπως η απλότητα , η ομογένεια , η τάξη και η τελειότητα. Κάτι παρόμοιο σκέφθηκε στην περίπτωση του φωτός ο αρχαίος Έλληνας μηχανικός και γεωμέτρης, Ήρων της Αλεξάνδρειας (10 – 70 μ.Χ.). Ο Ήρωνας διατύπωσε την αρχή του ελαχίστου δρόμου, ότι δηλαδή το φως ακολουθεί την διαδρομή μεταξύ δύο σημείων που είναι η συντομότερη δυνατή, δηλαδή το φως ακολουθεί εκείνη την διαδρομή η οποία είναι ελαχίστου μήκους. Η αρχή του Ήρωνος διατυπώθηκε ως αποτέλεσμα δυο παρατηρήσεων α) ότι το φως διαδίδεται ευθύγραμμα σε ομογενές και ισότροπο μέσο και β) ότι η συντομότερη διαδρομή μεταξύ δύο σημείων είναι η ευθεία.



Εικόνα 4.1 Ανάκλαση σε κατοπτρική επιφάνεια

Με την χρήση της αρχής του Ήρωνα μπορούν να εξαχθούν οι νόμοι της ανάκλασης και της διάθλασης. Στην περίπτωση της ανάκλασης στο σχήμα 4.1 ο δρόμος που διανύει το φως είναι ο εξής :

$$L = AC + CB \Rightarrow L = (x^2 + y^2)^{1/2} + [(X - x)^2 + y^2]^{1/2} \quad (4.1)$$

Για να υπολογιστεί ο ελάχιστος δρόμος, πρέπει να βρεθεί η παράγωγος της διαδρομής και στην συνέχεια να εξισωθεί με μηδέν. Άρα ισχύει :

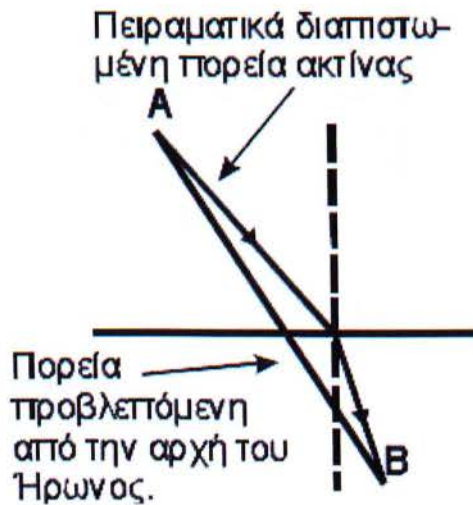
$$\frac{dL}{dx} = \frac{1}{2} (x^2 + y^2)^{-1/2} \cdot 2x + \frac{1}{2} [(X - x)^2 + y^2]^{-1/2} \cdot 2(X - x)(-1)$$

θέτοντας  $\frac{dL}{dx} = 0 \Rightarrow x(x^2 + y^2)^{-1/2} = (X - x)[(X - x)^2 + y^2]^{-1/2} \quad (4.2)$

Από την τελευταία σχέση προκύπτει ο νόμος της ανάκλασης αφού ισούται με

$$\sin i = \sin r \Rightarrow i = r \quad (4.3)$$

Παρόλη την επιτυχία στην ανάκλαση για την αρχή του Ήρωνα όπως φάνηκε παραπάνω, δεν συμβαίνει το ίδιο για το φαινόμενο της διάθλασης.



Εικόνα 4.2 Η λανθασμένη εκτίμηση για την διάθλαση σύμφωνα με την αρχή του Ήρωνα

Όπως φαίνεται και στο σχήμα 4.2, η πειραματικά διαπιστωμένη πορεία της φωτεινής ακτίνας, απέχει πάρα πολύ από την προβλεπόμενη σύμφωνα με τον Ήρωνα πορεία.

#### 4.2.2 Η αρχή του Fermat

Υπάρχουν δύο διατυπώσεις της αρχής του Fermat, οι οποίες όπως αποδεικνύεται είναι ισοδύναμες. Η πρώτη είναι η αρχή του ελαχίστου χρόνου, σύμφωνα με την οποία η διαδρομή που ακολουθεί το φως από ένα σημείο σε ένα άλλο είναι εκείνη που απαιτεί τον ελάχιστο χρόνο. Η δεύτερη διατύπωση είναι η αρχή των ελαχίστων διαφορών σύμφωνα με την οποία μια ακτίνα φωτός ακολουθεί την διαδρομή που αντιστοιχεί στον ελάχιστο οπτικό δρόμο, σε σύγκριση με εκείνους γειτονικών ισοδύναμων διαδρομών. Για την κατανόηση της δεύτερης διατύπωσης απαιτείται ο ορισμός του οπτικού δρόμου.

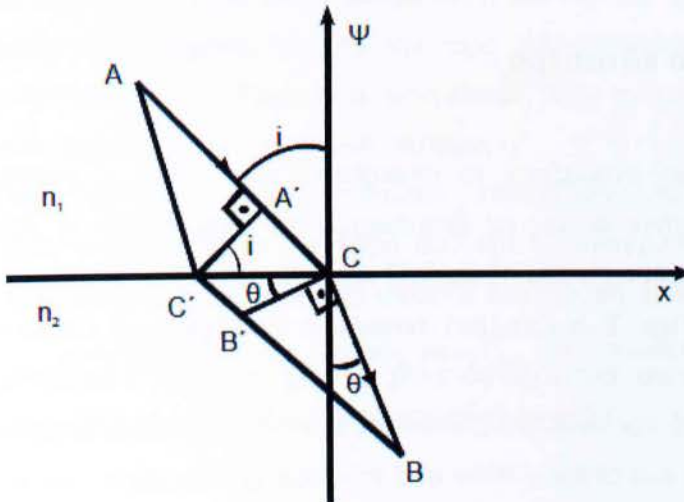
Οπτικός δρόμος : έστω μια φωτεινή ακτίνα που μεταβαίνει από ένα σημείο A σε ένα σημείο B διανύοντας τις διαδρομές  $s_1, s_2, s_3, \dots, s_l$  μέσα σε περιοχές με απόλυτους δείκτες διάθλασης (δ.δ)  $n_1, n_2, n_3, \dots, n_l$ . Ο ολικός χρόνος της διαδρομής θα είναι :

$$t_{o\lambda} = \sum_{i=1}^v t_i = \sum_{i=1}^v \frac{s_i}{c/n_i} \Rightarrow t_{o\lambda} = c^{-1} \sum_{i=1}^v n_i s_i \quad (4.4)$$

Η παράσταση  $\sum_{i=1}^v n_i s_i$  καλείται οπτικός δρόμος. Με βάση την αρχή του Fermat πρέπει λοιπόν

$$t_{o\lambda} = \min \Rightarrow (O.\Delta.) = \min \quad (4.5)$$

Ο νόμος της ανάκλασης προκύπτει και με την εφαρμογή της αρχής του ελάχιστου οπτικού δρόμου, αλλά εκεί που διαφέρει σε σχέση με την αρχή του Ήρωνα είναι η εφαρμογή της στην διάθλαση. Έστω ότι ισχύει η κλασική εικόνα της διάθλασης που μελετήθηκε στο πρώτο κεφάλαιο, όπως φαίνεται και στο επόμενο σχήμα 4.3.



Εικόνα 4.3 Εφαρμογή της αρχής Fermat στην διάθλαση



Έστω ότι τα σημεία C και C' είναι πολύ κοντά μεταξύ τους, οπότε οι γωνίες C'ĀC και C'ĔC είναι πολύ μικρές. Από το σχήμα προκύπτει ως εκ τούτου ότι AA'=AC' και BC=BB'. Βάσει της διατύπωσης της αρχής Fermat, ότι δηλαδή ο ελάχιστος οπτικός δρόμος είναι περίπου ίσος για ένα σύνολο γειτονικών οπτικών δρόμων, ο οπτικός δρόμος για τις διαδρομές ACB και AC'B θα είναι ίσος δηλαδή :

$$(O.Δ.)_C = (O.Δ.)_{C'} \quad (4.6)$$

Κατά συνέπεια προκύπτει :

$$n_1(AC) + n_2(CB) = n_1(AC') + n_2(C'B) \Rightarrow$$

$$n_1(AA') + n_1(A'C) + n_2(CB) = n_1(AC') + n_2(C'B') + n_2(B'B) \Rightarrow$$

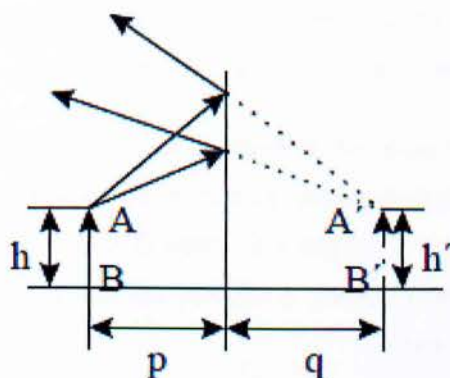
$$n_1(A'C) = n_2(C'B') \Rightarrow n_1(C'C \sin i) = n_2(C'C \sin \theta) \Rightarrow n_1 \sin i = n_2 \sin \theta$$

Αποδείχθηκε δηλαδή ο νόμος του Snell για την διάθλαση.

### 4.3 Επίπεδα κάτοπτρα

Κάτοπτρο ονομάζεται το αντικείμενο του οποίου η επιφάνεια του ανακλά τις ακτίνες φωτός με αποτέλεσμα να σχηματίζεται το είδωλο του περιβάλλοντα χώρου πάνω σε αυτή. Ο πιο γνωστός τύπος κατόπτρου είναι το επίπεδο κάτοπτρο. Ένα γραμμικό αντικείμενο που βρίσκεται μπροστά σε ένα επίπεδο κάτοπτρο, εκπέμπει φωτεινές ακτίνες, οι οποίες ανακλώνται από το κάτοπτρο. Μετά την ανάκλαση οι ακτίνες εξακολουθούν να αποκλίνουν, αλλά οι προεκτάσεις των ακτίνων πίσω από το κάτοπτρο, προκύπτει ότι συγκλίνουν όλες στο ίδιο σημείο. Στο σημείο που συγκλίνουν οι ακτίνες πίσω από το κάτοπτρο, σχηματίζεται το είδωλο του αντικειμένου. Στο σχήμα 4.4 φαίνεται

ένα αντικείμενο μπροστά από ένα επίπεδο κάτοπτρο και ο σχηματισμός του ειδώλου πίσω από αυτό.



Εικόνα 4.4 Ανάκλαση σε επίπεδο κάτοπτρο

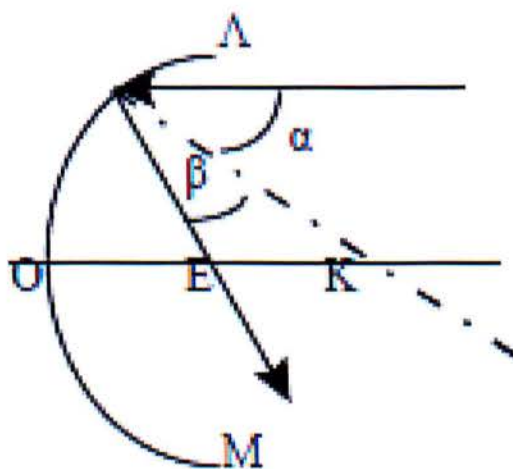
Όπως φαίνεται από το σχήμα, η απόσταση του αντικειμένου από το κάτοπτρο είναι ίση με  $p$ , ενώ η απόσταση του ειδώλου είναι ίση με  $q$ .

Τα είδωλα μπορεί να είναι πραγματικά ή φανταστικά. Ένα είδωλο είναι πραγματικό, όταν σχηματίζεται από την τομή των πραγματικών φωτεινών ακτίνων. Αντίστοιχα, ένα είδωλο είναι φανταστικό, όταν σχηματίζεται από την τομή των προεκτάσεων των φωτεινών ακτίνων.

Στην περίπτωση των επιπέδων κατόπτρων, το είδωλο που σχηματίζεται απέχει από το κάτοπτρο όσο και το πραγματικό αντικείμενο. Είναι φανταστικό και όρθιο, ενώ έχει υποστεί αναστροφή δεξιού - αριστερού. Γενικά, ως μεγένθυση ορίζεται ο λόγος  $m = \frac{h'}{h}$ , στην περίπτωση όμως του επιπέδου κατόπτρου η μεγένθυση είναι ίση με τη μονάδα.

## 4.4 Σφαιρικά κάτοπτρα

Στην περίπτωση που η ανακλώσα επιφάνεια δεν είναι πλέον επίπεδη, αλλά αποτελεί τμήμα σφαίρας, το κάτοπτρο ονομάζεται σφαιρικό. Ένα τέτοιο κάτοπτρο φαίνεται στο σχήμα 4.5, όπου Ο είναι η κορυφή του κατόπτρου, Κ είναι το κέντρο της σφαίρας ή αλλιώς κέντρο καμπυλότητας, ΚΟ ο κύριος άξονας, Ε η κύρια εστία.



Εικόνα 4.5 Σφαιρικό κάτοπτρο

Κάθε παράλληλη ακτίνα που προσπίπτει στο σφαιρικό κάτοπτρο, ανακλώμενη διέρχεται από την κύρια εστία. Αν η ακτίνα του κύκλου είναι R, δηλαδή  $(OK) = R$ , τότε η εστιακή απόσταση από το κάτοπτρο είναι ίση με  $f = \frac{R}{2}$ .

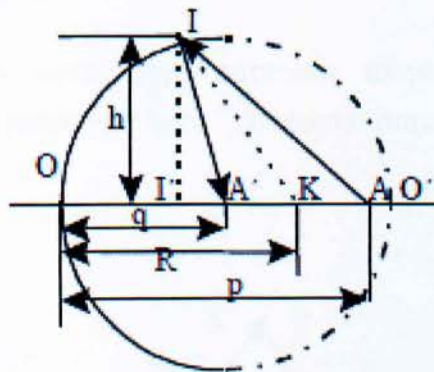
Όταν το αντικείμενο πλησιάζει προς την εστία, το ανεστραμμένο πραγματικό είδωλο κινείται προς τα αριστερά. Όταν το αντικείμενο είναι πάνω

στην εστία, το είδωλο είναι αριστερά στο άπειρο. Όταν το αντικείμενο είναι ανάμεσα στην εστία και την κορυφή, το είδωλο είναι φανταστικό και όρθιο. Όταν το αντικείμενο είναι φανταστικό το είδωλο είναι πραγματικό.

Στην περίπτωση των κυρτών κατόπτρων, το είδωλο ενός πραγματικού αντικείμενου είναι πάντοτε φανταστικό και όρθιο. Όταν η απόσταση του αντικειμένου αυξάνεται, το φανταστικό είδωλο μικραίνει και τείνει προς την εστία.

#### 4.4.1 Κοίλα κάτοπτρα

Κοίλα σφαιρικά κάτοπτρα ονομάζονται εκείνα που οι ακτίνες ανακλώνται σε κοίλη επιφάνεια, στην εσωτερική επιφάνεια δηλαδή της σφαίρας. Για την απόδειξη της σχέσης μεταξύ των αποστάσεων αντικειμένου και ειδώλου, θα χρησιμοποιηθεί η αρχή του Fermat.



Εικόνα 4.6 Κοίλο κάτοπτρο

Λόγω ισοδυναμίας των γειτονικών οπτικών δρόμων θα ισχύει :

$$n(AI) + n(IA') = n(AO) + n(OA') \quad (4.7)$$

Από το σχήμα προκύπτει ότι  $AI = AI' + \frac{h^2}{2p}$  και  $A'I = A'I' + \frac{h^2}{2q}$  (4.8)

Επίσης από το σχήμα  $h^2 = OI' \cdot I'O' \Rightarrow OI' = \frac{h^2}{I'O'} = \frac{h^2}{2R}$  (4.9)

Άρα από την αρχή του Fermat (σχέση 4.7) προκύπτει :

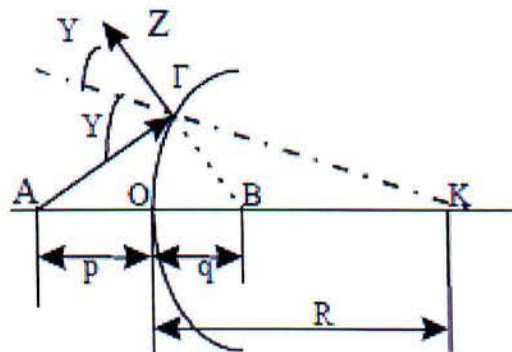
$$AI + IA' = AO' + OA' \Rightarrow AI' + \frac{h^2}{2p} + A'I' + \frac{h^2}{2q} = AO + OA' \Rightarrow \frac{h^2}{2p} + \frac{h^2}{2q} =$$

$$(AO - AI') + (OA' - A'I') = 2OI' \Rightarrow \frac{h^2}{2p} + \frac{h^2}{2q} = \frac{h^2}{2R} \Rightarrow$$

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{q} = \frac{2}{R} \quad (4.10)$$

#### 4.4.2 Κυρτά κάτοπτρα

Κυρτά σφαιρικά κάτοπτρα ονομάζονται εκείνα που οι ακτίνες ανακλώνται σε κυρτή επιφάνεια, στην εξωτερική επιφάνεια δηλαδή της σφαίρας.



#### Εικόνα 4.7 Κυρτό κάτοπτρο

Στην περίπτωση των κυρτών κατόπτρων, ο τύπος 4.10 παίρνει την μορφή :

$$\frac{1}{p} - \frac{1}{q} = -\frac{2}{R} \quad (4.11)$$

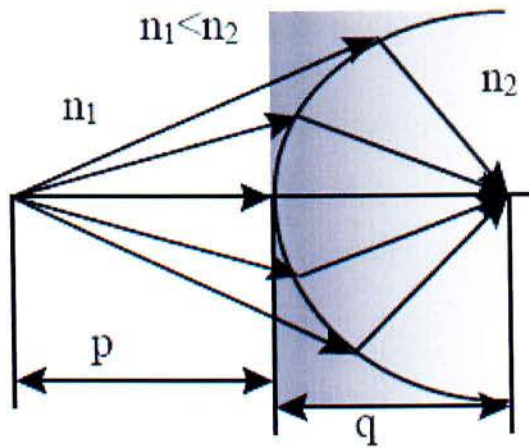
#### 4.4.3 Μεγέθυνση στα σφαιρικά κάτοπτρα

Ο λόγος του ύψους  $A'B'$  του ειδώλου δια του ύψους  $AB$  του αντικειμένου ονομάζεται (εγκάρσια) μεγέθυνση  $m$ . Όταν το είδωλο είναι μικρότερο του αντικειμένου, τότε η μεγέθυνση θα είναι μικρότερη της μονάδας, δηλαδή έχουμε σμίκρυνση. Από τα παραπάνω σχήματα φαίνεται ότι η μεγέθυνση θα είναι ανάλογη της απόστασης του ειδώλου από το οπτικό κέντρο και αντιστρόφως ανάλογη της απόστασης του αντικειμένου από το οπτικό κέντρο, δηλαδή ισχύει :

$$m = \frac{A'B'}{AB} = \frac{q}{p} \quad (4.12)$$

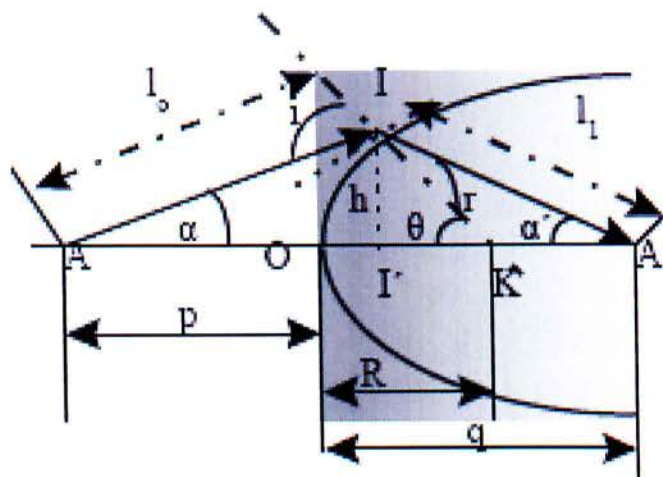
#### 4.5 Σφαιρικά δίοπτρα

Έστω δύο διαφανή μέσα, που έχουν δείκτες διάθλασης  $n_1$  και  $n_2$ , αντίστοιχα και χωρίζονται από σφαιρική επιφάνεια ακτίνας  $R$ . Μια τέτοια διάταξη ονομάζεται σφαιρικό δίοπτρο και τα είδωλα σχηματίζονται από την διάθλαση, την οποία μπορούν να υποστούν οι φωτεινές ακτίνες όταν διέρχονται από το ένα υλικό στο άλλο. Ένα τέτοιο δίοπτρο φαίνεται στο επόμενο σχήμα :



Εικόνα 4.8 Σφαιρικό δίοπτρο

Η απόσταση  $p$  είναι η απόσταση του αντικείμενου από την σφαιρική επιφάνεια, και η  $q$  είναι η απόσταση του ειδώλου. Οι ακτίνες που εκπέμπει το αντικείμενο, διαθλώνται και εστιάζονται σε ένα σημείο  $I$  που σχηματίζεται το είδωλο. Για να προκύψει ο τύπος του σφαιρικού δίοπτρου, γίνεται μια αναλυτικότερη παράθεση της διάταξης στο σχήμα 4.9.



Εικόνα 4.9 Αναλυτική διάταξη σφαιρικού δίοπτρου

Από το νόμο διάθλασης στο σημείο I προκύπτει :  $n_1 \sin i = n_2 \sin r$  (4.13)

Επίσης ισχύει :

$$\begin{aligned} AI &\approx AO = p \quad , \\ AI' &\approx AO' = q \quad , \\ KI &\approx KO = R \end{aligned}$$

Από το σχήμα  $\hat{i} = \hat{\alpha} \mid \hat{\theta} = \frac{II'}{AI'} \mid \frac{II'}{KI'} \cong \frac{h}{p} \mid \frac{h}{R}$  (4.14)

και  $\hat{r} = \hat{\theta} - \hat{\alpha}' = \frac{II'}{AI'} + \frac{II'}{KI'} = \frac{h}{p} - \frac{h}{q}$  (4.15)

με την προϋπόθεση ότι οι γωνίες είναι μικρές οπότε ισχύει :  $\sin w \cong w$  . Οπότε η σχέση 4.13 γίνεται :  $n_1 \hat{i} = n_2 \hat{r}$  (4.16)

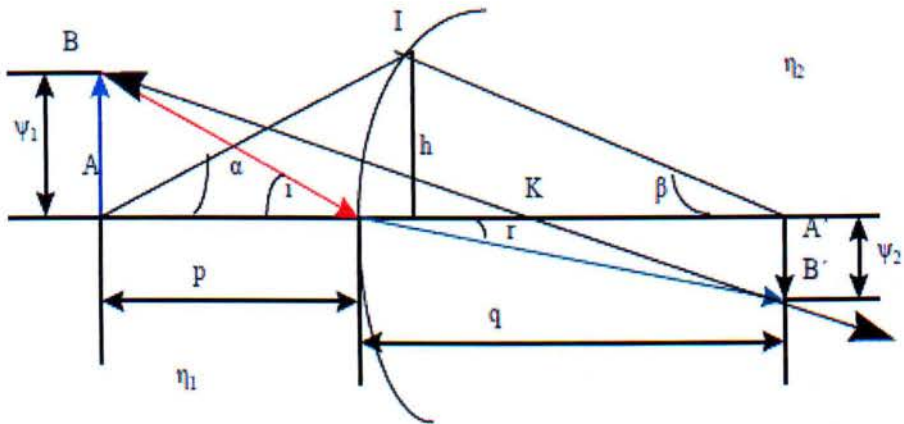
η οποία λόγω των 4.14 και 4.15 γίνεται ως εξής :

$$n_1 \left( \frac{h}{p} - \frac{h}{R} \right) = n_2 \left( \frac{h}{R} - \frac{h}{q} \right) \Rightarrow \frac{n_1}{p} + \frac{n_2}{q} = \frac{n_2 - n_1}{R} \quad (4.17)$$

#### 4.5.1 Μεγέθυνση μέσω σφαιρικού δίοπτρου

Ο νόμος της διάθλασης για μικρές γωνίες είναι η σχέση 4.16. Επίσης θεωρείται ότι εκτός από το ημίτονο και η εφαπτομένη μιας γωνίας ισούται με τη γωνία, εκφρασμένη σε ακτίνια.





Εικόνα 4.10 Μεγέθυνση μέσω σφαιρικού δίοπτρου

Από το σχήμα επομένως προκύπτει :

$$n_1 \frac{\psi_2}{p} = n_2 \frac{\psi_2}{q} \rightarrow n_1 \frac{\psi_2 h}{p} = n_2 \frac{\psi_2 h}{q} \Rightarrow n_1 \psi_1 \alpha = n_2 \psi_2 \beta \quad (4.18)$$

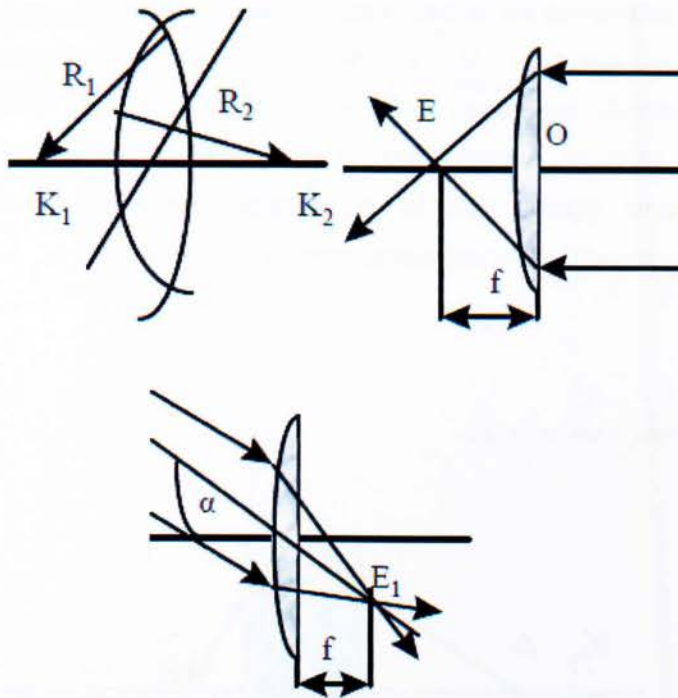
η οποία ονομάζεται εξίσωση Helmholtz. Από την σχέση αυτή προκύπτουν :

η εγκάρσια μεγέθυνση  $M_T = \frac{\psi_2}{\psi_1} = \frac{n_1 q}{n_2 p} \quad (4.19)$

και η γωνιακή μεγέθυνση  $M_\alpha = \frac{\beta}{\alpha} \quad (4.20)$

## 4.6 Φακοί

Ως φακό ορίζεται κάθε διαφανές σώμα, που περιορίζεται από δύο σφαιρικές επιφάνειες ή από μία σφαιρική και μία επίπεδη επιφάνεια. Οι φακοί διακρίνονται ως προς το πάχος τους σε λεπτούς και παχείς. Ένας φακός είναι λεπτός, όταν το πάχος του, μετρούμενο πάνω στον κύριο άξονα, είναι μικρό συγκρινόμενο με την ακτίνα καμπυλότητας του, κατά τρόπο τέτοιο, ώστε να θεωρείται αμελητέο.

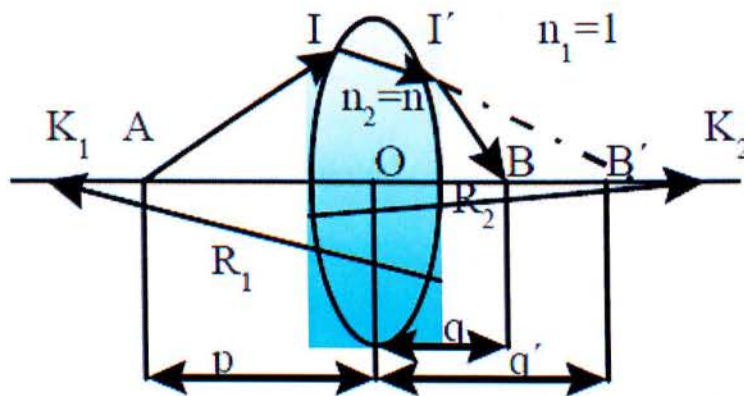


Εικόνα 4.11 Φακός και τα χαρακτηριστικά του

Στο σχήμα 4.11 φαίνονται οι δύο ακτίνες καμπυλότητας  $R_1$  και  $R_2$ . Ως κύριο άξονα ορίζεται η ευθεία που ενώνει τα δύο κέντρα καμπυλότητας  $K_1$  και  $K_2$ . Στο ίδιο σχήμα σημειώνεται το σημείο  $O$ , που ονομάζεται οπτικό κέντρο του φακού. Κάθε ευθεία που περνάει υπό κλίση ως προς τον κύριο άξονα από το οπτικό κέντρο, ονομάζεται δευτερεύων άξονας. Αν πάνω στο συγκλίνοντα φακό προσπέσει δέσμη ακτίνων φωτός παράλληλη προς τον κύριο άξονα, τότε όταν αυτή αναδυθεί από το φακό θα συγκλίνει σε ένα σημείο  $E$ , το οποίο καλείται κύρια εστία του φακού. Δεδομένου ότι στο σημείο  $E$  συγκλίνουν πραγματικές ακτίνες και όχι οι προεκτάσεις αυτών, λέμε ότι το σημείο  $E$  αποτελεί πραγματική εστία. Ένας συγκλίνων φακός, για παράδειγμα, έχει δύο κύριες πραγματικές εστίες, συμμετρικές ως προς το οπτικό κέντρο. Εάν δέσμη φωτεινών ακτίνων προσπέσει παράλληλα προς δευτερεύοντα άξονα, τότε όταν αυτή αναδυθεί συγκεντρώνεται σε ένα σημείο  $E_1$ , που καλείται δευτερεύουσα εστία. Με μεταβολή της διεύθυνσεως της δέσμης, υπό την προϋπόθεση ότι η γωνία  $\alpha$  είναι μικρή, επιτυγχάνονται άπειρες δευτερεύουσες

εστίες, οι οποίες κείνται σε μία μικρή επιφάνεια κάθετη στον κύριο άξονα και η οποία τέμνει τον κύριο άξονα στην κύρια εστία.. Το επίπεδο αυτό καλείται εστιακό επίπεδο του φακού. Κάθε ακτίνα που προσπίπτει πάνω στο φακό και διέρχεται από τη δευτερεύουσα εστία, αναδύεται παράλληλα προς τον δευτερεύοντα άξονα. Ορίζεται ως εστιακή απόσταση  $f$  ενός φακού, η απόσταση της κύριας εστίας αυτού από το οπτικό κέντρο.

#### 4.6.1 Τύπος των φακών



Εικόνα 4.12 Σχηματισμός ειδώλου σε φακό

Έστω ότι η αριστερή σφαιρική επιφάνεια έχει ακτίνα καμπυλότητας  $R_2$  και η δεξιά  $R_1$ . Το είδωλο του A αν δεν υπήρχε η σφαιρική επιφάνεια ακτίνας  $R_1$  θα σχηματιζόταν, μέσω της σφαιρικής επιφάνειας  $R_2 > 0$ , σε απόσταση  $q'$ , οπότε από τον τύπο των σφαιρικών διόπτρων προκύπτει  $\frac{1}{p} + \frac{1}{q'} = \frac{n-1}{R_2}$ , αφού αριστερά και δεξιά από το φακό υπάρχει αέρας με δείκτη διάθλασης ίσο με ένα, ενώ ο απόλυτος δείκτης διάθλασης του υλικού του φακού είναι ίσος με  $n$ . Το είδωλο στη θέση  $q'$  συνιστά ωστόσο, φανταστικό αντικείμενο για το δεύτερο κοίλο δίοπτρο ( $R_1 < 0$ ). Συνεπώς θα προκύψει ένα τελικό είδωλο, του οποίου η απόσταση  $q$  από το οπτικό κέντρο

του φακού θα ικανοποιεί τη σχέση:  $\frac{n}{-q'} + \frac{1}{q} = \frac{1-n}{-R_1}$  . Προσθέτοντας τις δύο σχέσεις προκύπτει ο κατασκευαστικός τύπος των φακών :

$$\frac{1}{p} + \frac{1}{q} = (n - 1) \left( \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (4.21)$$

## Αναφορές

- [1] Sears and Zemansky's University Physics with Modern Physics, 12<sup>th</sup> edition, Hugh D. Young, Roger A. Freedman, A. Lewis Ford, Pearson Education, Inc., 2008
- [2] The Feynman Lectures on Physics, Richard P. Feynman, Robert B. Leighton, Matthew Sands, Addison-Wesley Publishing Company Inc., 1964
- [3] Principles of Optics, 6<sup>th</sup> edition, Max Born, Emil Wolf, Pergamon Press Ltd., 1980
- [4] Physics for Scientists and Engineers, 6<sup>th</sup> edition, Raymond A. Serway, John W. Jewett, Thomson Higher Education, 2004
- [5] Huygens' principle and integrability. Russian Mathematical Surveys, 49:6, 5-77, Berest, Yu.Yu., Veselov, A.P., 1994
- [6] Κβαντομηχανική, Τρισδιάστατα προβλήματα, Κβαντική θεωρία της ύλης, Στέφανος Λ. Τραχανάς, Πανεπιστημιακές Εκδόσεις Κρήτης, 1990
- [7] Fundamental University Physics, II Fields and Waves, M. Alonso and E Firm, Addison & Wesley, 1975
- [8] Κυματική - Οπτική, Χ. Λόντος, Εκδόσεις Εθνικού και Καποδιστριακού Πανεπιστημίου Αθηνών, 1994