



**ΤΕΙ ΚΡΗΤΗΣ – ΠΑΡΑΡΤΗΜΑ ΧΑΝΙΩΝ**  
**ΤΜΗΜΑ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΚΗΣ**

**"Οπτοηλεκτρονικές διατάξεις"**



**Πτυχιακή εργασία των :**

**Κρικέλη Θωμά  
Ιντζέ Στέφανου**

**Επιβλέπων : Δρ (Ph.D.) Πετρίδης Κωνσταντίνος**  
**Καθηγητής Εφαρμογών**

Χανιά, Μάιος 2010

## Κεφάλαιο 2

### Οι ηλεκτρονικές και οπτικές ιδιότητες των υλικών των συσκευών

#### 2.1 Εισαγωγή

Μία έκθεση πάνω στις οπτοηλεκτρικές συσκευές οφείλει να περιλαμβάνει τις φυσικές ιδιότητες των υλικών από τα οποία είναι κατασκευασμένες οι συσκευές. Εδώ, οι ιδιότητες με την μεγαλύτερη σημασία είναι αυτές των ηλεκτρονίων στα κρυσταλλικά στερεά, όμως και η αλληλεπίδραση μεταξύ των ηλεκτρονίων και των ατόμων μέσα στο κρυσταλλικό πλέγμα είναι επίσης σημαντικές. Αυτό δείχνει ότι θα πρέπει επίσης να κατανοήσουμε και την δυναμική αυτών καθαυτών των ατόμων. Ο συνδυασμός αυτών των μικροσκοπικών επιδράσεων είναι υπεύθυνος για τον καθορισμό των μακροσκοπικών οπτικών και ηλεκτρικών ιδιοτήτων των στερεών και σε αυτό το κεφάλαιο θα δώσουμε το απαραίτητο υπόβαθρο σε αυτά τα ζητήματα. Οι ηλεκτρικές και οπτικές ιδιότητες των υγρών κρυστάλλων είναι διαφορετικές και αναφέρονται στο Κεφάλαιο 5. Η γραμμική και μη κρυσταλλική οπτική συζητούνται με όρους μακροσκοπικής θεωρίας στο Κεφάλαιο 6.

Το παρόν κεφάλαιο ξεκινά με μια «κλασσική» θεώρηση της ηλεκτρικής αγωγιμότητας των στερεών, στην οποία τα ηλεκτρόνια θεωρούνται ως φορτισμένα σωματίδια που ακολουθούν τους νόμους του Νεύτωνα για την κίνηση και η ηλεκτρική αντίσταση θεωρείται να προέρχεται από τις συγκρούσεις με το δονούμενο πλέγμα ή/και τις προσμίξεις. Παρότι είναι πολύ απλό, αυτό το μοντέλο είναι πολύ χρήσιμο και θεμελιώδες. Η θεωρία αρχικά εφαρμόζεται σε «σταθερές» ή χαμηλής συχνότητας καταστάσεις αλλά μπορεί εύκολα να επεκταθεί σε υψηλές συχνότητες, όπου με κατάλληλες προσεγγίσεις, λαμβάνεται ένας πρώτος χειρισμός των οπτικών ιδιοτήτων. Αυτό είναι ιδιαίτερα χρήσιμο για το αντικείμενο της διασποράς – της συχνότητας εξάρτησης του δείκτη διάθλασης.

Η κλασσική θεωρία δεν παρέχει μία μέθοδο για την πρόβλεψη των φυσικών συχνοτήτων των ταλαντώσεων τις οποίες απαιτεί το μοντέλο των δεσμευμένων ηλεκτρονίων. Θεωρείται απλά ότι είναι μία τιμή « $\omega_0$ ». Για να προβλεφθούν αυτές οι συχνότητες για τα στερεά πρέπει να χρησιμοποιήσουμε κβαντική μηχανική και αυτό είναι κάτι που συζητείται παρακάτω στο τμήμα 2.3.

##### 2.1.1 Κλασσική (Drude) Αγωγιμότητα

Το 1900 ο P. Drude πρότεινε μία θεωρία για να εξηγήσει την θερμική και ηλεκτρική αγωγιμότητα των μετάλλων. Σε αυτό το μοντέλο τα εξωτερικού σθένους αρνητικά φορτισμένα ηλεκτρόνια των ατόμων των μετάλλων, θεωρείται ότι κινούνται ελεύθερα γύρω από ένα σταθερό πλέγμα από θετικά ιόντα, σχηματίζοντας έτσι ένα «νέφος» από αγώγιμα ηλεκτρόνια, τα οποία μεταχειρίζονται κατόπιν με τις μεθόδους της κινητικής θεωρίας. Επομένως, τα ηλεκτρόνια θεωρούνται σαν κλασσικά σωματίδια τα οποία έχουν τυχαίες θερμικές ταχύτητες απουσία ενός εφαρμοσμένου πεδίου, έτσι ώστε η μέση ταχύτητα και κατ'επέκταση και το καθαρό ρεύμα να είναι ίσο με το μηδέν. Όταν εφαρμόζεται ένα ηλεκτρικό πεδίο, κάθε ηλεκτρόνιο επιταχύνεται στην κατεύθυνση του πεδίου μέχρι να υποστεί μια σύγκρουση (θεωρείται από τον Drude ότι είναι μια σύγκρουση με το πλέγμα), μετά την οποία η ταχύτητά του γίνεται πάλι τυχαία.

Θεωρείστε ένα σταθερό ρεύμα  $I$  το οποίο διαρρέει ένα τμήμα ενός αγώγιμου υλικού μήκους  $L$  και διατομής  $A$ . Από τον νόμο του Ohm η αντίσταση  $R$  δίνεται από το  $R=V/I$ , όπου  $V$  είναι η διαφορά τάσης μεταξύ των άκρων του αγωγού. Η  $R$  είναι

μια συνάρτηση των διαστάσεων του δείγματος και είναι σύνηθες να απομακρύνεται αυτή η εξάρτηση με τον ορισμό μιας ειδικής αντίστασης  $\rho$ , τέτοια ώστε (2.1), όπου  $E$  είναι το ηλεκτρικό πεδίο σε ένα σημείο του αγωγού και  $j$  είναι η πυκνότητα του ρεύματος (το ρεύμα που περνάει μέσα από την μονάδα της κάθετης επιφάνειας στην ροή του φορτίου). Τόσο το  $E$  (μονάδες  $V\ m^{-1}$ ) όσο και το  $j$  ( $A\ m^{-2}$ ) είναι διανύσματα και το  $\rho$  ( $\Omega m$ ) είναι, γενικά, τανυστής. Στη περίπτωση της ομοιογενούς ροής ρεύματος, το  $E$  σχετίζεται με την πτώση τάσης  $V$  μέσω της σχέσης  $V=EL$  και το  $j$  είναι απλά  $I/A$ , έτσι ώστε  $\rho=RA/L$ . Μερικές φορές είναι πιο βολικό να εργαζόμαστε με το αντίστροφο της ειδικής αντίστασης, το οποίο είναι γνωστό ως αγωγιμότητα,  $\sigma$ , και έτσι η εξίσωση 2.1 γίνεται: (2.2).

Τόσο η αγωγιμότητα όσο και η ειδική αντίσταση είναι ανεξάρτητες από τις διαστάσεις του δείγματος.

Τώρα επιχειρούμε να γράψουμε την εξίσωση 2.2 με όρους μικροσκοπικών ποσοτήτων. Μπορούμε να γράψουμε την πυκνότητα του ρεύματος (2.3), όπου  $\langle v \rangle$  είναι η μέση ηλεκτρονική ταχύτητα και  $n$  είναι η πυκνότητα ηλεκτρονίου. Το αρνητικό σημείο προκύπτει επειδή το φορτίο του ηλεκτρονίου είναι αρνητικό. Απουσία πεδίου, το  $v$  είναι μηδέν, αλλά όταν εφαρμόζεται ένα ηλεκτρικό πεδίο, τα ηλεκτρόνια αποκτούν μια μέση ταχύτητα στην αντίθετη κατεύθυνση του πεδίου, γνωστή ως ταχύτητα ρεύματος ( $v_D$ ). Η επίδραση του πεδίου σε ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο παραγάγει μια επιτάχυνση, (όπου  $m$  είναι η μάζα του ηλεκτρονίου), οπότε ερμηνεύουμε την σταθερή φύση του ρεύματος που προκύπτει υποθέτοντας αυθαίρετα ότι τα ηλεκτρόνια υπόκεινται σε συχνές συγκρούσεις που τυχαιοποιούν την ταχύτητά τους. Αυτό περιγράφεται από ένα χρόνο χαλάρωσης ή διάχυσης,  $\tau$ , ο οποίος ορίζεται ως ο μέσος ελεύθερος χρόνος μεταξύ των συγκρούσεων. Αν θεωρήσουμε ένα ηλεκτρόνιο του οποίου η ταχύτητα είναι  $v_0$ , αμέσως μετά τη σύγκρουση, τότε μετά από έναν επιπλέον χρόνο  $t$ , η ταχύτητα του  $v$  θα είναι  $v_0 - eEt/m$  εξαιτίας της επίδρασης του ηλεκτρικού πεδίου. Επειδή η  $v_0$  είναι τυχαία, δεν συνεισφέρει στην μέση ηλεκτρονική ταχύτητα  $\langle v \rangle$ , η οποία επομένως είναι απλά μια μέση τιμή του όρου  $-eEt/m$  και έχουμε: (2.4), από τον ορισμό του χρόνου διάχυσης. Αντικαθιστώντας αυτό στην εξίσωση 2.3 και συγκρίνοντας την με την 2.2 έχουμε τελικά την ακόλουθη έκφραση της αγωγιμότητας: (2.5).

Η θεωρία αυτή δεν κάνει καμία πρόβλεψη για το μέγεθος του χρόνου διάχυσης. Η σύγκριση με πειραματικές μετρήσεις της αγωγιμότητας δίνει τιμές του  $\tau$  οι οποίες φαίνονται λογικές και μόνο όταν θεωρούνται και άλλα φαινόμενα, φαίνεται να μην επαρκεί η συγκεκριμένη θεωρία. Η εξίσωση 2.4 γράφεται συχνά ως  $\langle v \rangle = \mu E$ , όπου  $\mu = (e\tau/m)$  και είναι γνωστή ως κινητικότητα, δηλαδή η ταχύτητα ανά μονάδα πεδίου (μονάδες  $m^2/volt\cdot s$  ή  $cm^2/volt\cdot s$ ).

## Η επίδραση Hall

Οι οπτικές και ηλεκτρικές ιδιότητες των υλικών είναι στενά εξαρτώμενες από την πυκνότητα των φορέων φορτίου που περιέχουν. Η επίδραση Hall, που ανακαλύφθηκε το 1879 από τον E.H. Hall, είναι ένα μέσο καθορισμού τόσο της πυκνότητας φορέων όσο και του πρόσημου του φορτίου των φορέων σε ένα υλικό. Όταν ένας αγωγός που φέρει πυκνότητα ρεύματος  $j$  παράλληλη με τον άξονα των  $x$  τοποθετείται σε ένα μαγνητικό πεδίο  $B$  κατά μήκος του άξονα των  $z$ , τότε μια διαφορά δυναμικού εμφανίζεται κατά μήκος του αγωγού στην κατεύθυνση των  $y$ . Ο λόγος για κάτι τέτοιο μπορεί να ερμηνευθεί με αναφορά στην εικόνα 2.1. Φορείς με φορτίο  $q$  που κινούνται σε ένα μαγνητικό πεδίο υπόκεινται σε μια δύναμη Lorentz,  $F$  που δίνεται από την (2.6).

Στην εικόνα 2.1, τόσο οι θετικά, όσο και οι αρνητικά φορτισμένοι φορείς, υπόκεινται σε μια αποκλίνουσα δύναμη στην κατεύθυνση των  $y$ , δημιουργώντας μια

ανομοιόμορφη κατανομή φορτίου, η οποία έχει ως αποτέλεσμα ένα ηλεκτρικό πεδίο  $E_y$ . Το μέγεθος και η κατεύθυνση του  $E_y$  είναι τέτοια ώστε να αντισταθμίζει ακριβώς την δύναμη Lorentz οπότε έχουμε (2.7).

Γνωρίζουμε από την εξίσωση 2.3 ότι  $j_x = nq\mu_x$ , οπότε το μέγεθος του κάθετου ηλεκτρικού πεδίου  $E_y$  είναι απλά (2.8), όπου το  $R_H = 1/nq$  είναι γνωστό ως συντελεστής Hall. Είναι ξεκάθαρο ότι οι μετρήσεις της επίδρασης του Hall έχουν ως αποτέλεσμα τον καθορισμό τόσο της πυκνότητας του φορτίου όσο και του πρόσημου του φορτίου των φορέων. Προκύπτει ότι σε μερικά μέταλλα, το πρόσημο του συντελεστή Hall είναι θετικό, ένα φαινόμενο που εξηγείται ικανοποιητικά μόνο με την κβαντική θεωρία.

### 2.1.2 Οπτικές ιδιότητες: Κλασική θεωρία

Οι οπτικές ιδιότητες των υλικών, περιγράφονται συνήθως με όρους διάφορων ποσοτήτων που προέρχονται από την κλασική θεωρία του ηλεκτρομαγνητισμού, τους οποίους παραθέτουμε εδώ σε συντομία. Έχουμε ήδη ορίσει την αγωγιμότητα,  $\sigma$ , με όρους του ηλεκτρικού πεδίου  $E$  και της πυκνότητας ρεύματος  $j$  στην εξίσωση 2.2. Παραθέτουμε επίσης ξανά την σχέση μεταξύ του ηλεκτρικού πεδίου και του εκτοπίσματος  $D$ : (2.9) και την σχέση μεταξύ του μαγνητικού πεδίου  $H$  και της πυκνότητας ροής  $B$ : (2.10), όπου  $\epsilon_r$  είναι η σχετική διηλεκτρική σταθερά του μέσου,  $\mu_r$  είναι η σχετική του διαπερατότητα και  $\epsilon_0$  και  $\mu_0$  είναι η διηλεκτρική σταθερά και η διαπερατότητα του κενού.

Οι εξισώσεις του Maxwell είναι 2.11α και 2.11β, όπου το  $\rho$  είναι η πυκνότητα του φορτίου. Σε μια περιοχή με καμία πυκνότητα φορτίου οι εξισώσεις 2.9-2.11 μπορούν να συνδυαστούν για να δώσουν μια πολύ γνωστή εξίσωση που προβλέπει την ύπαρξη ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων: (2.12) και μια παρόμοια εξίσωση για το  $H$ .

Η λύση της 2.12 με τη μεγαλύτερη σπουδαιότητα για εμάς είναι αυτή που περιγράφει τα επίπεδα ηλεκτρομαγνητικά κύματα με γωνιακή συχνότητα  $\omega$ , στα οποία τα  $E$  και  $H$  είναι κάθετα μεταξύ τους και στην διεύθυνση της διάδοσης. Σε ένα σημείο σε απόσταση  $z$  από μία καθορισμένη αρχή συντεταγμένων, που μετράται κατά την διεύθυνση της μετάδοσης, το κύμα περιγράφεται από την εγκάρσια συνιστώσα (βλέπε Κεφάλαιο 1): (2.13), όπου η σταθερά μετάδοσης  $k = 2\pi/\lambda = \omega/u$ , με το  $u$  να είναι «η ταχύτητα φάσης» και το  $\lambda$  το μήκος κύματος της διαταραχής. Πιο γενικά, μπορούμε να αντικαταστήσουμε την αριθμητική ποσότητα  $k$  με το διάνυσμα  $k$  στην διεύθυνση της μετάδοσης, το οποίο είναι γνωστό σαν το κυματο-διάνυσμα το οποίο δίνεται από την 2.14., όπου το διάνυσμα  $u$  είναι στην διεύθυνση της μετάδοσης. Η εξίσωση 2.13 μπορεί πλέον να γραφτεί ως (2.15).

Μια παρόμοια λύση ισχύει για το μαγνητικό πεδίο, έτσι ώστε (2.16) και ο λόγος  $|E|/|H|$  ορίζεται ως η σύνθετη αντίσταση  $Z$ , του μέσου.

Η σταθερά μετάδοσης  $k$  μπορεί να εκφραστεί με όρους των ηλεκτρικών και μαγνητικών σταθερών των υλικών αντικαθιστώντας την 2.13 στην 2.12, παίρνοντας (2.17). Για να συσχετιστούν αυτές οι ποσότητες με μετρήσεις μπορούν να πραγματοποιηθούν σε πειράματα οπτικής, ανακαλούμε ότι για ένα μη απορροφητικό μέσο, ο δείκτης διάθλασης ορίζεται ως  $c/u$ , όπου το  $c$  είναι η ταχύτητα της μετάδοσης στο κενό. Για την περίπτωση της απορρόφησης, ορίζουμε ένα σύνθετο δείκτη διάθλασης  $n-ik$  τέτοιο ώστε (2.18) όπου  $c = 1/\epsilon_0\mu_0$  και χρησιμοποιώντας την εξίσωση 2.17 έχουμε: (2.19), και (2.20).

Στις συχνότητες που μας ενδιαφέρουν το  $\mu_r$  μπορεί να θεωρηθεί ίσο με τη μονάδα, οπότε το  $n$  και το  $k$  μπορούν να υπολογιστούν για ένα δεδομένο μέσο, αν η διηλεκτρική σταθερά  $\epsilon_r$  και η αγωγιμότητα  $\sigma$  είναι γνωστές. Με όρους  $n$  και  $k$ , η λύση της εξίσωσης (2.13) μπορεί να γραφτεί: (2.21), η οποία περιγράφει ένα μεταδιδόμενο



κύμα με ταχύτητα φάσης  $c/n$  του οποίου το πλάτος φθίνει αναλογικά με τον δείκτη απορρόφησης  $\kappa$ .

Πειραματικά μετράμε την εξασθένηση της έντασης,  $I$ , η οποία είναι ανάλογη του τετραγώνου του ηλεκτρικού πεδίου. Σε μια πορεία μήκους  $z$  ο λόγος της προσπίπτουσας έντασης  $I_0$  προς την ανερχόμενη ένταση  $I$  είναι (2.22), όπου  $\alpha = 2\omega\kappa/c$  είναι ο συντελεστής απορρόφησης. Αυτός μετράται συνήθως σε μονάδες αντίστροφου μήκους ( $m^{-1}$  ή  $cm^{-1}$ ) και προφανώς η ένταση πέφτει στο  $1/e$  της αρχικής της τιμής σε ένα μήκος  $\alpha^{-1}$ .

Η αντανάκλαστικότητα  $R$  ενός επιπέδου συνόρου μεταξύ του μέσου και του κενού μπορεί επίσης να εκφραστεί με όρους  $n$  και  $\kappa$ . Για φυσιολογική πρόσπτωση, ο τύπος του Fresnel δίνει την αντανάκλαστικότητα ως (2.23).

Ο σύνθετος δείκτης διάθλασης μπορεί επίσης να συζητηθεί, εναλλακτικά, με όρους μιας σύνθετης διηλεκτρικής σταθεράς  $\epsilon_c$ , ή μιας σύνθετης αγωγιμότητας  $\sigma_c$ . Τότε το  $k^2$  στην εξίσωση 2.17 μπορεί να γραφτεί είτε ως  $\omega^2\mu_0\epsilon_c\epsilon_0$  ή  $i\omega\mu_0\sigma_c$ , όπου (2.24). Αυτές οι ποσότητες είναι σημαντικές επειδή από υποθέσεις σχετικά με την ατομική δομή του μέσου είναι πιθανό να προκύψουν εκφράσεις για την πόλωση  $P$  (η ηλεκτρική διπολική ορμή ανά μονάδα όγκου): (2.25), όπου  $(\epsilon_c - 1)$  είναι η ηλεκτρική επιδεκτικότητα,  $\chi$ , ή η πυκνότητα του ρεύματος παρουσία ενός εφαρμοσμένου πεδίου (μέσω της εξίσωσης 2.2).

Έχοντας καθορίσει τις σχέσεις μεταξύ των διαφόρων οπτικών και ηλεκτρικών σταθερών, τώρα επιχειρούμε να βρούμε ένα μοντέλο το οποίο θα προβλέπει τις πραγματικές τιμές τους και την εξάρτηση από την συχνότητα. Το απλό κλασικό μοντέλο του Lorentz, το οποίο αναπτύχθηκε περαιτέρω από τον Drude, μας παρέχει μια χρήσιμη εικόνα της αλληλεπίδρασης μεταξύ ενός οπτικού πεδίου και ενός κρυστάλλου, στο οποίο τα φορτισμένα σωματίδια (ηλεκτρόνια και ιόντα) δεσμεύονται με δυνάμεις του νόμου του Hooke σε άτομα για τα ηλεκτρόνια, ή στους πλησιέστερους γείτονές τους για τα ιόντα του πλέγματος (βλέπε παρακάτω). Τα σωματίδια θεωρούνται ότι υπόκεινται σε μια δύναμη απόσβεσης, ανάλογη της ταχύτητας, έτσι ώστε όταν ένα εξωτερικό οπτικό πεδίο της μορφής  $E = E_0 \exp(i\omega t)$  εφαρμόζεται στο σύστημα, η εξίσωση της κίνησης είναι αυτή ενός εξαναγκασμένης απόσβεσης αρμονικού ταλαντωτή, όπου η δύναμη απόσβεσης είναι ανάλογη της ταχύτητας. Σε μία διάσταση η εξίσωση της κίνησης για ένα σωματίδιο μάζας  $m$  είναι η γνωστή εξίσωση εξαναγκασμένων ταλαντωτών (2.26), όπου ο δεύτερος όρος, ανάλογος της ταχύτητας, περιγράφει την απόσβεση και ο τρίτος όρος αντιπροσωπεύει την δύναμη επαναφοράς, το  $g$  είναι μια σταθερά απόσβεσης και σχετίζεται με τον χρόνο διασποράς των φορέων μέσω της  $g = 1/\tau$ . Η δύναμη επαναφοράς έχει τη μορφή  $F = -fx$  (Νόμος του Hooke) και παραπάνω αναγράφεται με όρους συντονισμένης συχνότητας του συστήματος  $\omega_0 = (f/m)^{1/2}$ . Το σωματίδιο ταλαντεύεται και αποτελεί ένα μεταβαλλόμενο ηλεκτρικό δίπολο.

Η επίλυση σταθερής κατάστασης της εξίσωσης 2.26 είναι (2.27) το οποίο έχει ως αποτέλεσμα μια επαγόμενη πόλωση  $P = N\epsilon x$ , όπου το  $N$  είναι ο αριθμός των ταλαντευόμενων δίπολων ανά μονάδα όγκου: (2.28). Τώρα, από τις εξισώσεις 2.17-2.20 και 2.25, έχουμε: (2.29).

Μπορούμε να αντικαταστήσουμε για  $P/E$  από την εξίσωση 2.28 και βρίσκουμε ότι, διαχωρίζοντας τα πραγματικά από τα μη πραγματικά μέρη, το πραγματικό μέρος της έκφρασης περιγράφει την διασπορά δηλαδή την εξάρτηση της συχνότητας από την διάθλαση, που δίνεται από (2.30) και το μη πραγματικό μέρος περιγράφει την απορρόφηση (2.31), η οποία είναι ξεκάθαρα μηδέν στην περίπτωση που  $g \rightarrow 0$ , δηλαδή  $\tau \rightarrow \infty$ , το οποίο υποδεικνύει ότι δεν υπάρχει απορρόφηση ή απώλεια δύναμης απουσία απόσβεσης (συγκρούσεων).

Σε πολλές πρακτικές περιπτώσεις η πυκνότητα δίπολου  $N$  είναι πολύ μικρή έτσι ώστε ο δεύτερος όρος του αριστερού σκέλους της εξίσωσης 2.30 να είναι επίσης

μικρός. Επομένως όταν  $n^2 \gg \kappa^2$  και  $2n\kappa \approx 2\kappa$  μπορούμε να εξαγάγουμε εκφράσεις για το  $n$  και το  $\kappa$  ανεξάρτητα από τις ανωτέρω εξισώσεις. Το αποτέλεσμα είναι το κλασικό προφίλ Lorentz για την απορρόφηση και την διασπορά που εμφανίζεται στην εικόνα 2.2.

Υπάρχουν αρκετοί διαφορετικοί μηχανισμοί που προκαλούν την διασπορά και απορρόφηση στα υλικά. Εδώ θα συζητήσουμε δύο περιπτώσεις.

### Ηλεκτρονική περίπτωση: Όριο ελεύθερου ηλεκτρονίου

Η απορρόφηση από «ελεύθερους» φορείς είναι ο κυρίαρχος μηχανισμός στα μέταλλα, αλλά είναι επίσης σημαντικός και στους ημιαγωγούς, ειδικά για μεγάλα μήκη κύματος. Αν λάβουμε  $\omega_0=0$  στην εξίσωση 2.26, τότε δεν υπάρχει καμία δύναμη επαναφοράς και οι φορείς είναι ελεύθεροι. Στις οπτικές συχνότητες  $\omega^2 \gg g^2$  και για μικρή απορρόφηση  $n^2 \gg \kappa^2$ . Επομένως από την εξίσωση 2.30 έχουμε: (2.32).

Αυτή η μείωση του δείκτη διάθλασης εξαιτίας της παρουσίας ελεύθερων φορέων είναι σημαντική στις μη γραμμικές επιδράσεις και στους ημιαγωγούς των διόδων λέιζερ όπου λαμβάνει χώρα «αύξηση οδήγησης» των μοντέλων.

Ο δείκτης διάθλασης τείνει στην μονάδα καθώς αυξάνει η συχνότητα. Μπορούμε να συμπεριλάβουμε οποιεσδήποτε υπολειμματικές συνεισφορές στην διηλεκτρική σταθερά ορίζοντας το  $\epsilon(\infty)$ , την διαπερατότητα σε ενέργειες κατά πολύ μεγαλύτερες από το οποιοδήποτε όριο απορρόφησης, έτσι ώστε ο δείκτης διάθλασης να δίνεται από την (2.33).

Ο δείκτης διάθλασης είναι επομένως μηδέν όταν το  $\omega$  είναι ίσο με την συχνότητα πλάσματος  $\omega_p$ , που δίνεται από την (2.34). Από την εξίσωση (2.23) βλέπουμε ότι η αντανακλαστικότητα  $R$  τείνει στο 1 στην συχνότητα του πλάσματος. Αποδεικνύεται ότι το  $R$  αυξάνει ξανά πολύ σύντομα σε χαμηλότερες συχνότητες, σχηματίζοντας το αποκαλούμενο όριο πλάσματος (εικόνα 2.3).

Εφόσον η ανωτέρω έκφραση είναι ανεξάρτητη του  $\tau$  (και επομένως και των μηχανισμών διασποράς), η μέτρηση του ορίου του πλάσματος παρέχει μια καλή μέθοδο για τον καθορισμό της αποτελεσματικής μάζας σε κατάσταση όπου φτωχή κινητικότητα (μικρό  $\tau$ ) κάνει την μέτρηση της συχνότητας συντονισμού του κύκλου δύσκολη (βλέπε παρακάτω).

Η απορρόφηση του ελεύθερου φορέα δίνεται από την εξίσωση 2.31, υποθέτοντας και πάλι ότι  $\omega^2 \gg g^2$  (2.35). Αυτή η έκφραση είναι ξεκάθαρα εξαρτώμενη από το  $\tau$ , το οποίο μπορεί να έχει διαφορετικές εξαρτήσεις από την συχνότητα για διαφορετικούς μηχανισμούς διασποράς. Επομένως, δεν παρέχει μια ικανοποιητική βάση για τον καθορισμό των παραμέτρων της αποτελεσματικής μάζας. Στην πραγματικότητα, η σημασία του είναι κάπως αρνητική σχετικά με το ότι η απορρόφηση του ελεύθερου φορέα είναι ο μηχανισμός της κυρίαρχης απώλειας σε πολλές οπτοηλεκτρικές συσκευές.

### Απορρόφηση πλέγματος: Κβάντα ενέργειας ταλάντωσης (φωνόνια)

Μια δεύτερη διαδικασία με την οποία η ηλεκτρομαγνητική ακτινοβολία αλληλεπιδρά με ένα κρύσταλλο περιλαμβάνει κίνηση των συστατικών ατόμων στο πλέγμα. Το πλέγμα έχει ένα σύνολο από διακριτούς ρυθμούς δόνησης, γνωστούς ως κβάντα ενέργειας ταλάντωσης (φωνόνια) τα οποία μπορεί να έχουν μια σχετιζόμενη ορμή ταλάντωσης ηλεκτρικού δίπολου. Οι μεταβολές στην κατάσταση δόνησης του κρυστάλλου μπορεί να συνοδεύονται από μεταβολές στην διπολική ορμή, επιτρέποντας να συμβεί μια σύζευξη μεταξύ των ατομικών κινήσεων και του προσπίπτων πεδίου ακτινοβολίας προκαλώντας απορρόφηση. Αυτή η αλληλεπίδραση

γενικώς καθορίζει τις οπτικές ιδιότητες των στερεών στο εύρος του μήκους κύματος από 10-100 $\mu\text{m}$ .

Ένα απλό μονοδιάστατο μοντέλο μιας διατομικής αλυσίδας ατόμων, με μάζες  $M$  και  $m$ , με μία δύναμη επαναφοράς της μορφής  $F=-fx$  μεταξύ αυτών, δίνει μια καμπύλη διασποράς της μορφής (2.36), όπου το  $a$  είναι η σταθερά του πλέγματος και το  $q$  είναι ένα κυματό-διάνυσμα φωνονίου. Αυτό επιδεικνύεται στην εικόνα 2.4, όπου βλέπουμε ότι η σχέση της διασποράς διαχωρίζεται σε ένα άνω οπτικό κλάδο και ένα κατώτερο ακουστικό κλάδο. Ο πρώτος είναι υπεύθυνος για την απορρόφηση στους ιοντικούς κρυστάλλους, εφόσον ο ρυθμός της δόνησης δημιουργεί μια διπολική ορμή ταλάντωσης στο πλέγμα. Δεν υπάρχει τέτοια ορμή στον ακουστικό ρυθμό.

Για να απορροφήσει ένας συγκεκριμένος ρυθμός, πρέπει να ικανοποιούνται οι συνθήκες διατήρησης ορμής και ενέργειας. Αυτό σημαίνει ότι διαφορετικές διαδικασίες τείνουν να δίνουν πληροφορίες σχετικά με διαφορετικά μέρη των καμπυλών διασποράς των φωνονίων. Για παράδειγμα, η απορρόφηση Reststrahl, η οποία λαμβάνει χώρα μόνο στους ιοντικούς κρυστάλλους και οφείλεται στην δημιουργία μονών φωνονίων, περιορίζεται σε φωνόνια με κυματοδιανύσματα κοντά στο μηδέν, επειδή τα εισερχόμενα φωνόνια έχουν πάρα πολύ χαμηλή ορμή. Από την άλλη πλευρά η πολυ-φωνονική απορρόφηση είναι προκατειλημμένη προς υψηλότερες τιμές  $q$  εφόσον συμβαίνει όταν δύο ή περισσότερα φωνόνια αλληλεπιδρούν για να παραγάγουν μια ηλεκτρική ορμή με την οποία μπορεί να συζευχθεί η ακτινοβολία. Αυτή η διαδικασία μπορεί να συμβεί τόσο σε ιοντικούς όσο και σε ομοιοπολικούς κρυστάλλους.

Στην περίπτωση ενός ιοντικού κρυστάλλου, η απλή θεωρία προβλέπει μια γραμμή απορρόφησης στην οπτική συχνότητα φωνονίου που αντιστοιχεί στο  $q=0$ , δηλαδή στο (2.37), όπου η αναγόμενη μάζα  $\mu$ , δίνεται από (2.38). Για να αφαιρεθεί η διηλεκτρική σταθερά, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε το ίδιο μοντέλο που χρησιμοποιήσαμε για τα ηλεκτρόνια χρησιμοποιώντας μια (πολύ μεγαλύτερη) αναγόμενη μάζα  $\mu$  και ένα αποτελεσματικό φορτίο  $e^*$ . Επειδή τα ηλεκτρομαγνητικά κύματα είναι εγκάρσια κύματα, διεγείρουν μόνο εγκάρσιους οπτικούς ρυθμούς στο κρύσταλλο, οπότε γράφουμε  $\omega_{\text{max}}=\omega_{\tau}$ . Αγνοώντας οποιαδήποτε απόσβεση (δηλαδή  $g=0$ ) έχουμε: (2.39), όπου  $\epsilon(\infty)$  είναι μια διηλεκτρική σταθερά υψηλής συχνότητας που ερμηνεύει τις ηλεκτρονικές επιδράσεις. Μπορούμε να την ξαναγράψουμε στη μορφή (2.40), όπου  $\epsilon(0)$  είναι η στατική διηλεκτρική σταθερά που λαμβάνεται όταν τοποθετούμε  $\omega=0$  στην εξίσωση 2.39. η εξίσωση 2.40 μας δίνει την διηλεκτρική σταθερά με όρους προσβάσιμων παραμέτρων. Το μηδέν του  $\epsilon(\omega)$  ορίζει την συχνότητα διαμήκους ρυθμού  $\omega_L$ . Επομένως (2.41) και αυτή μας δίνει την πασίγνωστη Lyddane-Sachs-Teller σχέση: (2.42).

Προκύπτει ότι η συχνότητα διαμήκους οπτικού ρυθμού είναι γενικώς υψηλότερη από την εγκάρσια συχνότητα ρυθμού, οπότε στο εύρος  $\omega_{\tau}<\omega<\omega_L$ , το  $\epsilon(\omega)$  είναι αρνητικό και επομένως εντελώς φανταστικό δηλαδή  $\epsilon(\omega)=(n+ik)^2\rightarrow(-ik)^2$  και  $n\rightarrow 0$ . Σε αυτό το εύρος, η αντανάκλαστικότητα  $R$  που δίνεται από την εξίσωση 2.23, τείνει στην μονάδα και έχουμε ολική αντανάκλαση. Ιστορικά αυτό ήταν γνωστό ως μια αντανάκλαση Reststrahl, από τις πρώτες μέρες της τεχνολογίας υπερέθρων. Για ιοντικά υλικά η επίδραση είναι πολύ ισχυρή, εφόσον η αλληλεπίδραση μεταξύ των οπτικών ρυθμών δόνησης και του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου είναι έντονη. Η απορρόφηση για ορισμένους ιοντικούς κρυστάλλους φαίνεται στην εικόνα 2.5. Βλέπουμε ότι κυριαρχείται από μια μόνο έντονη κορυφή όπως προβλέπεται από την κλασική θεωρία.

Κάθε άτομο, μόριο ή κρύσταλλος, κατέχει έναν αριθμό από διαφορετικούς συντονισμούς, ο κάθε ένας από τους οποίους συνεισφέρει στις οπτικές ιδιότητες. Οι συντονισμοί μπορεί να οφείλονται σε δεσμευμένα ηλεκτρόνια, ελεύθερα ηλεκτρόνια, δονούμενα άτομα σε ένα μόριο ή κρύσταλλο ή σε περιστρεφόμενα μόρια, και κάθε

ένας τείνει να κυριαρχεί σε ένα διαφορετικό τμήμα του φάσματος. Αυτό φαίνεται στην εικόνα 2.6 για ένα διπολικό υλικό, όπου μια σειρά συντονισμών στην πόλωση είναι ξεκάθαρη, με τις δονήσεις του πλέγματος να είναι σημαντικές στο υπέρυθρο.

### 2.1.3 Οπτικές ιδιότητες: Κβαντική μηχανική

Για να προβλεφτούν οι συχνότητες συντονισμού ενός συστήματος, απαιτείται η κβαντική μηχανική και αυτό είναι το θέμα αυτού του τελευταίου μέρους του κεφαλαίου 2. Εντούτοις, πρέπει να σημειώσουμε ότι το αποτέλεσμα της κβαντικής μηχανικής για την πόλωση δεν είναι πολύ διαφορετικό από αυτό που λαμβάνεται με το μοντέλο του κλασικού ταλαντωτή. Η μόνη ουσιαστική διαφορά δημιουργείται επειδή το κλασικό μοντέλο επιτρέπει την ύπαρξη μίας μόνο συχνότητας συντονισμού,  $\omega_0$ , ανά ταλαντωτή, ενώ κάθε άτομο, μόριο ή ηλεκτρόνιο έχει ένα χαρακτηριστικό σύνολο από συχνότητες  $\omega_{0n}$ , που ανταποκρίνονται στις συχνότητες ακτινοβολίας που μπορούν αυτά να εκπέμψουν ή να απορροφήσουν. Μπορούμε όμως να προχωρήσουμε όπως προηγουμένως αν αντικαταστήσουμε τους όρους του τύπου .... στην εξίσωση 2.28 για παράδειγμα με τον όρο ... προσθέτοντας όλες τις συχνότητες  $\omega_{0n}$ . Η βαρύνουσα συνάρτηση  $f_n\omega_0$  είναι γνωστή ως ισχύς του ταλαντωτή. Πρόκειται για μια αδιάστατη ποσότητα και είναι πάντα μικρότερη της μονάδας. Προκύπτει ότι για ένα ηλεκτρόνιο σε ελεύθερη μορφή είναι .....

### 2.1.4 Θεωρία των ελευθέρων ηλεκτρονίων των μετάλλων

Όταν αναπτύχθηκε η κλασική θεωρία που αναφέρθηκε προηγουμένως, φαινόταν λογικό να υποθεθεί ότι η κατανομή ταχύτητας στο ηλεκτρονιακό νέφος περιγραφόταν από την στατιστική Maxwell-Boltzmann. Εντούτοις, η ηλεκτρονική συνεισφορά στην θερμική χωρητικότητα που ως εκ τούτου συμπεραίνεται αφαιρετικά ήταν κατά πολύ μεγαλύτερη από την παρατηρούμενη, και μόνο με την ανακάλυψη της κβαντικής θεωρίας εξηγήθηκε αυτή η διαφορά. Τότε αναγνωρίστηκε ότι, εξαιτίας της συνθήκης αποκλεισμού του Pauli, οι ηλεκτρονικές ενέργειες περιγράφονταν από την κατανομή Fermi-Dirac αντί για την στατιστική Maxwell-Boltzmann. Κατόπιν ο Sommerfeld τροποποίησε την κλασική θεωρία για να το λάβει αυτό υπόψη. Σε αυτό το σημείο παραθέτουμε μερικές από τις θεμελιώδεις αρχές του μοντέλου του Sommerfeld.

#### Ένα μονοδιάστατο σωματίδιο σε ένα κουτί

Επιδιώκουμε να περιγράψουμε τις ιδιότητες της θεμελιώδους κατάστασης  $N$  ηλεκτρονίων που είναι περιορισμένα σε ένα κουτί πλευράς  $L$ . Για να το κάνουμε αυτό, υποθέτουμε ότι τα ηλεκτρόνια δεν αλληλεπιδρούν, υπολογίζουμε τα επιτρεπόμενα ενεργειακά επίπεδα για ένα μόνο ηλεκτρόνιο και έπειτα συμπληρώνουμε για τα υπόλοιπα, λαμβάνοντας υπόψη την απαγορευτική αρχή, έως ότου προσαρμοστούν όλα τα ηλεκτρόνια  $N$ . Σε μια διάσταση η εξίσωση Schrodinger λαμβάνει τη μορφή (2.43), όπου το  $m$  είναι η ελεύθερη μάζα ηλεκτρονίων, με τις λύσεις (2.44) και την εφαρμογή των συνθηκών ορίου των Born—von Karman δίνει  $k_x = n_x\pi/L$ , όπου τα  $n_x$  είναι ακέραιοι αριθμοί. Η προκύπτουσα σχέση διασποράς είναι παραβολική: (2.45)

Οι συνθήκες ορίου επιτρέπουν μόνο ορισμένες συγκεκριμένες τιμές του  $k_x$ . Εφαρμόζοντας αυτήν την ιδέα στις τρεις διαστάσεις, ενδιαφερόμαστε άμεσα για την πραγματική δομή και τη συμμετρία του κρυστάλλου, από την άποψη των αμοιβαίων διανυσμάτων πλέγματος  $2\pi/a$ ,  $2\pi/b$  και  $2\pi/c$ . Οι επιτρεπόμενες τιμές του  $k$  μπορούν να αντιπροσωπευθούν στο εκτεταμένο  $k$ -χώρο (το εκτεταμένο σχέδιο ζώνης) ή,

ισοδύναμα, εξ ολοκλήρου μέσα στην πρώτη ζώνη Brillouin (το μειωμένο σχέδιο ζώνης), με την προσθήκη του κβαντικού αριθμού  $n$ , όπως υποδεικνύεται στο σχήμα 2.7 και την εξίσωση (2.46):

όπου ο κβαντικός αριθμός  $n$  σημειώνει τη πρώτη, δεύτερη, τρίτη, κ.λπ., ζώνη Brillouin στο  $k$ -χώρο. Σημειώστε ότι το εύρος  $-\pi/a < k_x < \pi/a$  είναι η πρώτη ζώνη Brillouin στην κατεύθυνση  $k_x$ . Η πλήρης ενεργειακή ζώνη  $E = \hbar^2 k_x^2 / 2m$  μπορεί να αντιπροσωπευθεί είτε στο εκτεταμένο  $k$ -χώρο (εκτεταμένη ζώνη) είτε να μειωθεί στην πρώτη ζώνη Brillouin (μειωμένη ζώνη) με την προσθήκη του κβαντικού αριθμού  $n_x$ , όπως φαίνεται στο σχήμα 2.7.

### Δονήσεις των ατόμων σε ένα μονοδιάστατο πλέγμα

Η φυσική αυτών μπορεί εύκολα να γίνει κατανοητή, με μάλλον απλά μαθηματικά, με την αναφορά στην ουσιαστικά παρόμοια περίπτωση των δονήσεων πλέγματος, εξίσωση (2.36). Εάν εξετάσουμε τώρα ένα μονοατομικό πλέγμα  $N$  ατόμων που βρίσκονται σε μια απόσταση μεταξύ τους, τότε η επιλογή των υπαρχόντων λύσεων κυμάτων της μορφής  $x_n = A \cos \omega t - k n a$  και  $x_n = A \cos \omega t \sin k n a$  ως δοκιμαστικές λύσεις, οδηγεί στη σχέση διασποράς  $\omega = \pm (4f/m)^{1/2} \sin(ka/2)$ , η οποία είναι φαίνεται στο σχήμα 2.8.

Επιθυμούμε έπειτα να δούμε ποια επίδραση έχει η επιβολή των κατάλληλων συνθηκών ορίου σε αυτήν την διασπορά και να τις καθορίσουμε, με την απαίτηση ότι οι λύσεις είναι περιοδικές πέρα από κάποια αρκετά μεγάλη απόσταση στην αλυσίδα. Δηλαδή απαιτούμε το  $x_n = x_{n+N}$  (καλούμενο περιοδικές συνθήκες ορίου), ή το  $\cos k n a = \cos k (n+N)a$ , το οποίο σημαίνει ότι το  $k$  είναι περιορισμένο στις τιμές  $k = 2\pi l / Na$ , όπου το  $l$  έχει τις τιμές  $1, \dots, 1/2N$ . Αυτό σημαίνει ότι υπάρχουν  $1/2N$  λύσεις ημιτόνου και  $1/2N$  λύσεις συνημίτονου και συνολικά  $N$  λύσεις, ίσες με το συνολικό αριθμό μορίων. Η σχέση διασποράς φαίνεται ότι επαναλαμβάνεται έξω από τα όρια  $k = \pm \pi/a$ , το οποίο σημαίνει ότι οι μεγαλύτερες τιμές του  $k$  αναπαράγουν μερικώς την κίνηση που περιγράφεται μέσα σε αυτό το εύρος. Το εύρος  $-\pi/a < k < \pi/a$  είναι η ίδια πρώτη ζώνη Brillouin αυτού του μονοδιάστατου πλέγματος. Εάν αντιμετωπίσουμε μεγαλύτερες τιμές του  $k$  μπορούν να αντιμετωπιστούν με την αφαίρεση των ακέραιων πολλαπλασίων  $\pi/a$  που μετασχηματίζουν το  $k$  στην πρώτη ζώνη. Αυτό είναι επομένως το μειωμένο σχέδιο ζώνης για το μονοδιάστατο πλέγμα μας. Με αυτόν τον τρόπο βλέπουμε ότι τα επιτρεπόμενα  $k$ -διανύσματα, και ως εκ τούτου και οι επιτρεπόμενες συχνότητες, ή ενέργειες, είναι μια γενική συνέπεια του περιορισμού της κίνησης κυμάτων μέσα σε ένα περιοδικό σύστημα.

### Πυκνότητα των καταστάσεων

Αν και τα κυματοδιανύσματα  $k_x$ ,  $k_y$  και  $k_z$  είναι διακριτά, ενδιαφερόμαστε συχνά για τον αριθμό των καταστάσεων σε έναν όγκο του  $k$ -χώρου που είναι τεράστιος στην κλίμακα  $\pi/L$ . Κατά συνέπεια, με μια καλή προσέγγιση, ο αριθμός καταστάσεων είναι απλά ο όγκος του  $k$ -χώρου που διαιρείται με τον όγκο του  $k$ -χώρου ανά κατάσταση. Ο αριθμός των καταστάσεων ανά μονάδα όγκου του  $k$ -χώρου ανά μονάδα όγκου του πραγματικού χώρου είναι γνωστός ως πυκνότητα των ( $k$ ) καταστάσεων,  $D(k)$ . Η γνώση αυτής της συνάρτησης θα είναι εξαιρετικά σημαντική στην τελική εκτίμησή των οπτικών ιδιοτήτων των υλικών.

Υπολογίζουμε την τρισδιάστατη πυκνότητα των καταστάσεων με τη σημείωση ότι οποιαδήποτε λύση της εξίσωσης (2.43) πρέπει να ικανοποιήσει την ταυτότητα (2.47) όπου  $k = n_x \pi / L$  κ.λπ. για τις σταθερές συνθήκες ορίου. Οι καταστάσεις θα καταληφθούν με τέτοιο τρόπο ώστε να ελαχιστοποιηθεί η συνολική

ενέργεια και έτσι γεμίζουν το θετικό τεταρτημόριο μιας σφαίρας με ακτίνα  $R_0$ , όπου  $n_x^2 + n_y^2 + n_z^2 \leq R_0$  (σχήμα 2.9). Ο αριθμός καταστάσεων ανά μονάδα όγκου μεταξύ  $R$  και  $dR$  σε αυτό το τεταρτημόριο (λαμβάνοντας υπόψη τον παράγοντα του  $1/8$  για το θετικό τεταρτημόριο) είναι (2.48)

δηλ. το εμβαδόν επιφάνειας του περιβλήματος που πολλαπλασιάζεται με το πάχος του στοιχείου. Αυτό μπορεί να εκφραστεί με όρους  $k$ , έτσι ο αριθμός καταστάσεων στο  $dk$  να δίνεται από: (2.49),

όπου ο παράγοντας 2 οφείλεται στην στροφορμή των ηλεκτρονίων. Αυτό στη συνέχεια, μέσω της σχέσης μεταξύ του  $E$  και του  $k$  (Εξίσωση (2.45)) μπορεί να εκφραστεί με όρους πυκνότητας των καταστάσεων ανά μονάδα ενέργειας,  $D(E)$ , έτσι ώστε η συγκέντρωση των καταστάσεων μεταξύ του  $E$  και  $E + dE$  να δίνεται από: (2.50)

Αυτό είναι ένα σημαντικό αποτέλεσμα: η τρισδιάστατη ενεργειακή πυκνότητα των καταστάσεων. Εμφανίζεται στην περιγραφή όλων των διαδικασιών στις οποίες εμφανίζεται η διέγερση ηλεκτρονίων και καθορίζει ιδιότητες όπως τη φασματική διανομή της εκπομπής από μια δίοδο που εκπέμπει φως (LED). Αυτό το αποτέλεσμα απαιτείται για τις συζητήσεις στο Κεφάλαιο 3, ειδικά στις παραγράφους 3.2.6 και 3.4.1. Οι συσκευές είναι, εντούτοις, συχνά υπό την μορφή πολύ λεπτών ταινιών (φιλμ) ή άλλων χαμηλών διαστάσεων δομών, στις οποίες η πυκνότητα των καταστάσεων λαμβάνει μια διαφορετική μορφή. Χρησιμοποιώντας ένα παρόμοιο επιχείρημα με αυτό που παρουσιάζεται ανωτέρω, σε δύο διαστάσεις έχουμε: (2.51), όπου το  $R$  είναι τώρα η ακτίνα ενός δίσκου στο  $n$ -χώρο, και (2.52) όπου το  $A$  είναι η περιοχή των δειγμάτων. Επίσης, (2.53) ανά μονάδα επιφανείας στο πραγματικό χώρο. Κατά συνέπεια (2.54) και βλέπουμε ότι στις δισδιάστατες συσκευές η πυκνότητα των καταστάσεων  $D(E)$  είναι σταθερή όσον αφορά την ενέργεια.

Ομοίως, στην μία διάσταση βρίσκουμε ότι (2.55).

### Η κατανομή Fermi-Dirac

Σε μηδενική θερμοκρασία τα ηλεκτρόνια καταλαμβάνουν τις χαμηλότερες ενεργειακές καταστάσεις που τους επιτρέπονται από την απαγορευτική αρχή. Σε πεπερασμένες θερμοκρασίες αυτό δεν ισχύει πλέον. Η θερμική ενέργεια επιτρέπει σε μερικά ηλεκτρόνια να βρίσκονται σε υψηλότερες ενεργειακές καταστάσεις. Στη θερμική ισορροπία, η πιθανότητα,  $f$ , που έχει μία κατάσταση με ενέργεια  $E$  να καταληφθεί, δίδεται την στατιστική Fermi - Dirac: (2.56),

όπου το  $E$  είναι γνωστό ως ενέργεια Fermi και ορίζεται ως η ενέργεια στην οποία η πιθανότητα κατάληψης είναι  $1/2$ . Αυτή η συνάρτηση παρουσιάζεται στο σχήμα 2.10 στο μηδέν και σε πεπερασμένες θερμοκρασίες.

### **2.1.5 Ενεργειακές ζώνες και ενεργειακά χάσματα: ημιαγωγοί**

#### Ηλεκτρόνια σε ένα περιοδικό δυναμικό

Παρουσία ενός διαταραγμένου περιοδικού δυναμικού ενός κρυστάλλου,  $V(x)$ , η ανωτέρω απλότητα χάνεται: αυτό είναι το «μοντέλο των σχεδόν-ελεύθερων ηλεκτρονίων». Η εξίσωση Schrodinger στην κατεύθυνση των  $x$ , γίνεται (2.57).

Τα κύρια χαρακτηριστικά γνωρίσματα αυτού του μοντέλου είναι τα ακόλουθα:

1. Τα ηλεκτρόνια που μας ενδιαφέρουν είναι περιορισμένα μέσα στο πλέγμα. Συνεπώς, η κυματοσυνάρτηση  $\psi$  είναι διαμορφωμένη στην περίοδο του πλέγματος. Με βάση τους ορισμούς συμμετρίας, η σωστή κυματοσυνάρτηση μπορεί να αποδειχθεί ότι είναι: (2.58), όπου το  $u_k(x)$  είναι μια συνάρτηση με την

περιοδικότητα του  $V(x)$ , και το  $\psi$  είναι γνωστό ως συνάρτηση Bloch. Πρόκειται για μια ικανοποιητική λύση στην εξίσωση Schrodinger.

- Εμφανίζονται περιοχές ενέργειας στις οποίες δεν υπάρχει καμία επιτρεπτή λύση για το  $\psi_k(x)$ . Αυτές είναι τα αποκαλούμενα ενεργειακά χάσματα (απαγορευμένες ενεργειακές περιοχές) που διαχωρίζουν τις ενεργειακές ζώνες (επιτρεπτές ενεργειακές περιοχές). Δείτε το σχήμα 2.11. Σημειώστε την αναλογία με τα σχήματα 2.4 και 2.8 για την περίπτωση των δονήσεων των ατόμων του πλέγματος όπου εμφανίζονται επίσης χάσματα.

### Αποτελεσματική μάζα

Η κίνηση των ηλεκτρονίων, φυσικά, επηρεάζεται από το περιοδικό δυναμικό του κρυστάλλου. Εντούτοις, είναι δυνατό να κατασκευαστεί μια κυματοσυνάρτηση για το ηλεκτρόνιο έτσι ώστε η κίνησή του να μπορεί να αντιπροσωπευθεί από αυτήν ενός μορίου με μια αποτελεσματική μάζα,  $m^*$ , η οποία αποδεικνύεται ότι είναι κάπως μικρότερη από την ελεύθερη μάζα. Το πραγματικό μέγεθος της αποτελεσματικής μάζας καθορίζεται από τη σχέση  $E-k$  και η χρήση της επιτρέπει την δημιουργία μιας στενής αναλογίας με την κλασική κίνηση ενός μορίου. Είναι έπειτα δυνατό να χρησιμοποιηθούν πολλά από τα κλασικά αποτελέσματα των παραγράφων 2.1.1 και 2.1.2 προκειμένου να γίνουν κατανοητές οι οπτικές και ηλεκτρικές επιδράσεις στους ημιαγωγούς.

Το κυματοδιάνυσμα  $k$ , χαρακτηριστικό της κυματοσυνάρτησης των ηλεκτρονίων, συσχετίζεται πολύ με την ορμή του μορίου καθώς κινείται μέσω του κρυστάλλου. Κατά συνέπεια, με την εξέταση του χρονικού ρυθμού αλλαγής της ορμής, μπορεί να γίνει μια αναλογία με τον δεύτερο νόμο του Newton και έτσι η επίδραση ενός εξωτερικού πεδίου μπορεί να εκφραστεί με όρους του  $k$ -διανύσματος. Χρησιμοποιώντας την ανωτέρω περιγραφή, η σχέση διασποράς γίνεται (2.59). Επομένως η  $m^*$  συσχετίζεται άμεσα με την καμπύλωση των ζωνών.

### Μέταλλα, μονωτές και ημιαγωγοί

Η θέση του επιπέδου Fermi καθορίζει εάν το στερεό είναι ένα μέταλλο, ένας μονωτής ή ένας ημιαγωγός. Η υψηλότερη ζώνη που συμπληρώνεται με ηλεκτρόνια καλείται ζώνη σθένους. Η επόμενη υψηλότερη ζώνη καλείται ζώνη αγωγιμότητας. Το ενεργειακό χάσμα είναι ο διαχωρισμός των ζωνών σθένους/αγωγιμότητας. Για ένα μέταλλο, το  $E_F$  είναι στη μέση της ζώνης αγωγιμότητας και για έναν μονωτή, είναι στη μέση του ενεργειακού χάσματος. Οι ημιαγωγοί είναι μια κατηγορία κρυστάλλων με μικρά ενεργειακά χάσματα. Είναι μονωτές σε  $T=0K$ , αλλά είναι αγωγοί σε πεπερασμένες θερμοκρασίες λόγω είτε της θερμικής διέγερσης των ηλεκτρονίων πέρα από το χάσμα, είτε της επίδρασης «ντοπαρίσματος» με τα άτομα των προσμίξεων.

#### **2.1.6 Προσμίξεις: εγγενής και εξωγενής αγωγιμότητα**

Το βασικό σημείο για τους ημιαγωγούς από την άποψη των συσκευών είναι ότι η αγωγιμότητά τους μπορεί να ελεγχθεί. Η βασική μέθοδος ελέγχου είναι να ντοπαρισθεί το κρύσταλλο ξενιστής με προσμίξεις, είτε μεγαλύτερου σθένους από τον ξενιστή (δότες, που δίνουν τα περισσευούμενα ηλεκτρόνια έτσι ώστε το υλικό είναι «n-τύπος») είτε μικρότερου σθένους από τον ξενιστή (δέκτες, που δίνουν τις περισσευούμενες θέσεις τους και είναι υλικά «p-τύπου»). Οι προσμίξεις επιλέγονται για να έχουν πολύ χαμηλές ενέργειες δέσμευσης έτσι ώστε τα ηλεκτρόνια (οπέδες) ιονίζονται ουσιαστικά στη θερμοκρασία δωματίου για να παρέχουν n-τύπου (ή p-

τύπου) αγωγιμότητα (σχήμα 2.12). Αυτές οι επιπόλαιες προσμίξεις μπορούν να αντιμετωπιστούν από την απλή θεωρία του Bohr για το άτομο του υδρογόνου που δίνει ένα σύνολο διακριτών ενεργειακών επιπέδων,  $E_n$ , αλλά αντικαθιστώντας την αποτελεσματική μάζα ηλεκτρονίων,  $m^*$ , με τη συνηθισμένη μάζα του ηλεκτρονίου: (2.61),

όπου  $13.6\text{eV}$  είναι η ενέργεια δέσμησης του ατόμου του υδρογόνου, το  $\epsilon$  είναι η διηλεκτρική σταθερά και  $n_B$  είναι ο κύριος (Bohr) κβαντικός αριθμός. Η ενέργεια δέσμησης είναι τότε (2.62).

Για τους ημιαγωγούς της χαρακτηριστικής ομάδας IV, όπως το γερμάνιο και το πυρίτιο, έχουμε  $m^*/m_0 \sim 0,2-0,3$ ,  $\epsilon \sim 12-16$ , και για τα υλικά των ομάδων III-V, που είναι ιδιαίτερα σημαντικά για την οπτικοηλεκτρονική, όπως το GaAs,  $m^*/m_0 \sim 0,01-0,07$ ,  $\epsilon \sim 12-16$ . Κατά συνέπεια η  $E_B$  είναι συνήθως μερικά meV (δηλ. πολύ μικρότερη από το  $\epsilon_g$ , και  $kT$  στη θερμοκρασία δωματίου).

Τα επίπεδα δοτών (δεκτών) βρίσκονται ακριβώς κάτω (πάνω) από τη ζώνη αγωγιμότητας (σθένους) και οι φορείς επομένως διεγείρονται θερμικά εύκολα στη γειτονική ζώνη όπου είναι σε θέση να συμβάλουν στη γενική αγωγιμότητα (σχήμα 2.12). Η συνολική αγωγιμότητα θα είναι τότε  $\sigma = \sigma_i + \sigma_e$ , όπου η εγγενής αγωγιμότητα,  $\sigma_i = N_i e^2 \tau / m^*$ , οφείλεται στην θερμική διέγερση των ηλεκτρονίων από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας, και η εξωγενής αγωγιμότητα,  $\sigma_e = N_e e^2 \tau / m^*$ , οφείλεται στις προσμίξεις. Η εγγενής συγκέντρωση φορέων είναι τότε  $N_i \propto \exp(-E_g/2kT)$ . Η εξωγενής συγκέντρωση είναι  $N_e \propto \exp(-E_d/2kT)$  στις χαμηλές θερμοκρασίες (δηλ. όπου  $kT < E_d$ ). Σε θερμοκρασίες όπου  $kT > E_d$  (όπου όλες οι προσμίξεις ιονίζονται)  $N_e \rightarrow N_d$  (ή  $N_A$ ), η συγκέντρωση των δοτών (ή δεκτών) (σχήμα 2.13).

### 2.1.7 Διζωνικές οπτικές μεταπτώσεις: εξιτόνια

Εκτός από τη θερμική προώθηση των ηλεκτρονίων και των οπών μέσω των διζωνικών μεταπτώσεων (από την ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας) στις οποίες οφείλεται η εγγενής αγωγιμότητα, είναι δυνατό να διεγερθούν άμεσα τέτοιες μεταπτώσεις οπτικά, υποβάλλοντας το δείγμα σε ακτινοβολία με  $h\omega > E_g$ . Εάν το ελάχιστο της χαμηλότερης ζώνης αγωγιμότητας είναι τοποθετημένο κάθετα πάνω από το μέγιστο της ζώνης σθένους (συνήθως στο  $k=0$ ), τότε η οπτική διαδικασία αναφέρεται ως άμεση μετάπτωση. Αν το ελάχιστο της χαμηλότερης ζώνης αγωγιμότητας είναι τοποθετημένο σε κάποιο άλλο σημείο στο  $k$ -χώρο από αυτό του μεγίστου της ζώνης σθένους, η διαδικασία αναφέρεται ως έμμεση μετάπτωση. Αυτό απαιτεί τη συμμετοχή οπτικών φωνονίων για να ικανοποιηθεί η διατήρηση της ορμής και είναι επομένως μια χαμηλότερου (υψηλότερου) βαθμού διαδικασία. Τα ανωτέρω υλικά αναφέρονται ως άμεσο χάσμα και ημιαγωγοί έμμεσου χάσματος αντίστοιχα (σχήμα 2.14).

Το οπτικό φάσμα που αντιστοιχεί στην αρχή των διζωνικών ηλεκτρικών μεταπτώσεων δίπολων αναφέρεται ως άκρη της απορρόφησης. Τα πιο ευρέως χρησιμοποιούμενα έμμεσα υλικά χάσματος είναι οι ημιαγωγοί της ομάδας IV Ge και Si. Τα πιο γνωστά άμεσα υλικά χάσματος είναι III-V (InSb, GaAs, GaP, κ.λπ.), II-V (HgTe, CdTe, ZnSe, κ.λπ.) και IV-VI (άλατα μολύβδου PbTe, PnSe και SnTe) και συνδυασμοί κραμάτων όλων αυτών. Μια σημαντική πρόσθετη επίδραση, που γίνεται σταδιακά ισχυρότερη καθώς το ενεργειακό χάσμα γίνεται μεγαλύτερο σε έναν ημιαγωγό, είναι η αλληλεπίδραση Coulomb μεταξύ των ηλεκτρονίων και των οπών που δημιουργούνται από τις διζωνικές οπτικές μεταπτώσεις. Το ηλεκτρόνιο μεταπίπτει σε μία διεγερμένη κατάσταση αλλά παραμένει συνδεδεμένο σε μια τροχιά που μοιάζει με αυτή του υδρογόνου, γύρω από τη θετική οπή, δημιουργώντας μια διέγερση δύο-σωματιδίων αποκαλούμενο εξιτόνιο. Το σύνθετο μόριο μπορεί έπειτα να κινηθεί ομαδικά σε όλο το κρύσταλλο. Σε ένα ιδανικό κρύσταλλο, επομένως, το



φάσμα απορρόφησης πρέπει να αποτελείται από μια σειρά διακριτών γραμμών που αντιστοιχούν στην θεμελιώδη και τις διεγερμένες καταστάσεις εξιτονίων, ακολουθούμενες σε κάπως υψηλότερες ενέργειες από τη συνεχή σειρά που σχετίζεται με τις ηλεκτρονικές διζωνικές μεταπτώσεις. Τα ενεργειακά επίπεδα του φάσματος εξιτονίου που μετράται από την αρχή της συνεχούς σειράς ιονισμού θα δίνονται από τον τύπο Bohr: (2.63),

όπου  $m_r$  είναι η μειωμένη μάζα που δίνεται από: .... όπου  $m_e$ ,  $m_h$  είναι οι αποτελεσματικές μάζες του ηλεκτρονίου και της οπής. Οι δομές εξιτονίων που παρατηρούνται κοντά στην άκρη απορρόφησης του GaAs (ελαφρώς εξιτονικό) και του  $\text{Cu}_2\text{O}$  (ισχυρώς εξιτονικό, μεγάλο χάσμα) παρουσιάζονται στο σχήμα 2.15. Η αλλαγή στην εξιτονική απορρόφηση κατά την εφαρμογή ενός ηλεκτρικού πεδίου χρησιμοποιείται για να δημιουργήσει έναν διαμορφωτή, όπως περιγράφεται στην παράγραφο 3.5.3.

## 2.2 Παραδείγματα εφαρμογών του μοντέλου του Drude στις οπτικές ιδιότητες και τις ιδιότητες μεταφοράς των ημιαγωγών

Το μοντέλο του Drude, τροποποιημένου με την χρήση της αποτελεσματικής μάζας, είναι εξαιρετικά χρήσιμο στην ερμηνεία των οπτικών ιδιοτήτων και των ιδιοτήτων μεταφοράς των ημιαγωγών και εδώ δίνουμε μερικά παραδείγματα. Ειδικότερα δίνουμε μια απλή κλασική επεξεργασία της φωτοαγωγιμότητας, της μη γραμμικής διάθλασης και της μαγνητο-οπτικής.

### 2.2.1 Φωτοαγωγιμότητα

Όταν η ακτινοβολία διεγείρει διζωνικές μεταπτώσεις (ή από προσμίξεις σε ζώνη), δημιουργούνται ζεύγη οπών-ηλεκτρονίων, επιφέροντας μια αλλαγή στην αγωγιμότητα. Κανονικά χρησιμοποιείται μια σταθερή ένταση πόλωσης και η αλλαγή τάσης σε μία αντίσταση φορτίου χρησιμοποιείται ως η παραγωγή αυτού του φωτοαγωγίμου ανιχνευτή. Πολλοί από τους ανιχνευτές που συζητούνται στο κεφάλαιο 9 χρησιμοποιούν αυτό το φαινόμενο (τμήμα 9.5.3).

Η αγωγιμότητα του ρεύματος στο σκοτάδι δίνεται από την (2.64). Όταν ανάβει το φως,  $\Delta n = \Delta p$ , και (2.65) όπου το  $b$  είναι η αναλογία κινητικότητας  $\mu_e/\mu_h$ . Επομένως η αύξηση στην αγωγιμότητα είναι (2.66). Το  $\Delta n$  καθορίζεται από το ποσοστό δημιουργίας οπών-ηλεκτρονίων που ισορροπείται από τον ανασυνδυασμό. Η εξίσωση του ποσοστού για ένα απλό μοντέλο δημιουργίας-ανασυνδυασμού είναι (2.67),

όπου το  $G$  είναι το ποσοστό δημιουργίας ανά μονάδα όγκου και το  $T_1$  είναι ο χρόνος ανασυνδυασμού φορέων (δηλ. όχι ο χρόνος διασποράς φορέων  $\tau$ , συνήθως  $T_1 > 10^3\tau$ ). Στην σταθερή κατάσταση  $dn/dt=0$ , οπότε  $\Delta n=GT_1$ .

Για μια πλάκα του πάχους  $d$ , η κλασματική δύναμη που απορροφάται,  $\Delta I/I=ad$ , όπου το  $a$  είναι ο συντελεστής απορρόφησης. Επομένως, εάν υπάρχουν  $N(\omega)$  προσπίπτοντα φωτόνια ανά δευτερόλεπτο, ο αριθμός που απορροφάται ανά δευτερόλεπτο είναι  $= adN(\omega)$ . Εάν υποθέσουμε ότι κάθε φωτόνιο δημιουργεί ένα ζευγάρι οπών-ηλεκτρονίων, έχουμε (2.68).

Αλλά  $N(\omega)=I(\omega)A/h\omega$ , όπου το  $A$  είναι η περιοχή που φωτίζεται. Έτσι, τελικά, η πυκνότητα διεγερμένων ηλεκτρονίων είναι (2.69) και (2.70).

## 2.2.2 Μη γραμμική διάθλαση μέσω οπτικής διζωνικής άντλησης: ένας μηχανισμός για την οπτική διπλή ισορροπία

Στη μελέτη της μη γραμμικής οπτικής των ημιαγωγών διαπιστώνεται ότι ο φωτισμός του υλικού σε υψηλές εντάσεις («άντληση») σε ενέργειες που αντιστοιχούν στο τέλος της άκρης απορρόφησης, παράγει μια ισχυρή εξάρτηση της έντασης από το δείκτη διάθλασης. Αυτό είναι ένα άμεσο αποτέλεσμα από φωτοδιηγημένους φορείς (από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας) που συμβάλλουν στο δείκτη διάθλασης, δηλ. (2.71)

Μπορούμε να λάβουμε μια κατά προσέγγιση έκφραση για το  $n_2$  με τη χρήση του μοντέλου Drude. Υποθέστε ότι κάθε φωτόνιο παράγει ένα ζευγάρι οπών-ηλεκτρονίων με χρόνο ανασυνδυασμού  $T_1$ . Άλλη μια φορά χρησιμοποιούμε την εξίσωση ποσοστού (2.67), κατά τρόπο παρόμοιο με αυτόν που χρησιμοποιείται στη συζήτηση της φωτοαγωγιμότητας, όπου το ποσοστό παραγωγής ανά μονάδα όγκου είναι απλά (2.72) που το  $N(\omega)$  είναι ο αριθμός προσπιπτόντων φωτονίων ανά δευτερόλεπτο, έτσι ώστε (2.73).

Στην σταθερή κατάσταση  $dn/dt=0$ , έτσι  $\alpha IT_1/h\omega$ . Από τη θεωρία Drude (Εξίσωση (2.33)) έχουμε το δείκτη διάθλασης με όρους πυκνότητας φορέων: δίνοντας, για μικρό  $\Delta n$ , (2.74) (2.75) ή (2.76).

Σαφώς, το  $n_2$  έχει μια αρνητική συμβολή στο δείκτη διάθλασης και έχει μια ισχυρή εξάρτηση από τη συχνότητα. Αυτό το φαινόμενο είναι υπεύθυνο για μέρος της μη γραμμικότητας που έχει χρησιμοποιηθεί στην οπτική διπλή ισορροπία, την λογική οπτικής και τα στοιχεία μνήμης, και περιγράφεται στο κεφάλαιο 4. Το σχήμα 2.16 δίνει μια αναλογία για να εξηγήσει την υπόλοιπη διζωνικής επίδραση μπλοκαρίσματος που συζητείται στην παράγραφο 4.2.4.

## 2.2.3 Κλασική μαγνητο-οπτική των ημιαγωγών

### Αντήχηση (συντονισμός) κύκλωτρου και η επίδραση Faraday

Τα μαγνητικό-οπτικά πειράματα παρέχουν μερικές από τις πλέον ακριβείς μετρήσεις των παραμέτρων ζωνών των ημιαγωγών. Παραδείγματος χάριν, όπου είναι μετρήσιμη (δηλ. στα υψηλής ποιότητας, καθαρά κρύσταλλα) η αντήχηση (CR) κυκλοτρονίων είναι η ακριβέστερη μέθοδος για τις αποτελεσματικές μάζες των φορέων. Επιπλέον, πολλά υλικά γίνονται οπτικά ενεργά όταν τοποθετούνται σε ένα μαγνητικό πεδίο και αυτό το φαινόμενο (γνωστό ως επίδραση Faraday) έχει χρησιμοποιηθεί στις συσκευές διαμορφωτών που ενεργούν ως οπτικοί μονωτές (παράγραφος 7.4). Εδώ εξετάζουμε αυτά τα μαγνητο-οπτικά αποτελέσματα από την άποψη της κλασικής θεωρίας.

Μπορούμε να ξαναγράψουμε Εξίσωση (2.26), την εξίσωση της κίνησης για ένα ηλεκτρόνιο, για να λάβει υπόψη την παρουσία ενός μαγνητικού πεδίου ως εξής: (2.77),

όπου το  $E$  είναι το ηλεκτρικό συστατικό στο οπτικό κύμα και το  $B$  το εξωτερικά επιβληθέν (στατικό) μαγνητικό συστατικό του πεδίου. Ο όρος στη δεξιά πλευρά είναι η δύναμη Lorentz, και ο  $g$ -όρος εισάγεται άλλη μια φορά για να ερμηνεύσει τα αποτελέσματα της απόσβεσης. Μπορούμε να γράψουμε την Εξίσωση (2.77) για κάθε συστατικό χωριστά, βάζοντας το  $B$  κατά μήκος του  $z$ : (2.78) (2.79) (2.80).

Για το κυκλικά πολωμένο φως που διαδίδεται κατά μήκος της κατεύθυνσης  $z$ , μπορούμε να γράψουμε το ηλεκτρικό διάνυσμα στη μορφή (2.81). Έτσι, πολλαπλασιάζοντας την Εξίσωση (2.79) με το  $i$  και προσθέτοντας την Εξίσωση (2.78), έχουμε και για τους δύο τρόπους πόλωσης: (2.82),

όπου ορίζουμε  $s = s_0 \exp(\pm i\omega t)$  ως μία σύνθετη μετατόπιση. Η λύση σε αυτό είναι (2.83) όπου  $eB/m^*$  είναι η συχνότητα κύκlotρου,  $\omega_c$ . Κατά συνέπεια το εξωτερικό μαγνητικό πεδίο έχει τώρα «ανοίξει» μια συντονισμένη συχνότητα. Προχωρώντας ακριβώς όπως πριν για το μοντέλο Drude, έχουμε τώρα την πρόκληση μιας πόλωσης για τα ηλεκτρόνια,  $P = nes$ . Κατά συνέπεια, (2.84) επομένως (2.85) και (2.86), όπου τα πρόσημα + και - αναφέρονται στις αριστερές και δεξιές λογικές της πόλωσης. Δεδομένου ότι συζητήσαμε νωρίτερα στα πλαίσια του μοντέλου Drude, το φανταστικό μέρος της διηλεκτρικής σταθεράς προκαλεί την απορρόφηση. Για τη δεξιόστροφη πόλωση παίρνουμε την απορρόφηση αντήχησης κυκλοτρονίων όταν (2.87),  $\omega_c$  είναι η συχνότητα με την οποία τα ηλεκτρόνια μπαίνουν στην τροχιά της κατεύθυνσης του μαγνητικού πεδίου. Για να λάβουν μια αντήχηση, τα ηλεκτρόνια πρέπει να ολοκληρώσουν περισσότερες από μια τροχιές προτού να διασκορπιστούν σε μια άλλη κατάσταση από μια σύγκρουση. Κατά συνέπεια χρειαζόμαστε  $\omega_c \gg g$ , δηλ.  $\omega_c \tau \gg 1$ , για να παρατηρήσουμε μια καλά καθορισμένη αντήχηση. Σαφώς δεν υπάρχει καμία συντονισμένη απορρόφηση για το φως που πολώνεται υπό την αντίθετη έννοια.

Για το επίπεδα-πολωμένο φως με το  $k$  παράλληλο στο  $B$ , οι επιδράσεις διασποράς,  $\theta$ , οδηγούν σε μια στροφορμή, του επιπέδου της πόλωσης. Αυτό είναι γνωστό ως στροφορμή Faraday, και για να γίνει κατανοητό αυτό σημειώνουμε ότι το εισερχόμενο επίπεδα-πολωμένο φως μπορεί να διαιρεθεί σε δύο αντίθετα πολωμένα κυκλικά συστατικά ίσου μεγέθους. Οι δείκτες διάθλασης των δύο πολώσεων είναι ελαφρώς διαφορετικοί έτσι ώστε να έχουν διαφορετικές ταχύτητες καθώς ταξιδεύουν μέσω του κρυστάλλου. Αυτό οδηγεί σε μια μετατόπιση φάσης που δίνεται από την (2.88) όπου το  $d$  είναι το δειγματικό πλάτος. Αφού διαπεράσει το δείγμα, η επακόλουθη πόλωση έχει περιστραφεί κατά (2.89). Για τους ελεύθερους φορείς, κάνοντας τις προσεγγίσεις  $n^2 \gg k^2$ ,  $\omega^2 \gg g^2$ , διαπιστώνουμε ότι (2.90) έτσι ώστε (2.91).

Αυτή είναι μια καλή μέθοδος μη συντονισμού για την μέτρηση της  $m^*$ . Είναι ανεξάρτητη από το  $\tau$  και επομένως μπορεί να χρησιμοποιηθεί σε μερικές καταστάσεις όπου δεν είναι δυνατή μια μέτρηση συντονισμού κυκλοτρονίων επειδή η συνθήκη  $\omega_c \tau \gg 1$  δεν ικανοποιείται.

Οι συσκευές που εκμεταλλεύονται την ανωτέρω ιδιοκτησία για να παραγάγουν μια στροφορμή στο επίπεδο της πόλωσης είναι γνωστές ως περιστροφείς Faraday. Αυτοί χρησιμοποιούνται, από κοινού με έναν επίπεδο πολωτή, για να παρέχουν την οπτική απομόνωση στα συστήματα όπου η οπίσθια αντανάκλαση από έναν καθρέφτη αντηχείου πρόκειται να εξαλειφτεί, όπως σε μια αλυσίδα ενισχυτών λέιζερ. Εναλλακτικά, ο τρόπος διάδοσης μόνο σε μια κατεύθυνση μπορεί να είναι επιθυμητός, όπως σε μερικές κοιλότητες λέιζερ δαχτυλιδιού. Αυτό επιτυγχάνεται με το σχεδιασμό περιστροφέων Faraday έτσι ώστε να παράγουν μια στροφορμή  $45^\circ$  στο επίπεδο της πόλωσης σε ένα πέρασμα. Οποιαδήποτε ακτίνα που αντανάκλαται και διαπερνά τον περιστροφέα για δεύτερη φορά, υπόκειται σε μια στροφορμή  $90^\circ$  συνολικά, επιτρέποντας την εξάλειψή της από έναν πολωτή. Η συσκευή περιγράφεται στην παράγραφο 7.4. Συνήθως χρησιμοποιείται η επίδραση Faraday των δεσμευμένων ηλεκτρονίων.

### 2.3 Ενεργειακές ζώνες των πραγματικών ημιαγωγών

Τα μοντέλα που παρουσιάστηκαν μέχρι τώρα δίνουν χρήσιμες απλές εξηγήσεις πολλών επιδράσεων που χρησιμοποιούνται στις συσκευές. Συζητάμε τώρα την κβαντική μηχανική που απαιτείται για την ποσοτική «μηχανική των δομών των ζωνών».

### 2.3.1 Εισαγωγή το μοντέλο σχεδόν-ελεύθερων ηλεκτρονίων

Το βασικό φυσικό μοντέλο των περισσότερων «αξιωματικών» υπολογισμών ενεργειακών ζωνών, είναι το αποκαλούμενο μοντέλο των σχεδόν-ελεύθερων ηλεκτρονίων (NFE). Περιγράφουμε εν συντομία εδώ αυτούς τους τύπους, κάνοντας την απλούστευση της μιας διάστασης.

Το μοντέλο κβαντικής μηχανικής του ηλεκτρονίου σε ένα μονοδιάστατο άπειρο φρέαρ δυναμικού λαμβάνεται ως αφετηρία, σύμφωνα με το προηγούμενο τμήμα. Η εξίσωση Schrodinger είναι επομένως (2.92), όπου  $H_0$  είναι η Hamiltonian και το  $E_k$ , ενεργειακές χαρακτηριστικές ρίζες. Οι λύσεις είναι υπό μορφή κυματοσυναρτήσεων επιπέδων ελεύθερων-ηλεκτρονίων.

Το περιοδικό δυναμικό του κρυστάλλου αντιμετωπίζεται έπειτα ως μια διαταραχή και επειδή είναι περιοδική στο χώρο, μπορεί να γραφτεί ως σειρά Fourier: (2.94), όπου το  $j$  είναι ένας ακέραιος αριθμός. Το  $V_j$  είναι απλά ένας συντελεστής σε αυτήν την επέκταση. Η εξίσωση διαταραχής (2.95) λύνεται από τη θεωρία διαταραχής, όπως περιγράφεται σε πολλά προπτυχιακά βιβλία φυσικής στερεάς κατάστασης. Κοντά στα σημεία στο  $k$ -χώρο όπου η μη Hamiltonian διαταραχής δίνει ζώνες ίσης ενέργειας (εκφυλισμένες ζώνες), όπως στο κέντρο ζώνης και τα όρια ζώνης στις υψηλές κατευθύνσεις συμμετρίας (σχήμα 2.17), χρησιμοποιείται η εκφυλισμένη θεωρία διαταραχής. Σε αυτήν την περίπτωση μπορούμε να κάνουμε μια χοντρική προσέγγιση συμπεριλαμβανοντας μόνο τις δύο ενεργειακές ζώνες δίπλα στο σημείο εκφυλισμού στην αλληλεπίδραση. Αυτό οδηγεί άμεσα στη γνωστή τετραγωνική έκφραση για τις ενέργειες δύο (παρόμοιες στην αγωγιμότητα και παρόμοιες στο σθένος) ενεργειακών ζωνών που χωρίζονται από ένα ενεργειακό χάσμα: (2.96), όπου το  $V$  είναι ο πίνακας στοιχείο  $\langle \psi_1 | H' | \psi_0 \rangle$ , στο παράδειγμά μας για τις  $n = 0$  και  $n = 1$  ζώνες. Στο  $k = \pi/a$  (δηλ. το όριο ζώνης Brillouin) αυτό οδηγεί αμέσως σε μια απλή έκφραση για την ενέργεια: (2.97) υπονοώντας ένα ενεργειακό χάσμα  $\Delta E = 2V$ . Η δυσκολία με αυτήν την προσέγγιση, εντούτοις, βρίσκεται στη λήψη της λειτουργικής μορφής του δυναμικού του κρυστάλλου στο χώρο. Το πραγματικό μέγεθος των συντελεστών  $V_j$  στην Εξίσωση (2.94) δεν είναι γνωστό.

Ένα άλλο πρόβλημα με τη μέθοδο NFE είναι ότι απαιτείται ένας πάρα πολύ μεγάλος αριθμός επιπέδων κυμάτων στη διαταραχή (2.98) (όπου τα  $c_j$  είναι απλοί συντελεστές) για να διευθετηθεί το βίαια ταλαντευόμενο ατομικό δυναμικό στην περιοχή των πυρήνων των ατόμων (σημειώστε ότι μόνο δύο συντελεστές λήφθηκαν για να λάβουν το απλουστευμένο όριο της Εξίσωσης (2.96)). Στους υπολογισμούς των αξιωματών επιτυγχάνεται γρηγορότερη σύγκλιση με την χρήση ρεαλιστικότερων εκφράσεων για τις ατομικές κυματοσυναρτήσεις δυναμικού και ηλεκτρονίων στην έναρξη, συμπεριλαμβανομένων τόσο της ατομικής όσο και της κρυσταλλικής συμμετρίας.

Μια μεγάλη ποικιλία διαφορετικών τεχνικών έχει χρησιμοποιηθεί για να ληφθούν οι θεωρητικές δομές των ενεργειακών ζωνών όλων των συνηθισμένων και γνωστών ημιαγωγών, συμπεριλαμβανομένου του αποκαλούμενου αυξανόμενου επιπέδου κύματος, του ορθογωνιοποιημένου κύματος και ψευδοπιθανές μέθοδοι. Το πλήρες μέρος αυτής της γνώσης ενσωματώνεται έπειτα στην ημι-εμπειρική μέθοδο που είναι πιο σχετική με τα πρακτικά πειράματα, δηλ. η θεωρία διαταραχής  $k \cdot p$  που περιγράφεται στο επόμενο τμήμα. Αυτό έχει γίνει η μόνη πιο σημαντική διαδικασία για την πρόβλεψη και την ανάλυση των πειραματικών παραμέτρων που καθορίζουν τις δομές των ενεργειακών ζωνών των ημιαγωγών. Ήδη έχουμε δει ότι το  $k$  είναι το κυματο-διάνυσμα που συνδέεται με το μέρος των επιπέδων κυμάτων της κυματοσυνάρτησης του ηλεκτρονίου, με μια «κρυσταλλική ορμή»  $\hbar k$  που είναι μόνο ίση με την ορμή των ελεύθερων ηλεκτρονίων στο όριο όπου το δυναμικό του κρυστάλλου είναι σταθερό. Στη θεωρία  $k \cdot p$ , το  $p$  ενεργεί ως τελεστής ορμής, που καθορίζεται από  $p = -i\hbar \nabla$ .

### 2.3.2 Θεωρία διαταραχής $k \cdot p$

Η  $k \cdot p$  μέθοδος είναι μια ημι-εμπειρική τεχνική διαταραχής για τους υπολογισμούς ενεργειακών ζωνών των πραγματικών ημιαγωγών. Η γνωστή διάταξη των καταστάσεων των ζωνών σε συγκεκριμένα σημεία συμμετρίας δείχνει (πιο σημαντικά το αποκαλούμενο  $\Gamma$ -σημείο στο  $k = 0$ ) λαμβάνεται από υπολογισμούς αξιωματών. Όλες οι γνωστές πειραματικές πληροφορίες για τους διαχωρισμούς των ζωνών (ενεργειακά χάσματα) εισάγονται εμπειρικά και ο αριθμός ανεξάρτητων άγνωστων στοιχείων (δηλ. ενεργειακή ζώνη, ή αποτελεσματική μάζα, παράμετροι) μειώνεται σε ένα ελάχιστο από τις θεωρητικές εκτιμήσεις της συμμετρίας της ομάδας. Η θεωρία, όταν λαμβάνεται στο βαθμό  $k^2$ , καθορίζει την αποκαλούμενη προσέγγιση της αποτελεσματικής μάζας. Η προκύπτουσα δομή των ζωνών λαμβάνεται με όρους ενός σταθερού συνόλου παραμέτρων των ζωνών, που καθορίζονται από την άμεση σύγκριση με πειραματικά αποτελέσματα. Δεν γίνεται καμία προσπάθεια να δώσει έναν απόλυτο υπολογισμό των παραμέτρων. Είναι μόνο απαραίτητο να είναι γνωστή η συμμετρία του προβλήματος και των ενεργειακών χασμάτων.

Ξεκινάμε με τις ηλεκτρονικές συναρτήσεις στη μορφή Bloch: (2.99) για μια συγκεκριμένη ζώνη  $j$ . Γενικά η ισότητα του  $u_{j,k}$  (δηλ. ο τρόπος που η συνάρτηση μετασχηματίζεται στο πλαίσιο της δράσης του τελεστή συμμετρίας) είναι απροσδιόριστη, αλλά  $k = 0$  (το σημείο- $\Gamma$ ) οι συναρτήσεις  $u_{j,0}$  έχουν τη συμμετρία των ατομικών καταστάσεων. Για τους περισσότερους από τους ημιαγωγούς που μας ενδιαφέρουν (δηλ. στοιχεία της IV ομάδας όπως το Ge, Si,  $\alpha$ -Sn, τα στοιχεία της ομάδας III GaAs και InSb, και τα στοιχεία της ομάδας II-VI HgTe, CdTe, ZnSe), η κατάσταση σθένους όπως τις ατομικές  $p$ -συναρτήσεις (συμμετρία X, Y, Z) και οι καταστάσεις αγωγιμότητας όπως τις ατομικές  $s$ -συναρτήσεις (συμμετρία S), βλέπε σχήμα 2.18. Παρουσία της σύζευξης στροφορμής τροχιάς, που διαχωρίζει τις καταστάσεις σθένους, πρέπει κανείς να θεωρήσει ότι το τμήμα της στροφορμής (στροφορμή πάνω η κάτω) και οι  $p$ -καταστάσεις σθένους έχουν χαρακτήρα ανάμεικτης στροφορμής.

Η συνάρτηση διαταραχής  $\psi_{j,k}(r)$  επεκτείνεται έπειτα από την άποψη του πλήρους συνόλου συναρτήσεων  $\Gamma$ -σημείου η συμμετρία των οποίων είναι γνωστή (π.χ. για το Ge οι συναρτήσεις ζωνών σθένους μετασχηματίζονται όπως οι ατομικές  $4p$ -συναρτήσεις και ζωνών αγωγιμότητας όπως οι ατομικές  $5s$ -συναρτήσεις): (2.100),

όπου το άθροισμα γίνεται σε όλες τις συμμετρίες ζωνών στο  $k=0$ . Είναι έπειτα απαραίτητο να λυθεί το πρόβλημα διαταραχής: (2.101) όπου τώρα ο τελεστής ορμής  $p = -i\hbar \nabla$  εφαρμόζεται σε μια γινόμενο συναρτήσεων. Παίρνοντας μια διάσταση για λόγους απλότητας, μπορούμε να εφαρμόσουμε  $\psi = u e^{ikx}$ . Ο όρος  $e^{ikx}$  ακυρώνεται στην εξίσωση Schrodinger, δίνοντας την ακόλουθη εξίσωση σε όρους των συναρτήσεων Bloch: (2.102). Στο  $\Gamma$ -σημείο υποθέτουμε ότι οι ενέργειες των ακρότατων σημείων των ζωνών (συμπεριλαμβάνοντας  $E_v$  και  $E_c$ ) είναι γνωστές από τους υπολογισμών των αξιωματών και από πειράματα, δηλαδή γνωρίζουμε τις λύσεις στην: (2.103). Τότε η γενική εξίσωση είναι: (2.104).

Ο πρώτος όρος δίνει τα ακρότατα σημεία των ζωνών του  $\Gamma$ -σημείου (που υποτίθεται ότι είναι γνωστά για  $k=0$ ), ο δεύτερος όρος είναι η ενέργεια των ελεύθερων ηλεκτρονίων και ο τρίτος όρος ( $k \cdot p$ ) είναι ο όρος της αποτελεσματικής μάζας και χειρίζεται με τη θεωρία διαταραχής. Ο τελευταίος προκύπτει άμεσα από το περιοδικό δυναμικό του κρυστάλλου μέσω της επιλογής της μορφής Bloch για την κυματοσυνάρτηση του ηλεκτρονίου.

Επεκτείνουμε έπειτα το  $u_{j,k}(r)$  με όρους του πλήρους συνόλου των συναρτήσεων μη διαταραχής (Εξίσωση (2.99)) και εκτελούμε την δευτεροταγή θεωρία διαταραχής. Υποθέτουμε για λόγους απλότητας ότι οι άξονες συμπίπτουν με

τους άξονες του κρυστάλλου. Τότε, στη δεύτερη δύναμη (δηλ.  $k^2$ ), έχουμε για μια μόνο ζώνη  $j$  (π.χ. τη ζώνη αγωγιμότητας):

Ο πρώτος όρος, όπως πριν, δίνει τις ενέργειες ζωνών  $k = 0$  (π.χ.  $E_c(0)$  για τη ζώνη αγωγιμότητας) και ο δεύτερος είναι η ενέργεια ελεύθερων ηλεκτρονίων. Ο τρίτος όρος είναι η πρωτοταγής διαταραχή που εξαφανίζεται για τα ακρότατα σημεία των ζωνών στο  $\Gamma$ -σημείο και ο τέταρτος όρος καθορίζει την αποτελεσματική μάζα για την ενέργεια υπολογισμένη στο βαθμό  $k^2$ . Αυτή η επέκταση ισχύει για μικρά  $k$  (δηλ.  $k \ll \pi/a$ ). Τα στοιχεία πινάκων ορμής βρίσκονται εκεί όπου οι συναρτήσεις Bloch είναι ομαλοποιημένες στη μονάδα κυττάρου και όχι σε όλο το χώρο. Οι πίνακες στοιχεία είναι παράμετροι σταθερών ζωνών που καθορίζονται από το πείραμα, επομένως πρέπει να ξέρουμε μόνο τη συμμετρία των συναρτήσεων  $u_{j,o}(r)$  και δεν ενδιαφερόμαστε για την απόλυτη αξία τους  $p_{ji}$ . Έτσι έχουμε τον καθορισμό της αποτελεσματικής μάζας για την  $j$ -ιοστή ζώνη: (2.107, 2.108).

Σε μερικές πειραματικές καταστάσεις, ιδιαίτερα για τους ημιαγωγούς στενός-χάσματος όπως InSb ( $E_g \sim 0,2$  eV), είναι δυνατό να γίνει η ακραία απλοποίηση της εξέτασης μόνο των ζωνών σθένους και αγωγιμότητας. Σε αυτό το μοντέλο δύο-ζωνών για τη ζώνη αγωγιμότητας παίρνουμε μόνο τη ζώνη σθένους στο άθροισμα: (2.109), όπου το ενεργειακό χάσμα  $E_g = E_c(0) - E_v(0)$ . Κατά συνέπεια, μπορούμε να γράψουμε: (2.110) όπου  $m_c/m$  είναι η αποτελεσματική μάζα της ζώνης αγωγιμότητας, που δίνεται από: (2.111).

Γενικά, ο όρος ενέργειας ελεύθερης μάζας είναι αμελητέος για τους ημιαγωγούς και η αποτελεσματική μάζα είναι ουσιαστικά μικρότερη από  $m$ . Οι προκύπτουσες (πρωτοταγείς) συναρτήσεις διαταραχής είναι:

Η προηγούμενη επεξεργασία είναι ιδιαίτερα απλή επειδή έχουμε εξετάσει μια μόνο, παρόμοια με  $p$ , ζώνη αγωγιμότητας. Η παρόμοια με  $p$  ζώνη σθένους είναι πιο περίπλοκη επειδή αποτελείται από τρεις καταστάσεις, την αρχικά εκφυλισμένη  $k = 0$ , η οποία μετασχηματίζονται ως  $X$ ,  $Y$  και  $Z$ . Πρέπει να δούμε προσεκτικότερα τη διαδικασία που οδηγεί στην Εξίσωση (2.105) και να εφαρμόσουμε την εκφυλισμένη θεωρία διαταραχής για τις τρεις  $u_{v,o}(r)$  συναρτήσεις δηλ. να μεταχειριστούμε τις καταστάσεις σθένους από κοινού. Τότε αυτό δίνει μια (3 X 3) γενικευμένη εξίσωση για τη τριπλά εκφυλισμένη ζώνη σθένους. Εάν προσθέσουμε έπειτα τη σύζευξη τροχιάς στροφορμής  $H_{so}$  είναι απαραίτητο να συμπεριλάβουμε τα τμήματα στροφορμής των κυματοσυναρτήσεων  $u_{v,o}(r)$ . Το κύριο αποτέλεσμα του συνυπολογισμού του  $H_{so}$  είναι ότι οι σωστές συναρτήσεις ζωνών σθένους που διαγωνιοποιούν την Hamiltonian, έχουν χαρακτήρα μεικτής στροφορμής (σε ατομικούς όρους αυτό αναφέρεται ως η  $|J, m_j\rangle$  αντιπροσώπευση), και ο τριπλάσιος εκφυλισμός αυξάνεται μερικώς.

Κατά συνέπεια, έχουμε τις χαμηλών και υψηλών οπών ζώνες σθένους να εκφυλίζονται σε: (2.113) και την ζώνη τροχιάς-στροφορμής (2.114). Η κυβική συμμετρία του κρυστάλλου καθιστά δυνατή την έκφραση της διασποράς των ζωνών σθένους με όρους μόνο τριών ανεξάρτητων παραμέτρων αποτελεσματικής μάζας  $A$ ,  $B$  και  $C$ . Η συνολική εικόνα για τη ζώνη αγωγιμότητας και τη ζώνη σθένους κοντά στο  $k = 0$  παρουσιάζεται στο σχήμα 2.19 (λαμβάνοντας την κορυφή της ζώνης σθένους ως την μηδενική ενέργεια).

Η εξίσωση (2.111) δείχνει ότι η αποτελεσματική μάζα στη ζώνη αγωγιμότητας συσχετίζεται άμεσα με το ενεργειακό χάσμα. Ο πίνακας στοιχείο της διζωνικής ορμής  $p_{cv}$  βρίσκεται ότι είναι αρκετά σταθερός για όλους τους εξεταζόμενους ημιαγωγούς. Κατά συνέπεια βρίσκουμε ότι για το InSb  $m_c \sim 0.015m_0$  ( $E_g \sim 0.2$  eV) και για το GaAs  $m_c \sim 0.067m_0$  ( $E_g \sim 1.5$  eV). Η ζώνη σθένους χαμηλών-οπών είναι κοντά σε μια εικόνα καθρέπτη της ζώνης αγωγιμότητας, αλλά λίγο (συνήθως 20%) βαρύτερη και η ζώνη υψηλών-οπών έχει μια ουσιαστικά μεγαλύτερη μάζα, συνήθως ( $\sim 20\%$ ).

Η περιγραφή που δίνεται ανωτέρω ισχύει για τους άμεσου χάσματος ημιαγωγούς. Για τους ημιαγωγούς έμμεσου χάσματος όπως το Ge και το Si, η ζώνη σθένους κοντά στο  $k = 0$  περιγράφεται ακριβώς από την Εξίσωση (2.113), αλλά το ελάχιστο των ζωνών αγωγιμότητας διαμορφώνουν ελλειψοειδή περιστροφή για τις  $\langle 111 \rangle$  και  $\langle 100 \rangle$  κατευθύνσεις, αντίστοιχα, στο όριο ζώνης Brillouin. Μια άλλη κατηγορία τεχνικά σημαντικών ημιαγωγών περιλαμβάνει τα άλατα μολύβδου και τα κράματά τους, ιδιαίτερα για τα υπέρυθρα λείζερ διόδων. Η δομή ζωνών αυτών των υλικών είναι σημαντικά διαφορετική από αυτήν που περιγράφεται ανωτέρω δεδομένου ότι έχουν και τα μέγιστα ζωνών σθένους και τα ελάχιστα ζωνών αγωγιμότητας στο αποκαλούμενο L-σημείο (στην  $\langle 111 \rangle$  κατεύθυνση) της ζώνης Brillouin. Κατά συνέπεια και οι ζώνες αγωγιμότητας και σθένους είναι ανισότροπα ελλειψοειδή περιστροφής, που καθορίζονται από τις διαμήκεις και εγκάρσιες αποτελεσματικές μάζες.

Τα ενεργειακά χάσματα και οι αποτελεσματικές μάζες για κάποια τεχνικά σημαντικά στοιχεία των ομάδων IV, III-V και των ημιαγωγών των αλάτων του μολύβδου παρουσιάζονται στον πίνακα 2.1.

## 2.4 Διζωνική οπτική απορρόφηση

Ένας πολύ μεγάλος αριθμός από οπτικές συσκευές ημιαγωγών, που περιλαμβάνουν τις περισσότερες πηγές διόδου φωτός και τους ανιχνευτές, είναι βασισμένες στις οπτικές διζωνικές μεταπτώσεις ηλεκτρικού δίπολου. Είναι κατάλληλο να εξεταστεί το θέμα εδώ, χρησιμοποιώντας το απλό μοντέλο ζωνών που αναπτύσσεται στο προηγούμενο τμήμα. Για ευκολία, εξετάζουμε τη διαδικασία απορρόφησης από τη ζώνη σθένους στην ζώνη αγωγιμότητας, παίρνοντας το απλό μοντέλο των δύο-ζωνών σε πρώτο στάδιο, όπως φαίνεται στο σχήμα 2.20.

### 2.4.1 Διζωνικές Μεταπτώσεις

Έχουμε διζωνική απορρόφηση για τα προσπίπτοντα φωτόνια ενέργειας,  $h\omega$ , εάν (2.115), όπου το  $m_f$  καλείται μειωμένη μάζα. Από την ανεξάρτητη από το χρόνο θεωρία διαταραχής για τις μεταπτώσεις ηλεκτρικών δίπολων, το ποσοστό της οπτικής μετάπτωσης για φωτόνια ενέργειας  $\omega$  μεταξύ διακριτών καταστάσεων,  $c$  και  $v$ , δίνεται από το χρυσό κανόνα του Fermi: (2.116) όπου το  $H_{cv}^{opt}$  είναι η πιθανότητα οπτικής μετάπτωσης που δίνεται από (2.117) για έναν οπτικό πεδίο  $E$  και ορμή δίπολων ηλεκτρονίων  $\mu$ . Ο συνολικός αριθμός μεταπτώσεων ανά δευτερόλεπτο,  $N_t$ , σε ένα κρύσταλλο όγκου  $V$  λαμβάνεται με την ενσωμάτωση της πυκνότητας των καταστάσεων: (2.118) με, από Εξίσωση (2.49), (2.119), δίνοντας (2.120). Αλλάζουμε τη μεταβλητή σε (2.121) δίνοντας (2.122). Κατά συνέπεια (2.123), (2.124) εφόσον η μόνη διαφορετική από το μηδέν τιμή της συνάρτησης δέλτα είναι  $\delta(X=0)=1$ , δηλ. όταν (2.125).

Ο νόμος Lambert είναι μια έκφραση για το συντελεστή απορρόφησης που λαμβάνεται με το συσχετισμό της μείωσης της έντασης  $dI$  με το πάχος του απορροφητή  $dx$ : (2.126), έτσι ώστε (2.127) προσπίπτουσα ισχύς/ μονάδα επιφανείας. Επομένως (2.128) όπου το  $n$  είναι ο δείκτης διάθλασης. Στο μονοδιάστατο παράδειγμα του προηγούμενου τμήματος (έτσι ώστε  $r \rightarrow x$ ), αντικαθιστάμε το  $H_{cv}^{opt}(k)$  με  $eE_0 x_{ev}/2$ , όπου  $x_{ev} = \langle \psi_{c,k} | x | \psi_{v,k} \rangle$  και  $\psi_{j,k} \sim u_{j,0} \exp(ikx)$  δίνοντας (2.129).

Αυτή η συνάρτηση διευκρινίζεται στο σχήμα 2.21. Για τους χαρακτηριστικούς ημιαγωγούς, αυτή η «αιχμή απορρόφησης» εξουσιάζεται από τον όρο  $(h\omega - E_g)^{1/2}$  και φθάνει γρήγορα τιμές  $\alpha \sim 5 \times 10^3$ . Το φάσμα απορρόφησης που μετρήθηκε στην αρχή των διζωνικών μεταπτώσεων (δηλ. από το σθένος στη ζώνη αγωγιμότητας) καλείται αιχμή απορρόφησης ενός ημιαγωγού. Η μέτρηση αυτού του χαρακτηριστικού γνωρίσματος με την οπτική (ή μαγνητο-οπτική) φασματοσκοπία παρέχει μια εξαιρετικά ακριβή μέθοδο καθορισμού του ενεργειακού χάσματος. Η μορφή της

Εξίσωσης (2.129) επαναλαμβάνεται στη συζήτηση της εκπομπής όσον αφορά τα λέιζερ ημιαγωγών στην παράγραφο 3.2.3.

#### 2.4.2 Κανόνες επιλογής για τις μεταπτώσεις ηλεκτρικών δίπολων

Το ποσοστό μετάπτωσης, από την κατάσταση αρχικού σθένους,  $\nu$ , στην τελική κατάσταση της ζώνης αγωγιμότητας,  $c$ , δίνεται από την Εξίσωση (2.124): με  $H_{cv}^{opt} = eE_0 r_{cv}/2$ . Έχουμε διατηρήσει το τελεστή  $r$  για τη γενικότητα.

Προκειμένου να θεσπιστούν οι κανόνες επιλογής το γράφουμε αυτό με όρους πινάκων στοιχείων ορμής των δομών των ζωνών. Σημειώνοντας ότι  $p = \hbar \nabla$ , έχουμε (2.130) όπου το  $\epsilon$  είναι το μοναδιαίο διάνυσμα που καθορίζει την πόλωση της ακτινοβολίας. Τώρα έχουμε επίσης (2.131).

Θυμηθείτε ότι το  $u_j$  είναι ομαλοποιημένο για ένα μοναδιαίο κύτταρο. Κάνουμε την προσέγγιση ότι το  $e^{ikr}$  ποικίλλει αργά μέσα σε ένα μοναδιαίο κύτταρο και επομένως διαχωρίζουμε την έκφραση σε ένα ολοκλήρωμα για το  $u_j$  στο μοναδιαίο κύτταρο και άλλο για το  $e^{ikr}$  σε ολόκληρο το κρύσταλλο. Κατόπιν (2.132).

Ο πίνακας στοιχείο της ορμής μπορεί να αποδειχθεί από τη συμμετρία ότι είναι μηδέν μεταξύ των συναρτήσεων της ίδιας ισοτιμίας. Ο πρώτος όρος στην Εξίσωση (2.132) επομένως συνδέεται με τις ισχυρές μεταπτώσεις μεταξύ των ζωνών διαφορετικής ισοτιμίας, δηλαδή με τις διζωνικές μεταπτώσεις. Η παρουσία της συνάρτησης δέλτα,  $\delta_{kk'}$ , δείχνει ότι αυτές επιτρέπονται μόνο για  $\Delta k = 0$  και οι μεταπτώσεις είναι κάθετες στο  $k$ -χώρο. Ο δεύτερος όρος συνδέεται με την ορμή ελεύθερων ηλεκτρονίων, που είναι αμελητέα, αλλά επιτρέπει την παρουσία μεταπτώσεων μέσα σε μια ζώνη, που είναι γνωστές ως ενδοζωνικές μεταπτώσεις. Με τη συμμετοχή οπτικών φωνονίων, όροι σαν αυτούς διαμορφώνουν τη βάση για την κβάντο - μηχανική περιγραφή της απορρόφησης των ελεύθερων-φορέων, όπου η συνθήκη διατήρησης της ορμής ικανοποιείται από την ορμή των φωνονίων.

#### Άμεσες μεταπτώσεις

Κατά συνέπεια οι οπτικοί κανόνες επιλογής για άμεσες ( $\Delta k = 0$ ) επιτρεπόμενες μεταπτώσεις καθορίζονται με την εξέταση της συνάρτησης (2.133).

Παραδείγματος χάριν, είναι δυνατό να αποικηθεί με βάση προτίμηση μία και όχι κάποια άλλη κατάσταση στροφορμής ζώνης αγωγιμότητας με την άντληση του κυκλικά πολωμένο φωτός. Αυτό εξαρτάται από τις λεπτομέρειες της δομής των ζωνών και είναι επομένως διαφορετικό για απλά κυβικά και υλικά τύπου βουρτσίτη και επίσης για τα άλατα μολύβδου.

Η άμεση διζωνική απορρόφηση είναι η βάση μιας μεγάλης κατηγορίας φωτοαγώγιμων ή φωτοβολταϊκών ανιχνευτών (βλ. κεφάλαιο 9). Αφ' ετέρου, για τις συσκευές που εκπέμπουν φως, ενδιαφερόμαστε για την αντίστροφη διαδικασία, δηλ. την διζωνική εκπομπή, στα υλικά άμεσου χάσματος (βλ. κεφάλαιο 3).

#### Έμμεσες μεταπτώσεις

Όπως με την απορρόφηση ελεύθερων φορέων, οι έμμεσες μεταπτώσεις απαιτούν τη συμμετοχή οπτικών φωνονίων για να διατηρήσουν την ορμή. Επομένως η διαδικασία μπορεί να διατυπωθεί σε δύο βήματα (σχήμα 2.22). Αυτά είναι ένα υψηλής-τάξης (πιο αδύνατο), με ένα κατώτατο όριο ακρών απορρόφησης που έχει πιο βαθμιαία εξάρτηση από τη συχνότητα από ότι για τις άμεσες μεταπτώσεις. Αυτή η διαδικασία ισχύει για το Si και το Ge.

#### Απαγορευμένες μεταπτώσεις

Οι μεταπτώσεις μέσα στην ίδια ζώνη σθένους απαγορεύονται στο  $k = 0$  δεδομένου ότι όλες οι ζώνες έχουν την ίδια ισοτιμία. Εντούτοις, στο  $k \neq 0$ , οι



πρωτοταγείς συναρτήσεις που προκύπτουν από το  $H_{k,p}$  δίνουν διαφορετικούς από το μηδέν διζωνικούς όρους ως αποτέλεσμα της αλληλεπίδρασης των ζωνών αγωγιμότητας και σθένους. Η συνάρτηση ζωνών αγωγιμότητας επομένως αναμιγνύεται με τη συνάρτηση ζωνών σθένους μακριά από το σημείο  $\Gamma$ : (2.134) και η πιθανότητα μετάπτωσης για το  $(pe)_{\nu\nu'}$  για  $\nu' \neq \nu$  είναι διαφορετική από το μηδέν μακριά από  $k = 0$ , δεδομένου ότι υπάρχουν τώρα διαγώνιοι-όροι μεταξύ των ζωνών αντίθετης ισοτιμίας. Η ισχυρή διζωνικής απορρόφηση σθένους παρατηρείται στα βαριά ντοπαρισμένα υλικά p-τύπου και είναι η βάση της γρήγορης έλξης φωτονίων και των ανιχνευτών θερμών οπών που χρησιμοποιούνται για την παροδική φασματοσκοπία λέιζερ. Αυτοί περιγράφονται στο κεφάλαιο 9.

## ***PN - Σύνδεση - Βασισμένες συσκευές***

- 3.1 Εισαγωγή
- 3.2 *Pn* Συνδέσεις
- 3.3 Εκπέμπουσες φως δίοδοι (*LED's*)
- 3.4 Λείζερ διόδων ημιαγωγών (*SDL's*)
- 3.5 Διαμορφωτές ημιαγωγών χρησιμοποιώντας *PN* συνδέσεις  
Αναφορές

### **3.1 Εισαγωγή**

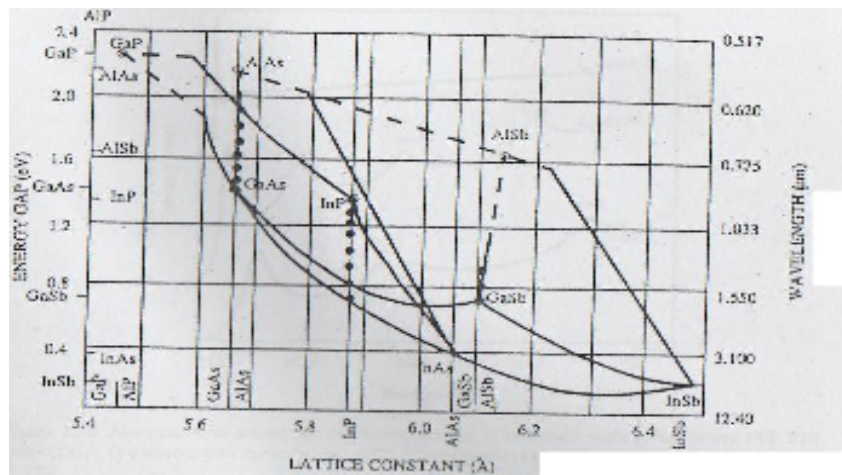
Η απλή σύνδεση *pn* είναι η βάση για μια τεράστια ποικιλία των οπτικοηλεκτρονικών συσκευών. Σε αυτό το κεφάλαιο εισάγουμε τις βασικές αρχές της *pn* σύνδεσης και των εκπεμπουσών φως συσκευών που βασίζονται σε αυτές, δηλαδή εκπέμπουσες φως δίοδοι (*LEDs*) και λέιζερ διόδων ημιαγωγών (*SDLs*). Η τεχνολογία της σύνδεσης *pn* έχει εξελιχθεί στις πιο περίπλοκες δομές που έχουν παραγάγει τις όλο και περισσότερο αποδοτικές εκπέμπουσες φως συσκευές και οι ιδιότητές της μπορούν επίσης να χρησιμοποιηθούν στους ανιχνευτές και τους διαμορφωτές. Γενικά οι συσκευές έχουν τις εφαρμογές στις επιδείξεις, τις τηλεπικοινωνίες, τους αισθητήρες, τις συσκευές ελέγχου (ελεγκτές *TV*), τα *compact disc players* και στους εκτυπωτές λέιζερ. Πιο πρόσφατα, τα παράγωγα των *pn* συνδέσεων έχουν επεκτείνει περαιτέρω αυτήν την σειρά των εφαρμογών για να περιληφθούν οι μόνο-ηλεκτρο-οπτικές συσκευές επίδρασης (*SEEDs*), δίνοντας τους διαμορφωτές και τα οπτικά *telemants* λογικής (που περιγράφονται αργότερα σε αυτό το κεφάλαιο) καθώς επίσης και μια νέα σειρά ευαίσθητων ανιχνευτών που βασίζονται στον αποκλεισμό και την εξαγωγή μεταφορέων (που περιγράφονται στο κεφάλαιο 9).

Ένα ευρύ φάσμα των υλικών έχει αναπτυχθεί στη σταθερή αναζήτηση για τα πιά σύντομα μήκη κύματος εκπομπής και επίσης για τις εφαρμογές που απαιτούν τα συγκεκριμένα μήκη κύματος. Μόνο οι *m* άμεσοι ημιαγωγοί χάσματος είναι η διαδικασία επανασυνδυασμού της ακτινοβολίας αρκετά αποδοτική για την κατασκευή των πρακτικών εκπεμπουσών φως συσκευών, και σαφώς πρέπει επίσης να είναι δυνατό να ναρκωθεί το υλικό και *n*- και *p*-τύπος σε μια αρκετά υψηλή πυκνότητα ( $\sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ) προκειμένου να κατασκευαστούν οι συνδέσεις. Αυτές οι απαιτήσεις αποκλείουν πολλά υλικά και έτσι ο τομέας έχει εξουσιαστεί μέχρι σήμερα από *III-V* τα υλικά όπως *GaAs* και τα σχετικά τριαδικά υλικά *Ga<sub>1-y</sub>Al<sub>y</sub>As* και *GaAs<sub>1-x</sub>P<sub>x</sub>*. Εντούτοις, έχει υπάρξει ιδιαίτερο ενδιαφέρον για τα *II-VI* υλικά, και οι συνδέσεις *pn* έχουν κατασκευαστεί πρόσφατα στα *ZnSe* - βασισμένα υλικά συστήματα που επιτρέπουν την παραγωγή γαλαζοπράσινων και μπλε *LEDs* και των λέιζερ στο εργαστήριο.

### **3.2 *Pn* Συνδέσεις**

Μια *pn* σύνδεση διαμορφώνεται στο υλικό ημιαγωγών στο όριομεταξύ δύο περιοχών, μια από τις οποίες έχει μια υπερβολή των κινητών αρνητικών δαπανών μεταφοράς (αποκαλούμενων υλικό *n*-τύπου) και άλλη μια υπερβολή της θετικής δαπάνης φέρνει (υλικό *p*-τύπου). Μια τέτοια σύνδεση έχει τις ιδιότητες που χρησιμοποιούνται ως βάση πολλών ηλεκτρονικών και οπτικοηλεκτρονικών συσκευών και, ειδικότερα, των εκπεμπουσών φως διόδων (*LEDs*) και των λέιζερ διόδων ημιαγωγών (*SDLs*), όπου ο επανασυνδυασμός των ηλεκτρονίων και των τρυπών εμφανίζεται σε μια εκπέμπουσα φως διαδικασία. Σε αυτές τις συσκευές, το μήκος κύματος της εκπεμπόμενης ακτινοβολίας εξαρτάται από τα υλικά μέσω του πλάτους της απαγορευμένης περιοχής ενεργειακού κράτους γνωστής ως διαζωνικότητα. Οι φασματικές περιοχές που

καλύπτονται από τις δυαδικές III-V ενώσεις και τα σχετικά τριαδικά κράματα παρουσιάζονται στο σχήμα 3.1.



**Σχήμα 3.1** Διαζωνική ενέργεια και σταθερές δικτυωτού πλέγματος για διάφορους III-V ημιαγωγούς. Οι γραμμές που ενώνουν τα δυαδικά υλικά δείχνουν τα τριαδικά υλικά με το αντίστοιχο μήκος κύματος εκπομπής όπως παρουσιάζεται στα αριστερά. Οι ορμούμενες γραμμές δείχνουν τα έμμεσα υλικά χάσματος που είναι ακατάλληλα για τη λειτουργία λείζερ (3,1).

### 3.2.1 Η σύνδεση *pn* στην ισορροπία: μηδενική προκατάληψη

Για καλή ηλεκτρική αγωγιμότητα, οι πρακτικές συσκευές γίνονται από τα ενιαία κρύσταλλα του υλικού ημιαγωγών έτσι ώστε οι ατέλειες και οι ακαθαρσίες περιορίζονται στο ελάχιστο. Αυτές είναι είτε φέτες που κόβονται από τα πολύ μεγαλύτερα ενιαία κρύσταλλα, στα οποία τα υλικά πρόσμιξης εισάγονται από την επιφάνεια με μερικά μέσα (π.χ. διάχυση) να διαμορφωθεί η *pn* σύνδεση, ή αυξάνονται επιταξιακά (κυριολεκτικά στρώμα σε στρώμα σε μια ατομική κλίμακα, με τα άτομα σε κάθε νέο στρώμα που ευθυγραμμίζεται με εκείνους στο υλικό κατωτέρω) σε ένα μονοκρυσταλλικό υπόστρωμα, με τα κατάλληλα υλικά πρόσμιξης που προστίθενται κατά τη διάρκεια της αύξησης κάθε στρώματος. Καθένας τρόπος, η *pn* σύνδεση δεν είναι ποτέ εξ ολοκλήρου απότομη αλλά επεκτείνεται πέρα από μια πεπερασμένη απόσταση, ανάλογα με την σχετική αύξηση της τεχνικής. Στην ακόλουθη επεξεργασία, εντούτοις, μπορούμε να θεωρήσουμε τη σύνδεση απότομη σε μια καλή προσέγγιση, και κάνουμε έτσι για τη μαθηματική ευκολία.

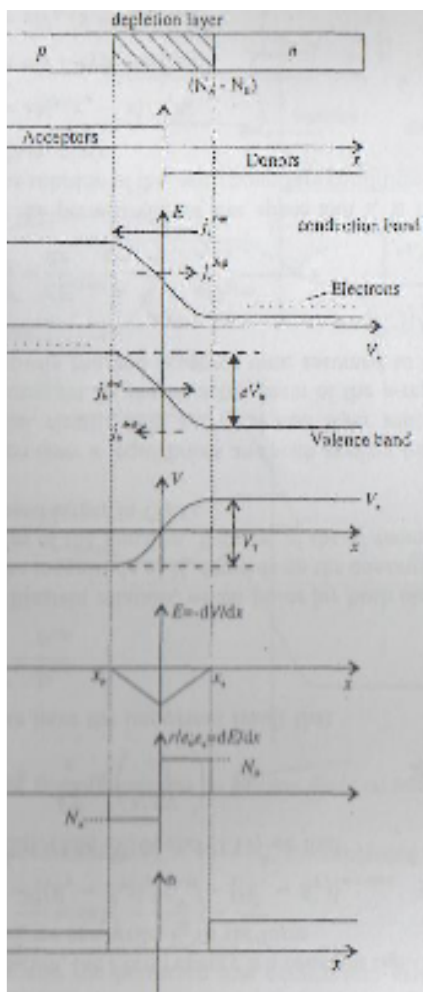
Αν και οι πραγματικές συνδέσεις γίνονται από τα ενιαία κρύσταλλα είναι χρήσιμο πρώτα να φανταστεί ότι διαμορφώνονται με τη συγκέντρωση δύο χωριστών κομματιών του κρυστάλλου, ενός ναρκωμένου *n*-τύπου από την προσθήκη των  $N_D$  χορηγών ατόμων ανά όγκο μονάδων, και του άλλου ναρκωμένου *p*-τύπου από την προσθήκη των αποδεκτών  $N_A$ , όπως στο σχήμα 3.2 (α, β). Κάθε κομμάτι του υλικού είναι ηλεκτρικά ουδέτερο, η δαπάνη των υπερβολικών ελεύθερων μεταφορέων σε κάθε περίπτωση ισορροπούνται σε κάθε σημείο από την υπόλοιπη δαπάνη στις ιονισμένες ακαθαρσίες από τις οποίες προκύπτουν. Όταν συγκεντρώνονται, τα ηλεκτρόνια διάχυτα από την πλευρά *n*-τύπων, όπου είναι άφθονα (είναι οι μεταφορείς πλειοψηφίας), στην πλευρά *p*-τύπων, όπου είναι πολύ λίγα (είναι οι μεταφορείς μειονότητας), ένα στιγμιαίο ρεύμα διάχυσης ηλεκτρονίων,  $j_e^{diff}$ , προκύπτει. Η διάχυση εμφανίζεται σε όλα τα υλικά συστήματα όπου υπάρχουν διαφορές στις συγκεντρώσεις των κινητών μορίων, των ατόμων ή των μορίων, και είναι εδώ, απλά μια συνέπεια της δυσαναλογίας μεταξύ των πυκνοτήτων αριθμού ηλεκτρονίων στους δύο τύπους υλικών. Μια παρόμοια "τρύπα" ρεύματος διάχυσης,  $j_h^{diff}$ , εμφανίζεται στην αντίθετη κατεύθυνση, από το *p* στο *n*. Εντούτοις, η ροή των μεταφορέων παράγει μια άμεση απώλεια ουδετερότητας δαπανών, την πλευρά *n*-τύπων που γίνονται θετικά λόγω της καθαρής δαπάνης στους ιονισμένους χορηγούς που αφήνονται πίσω, και τον *p*-τύπο που γίνεται αρνητικός. Μια πιθανή κλίση καθιερώνεται πέρα από τη σύνδεση, η οποία διαμορφώνει γρήγορα ένα εμπόδιο σε περαιτέρω μετακίνηση δαπανών και μειώνει το ρεύμα σε μηδέν. Το μέγεθος του προκύπτοντος πιθανού εμποδίου ( $V_B$  στο σχήμα 3.2γ) είναι τέτοιο ώστε να παραχθούν τα ρεύματα κλίσης ( $j_e^{drift}$  και  $j_h^{drift}$ ), στα οποία ισορροπούν ακριβώς

τα ρεύματα διάχυσης που οφείλονται στις κλίσεις συγκέντρωσης. Έτσι παρατηρούμε ότι για κάθε τύπο μεταφορέων υπάρχουν δύο συνεισφορές στην τρέχουσα ροή λόγω της διάχυσης και της κλίσης, οι οποίες, ελλείψει μιας εφαρμοσμένης τάσης, ισορροπούν σε μια δυναμική ισορροπία. Σαφώς, μπορούμε να αλλάξουμε αυτήν την κατάσταση ισορροπίας από την εφαρμογή ενός εξωτερικού τομέα, που, εάν είναι της σωστής πολικότητας, θα επιτρέψει στα σταθερά ρεύματα διάχυσης να εμφανιστούν άλλη μια φορά, με συνέπεια την έγχυση μεταφορέων πέρα από τη σύνδεση.

Επιστρέφοντας στη μηδενική περίπτωση τομέων, τη βλέπουμε λόγω του "ενσωματωμένου" τομέα ισορροπίας που μια περιοχή πρέπει να ισχύει από κάθε πλευρά της σύνδεσης στην οποία υπάρχουν λίγοι κινητοί μεταφορείς δεδομένου ότι θα σκουπιστούν μακριά από τον τομέα. Αυτή η περιοχή, αποκαλούμενη στρώμα μείωσης, προκαλεί μια πεπερασμένη διαστημική δαπάνη από την παρουσία ιονισμένων, ακαθαρσιών (σχήμα 3.2f).

Για να λάβουμε τις εκφράσεις για τη "ενσωματωμένη" τάση και το πλάτος στρώματος μείωσης, εξισώνουμε στο μηδέν μαζί τα ρεύματα ηλεκτρονίων και τρυπών,  $j_e$  και  $j_h$ , αντίστοιχα. Για τα ιόντα πλαισίων έχουμε

$$j_e = j_e^{drift} + j_e^{diff} \quad (3.1)$$



(α) Η  $pn$  σύνδεση.

(β) Η συγκέντρωση αποδεκτών και χορηγών σε μια σύνδεση βη

(γ) η ενέργεια ενώνει τη δομή που αυξάνεται μέσω της ανακατα των δαπανών.

(δ) Η πιθανή παραλλαγή που επέρχεται από την ανακατανομ δαπανών που δείχνει το μέγεθος του πιθανού εμποδίου. Σαφώς  $V_B$  χωρίς τον εφαρμοσμένο τομέα.

(ε) Το ηλεκτρικό πεδίο είναι μέγιστο στη σύνδεση μεταξύ των  $p$  των  $n$ -περιοχών

(στ) Η διαστημική δαπάνη στην περιοχή μείωσης.

(ζ) Η πυκνότητα των μεταφορέων πέρα από τη σύνδεση.

Σχήμα 3.2 Η  $pn$  σύνδεση στην ισορροπία

Αυτό δίνει

$$j_e = -n_e(x)e\mu_e \frac{dV(x)}{dx} - eD_e \frac{dn_e(x)}{dx} = 0 \quad (3.2)$$

δηλ

$$\mu_e \frac{dV}{dx} = D_e \frac{1}{n_e} \frac{dn_e}{dx} \quad (3.3)$$

όπου το  $B(X)$  είναι η ηλεκτρική δυνατότητα,  $\mu_e$  είναι η κινητικότητα των ηλεκτρονίων,  $n_e(X)$  είναι η πυκνότητα ηλεκτρονίων και το  $D_e$  είναι ο συντελεστής διάχυσης των ηλεκτρονίων. Ενσωματώνοντας τη Εξ. (3,3) μεταξύ των σημείων  $x_n$ ,  $x_p$  αρκετά μακριά από τη σύνδεση όπου η επιρροή της είναι αμελητέα, και όπου οι πυκνότητες μεταφορέων είναι  $n_n$  και το  $n_p$  και οι δυνατότητες είναι  $V_n$  και  $V_p$ , έχουμε

$$\int_{x_p}^{x_n} \mu_e \frac{dV}{dx} dx = \int_{V_p}^{V_n} D_e \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} dx \quad (3.4)$$

ή

$$V_n - V_p = \frac{D_e}{\mu_e} \ln \left( \frac{n_n}{n_p} \right) \quad (3.5)$$

Υποθέτοντας ότι όλες οι ακαθαρσίες ιονίζονται (μια καλή προσέγγιση σε θερμοκρασία δωματίου), ξέρουμε ότι

$$V_B = \frac{D_h}{\mu_h} \ln \left( \frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) = V_B \quad (3.6)$$

έτσι ώστε

$$V_n - V_p = \frac{D_e}{\mu_e} \ln \left( \frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) = V_B \quad (3.7)$$

όπου  $V_B$  είναι η δυνατότητα εμποδίων, η πιθανή διαφορά μεταξύ των δύο πλευρών, η οποία αποτρέπει τη διάχυση των ηλεκτρονίων μακριά από τις περιοχές της υψηλότερης πυκνότητας μεταφορέων. το  $n_i$  είναι η ουσιαστική πυκνότητα μεταφορέων, που δίνεται από το  $n_i^2 = np$  στο εγγενές υλικό (αυτό διαμορφώνεται επάνω σε κάτωθι). Μια παρόμοια έκφραση μπορεί φυσικά να ληφθεί με την εξέταση των οπών, από τις οποίες έχουμε

$$V_B = \frac{D_h}{\mu_h} \ln \left( \frac{N_A N_D}{n_i^2} \right) \quad (3.8)$$

κι έτσι

$$\frac{D_e}{\mu_e} = \frac{D_h}{\mu_h} \quad (3.9)$$

Εδώ εισάγουμε τις γενικές εκφράσεις για τις πυκνότητες  $n$  και  $p$  μεταφορέων από την άποψη των ζωνών και *Fermi* ενεργειών, οι οποίες ισχύουν και για τις εγγενείς και εξωγενείς περιπτώσεις:

$$n = A_e \exp\{-(E_e - E_F) / kT\},$$

$$A_e = 2(2\pi m_e kT)^{3/2} / h^3$$
(3.10)

και

$$p = A_v \exp\{-(E_F - E_v) / kT\},$$

$$A_v = 2(2\pi m_h kT)^{3/2} / h^3$$
(3.11)

όπου το  $m_c$  και το  $m_h$  είναι οι μάζες ηλεκτρόνια και τρύπες, αντίστοιχα. Μαζί, αυτά δίνουν το προϊόν  $n_p$  από την άποψη της διαζωνικότητας, π.χ.:

$$n_i^2 = np = A_e A_v \exp\{-(E_c - E_v) / kT\} = A_e A_v \exp\{-(E_g) / kT\}$$
(3.12)

Σαφώς αυτό είναι μια ισχυρή λειτουργία και της θερμοκρασίας και της διαζωνικότητας και αυτό βγάζει ότι το προϊόν είναι τρεις φορές μεγαλύτερο στο εγγενές *Ge* ( $E_g \sim 0,67$  eV σε θερμοκρασία δωματίου) από ότι στο *Si* ( $E_g \sim 1,15$  eV), και στο *gaAs* ( $E_g \sim 1,42$  eV) είναι σχεδόν μονωμένο.

Στην ισορροπία, η *Fermi* ενέργεια είναι ένα σταθερό δικαίωμα σε αυτό το σύστημα. Παρατηρώντας το σχήμα 3.2 (γ), μπορούμε να γράψουμε τη  $V_B$  στη μορφή

$$V_B = \{(E_e - E_F)\}_{p-side} - \{(E_e - E_F)\}_{n-side}$$
(3.13)

και χρησιμοποιώντας τις Εξ. (3.6), (3.10) και (3.11) βρίσκουμε

$$-V_B = \frac{kT}{e} \ln\left(\frac{N_D N_A}{n_i^2}\right)$$
(3.14)

Επομένως έχουμε το σημαντικό αποτέλεσμα αυτό

$$\frac{kT}{e} = \frac{D_{e,h}}{\mu_{e,h}}$$
(3.15)

Αυτό είναι η σχέση Einstein, η οποία ισχύει και για τα ηλεκτρόνια και για τις τρύπες.

Σαφώς το μέγεθος  $V_B$  εξαρτάται από τις συγκεντρώσεις των μεταφορέων πλειοψηφίας και στις δύο πλευρές της σύνδεσης. Λόγω του παράγοντα  $n_i^2$ , η  $V_B$  είναι πολύ μεγαλύτερη στο *Si* από το *Ge* και είναι ακόμα μεγαλύτερο στο *GaAs*.

*Το στρώμα μείωσης στην ισορροπία και με την εφαρμοσμένη προκατάληψη*

Το πιθανό, ηλεκτρικό πεδίο και το πλάτος στρώματος μείωσης λαμβάνεται από τη λύση της εξίσωσης *Poisson*. Στα μειωμένα μέρη της *p*-περιοχής, οι μόνες δαπάνες οφείλονται στα αρνητικά χρωμαμένα ιόντα αποδεκτών, που υποτίθεται ότι διανεμήθηκαν ομοιόμορφα στο διάστημα.

Κατά συνέπεια έχουμε

$$\frac{d^2V}{dx^2} = \frac{dE}{dx} = \frac{\rho}{\epsilon_r \epsilon_0} = -\frac{eN_A}{\epsilon_r \epsilon_0} \quad (3.16)$$

όπου  $\epsilon_0$  είναι η επιτρεπτικότητα του ελεύθερου διαστήματος και του  $\epsilon_r$  είναι η σχετική επιτρεπτικότητα του υλικού. Η λύση αυτού, με τους όρους ορίου  $E = 0$  με  $x = x_p$ , το όριο στρώματος μείωσης, δίνει

$$E = eN_A(x_p - x) / \epsilon_r \epsilon_0 \quad (3.17)$$

Ομοίως, στο υλικό n-τύπων,

$$E = eN_D(x - x_n) / \epsilon_r \epsilon_0 \quad (3.18)$$

όπου το  $x$ , είναι το όριο στρώματος μείωσης στη  $n$ -περιοχή (σχήμα 3.2ε). Ο μέγιστος τομέας λαμβάνεται στο όριο μεταξύ του  $p$ - και των  $n$  - περιοχών, και δίνεται από

$$E_{\max} = eN_A x_p / \epsilon_r \epsilon_0 = eN_D x_n / \epsilon_r \epsilon_0 \quad (3.19)$$

Κατά συνέπεια έχουμε

$$N_A |X_p| = N_D |X_n| \quad (3.20)$$

και βλέπουμε ότι το πάχος στρώματος μείωσης θα είναι μεγαλύτερο όπου η νάρκωση είναι ελαφρύτερη. Ολοκληρώνοντας τις Εξ. (3.17) και (3.18) παράγουν μια πιθανή πτώση στα στρώματα μείωσης στις  $n$  - και τις  $p$ -περιοχές, αντίστοιχα. Η οριακή κατάσταση εδώ είναι ότι η συνολική τάση πέρα από τη σύνδεση από το  $x_p$  στο  $x_n$  είναι  $V_T = V_B + V_A$  όπου  $V_B$  η "ενσωματωμένη" τάση που περιγράφεται ανωτέρω, και  $V_A$  είναι η εξωτερικά εφαρμοσμένη τάση. Η  $V_A$  είναι σαφώς μηδέν ελλείψει ενός εφαρμοσμένου τομέα, αλλά εάν  $V_A \neq 0$  έπειτα το πλάτος στρώματος μείωσης,  $w = |x_n| |x_p|$ , αλλάζουν. Διαπιστώνουμε ότι το  $V_T$  δίνεται από

$$VT = \frac{e}{2\epsilon_r \epsilon_0} (N_D x_n^2 + N_D x_p^2) \quad (3.21)$$

έτσι ώστε εάν υπάρχει μια δυσαναλογία στη νάρκωση, εμφανίζεται μια μεγαλύτερη εφαρμοσμένη τάση πέρα από την ελαφριά νάρκωμένη πλευρά. Εάν μια πλευρά είναι εκφυλισμένη (δηλ. πολύ βαριά νάρκωμένη έτσι ώστε η *Fermi* ενέργεια βρίσκεται στη ζώνη διεξαγωγής ή σθένους), κατόπιν η τάση που περισσεύει τριγύρω μπορεί να παραμεληθεί συνολικά. Η εφαρμογή του όρου ότι η καθαρή θετική διαπάνη από την πλευρά  $n$  είναι ίση με την καθαρή αρνητική αλλαγή στην  $p$ -πλευρά παράγει τις εκφράσεις για  $|x_n|$  και  $|x_p|$  χωριστά και για το συνολικό πλάτος στρώματος μείωσης,  $w$ , κάθε ένα από το οποίο βρίσκεται για να είναι ανάλογο προς  $V_B^{1/2}$ .

Οι συγκεντρώσεις μεταφορέων από κάθε πλευρά της σύνδεσης σχετίζονται από έναν απλό παράγοντα *Boltzmann*:

$$\frac{n_n}{n_p} = \exp\left(-\frac{eV_B}{kT}\right) \quad (3.22)$$

### Εγχυση μεταφορέων μειονότητας

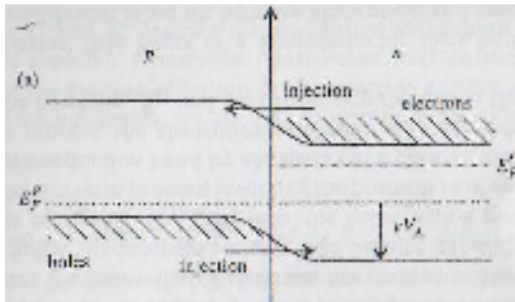
Όταν η  $p$ -πλευρά της  $p_n$  σύνδεσης είναι περισσότερο θετική (προς τα εμπρός προκαταβολικά) από την εφαρμογή μιας εξωτερικής ενδεχόμενης  $V_A$ , το πιθανό εμπόδιο στη πλειοψηφία της ροής μεταφοράς είναι μειωμένο και έτσι αυτό ρέει πέρα από τη σύνδεση ώστε να επέλθει μειονότητα μεταφορέας από την άλλη πλευρά (σχήμα 3.3α). Αυτή η ροή των μεταφορέων αποτελεί ένα μετρήσιμο ρεύμα. Η ουδετερότητα της δαπάνης διατηρείται έξω από τις περιοχές μείωσης έτσι ώστε οι μεταφορείς πλειοψηφίας και μειονότητας αυξάνονται και μειώνονται στους ίσους αριθμούς. Αυτό οδηγεί σε μια μεγάλη ανάλογη αλλαγή στην πυκνότητα των μεταφορέων μειονότητας, ενώ η πυκνότητα μεταφορέων πλειοψηφίας είναι σχεδόν αμετάβλητη και μπορεί στις περισσότερες περιπτώσεις να υποτίθεται ότι ήταν η αξία ισορροπίας της. Δείχνοντας τις τιμές ισορροπίας από έναν μηδέν υπογεγραμμένο, έχουμε κατά προσέγγιση ότι

$$\frac{p_n}{p_{p0}} = \exp\left(-\frac{eV_T}{kT}\right) = \frac{n_p}{n_{n0}} \quad (3.23)$$

Ξαναγράφοντας τη Εξ. (3.22) με τους κατάλληλους υπογεγραμμένους έχουμε επίσης

$$\frac{p_{n0}}{p_{p0}} = \exp\left(-\frac{eV_B}{kT}\right) = \frac{n_{p0}}{n_{n0}} \quad (3.24)$$

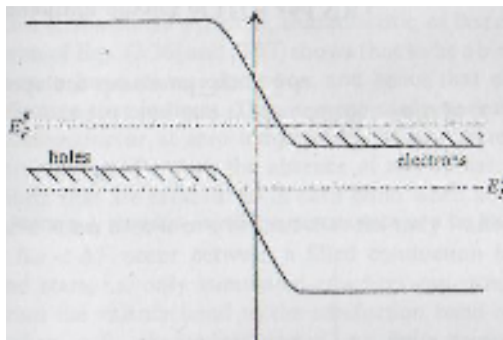
(α)



Zώνη σθένους

Zώνη διεξαγωγής

(β)



Zώνη σθένους

Zώνη διεξαγωγής

**Σχήμα 3.3**  
προκατειλημμένη

Οι ενεργειακές ζώνες μιας διόδου  $pn$  σύνδεσης (α) διαβιβάζων και (β) αντιστροφή

Η εφαρμοσμένη τάση  $V_A = K_T - V_B$ , έτσι συνδυάζοντας τις Εξ. (3.23) και (3.24), λαμβάνουμε



$$\frac{p_n}{p_{p0}} = \exp\left(-\frac{eV_A}{kT}\right) = \frac{n_p}{n_{n0}} \quad (3.25)$$

το οποίο αφορά τις διαταραγμένες και τις τιμές ισορροπίας της πυκνότητας μεταφορέων μέσω του εκθέτη της εξωτερικά εφαρμοσμένης τάσης. Από το σχήμα 3.3 (α) βλέπουμε ότι η μπροστινή προκατάληψη VA είναι αρνητική έτσι ώστε το  $pn$  αυξάνεται εκθετικά. Σαφώς το αντίθετο συμβαίνει για την αντίστροφη προκατάληψη (Σχήμα 3.3α)

Λέγεται ότι στην περίπτωση προκατάληψης υπάρχει μια έγχυση της περίσσειας των μεταφορέων μειονότητας, δηλ. η κίνηση ηλεκτρονίων στην p-πλευρά και οι τρύπες κινούνται στη n-πλευρά. Αυτό έχει την επίδραση της τροποποίησης του πλάτους της περιοχής μείωσης, και έτσι τώρα έχουμε

$$w \propto (V_A - V_B)^{1/2} \quad (3.26)$$

Αντίθετα από όλους τους άλλους τύπους λείζερ αυτή είναι η μεταφορά των ηλεκτρονίων και των τρυπών στην ίδια χωρική περιοχή που παρέχει την "άντληση" ή το "μηχανισμό αντιστροφής" πληθυσμών σε SLDs.

### 3.2.2 Τα I-V χαρακτηριστικά των pn-συνδέσεων

Επιθυμούμε να είμαστε σε θέση να πάρουμε τα αποτελέσματα του προηγούμενου τμήματος και να τα μετασχηματίσουμε στις εκφράσεις για την τρέχουσα ροή. Για να γίνει αυτό η εξίσωση συνοχής [3,2] χρησιμοποιείται για να περιγράψει την υπερβολική πυκνότητα μεταφορέων μειονότητας  $\Delta n$  ως λειτουργία της απόστασης από τη σύνδεση. Η λύση για τα ηλεκτρόνια αποδεικνύεται

$$\Delta n_p(x) = \Delta n_p(0) \exp(-x/L_e) \quad (3.27)$$

Όπου το  $L_E$  είναι το ηλεκτρονικό μήκος διάχυσης, με μια παρόμοια έκφραση για τις τρύπες. Από την Εξ. (3.25) ξέρουμε ότι

$$\Delta n_p(x) = n_p \left( \exp\left(\frac{e|V_A|}{kT}\right) - 1 \right) \quad (3.28)$$

Η πυκνότητα ρεύματος των ηλεκτρονίων διάχυσης δίνεται από:

$$|j_e| = eD \left| \frac{d(\Delta n)}{dx} \right| \quad (3.29)$$

Αντικαθιστώντας (3.28) (3.29) σε μια έκφραση για την πυκνότητα ρεύματος ηλεκτρονίων στο υλικό λαμβάνεται. Μια παρόμοια έκφραση βρίσκεται για το ρεύμα που φέρεται από τις τρύπες:

$$|j_e| = eD_e n_{p0} \left( \exp\left(\frac{e|V_A|}{kT}\right) - 1 \right) \frac{1}{L_e} \quad (3.30)$$

$$|j_n| = eD_h p_{n0} \left( \exp\left(\frac{e|V_A|}{kT}\right) - 1 \right) \frac{1}{L_n} \quad (3.31)$$

όπου το  $L_h$ , είναι το μήκος διάχυσης για τις τρύπες. Η συνολική πυκνότητα ρεύματος,  $j$ , πέρα από τη σύνδεση θα είναι το ποσό της πυκνότητας ρεύματος που φέρεται από τα ηλεκτρόνια και αυτό που φέρεται από τις τρύπες:

$$j = j_0 \left( \exp \left( \frac{q|V_A|}{nkT} \right) - 1 \right) \quad (3.32)$$

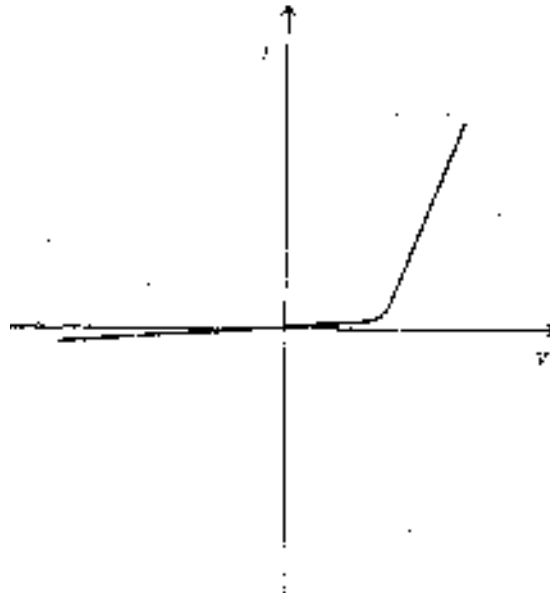
Όπου

$$j_0 = \left\{ (D_e n_{p0} / L_e) + (D_h p_{n0} / L_h) \right\} \quad (3.33)$$

δηλ. το ρεύμα καθορίζεται από τα αποτελέσματα και όχι την κλίση διάχυσης. Για μια δίοδο της περιοχής  $A$  το συνολικό ρεύμα θα είναι  $A_j$ , έτσι καθορίζοντας  $I_0 = A_j_0$ , έχουμε τελικά ότι

$$I = I_0 \left( \exp \left( \frac{q|V_A|}{nkT} \right) - 1 \right) \quad (3.34)$$

όπου έχουμε προσθεθεί σε έναν εμπειρικά ιδανικό παράγοντα,  $n$ , ο οποίος έχει τις τιμές μεταξύ  $1$  και  $2$ . Η τέλεια σύνδεση  $A$  δεν έχει κανέναν επανασυνδυασμό στην περιοχή μείωσης και  $n = 1$ , αλλά για τον ισχυρό επανασυνδυασμό στην περιοχή μείωσης το  $n$  είναι κοντινότερο στο  $2$ . Επειδή η μετακίνηση των ηλεκτρονίων και των τρυπών κυβερνάται από τη διάχυση, η ανταπόκριση μιας σύνδεσης σε μια εφαρμοσμένη τάση είναι αρκετά αργή. Το σημάδι της εφαρμοσμένης τάσης,  $V_A$ , είναι συμβατικά θετικό γιατί για μια πιθανή προκατάληψη, και τυπικά  $(I-V)$  χαρακτηριστικά τρέχουσας-τάσης για μια δίοδο  $pn$  σύνδεσης παρουσιάζονται στο σχήμα 3.4.



Σχήμα 3.4

Τυπικά  $I-V$  (τρέχων-τάση) χαρακτηριστικά μιας δίοδου  $pn$  σύνδεσης

### 3.2.3 Η κβαντική φυσική LEDs και SDLs

Η φυσική των οπτικών διαζωνικών μεταβάσεων στους ημιαγωγούς έχει καλυφθεί ήδη εκτενώς στην παράγραφο 2.4, αλλά τα σημαντικά αποτελέσματα επαναλαμβάνονται εδώ για την ευκολία. Ξέρουμε ότι εάν τα ηλεκτρόνια είναι παρόντα στη ζώνη διεξαγωγής, και εάν υπάρχουν "τρύπες" (μη κατειλημμένα κράτη) στη ζώνη σθένους, κατόπιν τα ηλεκτρόνια μπορούν να χάσουν την υπερβολική ενέργειά τους με "τη μείωση" στις τρύπες, με ένα φωτόνιο που εκπέμπεται στη διαδικασία. Η αντίστροφη διαδικασία, που περιλαμβάνει την προώθηση ενός ηλεκτρονίου από τη ζώνη σθένους στη ζώνη διεξαγωγής από την απορρόφηση ενός φωτονίου, εμφανίζεται επίσης. Στη διαζωνική διαδικασία απορρόφησης, ο συντελεστής απορρόφησης  $\alpha(\omega)$  εξαρτάται από τις συναφείς ενέργειες φωτονίων, το διάκενο,  $E_g$ , και τους πληθυσμούς μεταφορέων στις ζώνες σθένους και διεξαγωγής. Εάν ένας τομέας ακτινοβολίας υπάρχει σε έναν ημιαγωγό τότε και οι δύο διαδικασίες εμφανίζονται και μια δυναμική ισορροπία οργανώνεται μεταξύ της απορρόφησης και της εκπομπής. Επειδή οι διαδικασίες χαλάρωσης (οι τρόποι με τους οποίους οι μεταφορείς μπορούν να χάσουν την υπερβολική ενέργεια) τείνουν να είναι πολύ γρηγορότερες μέσα σε μια ζώνη ("intraband") παρά μεταξύ των ζωνών ("διαζωνικότητα"), ένας πληθυσμός ηλεκτρονίων τείνει να ενισχύσει το κατώτατο σημείο της ζώνης διεξαγωγής και έναν πληθυσμό τρυπών στην κορυφή της ζώνης σθένους. Αυτοί οι πληθυσμοί περιγράφονται από τα "σχεδόν-*Fermi* επίπεδα"  $E_F^V$  και  $E_F^C$ , όπως διευκρινίζονται στο σχήμα 3.5 (β) (το πρόθεμα σχεδόν σημαίνει ότι τα  $E_F^V$  και  $E_F^C$  περιγράφουν την ισορροπία μέσα σε κάθε ζώνη, και όχι μέσα στο κάθε υλικό συνολικά). Σαφώς οι θέσεις των σχεδόν - *Fermi* επιπέδων εξαρτώνται από την ένταση της συναρπαστικής ακτινοβολίας ή το ρεύμα εγχύσεων σε ένα λέιζερ διόδων.

Σε αυτές τις περιπτώσεις, είμαστε σε θέση να προσδιορίσουμε τρία διαφορετικά καθεστάτα απορρόφησης:

$$\alpha(\omega) = 0 \quad \text{όπου } h\omega < E_g \quad (3.35)$$

$$\alpha(\omega) = K(h\omega - E_g)^{1/2} \quad \text{όπου } h\omega > E_{fc} - E_{fv} \quad (3.36)$$

$$\alpha(\omega) = -K(h\omega - E_g)^{1/2} \quad \text{όπου } E_{fc} - E_{fv} \quad (3.37)$$

όπου το  $K$  είναι μια λειτουργία της συχνότητας και περιλαμβάνει επίσης τους όρους που εξαρτώνται από το υλικό (δείτε την Εξ. (2.139)). Έχει μια αξία περίπου  $6 \times 10^3 \text{ cm}^{-1} (\text{eV})^{-1/2}$  *GaAs*.  $E_g$  είναι η ενέργεια διαζωνών και το  $E_{fc} - E_{fv}$  είναι ο χωρισμός επιπέδων σχεδόν-*Fermi*,  $\Delta F$ . Το αρνητικό πρόσημο στην Εξ.(3.37) δείχνει ότι τα φωτόνια εκπέμπονται παρά απορροφώνται, αυτό είναι υποκινημένη εκπομπή, χαρακτηριστικό των λέιζερ.

Συγκρίνοντας τις Εξ.(3.36) και (3.37) φαίνεται ότι για να είναι σε θέση να λάβει την ισχυρή εκπομπή κάτι που είναι απαραίτητο ώστε να υπάρξει η ισχυρή απορρόφηση, και ως εκ τούτου ότι οι άμεσοι ημιαγωγοί χάσματος είναι αποτελεσματικότεροι από τους έμμεσους. Αυτό γίνεται ευκολότερα κατανοητό με την εξέταση της περίπτωσης ενός ημιαγωγού σε μηδενική θερμοκρασία, όπως στο σχήμα 3.5. Το σχήμα 3.5 (α) παρουσιάζει ότι η δομή των ζωνών στο  $T = 0$  ελλείπει οποιασδήποτε ακτινοβολίας και (β) επεξηγεί τις σχεδόν - ισορροπίες που καθιερώνονται σε κάθε ζώνη όταν ανωτέρω των διαζωνών εμφανίζεται διέγερση. Στην τελευταία περίπτωση μπορεί να δειχθεί ότι οι μόνες μεταβάσεις με τις ενέργειες στη σειρά  $E_g < h\omega < \Delta F$  εμφανίζονται μεταξύ ενός γεμισμένου κράτους ζωνών διεξαγωγής και ενός κενού κράτους ζωνών σθένους, δηλ.: μόνο η υποκινημένη εκπομπή μπορεί να εμφανιστεί, και καμία απορρόφηση. Μια μετάβαση από τη ζώνη σθένους στη ζώνη διεξαγωγής απαιτεί μια ενέργεια μεγαλύτερη από τη  $\Delta F$ , όταν εμφανίζεται μόνο η απορρόφηση. Στις πεπερασμένες θερμοκρασίες, η στατιστικά καθορισμένη κρατική πλήρωση σημαίνει ότι και τα δύο σύνολα μεταβάσεων μπορούν να εμφανιστούν συγχρόνως αλλά η αρχική διαδικασία υπερισχύει ακόμα. Έτσι για  $E_g < h\omega < \Delta F$  το ποσοστό υποκινημένης εκπομπής είναι μεγαλύτερο από το ποσοστό απορρόφησης και η οπτική ενίσχυση εμφανίζεται, ισοδύναμη με τη "κλασική" κατάσταση λέιζερ της αντιστροφής πληθυσμών. Υπάρχουν περισσότερα ηλεκτρόνια στη ζώνη διεξαγωγής που ικανοποιούν τις απαιτήσεις για μια προς τα κάτω μετάβαση εμφάνισης, από εκείνα στη ζώνη σθένους για την οποία μια ανοδική μετάβαση είναι δυνατή.

Στα στερεάς κατάστασης λέιζερ διάφορες μέθοδοι χρησιμοποιούνται για να διεγείρουν τον ημιαγωγό και να παραγάγουν την αντιστροφή πληθυσμών. Παραδείγματος χάριν, η διέγερση δεσμών ηλεκτρονίων μπορεί να χρησιμοποιηθεί, όπου μια έντονη δέσμη ηλεκτρονίων δημιουργεί τα ζευγάρια ηλεκτρονίου-οπής μέσω των συγκρούσεων ηλεκτρονίου-ηλεκτρονίου. Η οπτική άντληση είναι μια άλλη δυνατότητα, στην οποία μια ακτίνα λέιζερ με τις ενέργειες φωτονίων μεγαλύτερες από το διάκενο δημιουργεί τα ζευγάρια ηλεκτρονίου-τρυπών μέσω της διαζωνικής απορρόφησης.

Εντούτοις, η αποδοτικότερη μέθοδος άντλησης είναι από την τρέχουσα έγχυση πέρα από μια  $pn$  σύνδεση, στην οποία τα ηλεκτρόνια και οι τρύπες εγχέονται από τις κατάλληλες πλευρές μιας προπορευμένης - προκατειλημμένης  $pn$  σύνδεσης στην περιοχή επανασυνδυασμού.

### 3.2.4 Οι σχέσεις *Einstein*

Επιθυμούμε να ποσολογήσουμε τις σχέσεις μεταξύ της απορρόφησης, υποκινώντας την εκπομπή και την αυθόρμητη εκπομπή, και χρησιμοποιώντας την επεξεργασία Einstein [ 3,3 ] που προσαρμόζεται στις ενεργειακές ζώνες παρά τα ιδιαίτερα ατομικά κράτη. Κατ' αρχάς, εξετάζουμε τη μετάβαση μεταξύ του κράτους  $|1\rangle$  (ενέργεια  $E_1$  στη ζώνη σθένους για να δηλώσει  $|2\rangle$  (ενέργεια  $E_2$ ) στη ζώνη διεξαγωγής από την απορρόφηση ενός φωτονίου της ενέργειας  $h\omega_{21} = E_2 - E_1 = E_{21}$ . Το ποσοστό στο οποίο τα φωτόνια απορροφώνται μπορεί να γραφτεί όπως:

$$r_{12} = B_{12}f_1(1 - f_2)P(h\omega_{21}) \quad (3.38)$$

όπου  $B_{12}$  είναι η πιθανότητα ότι η μετάβαση μπορεί να εμφανιστεί,  $f_1$  είναι η πιθανότητα που δηλώνει ότι  $|1\rangle$  είναι κατειλημμένο,  $(1 - f_2)$  είναι πιθανότητα που δηλώνει ότι το  $|2\rangle$  είναι κενό, και το  $P(h\omega)$  είναι η πυκνότητα των φωτονίων της ενέργειας  $E_{21}$ , από το νόμο ακτινοβολίας *Planck*, το  $f_1$  και  $f_2$  δίνονται από τη *Fermi-Dirac* λειτουργία

$$f_1 = \frac{1}{\exp[(E_1 - E_F)/kT] + 1} \quad (3.39)$$

$$f_2 = \frac{1}{\exp[(E_2 - E_F)/kT] + 1} \quad (3.40)$$

όπου το  $E_F$  είναι το *Fermi* επίπεδο.

Εκτός από το ότι απορροφούνται, τα φωτόνια μπορούν επίσης να υποκινήσουν την εκπομπή ενός παρόμοιου φωτονίου από τη μετάβαση ενός ηλεκτρονίου από τη βαθμίδα  $|2\rangle$  στη βαθμίδα  $|1\rangle$ . Το ποσοστό των υποκινήμενων μεταβάσεων εκφράζεται από

$$r_{12}(stim) = B_{21}f_2(1 - f_1)P(h\omega_{21}) \quad (3.41)$$

όπου  $B_{21}$  είναι η πιθανότητα μετάβασης, το  $f_2$  είναι η πιθανότητα που δηλώνει ότι το  $|2\rangle$  είναι κατειλημμένο και  $(1 - f_1)$  είναι η πιθανότητα που δηλώνει ότι η βαθμίδα  $|1\rangle$  είναι κενή. Εκτός από την υποκινήμενη μετάβαση, ένα ηλεκτρόνιο μπορεί αυθόρμητα να επιστρέψει στο κράτος  $|1\rangle$  χωρίς αλληλεπίδραση με τον τομέα ακτινοβολίας  $P(h\omega_{12})$ , το ποσοστό για τέτοιες αυθόρμητες μεταβάσεις γίνεται

$$r_{12}(spont) = A_{21}f_2(1 - f_1) \quad (3.42)$$

Με την εξέταση της θερμικής ισορροπίας μεταξύ των επιπέδων, στα οποία η απορρόφηση ισορροπεί τη συνολική εκπομπή, μπορούμε να συναγάγουμε τις ακόλουθες σχέσεις *Einstein* μεταξύ των συντελεστών  $A_{21}$ ,  $B_{21}$  και  $B_{12}$ :

$$A_{21} = (8\pi n_3 E_{21}^2 / h_3 c_3) B_{21} \quad (3.43)$$

και

$$B_{21} = B_{12} \quad (3.44)$$

δείχνοντας ότι η απορρόφηση και η αυθόρμητη και υποκινημένη εκπομπή συσχετίζονται όλες.

Σαφώς, η ανωτέρω περιγραφή των μεταβάσεων μεταξύ δύο ιδιαίτερων βαθμίδων δηλώνει ότι δεν είναι κατάλληλος στους ημιαγωγούς, όπου ενδιαφερόμαστε για τις μεταβάσεις μεταξύ των ζωνών δηλώνουμε. Δεδομένου τι θα δούμε αργότερα, πρέπει να λάβουμε υπόψη την πραγματική δομή των ζωνών με τη συμπερίληψη της πυκνότητας των κρατών στον υπολογισμό, και είναι αυτό, μαζί με τις σχεδόν-Fermi λειτουργίες, οι οποίες καθορίζουν το φασματικό πλάτος εκπομπής οδηγήσεων και τη μορφή γραμμών κέρδους ενός *SDL*.

### 3.2.5 Πιθανότητες θεωρίας και μετάβασης ζωνών

Εδώ ενδιαφερόμαστε για τη λήψη των φυσικών εκφράσεων περιγράφοντας τις μεταβάσεις που προκαλούνται από την αλληλεπίδραση μεταξύ ενός ημιαγωγού και ενός τομέα ακτινοβολίας. Χρησιμοποιώντας τη θεωρία ζωνών και τις πιθανότητες μετάβασης που δίνονται στο κεφάλαιο 2, μπορούμε να γράψουμε το ποσοστό μετάβασης για ένα ηλεκτρόνιο που πηγαίνει από το κράτος  $\alpha$  να δηλώσουμε το  $\beta$  με τη χρησιμοποίηση *Fermi* του χρυσού κανόνα (Εξ. (2.126)):

$$W_{\alpha\beta}^{opt} = \frac{2\pi}{h} (H_{\alpha\beta}^{opt})^2 \delta(E_\alpha - E_\beta - h\omega) \quad (3.45)$$

όπου  $H^{opt}$  είναι το *Hamiltonian* στοιχείο μητρών για την αλληλεπίδραση,  $\Psi_\alpha | H^{opt} | \Psi_\beta$  και είναι  $H^{opt}$  ο *Hamiltonian* χειριστής. Ένας άλλος τρόπος αυτό είναι από την άποψη της πιθανότητας μετάβασης  $B_{12}$  [ 3,4 ]:

$$B_{12} = \frac{\pi}{2h} |H_{cv}^{opt}|^2 \quad (3.46)$$

και επομένως πρέπει να συναγάγουμε τη μορφή του χειριστή  $H^{opt}$ . Χρησιμοποιώντας την κλασσική έκφραση για τη δύναμη *Lorentz* σε ένα ηλεκτρόνιο από την αλληλεπίδραση με το ηλεκτρικό (E) και τους μαγνητικούς (B) τομείς και το γράψιμο της στη γνωστή *Hamiltonian* μορφή:

$$H = (1/2m)(p - eA)^2 + V(r) \quad (3.47)$$

όπου το  $p$  είναι ο χειριστής ορμής, το  $A$  είναι η διανυσματική δυνατότητα και το  $V(r)$  είναι η ηλεκτρική δυνατότητα, βρίσκουμε ότι

$$H^{opt} = -\frac{e}{m} Ap \quad (3.48)$$

Εάν ο τομέας ακτινοβολίας είναι ένα απλό αρμονικό κύμα που πολώνεται στην X-κατεύθυνση έπειτα διαπιστώνουμε ότι η *Hamiltonian* αλληλεπίδραση έχει τη μορφή

$$H^{opt} = \frac{eE_x i\omega x m}{m i\omega} = \frac{exE_x}{2} \quad (3.49)$$

όπου  $\omega$  είναι η αναγκασμένη αρμονική συχνότητα ταλάντωσης,  $x$  είναι το στοιχείο μητρών  $\langle u_{\psi k} | X | u_{\psi k} \rangle$ , και το  $U_{jk}$  είναι σθένος και διεξάγει λειτουργίες *Bloch* ζώνης, όπως συζητούνται στις

μεταβάσεις κεφαλαίου 2 που περιγράφονται από *Hamiltonian* αυτής της μορφής είναι γνωστά ως ηλεκτρικές μεταβάσεις διπόλων.

### 3.2.6 Απορρόφηση και εκπομπή στους ημιαγωγούς

Οι εκφράσεις που παρήχθησαν για την απορρόφηση και την εκπομπή στην παράγραφο 3.2.4 περιέλαβαν δύο ιδιαίτερα επίπεδα μόνο, και αυτά πρέπει να προσαρμοστούν για τη χρήση στους ημιαγωγούς όπου εξετάζουμε τις ζώνες των κρατών. Ειδικότερα, πρέπει να λάβουμε υπόψη την πυκνότητα των κρατών ανά ενέργεια μονάδων,  $D(E)$ , και στις ζώνες διεξαγωγής και σθένους. Στην παραβολική προσέγγιση, αυτή έχει τη μορφή

$$D_c(E - E_c) = \frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m_e}{\hbar^2} \right)^{3/2} (E - E_c)^{1/2} \quad (3.50)$$

στη ζώνη διεξαγωγής, με  $E_c$  η ενέργεια της άκρης ζωνών διεξαγωγής και του  $m_e$  η ηλεκτρονική αποτελεσματική μάζα.

Μια παρόμοια έκφραση λαμβάνεται για τη ζώνη σθένους. Η πυκνότητα της κρατικής λειτουργίας επιβαρύνει την πιθανότητα λειτουργιών  $f_1$  και  $f_2$  στην παράγραφο 3.1.4. Κατά συνέπεια για τις μεταβάσεις μεταξύ των ζωνών σθένους και διεξαγωγής, παραδείγματος χάριν, η πιθανότητα της κατοχής του κράτους  $|I > f_1$ , αντικαθίσταται από την πυκνότητα των κατειλημμένων κρατών στη ζώνη σθένους,  $D_v(E_v - E)f_v$ . Ομοίως, η κενή-επίπεδη πιθανότητα της ζωνών διεξαγωγής ( $1 - f_2$ ) γίνεται η πυκνότητα των μη κατειλημμένων κρατών  $D_c(E - E_c)(1 - f_c)$ .

Επιπλέον, οι *Fermi* λειτουργίες (3.39) και (3.40) τροποποιούνται για να απεικονίσουν τη δομή ζωνών, πώς περιγράφονται από την άποψη των σχεδόν - *Fermi* επιπέδων που συζητήσαμε ωρίτερα. Κατά συνέπεια έχουμε

$$f_c = \frac{1}{\exp\left[\frac{E_1 - E_F^c}{kT}\right] + 1} \quad (3.51)$$

και

$$f_v = \frac{1}{\exp\left[\frac{E_1 - E_F^v}{kT}\right] + 1} \quad (3.52)$$

Τώρα που εξετάζουμε την απορρόφηση και την εκπομπή μεταξύ των ζωνών των κρατών παρά τα ιδιαίτερα επίπεδα, οι διάφορες ποσότητες που υπολογίζονται πρέπει να συμπεριλάβουν τις μεταβάσεις μεταξύ όλων των κρατών που χωρίζονται από το  $\hbar\omega$  και επομένως πρέπει να ενσωματώσουμε πέρα από όλα αυτά τα κράτη. Χωρίς λόγο να ειπωθούν, οι εκφράσεις αρχίζουν να γίνονται αρκετά περίπλοκες και έτσι παραλείπουμε τη συζήτηση τους εδώ. Είναι σαφές, εντούτοις, ότι με τις ανωτέρω τροποποιήσεις μπορούμε ακόμα να εφαρμόσουμε τις ιδέες της παραγράφου 3.1.4 στην πιο σύνθετη περίπτωση των υλικών ημιαγωγών.

## 3.3 Εκπέμπουσες φως δίοδοι (LEDs)

Ξέρουμε, από τα προηγούμενα τμήματα, ότι μια διανομή μεταφορέων μη ισορροπημένη μπορεί να δημιουργηθεί σε έναν ημιαγωγό από την έγχυση μεταφορέων πέρα από μια *pn* σύνδεση και ότι αυτοί οι εισαγόμενοι μεταφορείς μπορούν να χάσουν την ενέργειά τους μέσω της ακτινοβολίας επανασυνδυασμού, παράγοντας φωτόνια. Αυτά είναι η αρχή εργασίας της εκπέμπουσας φως δίοδου, ή *LED*. Η παραγωγή από *LEDs* μπορεί να είναι στις υπέρυθρες ακτίνες ή

την ορατή σειρά του ηλεκτρομαγνητικού φάσματος που αυτή η μεταβλητότητα σε μια ευρεία ποικιλία των εφαρμογών έχει οδηγήσει στην τεράστια απαίτηση. Τα LEDs μοιράζονται τα σημαντικά χαρακτηριστικά άλλων συσκευών ημιαγωγών μικρού μεγέθους και βάρους, της υψηλής μηχανικής σταθερότητας, της αξιοπιστίας, της μακρίας ζωής και της χαμηλής τιμής. Επιπλέον, έχουν χαμηλές τάσεις λειτουργίας, μέση κυκλοφορία, υψηλή ταχύτητα και, επιπλέον, είναι αποδοτικοί εκπομποί της ακτινοβολίας πέρα από ένα πολύ στενό φασματικό εύρος ζώνης. Αυτές οι ιδιότητες καθιστούν την ορατή χρήση των LED στην επίδειξη τεχνολογιών - μια εφαρμογή με την οποία όλοι εξοικειωόμαστε εκτιμώντας ότι τα ευρήματα των υπέρυθρων (IR) LED η σημαντικότερη αίτησή του στην οπτική επικοινωνία, όπου τα μήκη κύματος εκπομπής, παραδείγματος χάριν, των λείζερ *InGaAsP* ταιριάζουν καλά στις διαθέσιμες τεχνολογίες οπτικών ινών.

### 3.3.1 Υλικές απαιτήσεις

Η επιλογή του υλικού στην κατασκευή των LEDs περιορίζεται από μια σειρά απαιτήσεων που καλύπτονται από μόνο έναν περιορισμένο αριθμό ημιαγωγών. Αυτοί είναι οι ακόλουθοι:

1. Ο διαζωνικός ημιαγωγός πρέπει να αντιστοιχεί στην επιθυμητή ενέργεια φωτονίων
2. ένας μηχανισμός επανασυνδυασμού με συνέπεια την αποτελεσματικότητα της ακτινοβολίας εκπομπής πρέπει να υπάρξει
3. πρέπει να είναι δυνατό να ναρκωθεί το υλικό και του n- και του p-τύπου αποτελεσματικά, δηλ. σε μια υψηλή πυκνότητα και
4. η προκύπτουσα pn σύνδεση πρέπει να έχει άριστες υλικές ιδιότητες έτσι ώστε, εάν ο όρος (3) τηρείται, να υπάρχει αποτελεσματική τρέχουσα εισαγωγή. Αυτό συνήθως σημαίνει ότι τα LEDs κατασκευάζονται από ενιαία κρύσταλλα.

Η πρώτη ανάγκη μπορεί να εκφραστεί απλούστερα από την άποψη του απαραίτητου μήκους κύματος εκπομπής,  $X$ , το οποίο συσχετίζεται με την διαζωνική ενέργεια από

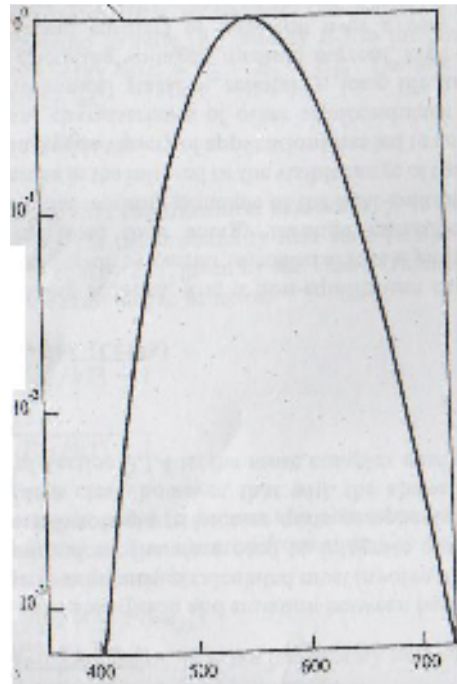
$$E_g (\text{σε } eV) = \frac{1240}{\lambda (\text{σε } nm)} \quad (3.53)$$

Η μήκους κύματος ευαισθησία του ανθρώπινου ματιού είναι διευκρινισμένη στο σχήμα 3.6. Βλέπουμε ότι τα ορατά LEDs θα έχουν τα μήκη κύματος στη σειρά 400-700 nm, που αντιστοιχούν στις ενέργειες φωτονίων 3.2-1.8 eV. Η απαίτηση ότι ένας αποδοτικός μηχανισμός ακτινοβολίας πρέπει να υπάρξει ουσιαστικά αποκλείοντας έμμεσα τα υλικά χάσματος, αν και μερικές φορές η παρουσία ρηχών, ακάθαρτων-σχετικά εντοπισμένων κέντρων μπορεί να αυξήσει αρκετά την αποδοτικότητά τους. Εντούτοις, οι κοινά στοιχειώδης ημιαγωγοί πυριτίου και γερμανίου αποκλείονται ως υλικά των LEDs.

Η σημαντικότερη ομάδα υλικών που ικανοποιούν γενικά όλους τους ανωτέρω όρους είναι οι δυαδικές III-V ενώσεις και τα σχετικά τριαδικής και τετραδικής καταστάσης κράματα. Αυτές είναι ενώσεις ημιαγωγών της ομάδας III A1 στοιχείων, Ga και In με την ομάδα V στοιχείου P, As και Sb, οι όποιοι κρυσταλλώνουν στη zincblende δομή και καλύπτουν τη σειρά των διαζώνων από 0,18 eV (*InSb*) σε 2,26 eV (*GaP*), όπως διευκρινίζεται στο σχήμα 3.1. Η μόνη ένωση της ομάδας III στοιχεία με το άζωτο τρέχοντος ενδιαφέροντος είναι το *GaN*, το οποίο έχει τη wurtzite δομή και ένα πολύ υψηλό διάζωνικό χάσμα 3,4 eV. Επίσης προφανής στο σχήμα 3.1 είναι η φύση του διαζωνικού χάσματος σε κάθε υλικό. Αποκλείοντας τα νιτρίδια, το *GaAs* είναι το άμεσο δυαδικό υλικό χάσματος με την υψηλότερη ενέργεια διαζωνικού χάσματος, που αντιστοιχεί σε ένα μήκος κύματος εκπομπής περίπου 860 nm, δηλ. στο κοντινό IR. Το *GaP*, αν και έμμεσο, είναι ένα από εκείνα τα υλικά των οποίων η ακτινοβολούσα αποδοτικότητα μπορεί να ενισχυθεί πολύ με τη νάρκωση, παραδείγματος χάριν, το άζωτο, για να παραγάγει το κεντρικό "ισοηλεκτρόνιο". Αυτό οδηγεί σε εύλογα αποδοτική λειτουργία σε μια ενέργεια περίπου 50 meV κάτω από το διαζωνικό χάσμα, παράγοντας το πράσινο φως.

Τα zincblende δυαδικά μπορούν όλα να ναρκωθούν το  $n$  τον  $p$ -τύπο. Η ομάδα  $III$  όπως τα στοιχεία  $S$ ,  $SE$  και  $Te$  χρησιμοποιείται για να παραγάγει το  $n$ -τύπο ναρκώνοντας και οι χαρακτηριστικές ενέργειες χορηγών είναι κάτω από  $100 meV$ . Κατά συνέπεια όλοι οι χορηγοί ιονίζονται στη θερμοκρασία δωματίου. Ομοίως, η ομάδα  $II$ , στοιχεία όπως  $BE$ ,  $MG$ ,  $ZN$  και  $Cd$  μορφές ρηχής αποδοχής. Από wurtzite οι  $III-V$  ενώσεις, μόνο το  $GaN$  έχει ναρκωθεί επιτυχώς, και αυτό μόνο  $n$ -τύπου.

Τα ενιαία κρύσταλλα απαιτούνται συνήθως για την επεξεργασία των LEDs και οι μέθοδοι αύξησης συζητούνται στο παράρτημα  $A$ . Τα κρύσταλλα *Bulk*  $GaAs$ ,  $GaP$ ,  $InP$ ,  $bInAs$ ,  $InSd$  και  $GaSb$  είναι εύκολα διαθέσιμα και στο  $n$  – και στον  $p$ -τύπο.



Σχήμα 3.6 Ευαισθησία του ανθρώπινου ματιού ως λειτουργία του μήκους κύματος (3.5)

Ένα εξαιρετικά χρήσιμο χαρακτηριστικό γνώρισμα των  $III-V$  υλικών ημιαγωγών είναι ότι, λόγω των παρόμοιων ιδιοτήτων τους, μπορούν να συνδυαστούν για να διαμορφώσουν τα μικτά "τριαδικά" κρύσταλλα που έχουν τις ιδιότητες του μεσάζοντα μεταξύ εκείνων και των δυαδικών από τα οποία διαμορφώνονται. Αυτό σημαίνει ότι οι ημιαγωγοί μπορούν "να προσαρμοστούν" για τις συγκεκριμένες εφαρμογές. Το προφανέστερο παράδειγμα είναι ο συντονισμός του διαθέσιμου διαζωνικού χάσματος σε ένα σύστημα όπως  $GaAs - InAs$ , όπως διευκρινίζεται στο σχήμα 3.1. Με το να ποικίλει τη  $In$  συγκέντρωση,  $X$ , στο τριαδικό  $In_xGa_{1-x}As$ , το διαζωνικό χάσμα μπορεί να συντονιστεί συνεχώς πέρα από τη σειρά μήκους κύματος  $0.87-3.1 \mu m$  και τις σταθερές αλλαγές δικτυωτού πλέγματος από  $5,65$  έως  $6,06 \text{ \AA}$ .

Η κατάσταση είναι ελαφρώς πιο περίπλοκη σε ένα υλικό όπως το  $GaAs$ ,  $P$ , όπου ο συνεχής συντονισμός του άμεσου διαζωνικού χάσματος είναι διαθέσιμος μόνο μέχρι το περιεχόμενο  $P$  του  $y = 0,45$  ( $e = 1,99 eV$ ), επάνω από το οποίο το γίνεται έμμεσο. Κατά συνέπεια στα  $σειράς 0,45 < y < 1,0$  το διαζωνικό χάσμα έχει περισσότερο ένα χαρακτήρα "  $GaP$  " και, με παρόμοιο τρόπο στο δυαδικό υλικό, η αποδοτικότητα της ακτινοβολίας μπορεί να βελτιωθεί από την προσθήκη, παραδείγματος χάριν, του αζώτου. Η ρυθμιστικότητα του δικτυωτού σταθερού πλέγματος σημαίνει ότι η ειδική τον προσοχή πρέπει να ληφθεί κατά ανάπτυξη των κρυσταλλικών στρωμάτων αυτού του υλικού.

Ένα άλλο πολύ σημαντικό τριαδικό υλικό είναι  $Ga_{1-x}Al_xAs$ , το οποίο είναι άμεσο διαζωνικό κενό στη σειρά  $0 \leq y \leq 0.44$  και έχει τη σημαντική ιδιοκτησία που η σταθερά δικτυωτού πλέγματος ποικίλλει μόνο ελαφρώς με το  $x$ . Αυτό επιτρέπει την ευκολότερη κρυσταλλική αύξηση  $GaAs$  στα



υποστρώματα και την πάρα πολύ ευκολότερη αύξηση των "ετεροδομών" - δομές περιλαμβάνοντας στρώματα περισσότερων από μιας σύνθεσης.

Επίσης σημαντικός στην κατασκευή του *IR LEDs* είναι το τεσσάρων καταστάσεων σύστημα  $In_{1-x}Ga_xAs_{1-y}P$ . Τα τεσσάρων καταστάσεων συστήματα επιτρέπουν έναν πρόσθετο βαθμό ελευθερίας έτσι ώστε, παραδείγματος χάριν, το διαζωνικό κενό μπορεί να συντονιστεί ενώ η παράμετρος δικτυωτού πλέγματος κρατιέται σταθερή. Αυτό επιτρέπει το δικτυωτό πλέγμα ταιριάζοντας με ένα υπόστρωμα *InP* (δηλ. αύξηση ενός στρώματος στη σταθερά δικτυωτού πλέγματος *InP*) ταυτόχρονα συντονίζοντας το διαζωνικό κενό πέρα από τη σειρά  $0.7 - 1.35 \text{ eV}$ .

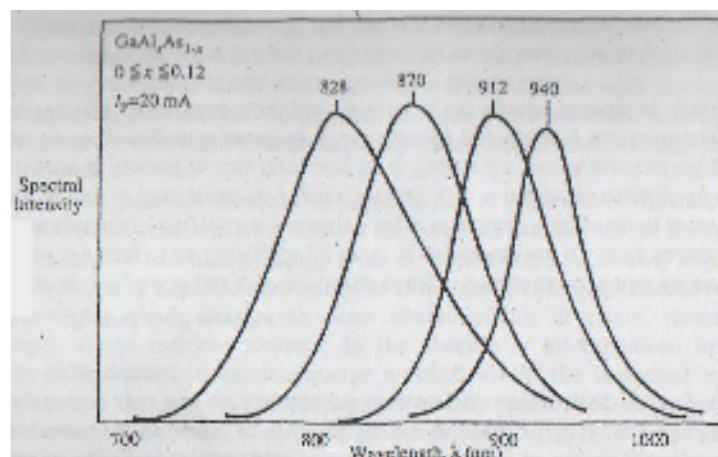
Αλλά συστήματα ημιαγωγών που πρέπει να αναφέρουμε ακόμα περιλαμβάνουν *IV-IV* και *II-VI* υλικά. Το *SiC* είναι ένα παράδειγμα ενός *IV-IV* ημιαγωγού στον οποίο το εμπορικά διαθέσιμο μπλε *LEDs* είναι βασισμένο. Αυτοί είναι αρκετά ανεπαρκείς και οι υψηλές θερμοκρασίες αύξησης ( $2000 \text{ }^\circ\text{C}$ ) που απαιτούνται κατά τη διάρκεια της αύξησης καθιστούν την κατασκευή πολύ δύσκολη. Τα *II-VI* υλικά όπως  $ZnS_xSe_{1-x}$  και το  $ZnCd_ySe_{1-y}$ , έχουν μελετηθεί εκτενώς αργά. Αυτοί τείνουν να έχουν διαζωνικό κενό μεγαλύτερο από εκείνο των *III-Vs*, κάνοντας τους ιδιαίτερου ενδιαφέροντος για την παραγωγή των μπλε και γαλαζοπράσινων συσκευών, αλλά πάσχουν από τις ισόμετρες αυξήσεις στην αυτο-αποζημίωση, που τους καθιστά δύσκολους να ναρκώσουν τον *p*-τύπο. Εντούτοις, αυτά τα προβλήματα έχουν υπερνικηθεί πρόσφατα στα ανωτέρω συστήματα και οι αποδοτικές *PN* συνδέσεις έχουν κατασκευαστεί. Ήδη αποδεδειγμένο στην έρευνα, φαίνεται ότι θα είναι μόνο θέμα χρόνου προτού *LEDs* (και λέιζερ) βασισμένα σε αυτά τα υλικά να διατεθούν εμπορικά.

### 3.3.2 Τύποι των *LED*: υλικά και δομή

Εμπορικά τα *LEDs* περιέρχονται σε δύο ευρείες κατηγορίες: ορατά και υπέρυθρα. Η υπέρυθρη κατηγορία των *LEDs* εξουσιάζεται από το  $Ga_{1-x}Al_xAs$  συσκευές, ενώ ορατά *LEDs* κατασκευάζονται από *GaP* και  $s_{1-y}P_y$  υλικά συστήματα εκτός από το.

#### *GaAs* και $Ga_{1-x}Al_xAs$

Ο *GaAs* είναι ένας άμεσος διαζωνικός ημιαγωγός που έχει ένα διαζωνικό κενό  $1,44 \text{ eV}$ , αντίστοιχο σε ένα μήκος κύματος περίπου  $860 \text{ nm}$ . Η προσθήκη του αλουμινίου, που δίνει  $Ga_{1-x}Al_xAs$ , αυξάνει το διαζωνικό κενό, όπως φαίνεται στο σχήμα 3.1, που ωθεί το μήκος κύματος εκπομπής πιο κοντά στο ορατό όπως φαίνεται στο σχήμα 3.7. Και τα δύο υλικά μπορούν εύκολα να είναι ναρκωμένα και το *p*- και το *n*-τύπου από την προσθήκη του, μια ομάδα *IV* υλικού, από τον προσεκτικό έλεγχο της θερμοκρασίας λειωμένων μετάλλων.

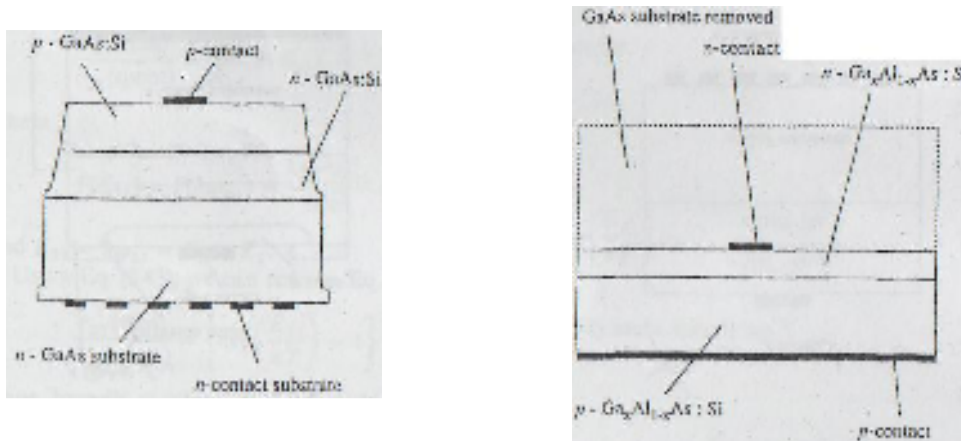


Σχήμα 3.7

Φάσματα εκπομπής των διόδων για  $Ga_{1-x}Al_xAs$ : Si με διάφορα περιεχόμενα αλουμινίου [3.5]

Σε αυτές τις συσκευές η κύρια luminescent μετάβαση είναι μεταξύ της ζώνης διεξαγωγής και μιας σύνθετης δομής αποδεκτών που διαμορφώνονται για  $100\text{ meV}$  επάνω από την άκρη ζωνών σθένους. Κατά συνέπεια η ενέργεια εκπομπής βρίσκεται κάτω από τη ενέργεια του διαζωνικού κενού έτσι ώστε η επαναρρόφηση των φωτονίων είναι χαμηλή και οι κβαντικές αποδόσεις είναι συνεπώς αρκετά υψηλές ( $\sim 10\%$ ).

Οι χαρακτηριστικές δομές συσκευών για αυτούς τους τύπους διόδων είναι διευκρινισμένες στο σχήμα 3.8.



**Σχήμα 3.8** Δομές συσκευών των χαρακτηριστικών υπέρυθρων οδηγήσεων. Στο αριστερό είναι ένα  $GaAs$ : Δίοδος  $Si$  και στα δεξιά ένα  $Ga_{1-x}Al_xAs$ : Συσκευή  $Si$  [ 3,5 ].

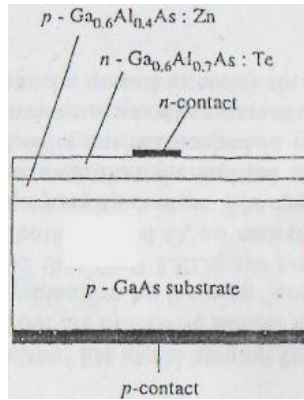
Και οι δύο δομές αυξάνονται επιταξιακά στα υποστρώματα  $GaAs$  από ένα ενιαίο λειωμένο μέταλλο που παράγει και  $n$  - και  $p$  - τύπο υλικό. Η διαδικασία είναι σχετικά απλή για τη  $GaAs$  δίοδο, αλλά λιγότερο έτσι για τη συσκευή  $Ga_{1-x}Al_xAs$  όπου η υλική αύξηση μπορεί να παρουσιάσει τα προβλήματα. Επιπλέον, το  $GaAs$  υπόστρωμα είναι ιδιαίτερα απορροφώντας στα μήκη κύματος εκπομπής  $Ga_{1-x}Al_xAs$  και πρέπει έτσι να αφαιρεθεί εντελώς.

Η εκπομπή πύο κοντά στην όραση διευρύνεται λόγω της παρουσίας μιας κλίσης περιεκτικότητας σε αλουμίνιο στο ενεργό στρώμα. Επιπλέον, η αποδοτικότητα μειώνεται σταθερά όπως το  $Al$  προστίθεται. Τα τυπικά χαρακτηριστικά των συσκευών δίνονται στον πίνακα 3.1.

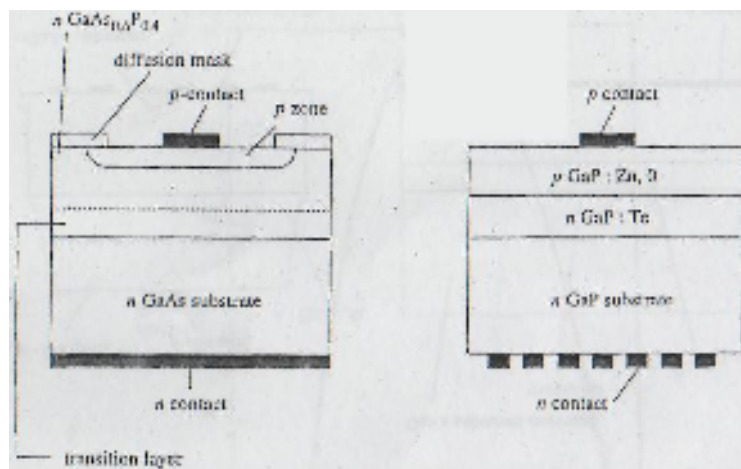
**Πίνακας 3.1** Χαρακτηριστικά στοιχεία διόδων  $GaAs$  και  $GaAlAs$

Παράμετρος	$GaAs:Si$	$Ga_{1-x}Al_xAs: Si$
Το μέγιστο σημαίνει προπορευόμενο ρεύμα	150	100
Δύναμη παραγωγής $I_f=100\text{mA}$ (mW)	12 – 18	16 – 26
Δύναμη παραγωγής $I_f=1.5\text{A}$ , παλόμενη (mW)	110 - 160	210 – 350
Μέγιστο μήκος κύματος (nm)	940	880
Μπροστινή τάση στα $I_f=100\text{mA}$ (V)	1.25	1.40
Μπροστινή τάση στα $I_f=1.5\text{ A}$ (V)	1.9	3.0

Παρά τη μειωμένη αποδοτικότητα των συσκευών  $Ga_{1-x}Al_xAs$  με την αυξανόμενη περιεκτικότητα σε  $Al$ , αυτή η μέθοδος έχει χρησιμοποιηθεί για να παραγάγει κόκκινα  $LEDs$ , και μια χαρακτηριστική δομή συσκευών είναι διευκρινισμένη στο σχήμα 3.9. Περιλαμβάνει μια ετεροεπαφή με μια ενεργό περιοχή  $p$ -τύπων ( $Te$  νάρκωση)  $Ga_{0.6}Al_{0.4}$  και έναν  $n$ -τύπο ( $Te$  νάρκωση)  $Ga_{0.3}Al_{0.7}$  στρώμα "ηλεκτρονίων-εγχυτήρων" που είναι διαφανής στην εκπεμπόμενη ακτινοβολία στα  $650\text{ nm}$ . Τέτοιες συσκευές έχουν μια  $p$ -επαφή που καλύπτει την πλήρη περιοχή της συσκευής επειδή το υπόστρωμα απορροφά την εκπεμπόμενη ακτινοβολία οπωσδήποτε.



Σχήμα 3.9 Μια χαρακτηριστική  $GaAlAs$  κόκκινων  $LED$  δομή συσκευών(μετά από την παρ. (3.51).



Σχήμα 3.10 Δομές συσκευών των κόκκινων  $LED$ : (α)  $GaAsP$  και (β)  $CaP:Zn,O$  (μετά από την παρ.[3.5]).

Τα  $Ga_{1-x}Al_xAs$  κόκκινα  $LEDs$  είναι εξαιρετικά φωτεινά και αποδοτικά, και κατά συνέπεια έχουν γίνει πολύ δημοφιλή. Αυτή η βελτιωμένη απόδοση προκύπτει επειδή παράγονται από την υγρή επιταξιακή φάση ( $LPE$ ) έτσι ώστε η υλική ποιότητα είναι υψηλή, η αποδοτικότητα εγχύσεων στην ετεροεπαφή είναι σχεδόν 100%, η αποδοτικότητα της ακτινοβολίας του υλικού  $p$ -τύπου υπερβαίνει αυτή του  $n$ -τύπου και υπάρχει λίγη επαναρρόφηση στο στρώμα  $n$ -τύπου. Εκτοπίζουν έτσι, ως ένα ορισμένο βαθμό, τις μακρύτερα-καθιερωμένες τεχνολογίες  $GaP$  και  $GaAs_{1-y}P_y$  στο κόκκινο, αλλά εν τούτοις τους συζητάμε εδώ, επειδή παράγονται ακόμα σε μεγάλες ποσότητες.

### 3.3.3 Συσκευές $GaAs_{1-y}P_y$ και $GaP$

Ένα χαρακτηριστικό  $GaAs_{1-y}P_y$   $LED$  έχει μια περιεκτικότητα σε φώσφορο περίπου 40% και ένα μήκος κύματος εκπομπής 660 nm. Το στρώμα  $GaAs_0P_{0.4}$  κατατίθεται σε ένα  $GaAs$  υπόστρωμα από την φάση επίταξης ατμού ( $VPE$ ) με ένα στρώμα μετάβασης της βαθμολογημένης σύνθεσης ενδιάμεσα. Μια χαρακτηριστική δομή είναι διευκρινισμένη στο σχήμα 3.10 (α). Η  $n$ -περιοχή είναι κατά  $TE$  ναρκωμένη συνήθως και η  $p$ -περιοχή διαμορφώνεται σε αυτήν την δομή από το  $Zn$  διάχυσης σε μια καλυπτόμενη περιοχή. Η επαφή στην  $p$ -περιοχή είναι μικρή για να επιτρέψει στο φως να περάσει κατά ένα μεγάλο μέρος ανεμπόδιστο από την επιφάνεια. Κανένα φως δεν εκπέμπεται από το κατώτατο σημείο της συσκευής λόγω της απορρόφησης από  $GaAs$ , έτσι η  $n$ -επαφή μπορεί να καλύψει ολόκληρη την περιοχή συσκευών.

Χαρακτηριστικά, το στρώμα διάχυσης είναι 5  $\mu m$  προκειμένου να βελτιστοποιηθεί πυκνά η ισορροπία μεταξύ των αποτελεσμάτων του επανασυνδυασμού επιφάνειας των μεταφορέων και της επαναρρόφησης και το γενικό πάχος στρώματος είναι περίπου 50 nm.

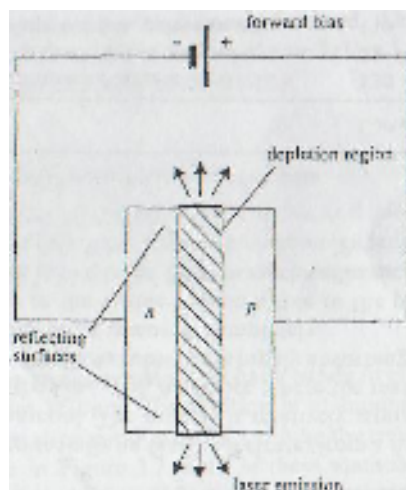
Οι  $GaAs_{1-y}P_y$  οι διόδοι χρησιμοποιούνται επίσης για να παραγάγουν την πορτοκαλή και κίτρινη εκπομπή, με την αύξηση της περιεκτικότητας σε φώσφορο σε 60% και 80%, αντίστοιχα. Αυτές οι δομές τείνουν να έχουν τις σταθερές δικτυωτού πλέγματος που είναι πιά στενές σε αυτό του  $GaP$  απ' ό,τι στο  $GaAs$  και έτσι αυξάνονται τα  $GaP$  υποστρώματα, αλλά ειδιάλλως είναι παρόμοιες με τα ανωτέρω. Σε αυτές τις συσκευές, το άζωτο προστίθεται στον επανασυνδυασμό ενίσχυσης με τη διαμόρφωση των "ισοηλεκτρονιακών κέντρων".

Ήδη έχουμε αναφέρει ότι τα  $GaP$  LEDs είναι συσκευές πράσινης εκπομπής, αλλά με τη νάρκωση του στρώματος p-τύπων και με το Zn και με το O, ένα μήκος κύματος εκπομπής 690 nm λαμβάνεται από τον επανασυνδυασμό στα κέντρα ακαθαρσιών. Η χαρακτηριστική δομή συσκευών που παρουσιάζεται στο σχήμα 3.10 (β) έχει το πλεονέκτημα ότι η εκπεμπόμενη ακτινοβολία έχει μια ενέργεια αρκετά κάτω από το  $GaP$  διάκενο και έτσι δεν απορροφείται εκ νέου είτε πάνω στο στρώμα είτε στο υπόστρωμα  $GaP$ . Κατά συνέπεια η n-επαφή καλύπτει μόνο ένα μέρος της επιφάνειας, αφήνοντας το κύριο μέρος ώστε να αυξηθεί η ένταση παραγωγής μέσω του αντίθετου προσώπου.

### 3.4 Λείζερ διόδων ημιαγωγών (SDLs)

#### 3.4.1 Αντιστροφή πληθυσμού και υποκινημένη εκπομπή

Η οπτική παραγωγή μιας φωτοεκπέμπουσας διόδου εμφανίζεται πέρα από μια φασματική σειρά (χαρακτηριστικά 50-800 nm) που είναι ευρεία έναντι με αυτό από ένα λέιζερ, και η φάση των εκπεμπόμενων φωτονίων είναι τυχαία. Οδηγήσεων, καμία ειδική φυσική δομή δεν ενσωματώνεται στη συσκευή για να αποτρέψει την οπτική απώλεια. Οι διόδοι, αφ' ετέρου, έχουν μια συνεπή, κατευθυντική παραγωγή που εμφανίζεται πέρα από ένα πολύ στενότερο εύρος ζώνης. Το φως είναι περιορισμένο σε μια οπτική κοιλότητα όπου ένα συνεπές ηλεκτρομαγνητικό πεδίο ενισχύεται λόγω της οπτικής ανατροφοδότησης.



Σχήμα 3.11 Απλό διοδικό λέιζερ

Η ανατροφοδότηση μπορεί να παρασχεθεί απλά από τις διασπασμένες άκρες του κρυστάλλου που απεικονίζουν περίπου το 30% της οπτικής δύναμης, ή ο συντελεστής ανάκλασης μπορεί να αυξηθεί με την κατάθεση των χρυσών ή διηλεκτρικών καθρεφτών στις άκρες της δομής των pn συνδέσεων (αριθμός 3.11) Τα απλούστερα λέιζερ και οι ομοδιόδοι κτίζουν τις pn συνδέσεις με τις διασπασμένες άκρες 90° στην τρέχουσα ροή που παρέχουν την οπτική ανατροφοδότηση. Περισσότεροι προωθούν το μεταφορέα χρήσης ετεροδομών και τον τρέχοντα περιορισμό για να μειώσουν τα ρεύματα των κατώτατων ορίων και επίσης για να αυξήσουν τη διάρκεια ζωής των συσκευών.

Μια καλή γνωστή της κβαντικής μηχανικής αρχή, λόγω των *Dirac* επιπέδων δηλώνει τα εξής: "Στην αλληλεπίδραση μεταξύ ενός φωτονίου και ενός ηλεκτρονίου, το φωτόνιο μπορεί να απορροφηθεί και το διεγερμένο ηλεκτρόνιο σε ένα υψηλότερο ενεργειακό κράτος, ή, εάν το ηλεκτρόνιο είναι ήδη σε ένα διεγερμένο κράτος, η εκπομπή ενός δεύτερου φωτονίου μπορεί να υποκινηθεί (με την ταυτόχρονη χαλάρωση του ηλεκτρονίου) που έχει τα ίδια χαρακτηριστικά της φάσης, της κατεύθυνσης και του μήκους κύματος, ως συναφές φωτόνιο". Ελλείψει μιας πηγής διέγερσης, η πλειοψηφία των ηλεκτρονίων σε ένα υλικό ημιαγωγών είναι στο αδιέγερτο ή κράτος εδάφους (σθένος) έτσι ώστε οποιαδήποτε εκπεμπόμενα φωτόνια συνήθως απορροφούνται εκ νέου. Εντούτοις, στα λέιζερ διόδων μια εξωτερική πηγή "άντλησης" ενέργειας χρησιμοποιείται για να διεγείρει έναν μεγάλο αριθμό ηλεκτρονίων στη ζώνη διεξαγωγής, που δημιουργεί μια κατάσταση στην οποία η υποκίνηση ενός δεύτερου φωτονίου είναι πιθανότερη από την απορρόφηση του πρώτου: αυτό είναι γνωστό ως αντιστροφή πληθυσμών. Οι πληθυσμοί μεταφορέων στη δίοδο συσχετίζονται, φυσικά, άμεσα με τα ρεύματα που ρέουν πέρα από τη *pn* σύνδεση, και η αντιστροφή προκαλείται από αυτήν την μεταφορά. Ο επανασυνδυασμός αυτού του τύπου είναι γνωστός ως υποκινημένη εκπομπή, η οποία συσχετίζεται με τη δύναμη του ηλεκτρομαγνητικού πεδίου, αντίθετα από την αυθόρμητη εκπομπή, όποια είναι ανεξάρτητη από τον τομέα. Λόγω της αντιστροφής πληθυσμών τα φωτόνια δεν απορροφούνται εκ νέου έντονα από τα ηλεκτρόνια επίγειου κράτους και η ενίσχυση του οπτικού τομέα εμφανίζεται, αυτή είναι η βάση της δράσης των λέιζερ.

Προκειμένου να εξεταστεί αυτό λεπτομερώς, πρέπει να επιστρέψουμε στην απλή ανάλυση δύο-ταινιών της παραγράφου 3.2.4 και της επέκτασής της στις μεταβάσεις μεταξύ των ενεργειακών ζωνών. Από τις Εξ. (3.41) και (3.42), ξέρουμε ότι η αναλογία των υποκινημένων έως αυθόρμητων μεταβάσεων μέσα σε ένα δύο επιπέδων σύστημα είναι απλά

$$\frac{r_{21}(stim)}{r_{21}spont} = \frac{B_{21}}{A_{21}} P(E_{21}) \quad (3.54)$$

όπου

$$P(E_{21}) = P(h\omega_{21}) = \frac{8\pi n^3 E_{21}^2}{h^3 c^3} \left\{ \exp\left(\frac{E_{21}}{kT}\right) - 1 \right\}^{-1} \quad (3.55)$$

Και  $(E_{21}) = P(h\omega_{21}) = E_2 - E_1$ .

Χρησιμοποιώντας την Εξ. (3.43), μπορούμε να ξαναγράψουμε την Εξ. (3.54) πιο απλή όπως

$$\frac{r_{21}(stim)}{r_{21}spont} = \left\{ \exp\left(\frac{E_{21}}{kT}\right) - 1 \right\}^{-1} \quad (3.56)$$

Κατά συνέπεια, μιλώντας γενικά, η αναλογία της υποκινημένης εκπομπής στην αυθόρμητη εκπομπή αυξάνεται σε ένα δύο-επιπέδων σύστημα καθώς το διάστημα ενεργειακών επιπέδων γίνεται μικρό έναντι του  $kT$ . Αυτό έχει την επίδραση της αύξησης της πιθανότητας της απασχόλησης του ανώτερου κράτους,  $f_2$ , και της μείωσης αυτής του χαμηλότερου κράτους,  $f_1$ . Εντούτοις, η κατοχή κάθε επιπέδου σε ένα τέτοιο σύστημα δεν μπορεί ποτέ να υπερβεί ένα μισό του συνολικού πληθυσμού, και στο όριο όπου  $E_{21} \ll kT$  οι πιθανότητες  $f_1$ , και το  $f_2$  είναι ίσα. Για να επιτύχουμε μια κατάσταση όπου η καθαρή υποκινημένη εκπομπή προκύπτει από την αλληλεπίδραση με τον οπτικό τομέα, παρά την απορρόφηση, απαιτούμε ότι

$$r_{21}(stim)_{net} = r_{21} - r_{12} > 0 \quad (3.57)$$

το οποίο είναι,

$$\frac{r_{21}(stim)_{net}}{B_{12}P(E_{21})(f_2 - f_1)} = \frac{B_{12}P(E_{21})\{f_2(1-f_1) - f_1(1-f_2)\}}{B_{12}P(E_{21})(f_2 - f_1)} \quad (3.58)$$

Κατά συνέπεια απαιτούμε το  $f_2 > f_1$  τα οποία δεν μπορούν να επιτευχθούν σε ένα σύστημα δύο επιπέδων. Εντούτοις, μπορούμε να επιτύχουμε αυτόν τον όρο εάν το σύστημα έχει περισσότερα, από δύο επίπεδα, ή εάν εγγέουμε τους πρόσθετους μεταφορείς στο σύστημα από μια εξωτερική πηγή, όπως σε ένα λείζερ ημιαγωγών. Ήδη έχουμε δει ότι τέτοια τρέχουσα έγχυση παράγει μια διανομή μεταφορέων μη ισορροπίας στις ενεργειακές ζώνες του ημιαγωγού, που περιγράφονται από τα σχεδόν - *Fermi* επίπεδα  $E_F^c$  και  $E_F^v$  και τις συνοδευτικές *Fermi* λειτουργίες. Κατά συνέπεια ο όρος για την καθαρή υποκινημένη εκπομπή γίνεται τώρα

$$1 + \exp\left(\frac{E_v - E_F^v}{kT}\right) > 1 + \exp\left(\frac{E_c - E_F^c}{kT}\right) \quad (3.59)$$

δηλ.

$$E_F^c - E_F^v > E_c - E_v$$

το οποίο είναι γνωστό ως όρος αντιστροφής *Bemand-Durrafourg*. Επιπλέον, επιθυμούμε επίσης να λάβουμε το  $r_{21}(stim) > r_{21}(spont)$  έτσι ώστε να έχουμε τη συνεπή ενίσχυση της ακτίνας. Αυτό σημαίνει ότι

$$P(E)B_{21} > A_{21} \quad (3.60)$$

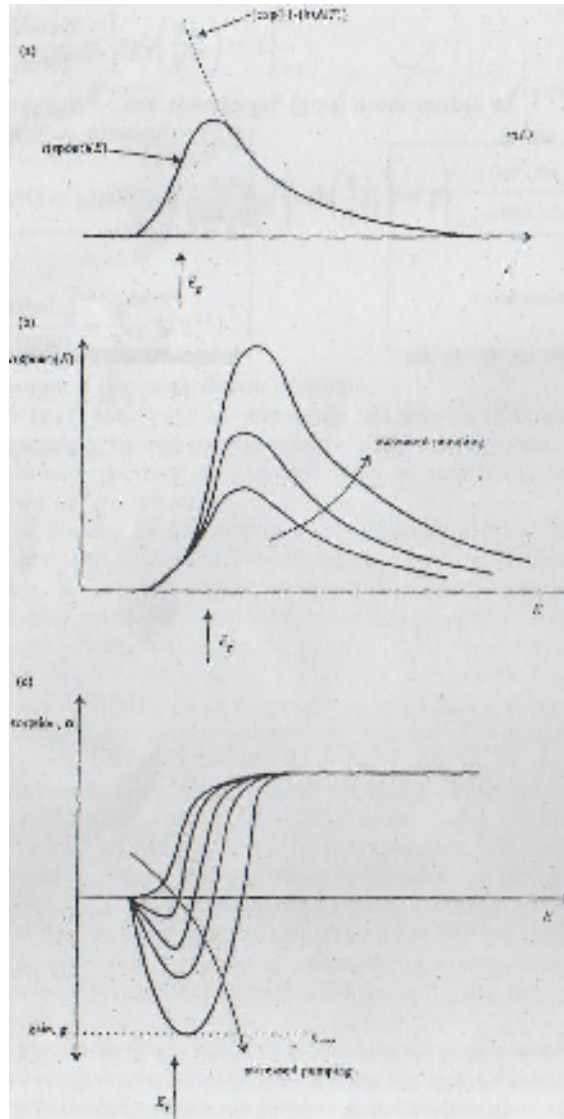
από την Εξ. (3.54), δηλ. μια υψηλή πυκνότητα φωτονίων απαιτείται. Επιθυμούμε να λάβουμε τη συμπεριφορά της αυθόρμητης και υποκινημένης εκπομπής υπό τους διάφορους όρους ισορροπίας και μη ισορροπίας. Για να το κάνουμε αυτό γράφουμε τις ανωτέρω εκφράσεις από την άποψη της μακροσκοπικής ποσότητας  $a$ , ο συντελεστής απορρόφησης, που μετριέται  $cm^{-1}$ . Για ένα σύστημα δύο επιπέδων το υποκινημένο ποσοστό εκπομπής συσχετίζεται με το  $a$  μέσω

$$r_{21}(stim) = -aP(E)c/n \quad (3.61)$$

όπου το  $c$  είναι η ταχύτητα του φωτός σε κενό και  $n$  είναι ο διαθλαστικός δείκτης του μέσου. Εντούτοις, έχουμε  $r_{21}(stim)$  από την Εξ. (3.41) και λαμβάνουμε

$$a = -\frac{n}{c}B_{12}(f_2 - f_1) \quad (3.62)$$





**Σχήμα 3.12** Η απορρόφηση και η εκπομπή σχήματος 3.12 στις ενέργειες κοντά στην άκρη ζωνών ενός ημιαγωγού, (α) ενεργειακή εξάρτηση της αυθόρμητης εκπομπής και της απορρόφησης σε μια θερμική κατάσταση ισορροπίας, δηλ. χωρίς οποιαδήποτε έγχυση μεταφορέων, (β) και (γ), συμπεριφορά της αυθόρμητης εκπομπής και της απορρόφησης κερδίζουν τη λειτουργία καθώς η έγχυση μεταφορέων αυξάνεται

Σε αυτό το σημείο σημειώνουμε ότι υπό τους όρους όπου η υποκινημένη εκπομπή εξουσιάζει, η απορρόφηση γίνεται αρνητική και αναφέρεται έπειτα ως κέρδος,  $g$ . Κατά συνέπεια το  $g = -a$ . Σε ένα υλικό ημιαγωγών οι εκφράσεις γίνονται πιο σύνθετες επειδή η δομή ζωνών πρέπει να ληφθεί υπόψη. Σε αυτήν την περίπτωση λαμβάνουμε

$$r_{21}(stim) = B_{12}P(E)[f_c(E_c) - f_v(E_v)]D_c(E_c)D_v(E_v) \quad (3.63)$$

και

$$a(E) = \int \frac{n}{c} B_{12}[f_c(E_c) - f_v(E_v)]D_c(E_c)D_v(E_v)\delta[(E_c - E_v) - E]dE \quad (3.64)$$

όπου η  $\delta$  λειτουργία εξασφαλίζει τη συντήρηση της ενέργειας. Το αυθόρμητο ποσοστό εκπομπής δίνεται από

$$r_{21}(spont) = -\frac{8\pi n^3 E_{21}^2}{h^3 c^2 n} \left\{ 1 - \exp\left(\frac{E - (E_F^c - E_F^v)}{kT}\right) \right\} * a \quad (3.65)$$

Αυτές οι λειτουργίες σχεδιάζονται στο σχήμα 3.12 (α-γ), όπου μπορούμε να δούμε τη συμπεριφορά της αυθόρμητης εκπομπής και της απορρόφησης/το κέρδος για τα διάφορα αντλώντας επίπεδα κοντά στην άκρη ζωνών. Η σημαντικότερη πτυχή αυτών των λειτουργιών είναι διευκρινισμένη στο σχήμα 3.12 (γ), όπου βλέπουμε ότι καθώς η άντληση αυξάνεται η ενεργειακή περιοχή στην οποία το καθαρό κέρδος λαμβάνεται γίνεται ευρύτερη και η αιχμή ( $g_{max}$ ), σε αντιστοιχία με την ενέργεια της λειτουργίας λέιζερ, κινείται στην υψηλότερη ενέργεια.

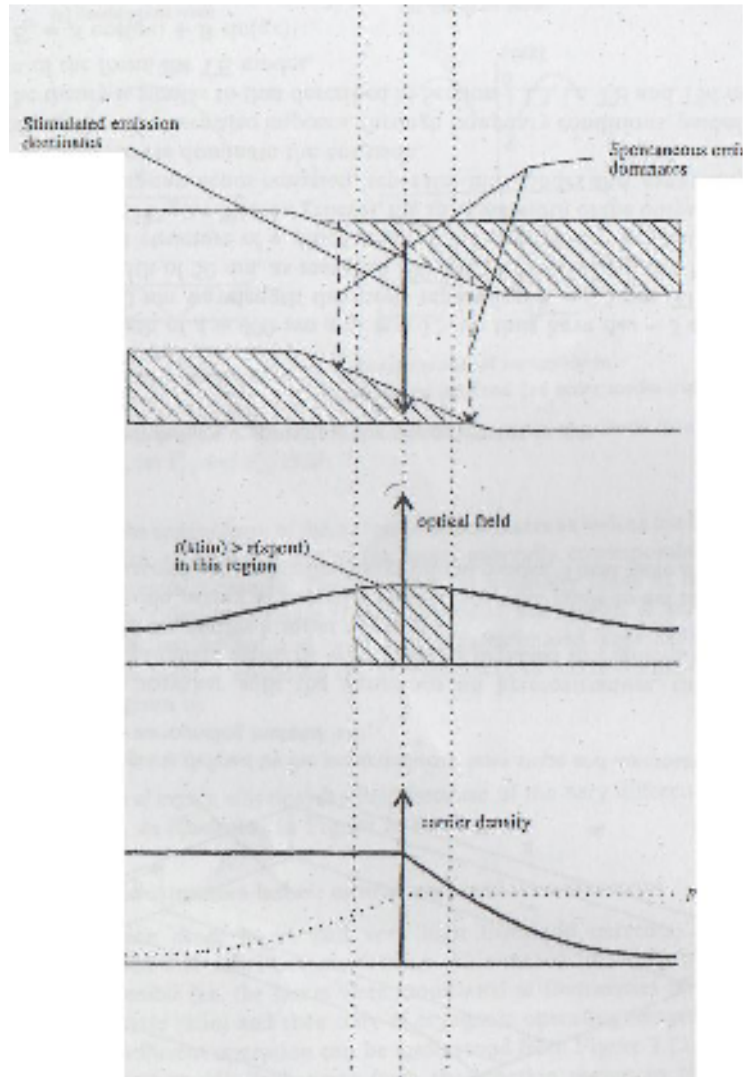
#### *Το απλό homojunction λέιζερ*

Είμαστε τώρα σε θέση να συγκεντρώσουμε τις διάφορες πτυχές της τεχνολογίας των  $pn$  συνδέσεων και τη γνώση μας υποκινημένων διαδικασιών εκπομπής στους ημιαγωγούς για να διαμορφώσουμε ένα απλό λέιζερ. Αποτελείται εξ ολοκλήρου από μια ενιαία ένωση ημιαγωγών, συνήθως  $GaAs$ , με τα διαφορετικά μέρη της συσκευής που έχει τις διαφορετικές ναρκώσεις, και η σύνδεση διαμορφώνεται μεταξύ των  $n$  - και  $p$ - τύπων στρώματα του ίδιου υλικού. Για αυτόν τον λόγο η συσκευή είναι γνωστή ως homojunction λέιζερ και η δομή ζωνών της υπό τους προπορευόμενους προκατειλημμένους όρους είναι διευκρινισμένη στο σχήμα 3.13. Υπό τους όρους της υψηλής έγχυσης, οι διανομές μεταφορέων σε έναν μικρό όγκο στο κέντρο της περιοχής μείωσης των  $pn$  συνδέσεων ικανοποιούν τον όρο που συζητείται στο προηγούμενο τμήμα και η υποκινημένη εκπομπή εξουσιάζει. Από κάθε πλευρά αυτής της περιοχής, ο επανασυνδυασμός εμφανίζεται ακόμα αλλά εξουσιάζεται από την αυθόρμητη εκπομπή.

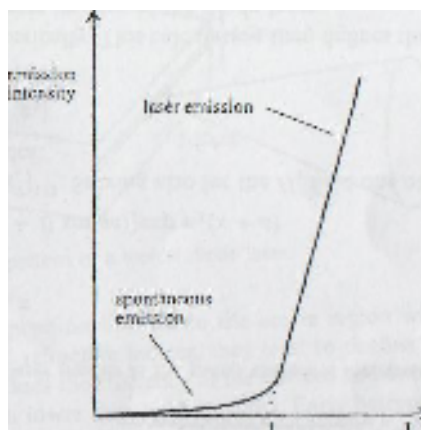
Για να εκμεταλλευθεί την υποκινημένη εκπομπή για να παραγάγει την ταλάντωση λέιζερ, η ανατροφοδότηση πρέπει να εισαχθεί στο σύστημα. Αυτό παρέχεται στο απλό λέιζερ μας (σχήμα 3.1.1) από τις δύο απόψεις τελών του ημιαγωγού τσιπ (χαρακτηριστικά μόνο  $500\mu m$  πολύ λόγω του υψηλού κέρδους) που διασπώνται για να απεικονίσουν μερική από τη λάμψη πίσω κατά μήκος του άξονα του λέιζερ και να καθορίσουν μια κοιλότητα λέιζερ (στις περιπλοκότερες συσκευές οι απόψεις έχουν συχνά τα επιστρώματα για να αυξήσουν ή να μειώσουν την ανακλαστικότητα τους, ανάλογα με την περίπτωση). Το απεικονισμένο φως υποκινεί έπειτα την εκπομπή περισσότερων φωτονίων κατά μήκος της κοιλότητας λέιζερ, έτσι ώστε εάν το μετ'επιστροφής κέρδος υπερβαίνει τη συνολική απώλεια στο σύστημα, αποτελέσματα ταλάντωσης λέιζερ.

Διάφορες πτυχές της λειτουργίας λέιζερ διόδων θα συζητηθούν στα εξής τμήματα. Κατ' αρχάς, εξετάζουμε πώς η υποκινημένη εκπομπή και η οπτική ανατροφοδότηση σε ένα λέιζερ διόδων παράγουν μια παραγωγή που είναι πολύ διαφορετική από αυτή των εκπεμπουσών φως διόδων. Επειδή η υποκινημένη εκπομπή είναι ανάλογη προς την οπτική ένταση τομέων, μήκη κύματος στα οποία η εκπομπή είναι μέγιστη τείνουν να ενισχυθούν εις βάρος των μηκών κύματος στα οποία η εκπομπή είναι πίο αδύνατη, έτσι ώστε το φάσμα κέρδους είναι πολύ στενότερο από το εύρος ζώνης εκπομπής των οδηγήσεων. Επιπλέον, η παρουσία απεικόνισης των απόψεων οδηγεί σε ένα φάσμα εκπομπής που είναι ιδιαίτερο, παρά συνεχές. Το σύνολο μηκών κύματος εκπομπής είναι γνωστό ως διαμήκεις τρόποι, και αυτά αποτελούν το αντικείμενο του επόμενου τμήματος. Η δράση του λέιζερ θα εμφανιστεί μόνο στη συσκευή μας εάν το ρεύμα εγχύσεων υπερβεί μια αξία που είναι επαρκής για να επιφέρει μια αντιστροφή των πληθυσμών. Αυτή η αξία είναι γνωστή ως ρεύμα κατώτατων ορίων, κάτω από το οποίο η δίοδος ενεργεί παρόμοια με  $LED$  και επάνω από το οποίο η αποδοτικότητα παραγωγής πολύ γρήγορα αυξάνεται, όπως στο σχήμα 3.14. Το ρεύμα κατώτατων ορίων είναι ένας πολύ σημαντικός αριθμός της αξίας για τα λέιζερ διόδων, δεδομένου ότι οι χαμηλού-κατωφλίου συσκευές απελευθερώνουν τη λιγότερη ενέργεια και τείνουν να έχουν τις υψηλότερες αποδοτικότητες. Το ρεύμα κατωφλίου μετριέται από την άποψη της πυκνότητας ρεύματος,  $J$ , που είναι το ρεύμα ανά περιοχή συνδέσεων μονάδων, και συνάγεται ονομαστικά με την παρέκταση του γραμμικού μέρους της καμπύλης εκπομπής πίσω στη γραμμή μηδενικής παραγωγής, όπως φαίνεται στο σχήμα 3.14. Δεδομένου ότι το ρεύμα κατωφλίου είναι τόσο σημαντικό, θα ξοδέσουμε κάποιο χρόνο λαμβάνοντας μια θεωρητική αξία για αυτό στην παράγραφο 3.4.4.





**Σχήμα 3.13** Οι οπτικές διανομές πυκνότητας τομέων και μεταφορέων κοντά στη σύνδεση  $PN$  σε ένα homojunction λέιζερ. Το πάνω διάγραμμα δείχνει τις περιοχές στις οποίες υποκίνησε την εκπομπή και η αυθόρμητη εκπομπή εξουσιάζει.

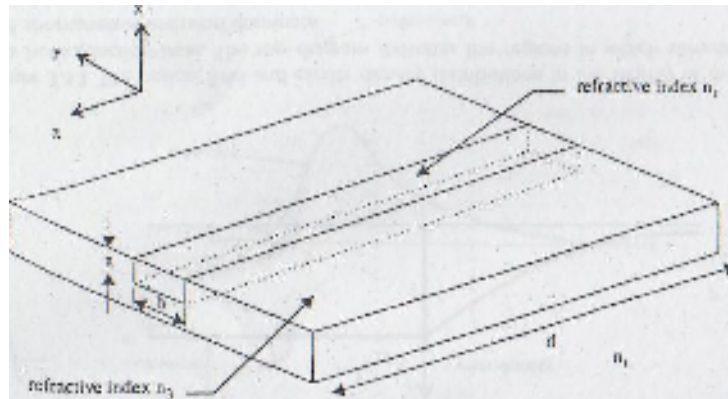


**Σχήμα 3.14** Εκπομπή εναντίον της πυκνότητας ρεύματος για ένα χαρακτηριστικό λέιζερ διόδων. Η πυκνότητα ρεύματος κατώτατων ορίων  $I_{th}$  είναι υποδειγμένη. Η πολύ πιο απότομη κλίση στην περιοχή της λειτουργίας λέιζερ δείχνει την πολύ αυξανόμενη αποδοτικότητα

### 3.4.2 Ιδιότητες τρόπου $SDLs$

Σε αυτό το τμήμα εξετάζουμε την επίδραση της δομής το ίδιου του λέιζερ στην παραγωγή από τη συσκευή. Δεδομένου ότι θα δούμε, αυτή η δομή επιβάλλει τους περιορισμούς στη φασματική

και διαστηματική διανομή της ταλάντωσης λέιζερ έτσι ώστε η παραγωγή περιλαμβάνει ενός ή περισσότερων από ένα σύνολο ιδιαίτερων τρόπων.



**Σχήμα 3.15** Ο κυματοδηγός που καθορίζεται από το λωρίδα και την ετεροδομή λέιζερ ημιαγωγών. Ο διαθλαστικός δείκτης του περιβάλλοντος υλικού είναι  $n_1$ .

Η  $pn$  σύνδεση, μαζί με τις παραλλαγές στην ετεροδομή, μπορεί να αντιπροσωπευθεί καλά από έναν ορθογώνιο διηλεκτρικό κυματοδηγό όπως είναι απεικονισμένος στο σχήμα 3.15. Μέσω αυτού του κέρδους του λέιζερ διεγείρεται μια σειρά τρόπων.

Οι άκρες του οδηγού, που ενεργούν ως μερικοί καθρέφτες, αναγκάζουν τον οδηγό για να ενεργήσει ομοίως στα πιο εξοικειωμένα ηχηρά λέιζερ και να καθορίσουν τους διαμήκεις τρόπους. Αυτοί έχουν έναν χωρισμό συχνότητας

$$\Delta \nu = \frac{c}{2nd} \quad (3.66)$$

ή, από την άποψη των αριθμών κυμάτων, που εκφράζουν τον παρονομαστή σε  $cm$ ,

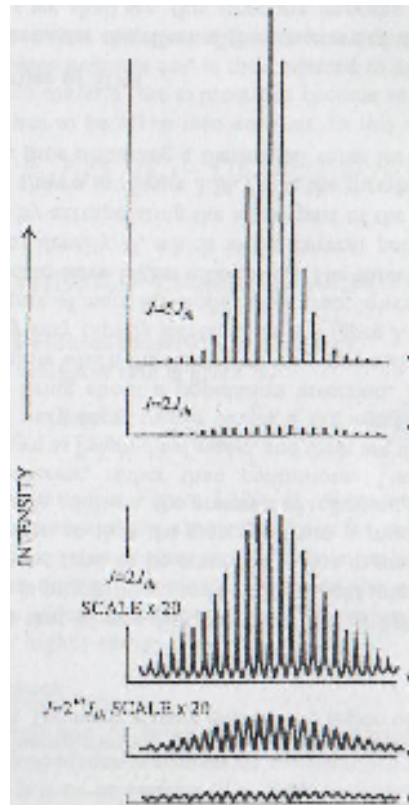
$$\Delta \omega = \frac{1}{2nd} \quad (3.67)$$

Για ένα χαρακτηριστικό μήκος  $d = 400 \mu m$  και  $n = 3,5$  έχουμε έτσι  $\Delta \omega \sim 3 \text{ cm}^{-1}$ . Για ένα  $GaAs$  λέιζερ στο μήκος κύματος  $850 \text{ nm}$  ο τρόπος χωρισμού είναι  $\sim 0.5 \text{ nm}$ . Αυτό υπονοεί ότι με ένα πλάτος κέρδους  $50 \text{ nm}$ , τουλάχιστον  $100$  διαμήκεις τρόποι μπορούν να διεγερθούν. Η φασματική δομή παραγωγής ενός λέιζερ διόδων ως ρεύμα που ως εκ τούτου το κέρδος αυξάνεται παρουσιάζεται στο σχήμα 3.16. Γενικά, το φασματικό πλάτος της παραγωγής στενεύει έναντι με την αυθόρμητη εκπομπή, χωρίζει στους τρόπους και, τελικά, ο ένας ή μερικοί από αυτούς τους τρόπους εξουσιάζουν την εκπομπή.

Η ορθογώνια δομή επιβάλλει επίσης, μέσω των όρων ορίου, τους καθοδηγημένους τρόπους κυμάτων. Η θεωρία είναι παρόμοια με αυτήν που περιγράφεται στην παράγραφο 1.2.3, δηλ. τρόποι  $TE$  και του  $TM$ . Αυτοί είναι της μορφής, για τους τρόπους  $TE$ ,

$$E_y = A \cos(qx) + B \sin(qx) \quad (3.68)$$

μέσα στην καθοδηγημένη περιοχή, όπου  $q = (n_2^2 k^2 - \beta^2)^{1/2}$  και  $\beta$ , η σταθερά διάδοσης, λαμβάνεται από το  $n_{eff} = \beta/k$  και  $k = 2\pi / \lambda = \omega \sqrt{\epsilon_0 \mu_0}$ . Επάνω και από κάτω από την πλάκα, η θεωρία δίνει



Σχήμα 3.16 Η αύξηση των τρόπων λέιζερ καθώς το ρεύμα αντλιών αυξάνεται (3,7).

$$Ey = A \exp - p_1 x \quad (3.69)$$

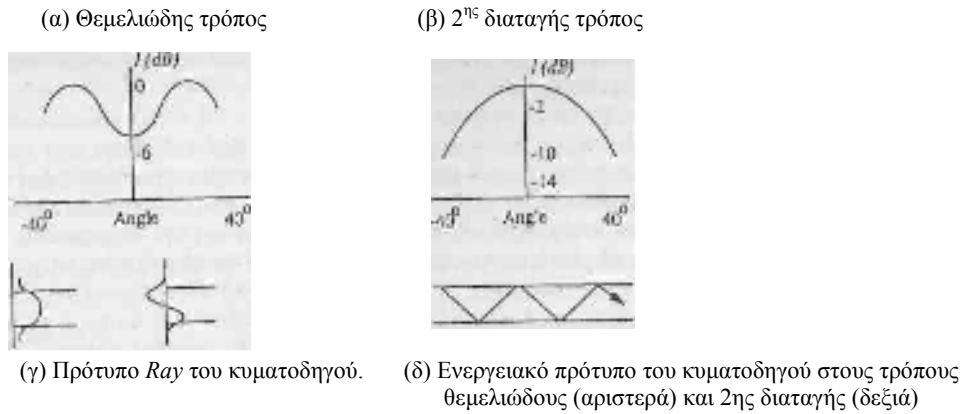
και

$$Ey = [A \cos(qa) - B \sin(qa)] \exp p_3(x+a) \quad (3.70)$$

Όπου  $p_{1,3} = (\beta^2 - n_{1,3}^2 k^2)^{1/2}$ . Λύνοντας επίσης για το  $H_z$  τομέα λαμβάνεται μια εξίσωση αξίας για τους τρόπους  $TE$ :

$$\tan(qd) = \frac{q(p_1 + p_3)}{q^2 - p_1 p_3} \quad (3.71)$$

το οποίο μπορεί να λυθεί αριθμητικά. Αυτός ο υπολογισμός καθορίζει έπειτα τις συχνότητες παραγωγής λόγω καθοδηγούμενων, ή εγκάρσιων, τρόπων του λέιζερ διόδων. Ο  $TE_0$  τρόπος είναι αυτός του χαμηλότερου  $\beta$ . Τα χαρακτηριστικά διαστηματικά σχεδιαγράμματα των τρόπων  $TE$  δίνονται στο σχήμα 3.17. Τα παρόμοια αποτελέσματα ακολουθούν για τους τρόπους του  $TM$ . Η δομή τρόπου έχει τις συνέπειες για τη διαστηματική μορφή της παραγωγής των λέιζερ διόδων καθώς επίσης και των συχνοτήτων.



**Σχήμα 3.17** Τα διαστηματικά σχεδιαγράμματα των διάφορων εγκάρσιων τρόπων παραγωγής ενός λέιζερ διόδων. (α)  $E_{11}^y$ , (β)  $E_{21}^y$ , (γ)  $E_{12}^y$ , (δ)  $E_{31}^y$ , (ε)  $E_{22}^y$  και  $E_{41}^y$  [3.6].

Ο κοντινός τομέας (δηλ. στην άποψη εξόδων του λέιζερ) γενικά αντιστοιχεί σε έναν τρόπο της παθητικής δομής αντηχείων. Η κυματομορφή πετάει γενικά στην έξοδο και, υποθέτοντας έναν κατάλληλα σχεδιασμένο ενιαίο κυματοδηγό εγκάρσιου τρόπου, είναι ομοιοφασική. Η απόκλιση είναι διάθλαση που περιορίζεται και μπορεί να υπολογιστεί κατά προσέγγιση από τον τύπο για τη διάθλαση μέσω μιας σχισμής - υποθέτοντας το σωστό αποτελεσματικό πλάτος τρόπου,  $d$ . Κατά συνέπεια η μισή - γωνία,  $\theta_D$ , δίνεται κοντά

$$\theta_D = \lambda/d \quad (3.72)$$

Συνήθως αυτό δίνει ιδιαίτερα ελλειπτικό απομακρυσμένο λόγω των πολύ διαφορετικών διαστάσεων εγκάρσιου τρόπου, όπως διευκρινίζονται στο σχήμα 3.18.

### 3.4.3 Λέιζερ διπλής-ετεροδομής: οπτικός και μεταφορικός περιορισμός

Τα πρώτα homojunction λέιζερ διόδων είχαν πολύ υψηλά ρεύματα κατώτατων ορίων, με συνέπεια την ανεπαρκή λειτουργία και τη σύντομη διάρκεια ζωής των συσκευών. Αυτό σήμανε ότι μόνο ο παλόμενος τρόπος λειτουργία ήταν δυνατός (δηλ. τα λέιζερ διαμορφώθηκαν στις συχνότητες 10 -10 Hz με μια χαμηλή αναλογία κύκλων καθήκοντος) και έπειτα μόνο στις κρυογόνες λειτουργούσες θερμοκρασίες. Οι λόγοι για αυτήν την ανεπαρκή λειτουργία μπορούν να γίνουν κατανοητοί από το σχήμα 3.13. Σε μια απλή pn σύνδεση, οι μεταφορείς διαρρέουν γρήγορα μακριά από την περιοχή συνδέσεων έτσι ώστε είναι ανίκανοι να συμβάλουν στην αντιστροφή των πληθυσμών και, όταν επανασυνδυάζουν, τα εκπεμπόμενα φωτόνια δεν συμβάλλουν στην ταλάντωση λέιζερ. Ο προκύπτων οπτικός τομέας διαδίδει επίσης έξω μακριά πέρα από την περιοχή συνδέσεων, έτσι ώστε μόνο ένα μικρό μέρος της συμπίπτει στο χώρο με τον όγκο κέρδους κοντά στη μέση της περιοχής μείωσης. Λόγω αυτής της ιδιαίτερα ανεπαρκούς λειτουργίας, τα homojunction τα λέιζερ αντικαταστάθηκαν από τις συσκευές γνωστές ως λέιζερ ετεροδομής (ή ετεροεπαφής). Σε αυτές τις συσκευές, τα στρώματα της διαφορετικής υλικής σύνθεσης βρίσκονται δίπλα στην ενεργό περιοχή όπου, λόγω των διαφορετικών διαζωνικών χάσμάτων και των διαθλαστικών δεικτών τους, τείνουν να περιορίσουν και τους μεταφορείς και τον οπτικό τομέα. Αυτό αυξάνει την αποδοτικότητα των συσκευών και επιτρέπει τη λειτουργία σε θερμοκρασία δωματίου με πολύ χαμηλότερα ρεύματα κατώτατων ορίων. Αυτό αυξάνει την αποδοτικότητα των συσκευών και επιτρέπει τη λειτουργία σε θερμοκρασία δωματίου με πολύ χαμηλότερα ρεύματα κατώτατων ορίων. Οι πρώτες συσκευές ετεροδομής ήταν του ενιαίου τύπου ετεροδομής (SH), όπου ένα στρώμα με ένα διαφορετικό διαζωνικό χάσμα βρίσκεται σε μια πλευρά του ενεργού στρώματος μόνο. Κατά συνέπεια σε μια χαρακτηριστική συσκευή το ενεργό στρώμα, συνήθως  $GaAs$ , θα στριμωχνόταν μεταξύ ενός στρώματος  $GaAs$  και ενός στρώματος  $Ga_{1-x}Al_xAs$  και αυτό οδηγεί σε μια συσκευή που παρουσιάζει παλόμενη λειτουργία στη θερμοκρασία δωματίου με τις

υψηλές μέγιστες δυνάμεις. Εντούτοις, η λειτουργία  $cw$  δεν είναι ακόμα δυνατή με αυτές τις συσκευές και έχουν εκτοπιστεί κατά ένα μεγάλο μέρος από τις συσκευές διπλής ετεροδομής.

Τα λείζερ διπλής ετεροδομής ( $DH$ ) χρησιμοποιούν δύο ετεροεπαφές για το βελτιωμένο περιορισμό. Κατά συνέπεια τα ενεργά στρώματα (συνήθως  $GaAs$ ) στριμώνονται μεταξύ δύο στρωμάτων από διαφορετικό υλικό (χαρακτηριστικά  $Ga_{1-x}Al_xAs$ ), όπως φαίνεται στο σχήμα 3.19. Αυτά τα εξωτερικά στρώματα ενεργούν ως κυματοδηγός με παρόμοιο τρόπο στην επένδυση των οπτικών ινών, επειδή έχουν έναν μικρότερο διαθλαστικό δείκτη από το ενεργό στρώμα. Ο διαθλαστικός δείκτης και το πάχος του ενεργού στρώματος καθορίζουν ποιο μέρος,  $E$ , του οπτικού τομέα είναι περιορισμένο και αυτό καθορίζει στη συνέχεια την αποδοτικότητα της συσκευής. Το κατώφλι της θερμοκρασίας δωματίου της τάξης των  $500 A cm^{-2}$  είναι εύκολα επιτεύξιμο κατ' αυτό τον τρόπο, με τη λειτουργία  $cw$ , και τα λείζερ διπλής ετεροδομής επομένως έχουν γίνει ο επικρατών τύπος για τις περισσότερες εφαρμογές. Διάφορες διαφορετικές κατηγορίες λείζερ  $DH$  είναι σε χρήση αυτή την περίοδο, αλλά βάζουμε κατά μέρος τη συζήτηση αυτή προκειμένου να συζητηθούν προς το παρόν οι περαιτέρω παράγοντες που έχουν επιπτώσεις στην πυκνότητα ρεύματος των κατώτατων ορίων λείζερ.

### 3.4.4 Το κέρδος - τρέχουσας σχέσης και κατώφλι πυκνότητας ρεύματος

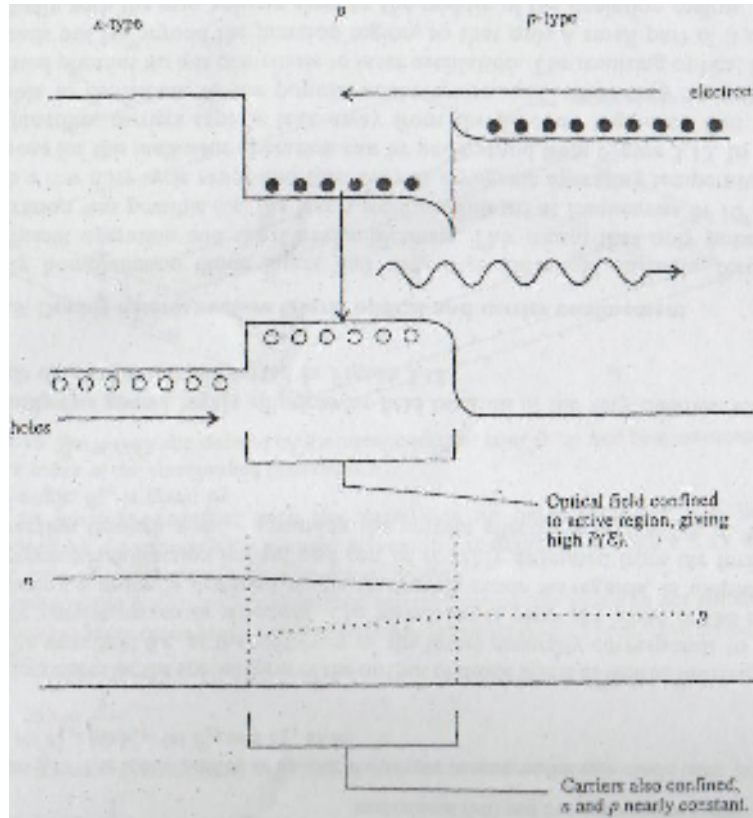
Επιθυμούμε να λάβουμε μια αναλυτική έκφραση για το κέρδος της τρέχουσας σχέσης και μια θεωρητική αξία για το ρεύμα εγχύσεων στο οποίο η δράση λείζερ αρχίζει. Για να γίνει αυτό πρέπει αρχικά να σκεφτούμε για το χαμένο όρος, δηλαδή ο όρος για το γενικό κέρδος στην κοιλότητα των λείζερ. Αυτός ο όρος είναι σαφώς ότι το κέρδος που παράγεται στο οπτικό μέσο από την υποκινημένη εκπομπή πρέπει να υπερβεί τις συνολικές οπτικές απώλειες μέσα στην κοιλότητα, συμπεριλαμβανομένου του φωτός που εκπέμπεται από τις άκρες και του φωτός που διασκορπίζεται από την κοιλότητα. Μπορεί ναδειχθεί (3,8) ότι αυτός ο όρος είναι ικανοποιημένος όταν

$$\Gamma g = \alpha_i + \frac{1}{2L} \ln \frac{1}{R_1 R_2} \quad (3.73)$$

όπου το  $g$  είναι το "τοπικό κέρδος" στη μέση, το  $F$  είναι το μέρος της οπτικής δύναμης που συνδέεται στην περιοχή κέρδους, όπως προηγουμένως περιγράφεται, το  $A$ , είναι οι διασκορπίζοντας απώλειες, το  $L$  είναι το μήκος της κοιλότητας και  $R_1$  και  $R_2$  είναι οι όψεις της ανακλαστικότητας. Ο τελευταίος όρος στη δεξιά πλευρά επομένως αντιπροσωπεύει το τέλος των απωλειών, και οι δύο όροι μαζί στα δεξιά αποτελούν συνολικά το "τροπικό κέρδος",  $G$ . Απλούστερα, οι όψεις ανακλαστικότητας λαμβάνονται συνήθως για να είναι ίσες, έτσι η Εξ. (3.73) μειώνεται σε

$$\Gamma g = \alpha_i + L^{-1} \ln R^{-1} \quad (3.74)$$

Προκειμένου να παραχθεί μια έκφραση για την τρέχουσα κέρδους πυκνότητα ρεύματος σχέσης και κατώτατων ορίων υιοθετούμε την ακόλουθη προσέγγιση. Κατ' αρχάς, πρέπει να συνδέσουμε την τρέχουσα μετάβαση εγχύσεων στην περιοχή επανασυνδυασμού στη ποσότητα του φωτός αφήνοντας το. Αυτό είναι σε γενικές γραμμές αρκετά δύσκολο, δεδομένου ότι έχουμε δύο διαδικασίες εκπομπής να εξετάσουμε, αλλά κάνουμε την απλοποίηση υπόθεση ότι, κάτω από το κατώτατο όριο, ο επανασυνδυασμός είναι εξ ολοκλήρου αυθόρμητος. Αυτό δεν είναι αδικαιολόγητο επειδή ο οπτικός τομέας  $P(E)$  είναι συγκριτικά μικρός κάτω από το κατώφλι και έτσι  $\int r(stim)dE \ll \int r(stim)dE$ . Επιπλέον, υποθέτουμε ότι το υλικό είναι ιδανικό υπό την έννοια ότι κανένας μη επανασυνδυασμός της ακτινοβολίας δεν πραγματοποιείται.



**Σχήμα 3.19** Η διπλή ετεροεπαφή. Μαζί οι μεταφορείς και ο οπτικός τομέας είναι περιορισμένοι στην ενεργό GaAs περιοχή, με μια επακόλουθη αύξηση στην αποδοτικότητα

Κατά συνέπεια μπορούμε να λάβουμε το συνολικό ποσοστό της ακτινοβολίας επανασυνδυασμού από αυτό που θα καλούμε αυθόρμητο ρεύμα επανασυνδυασμού,  $J_{spont}$ , το οποίο είναι μια λειτουργία του χωρισμού των σχεδόν-Fermi επιπέδων. Επιπλέον, θα γράψουμε τις εμπειρικά αποκτηθείσες εκφράσεις για το κέρδος ως λειτουργία του αυθόρμητο ρεύματος επανασυνδυασμού και θα συνδυάσουμε έπειτα τα ανωτέρω με την Εξ. (3.74) για να μας δώσει μια έκφραση για το κέρδος τρέχουσας σχέσης και την πυκνότητα ρεύματος στο κατώτατο όριο.

Λαμβάνοντας υπόψη τους ανωτέρω όρους, το συνολικό ποσοστό της ακτινοβολίας επανασυνδυασμού,  $R$ , δίνεται από

$$R = \int_0^{\infty} r(spont) dE \quad (3.75)$$

όπου το  $r(spont)$  δίνεται από την Εξ. (3.65). Εάν το τρέχον  $I$  διατρέχει μέσω μιας ενότητας συσκευής της κβαντικής αποδοτικότητας με την περιοχή  $A$  και του πάχους  $d$ , κατόπιν έχουμε ότι

$$R = I / |e| ad \quad (3.76)$$

όπου το  $e$  είναι η ηλεκτρονική δαπάνη. Κατά συνέπεια η αυθόρμητη πυκνότητα ρεύματος επανασυνδυασμού είναι

$$J_{spont} (A cm^{-2}) = I/a = |e| Rd \quad (3.77)$$

Για τους σκοπούς της σύγκρισης,  $J_{spont}$  αναφέρεται συχνά για μια συσκευή πάχους  $d = 1 \mu m$ , αυτό είναι γνωστή ως ονομαστική πυκνότητα ρεύματος,  $J_{nom} (A cm^{-2} \mu m^{-1})$ , ρεύμα που απαιτείται για να διατηρήσει το πραγματικό ποσοστό επανασυνδυασμού σε μια συσκευή πάχους  $1 \mu m$ . Για μια μη-ενοτική κβαντική αποδοτικότητα έχουμε

$$\eta = \frac{Rad}{I/|e|} \quad (3.78)$$

και έπειτα η πραγματική πυκνότητα ρεύματος στο ενεργό στρώμα (για έναν ενεργό τρόπο που διαδίδει εξ ολοκλήρου μέσα στο ενεργό στρώμα) είναι απλά

$$J (A cm^{-2}) = J_{nom} d/\eta \quad (3.79)$$

Πρέπει επίσης να συνδέσουμε το  $J_{nom}$  στο μέγιστο με το συντελεστή κέρδους,  $g_{max}$ , ο οποίος κινείται προς την υψηλότερη ενέργεια καθώς η άντληση αυξάνεται, δεδομένου ότι έχουμε δει ήδη. Στα λέιζερ διπλής-ετεροδομής  $Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs$  βρίσκεται πειραματικά ότι αυτή η σχέση έχει τη μορφή

$$g_{max} = \beta(J_{nom} - J_0) \quad (3.80)$$

όπου  $J_0$  είναι η πυκνότητα ρεύματος στην οποία  $g_{max}$  είναι μηδέν, και το  $\beta$  είναι μια πειραματικά καθορισμένη σταθερά, όπως στο σχήμα 3.20. Η φυσική σημασία  $J_0$  είναι ότι είναι το ρεύμα στο οποίο ούτε η απορρόφηση ούτε το κέρδος δεν εμφανίζονται έτσι ώστε το μέσο είναι διαφανές στα φωτόνια μιας ιδιαίτερης ενέργειας επάνω από το διαζωνικό κενό. Αυτό είναι επομένως γνωστό ως ρεύμα διαφάνειας.

Τώρα θα μπορούσαμε να συνδυάσουμε τα ανωτέρω με τις εξισώσεις (3.63)-(3.65) για να παραχθεί μια ιδιαίτερα περίπλοκη έκφραση για την ονομαστική πυκνότητα ρεύματος που περιλαμβάνει την εξάρτησή της.

Στα καθοδηγούμενου δείκτη λέιζερ, όπως το βιαστικής ετεροδομής λέιζερ που διευκρινίζεται στο σχήμα 3.21 (β), η λωρίδα λέιζερ είναι οριακή από τις περιοχές του διαφορετικού διαθλαστικού δείκτη. Συνήθως ο διαθλαστικός δείκτης του ενεργού στρώματος είναι υψηλότερος από αυτός του περιβάλλοντος υλικού για να παραγάγει έναν κυματοδηγό για τον οπτικό τρόπο, αυτό βελτιώνει την αποδοτικότητα της συσκευής αρκετά, που μειώνει τα ρεύματα κατωφλίου και που παράγει τον καλύτερο τρόπο συμπεριφοράς. Τα καθοδηγούμενου δείκτη λέιζερ είναι τα συνηθέστερα που χρησιμοποιούνται στις χαμηλής ισχύος εφαρμογές όπως τα *compact disc players*, οι λέιζερ εκτυπωτές και οι οπτικές επικοινωνίες.

Τα λέιζερ θαμμένης ετεροδομής διαμορφώνονται με τη χάραξη ενός στενού ( $1-2 \mu m$ ) *mesa* στο κορυφαίο στρώμα ενός λέιζερ διπλής-ετεροδομής για να διαμορφώσουν την περιοχή λωρίδων και έπειτα την κατάθεση του υλικού με έναν χαμηλότερο διαθλαστικό δείκτη γύρω από αυτό. Το ρεύμα αποτρέπεται από την αναχώρηση της περιοχής λωρίδων είτε με την κατάθεση ενός στρώματος μόνωσης στην κορυφή (όπως στα καθοδηγούμενου-κέρδους λέιζερ) είτε με την κατάλληλη νάρκωση για να παραγάγει μια σύνδεση *PN* μεταξύ του *mesa* και του περιβάλλοντος υλικού που είναι αντίστροφα-προκατειλημμένο σε κανονική λειτουργία. Αυτός ο συνδυασμός οπτικού και τρέχοντος περιορισμού καθιστά τις συσκευές θαμμένης-ετεροδομής πολύ αποδοτικές.

Εκτός από τα θαμμένης-ετεροδομής λέιζερ, υπάρχουν πολλοί άλλοι τύποι συσκευών καθοδηγούμενου δείκτη, συμπεριλαμβανομένου του κυματοδηγού κορυφογραμμών, του διοχετευμένου υποστρώματος και των θαμμένων-ημισελινοειδών λέιζερ, τα οποία είναι διευκρινισμένα στο σχήμα 3.22.

Το λέιζερ *κυματοδηγού κορυφογραμμών* (σχήμα 3.22α) έχει μια κορυφογραμμή επάνω από την ενεργό λωρίδα ενώ το υπόλοιπο του υλικού χαράζεται κοντά στο ενεργό στρώμα (χαρακτηριστικά μέσα σε  $0,2 \mu m$ ). Οι άκρες της κορυφογραμμής απεικονίζουν το φως που καθοδηγείται μέσα στο ενεργό στρώμα, με αυτόν τον τρόπο διαμορφώνοντας έναν κυματοδηγό και οξειδώνει τα επιστρώματα στις περιβάλλουσες περιοχές βοηθώντας να περιορίσουν την τρέχουσα ροή.

Τα λέιζερ *διοχετευμένων-υποστρωμάτων* (σχήμα 3.22β) έχουν ένα ενεργό στρώμα που αυξάνεται σε ένα υπόστρωμα με ένα κανάλι που χαράζεται σε αυτό. Το υπόστρωμα έχει έναν υψηλό διαθλαστικό δείκτη αλλά το υλικό που διαμορφώνει την επένδυση μεταξύ του ενεργού στρώματος

και του υποστρώματος έχει έναν χαμηλό δείκτη. Η παχιά επένδυση στην περιοχή των καναλιών, που δημιουργεί μια επίπεδη επιφάνεια για την αύξηση του ενεργού στρώματος, απομονώνει επίσης τον οπτικό τομέα από το υπόστρωμα στην περιοχή καναλιών και δημιουργεί έτσι μια περιοχή της χαμηλής απώλειας. Η λεπτότερη επένδυση στην περιβάλλουσα περιοχή σημαίνει ότι οι απώλειες είναι υψηλότερες εκεί και η κατάληξη, η διαφορά στο διαθλαστικό δείκτη μεταξύ των δύο περιοχών παράγει μια καθοδηγούμενη επίδραση κυμμάτων.

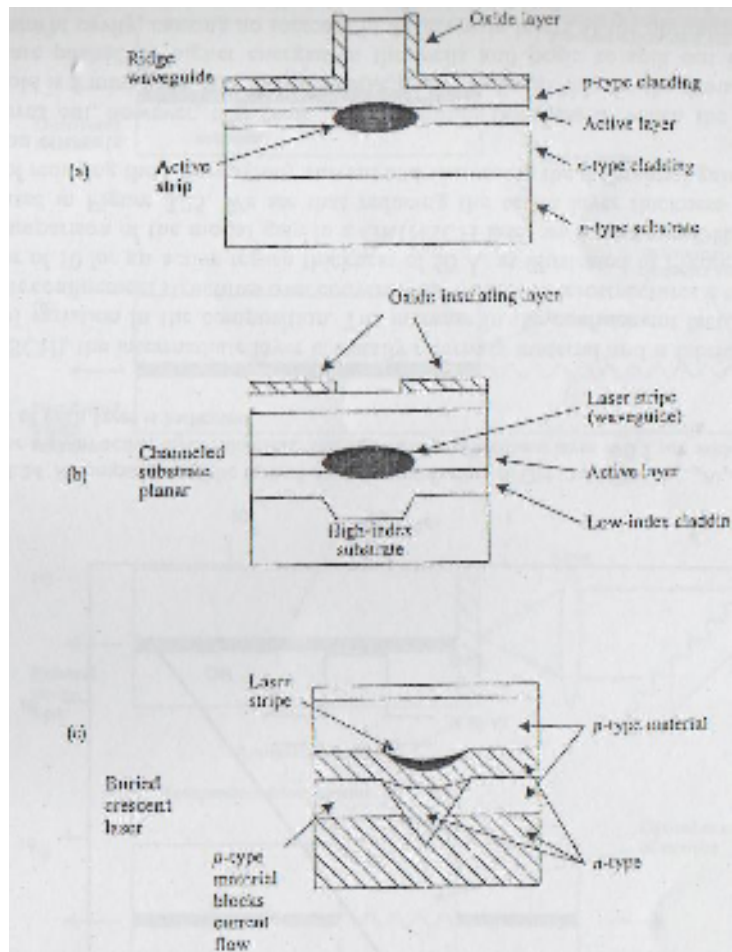
Τα *θαμμένα-ημισελινοειδή λέιζερ* (το σχήμα 3.22γ) είναι παρόμοια με τα λέιζερ διοχετευμένων-υποστρωμάτων δεδομένου ότι χαράζουν ένα αυλάκι ή ένα κανάλι στο υπόστρωμα. Εντούτοις, το κανάλι δεν γεμίζει εντελώς με την επένδυση για να παρέχει μια επίπεδη επιφάνεια για την ενεργό αύξηση στρώματος, αλλά αντί αυτού η ενεργός περιοχή αυξάνεται μέσα στο αυλάκι από την υγρή φάση επιταξιακά για να διαμορφώσει μια λωρίδα στο ενεργό στρώμα με μια ημισελινοειδή διατομή. Αυτό χρησιμεύει στο να παρέχει τον πλευρικό περιορισμό του οπτικού τρόπου.

### 3.4.5 Κβαντικά λέιζερ

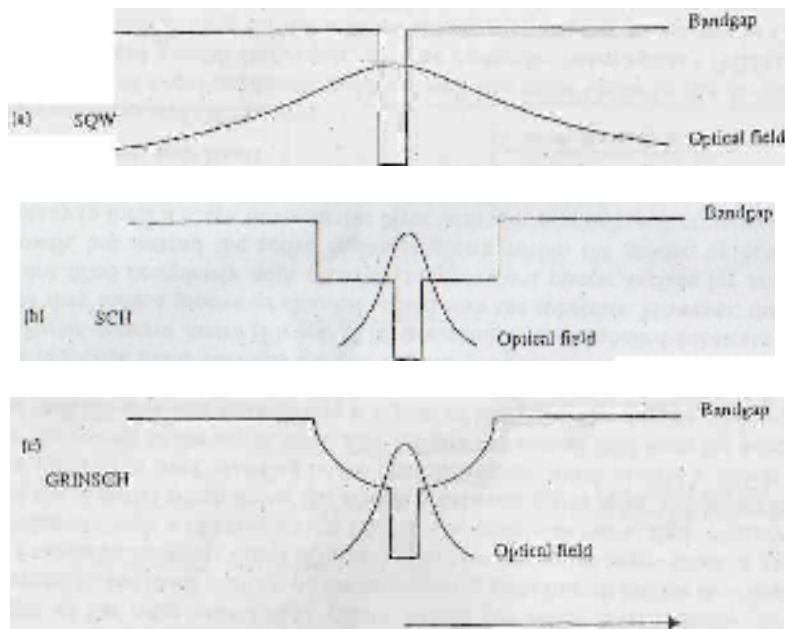
#### *Ενιαία κβαντικά λέιζερ (SQH)*

Η έννοια ενός κβάντου ημιαγωγού έγινε βιώσιμη από την ανάπτυξη των περίπλοκων τεχνικών αύξησης, όπως η μοριακή επιταξία ακτίνων (*MBE*), οι οποίες διευκολύνουν τον έλεγχο αύξησης στην κλίμακα των ατομικών μονών στρωμάτων. Δεδομένου ότι είδαμε στο κεφάλαιο 2, μια χαρακτηριστική ενιαία κβαντικής δομής (*SQW*) περιλαμβάνει ένα λεπτό στρώμα ενός ημιαγωγού που στριμώχεται μεταξύ δύο παχύτερων στρωμάτων υψηλότερου διαζωνικού κενού ενός υλικού, παρόμοιων με τη δομή ενός λέιζερ διπλής-ετεροδομής (*DH*) εκτός από το ότι σε αυτήν την περίπτωση του χαμηλού - διαζωνικού κενού (κβαντικό) το υλικό είναι αρκετά λεπτό (χαρακτηριστικά  $< 200 \text{ \AA}$ ) για τα κβαντικού μεγέθους αποτελέσματα για να γίνουν σημαντικά. Κατά συνέπεια η συμπεριφορά των συσκευών στην οποία η ενεργός περιοχή είναι ένα κβάντο είναι ουσιαστικά διαφορετική από αυτήν των κανονικών λέιζερ *DH* και πρέπει να λάβουμε υπόψη την ενεργειακή κβαντοποίηση στις ζώνες διεξαγωγής και σθένους και την επακόλουθη δισδιάστατη πυκνότητα των κρατών (*2-DOS*). Η σημαντικότερη συνέπεια αυτής της διπλο-διαστατικότητας είναι ότι το μέγιστο κέρδος εμφανίζεται πάντα σε μια ενέργεια ίση με τη χαμηλότερη ενέργεια μετάβασης *interband*, έτσι ώστε όλοι οι εισαγμένοι μεταφορείς συμβάλλουν στο κέρδος. Αυτό είναι σε αντίθεση με την τρισδιάστατη περίπτωση όπου, δεδομένου ότι έχουμε δει, οι μέγιστες μετατοπίσεις κέρδους στην υψηλότερη ενέργεια όπως η άντληση αυξάνεται με τους μεταφορείς κάτω από  $g_{max}$  μην συμβάλλοντας, έτσι ώστε τα κβαντικά λέιζερ είναι αποδοτικότερα στη χαμηλή έγχυση. Εντούτοις, ξέρουμε καλύτερα από το να αναμείνουμε κάτι για το τίποτα, η τιμή που πρέπει να καταβληθεί για την αυξανόμενη αποδοτικότητα στη χαμηλή έγχυση είναι ότι το κέρδος διαποτίζεται σε μια πεπερασμένη αξία, που αντιστοιχεί στη συνολική αντιστροφή και των κρατών των ηλεκτρονίων και των οπών, ενώ το κέρδος δεν διαποτίζει ποτέ σε ένα λέιζερ *DH* επειδή το τρισδιάστατο *DOS* αυξάνεται χωρίς όριο.





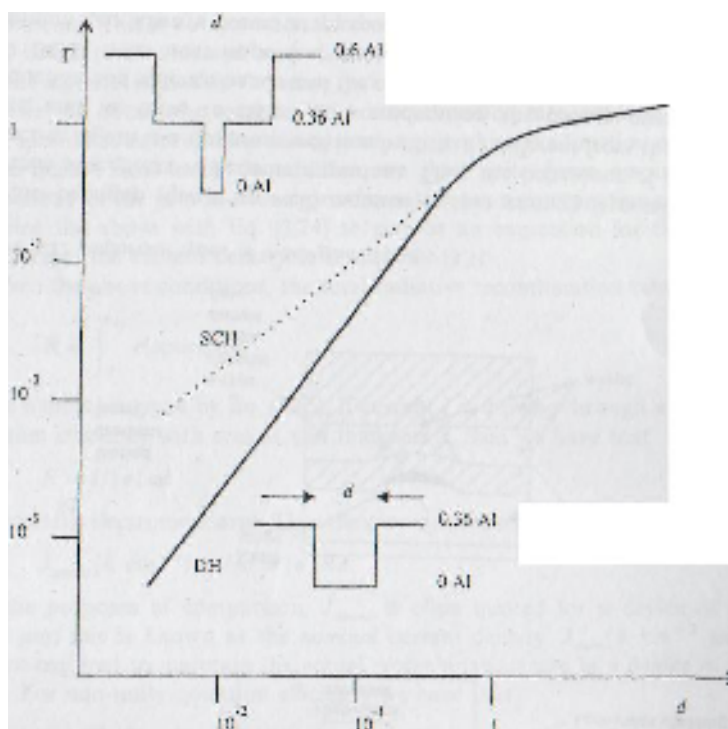
Σχήμα 3.22 Σημαντικοί τύποι καθοδηγούμενου δείκτη λέιζερ [3,1].



Σχήμα 3.23 Παραλλαγή διαζωνικού κενού και οπτικός περιορισμός στις διάφορες κβαντικές ετεροδομές: (α) ενιαίο κβάντο, (β) χωριστή ετεροδομή περιορισμού (SCH) και (γ) βαθμολογημένη ετεροδομή περιορισμού χωριστών διαθλαστικών δεικτών (GRINSCH).

Εντούτοις, το ρεύμα διαφάνειας σε ένα  $QW$  λέιζερ είναι μικρότερο επειδή το  $DOS$  που αναστρέφεται είναι πολύ μικρότερο και το γενικό αποτέλεσμα είναι να μειωθούν τα ρεύματα των κατώτατων ορίων περίπου στο μισό ή στο ένα τρίτο εκείνων σε σύγκριση με τα  $DH$  λέιζερ.

Σαφώς, με έναν τόσο μικρό όγκο κέρδους κάποιο είδος της δομής πρέπει να ενσωματωθεί στη συσκευή για να αποτρέψει τον οπτικό τομέα από το να διαδωθεί πάρα πολύ μακριά. Αυτό γίνεται παρέχοντας στρώματα δίπλα στο κβάντο του ενδιάμεσου διαζωνικού κενού (και ως εκ τούτου διαθλαστικός δείκτης), τα οποία ενεργούν ως κυματοδηγός για τον οπτικό τομέα, ενώ το ίδιο το κβάντο περιορίζει τους μεταφορείς. Αυτός ο τύπος δομής, όπου ο οπτικός τομέας και οι μεταφορείς είναι εντοπισμένοι σε διαφορετικές περιοχές, είναι γνωστός ως χωριστή ετεροδομή περιορισμού (*SCH*), δύο από τα οποία είναι διευκρινισμένα στο σχήμα 3.23. Στον πιο σύνθετο των δύο, η βαθμολογημένη χωριστή ετεροδομή περιορισμού διαθλαστικών δεικτών (ή *GRINSCH*), το ενδιάμεσο στρώμα είναι συνήθως ένα τριαδικό υλικό και κατασκευάζεται από τη βαθμιαία παραλλαγή στη σύνθεση. Η αύξηση στον παράγοντα περιορισμού,  $F$ , των χωριστών δομών περιορισμού πέρα από τις συμβατικές διπλές-ετεροδομές είναι χαρακτηριστικά ένας παράγοντας 10 για ένα ενεργό πάχος περιοχών 50 Å, όπως διευκρινίζεται στο σχήμα 3.24.



**Σχήμα 3.24** Μια σύγκριση των οπτικών παραγόντων περιορισμού *DH* και *SCH*  $Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs$  λέιζερ για ένα δεδομένο ενεργό πάχος στρώματος. Το χωριστό στρώμα περιορισμού είναι 0,2μm ευρύ. Η περιεκτικότητα σε Al κάθε στρώματος είναι υποδειγμένη.

Μια σύγκριση του τροπικού κέρδους σε ένα λέιζερ *GRINSCH* με αυτό ενός *DH* λέιζερ είναι διευκρινισμένη στο σχήμα 3.25. Βλέπουμε ότι η μείωση του ενεργού πάχους στρώματος έχει την επίδραση της μείωσης του ρεύματος διαφάνειας και της αύξησης του διαφορικού κέρδους στα χαμηλά ρεύματα εγχύσεων.

Βγαίνει, εντούτοις, ότι υπάρχει ένα βέλτιστο πάχος στο οποίο το τρέχον κατώτατο όριο είναι κάτι ελάχιστο, αυτό προκύπτει επειδή καθώς τα φρεάτια γίνονται λεπτότερα τα επίπεδα επίγειου κράτους ωθούνται στις υψηλότερες ενέργειες στα φρεάτια και αρχίζουν να ανατρέπουν έξω στην κοιλότητα περιορισμού, προκαλώντας μια αύξηση  $J_0$ . Ακόμη και στα λέιζερ στο βέλτιστο πλάτος, η άντληση στα υψηλά ρεύματα μπορεί να μετατοπίσει το σχεδόν-*Fermi* επίπεδο στη ζώνη διεξαγωγής κοντά στην άκρη ζωνών των εμποδίων, παράγοντας κάποιο πληθυσμό στην κοιλότητα περιορισμού (αυτός ο όγκος, η ανάγκη να αφαιρεθεί η θερμότητα και η πιθανή ζημία στις απόψεις λέιζερ στις υψηλές δυνάμεις. Τα καθοδηγούμενου κέρδους λέιζερ προσφέρουν περισσότερη δύναμη για λόγους που εξηγούνται νωρίτερα, αλλά για τις δυνάμεις στην περιοχή των *Watt* ή περισσότερα πολλαπλάσια διόδων σειρές απαιτούνται. Μια χαρακτηριστική σειρά διόδων οριακής εκπομπής

παρουσιάζεται στο σχήμα 3.26 και βλέπουμε ότι αποτελείται από πολλές παράλληλες λωρίδες λέιζερ πλάτους μερικών  $\mu m$ , χαρακτηριστικά  $10 \mu m$  χωριστά. Στην πράξη μέχρι τις 200 λωρίδες μπορεί να κατασκευαστεί σε ένα τσιπ εύρους  $1cm$ , δίνοντας τις  $cw$  δυνάμεις μέχρι πάνω από  $10 W$ , επάνω από τα οποία ο διασκεδασμός θερμότητας γίνεται ένα πρόβλημα - δείτε το κεφάλαιο 8.

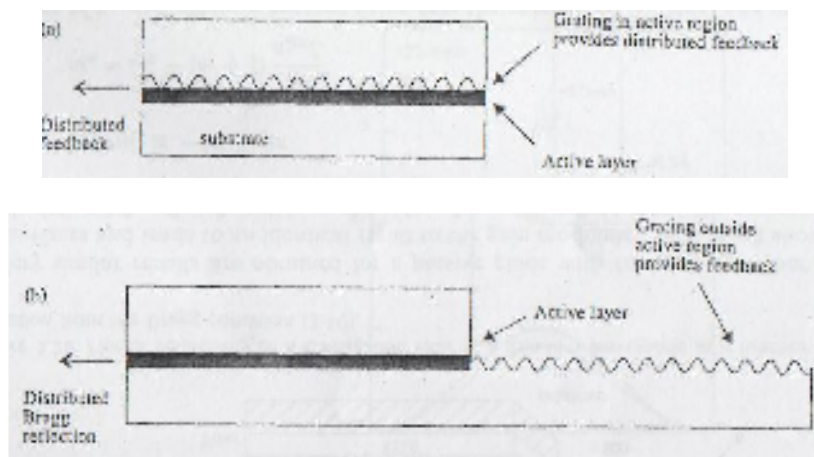
Ο βαθμός με τον οποίο οι μεμονωμένες λωρίδες συνδέονται μαζί διαφέρει από τη σειρά στη σειρά. Μερικές είναι οπτικά συνδεδεμένα φασικά έτσι ώστε η γενική ακτίνα είναι μερικώς συνεπής, ενώ άλλοι εκπέμπουν ασυνάρτητα. Σαφώς η μορφή ακτίνων θα είναι ασυνήθιστη, ιδιαίτερα για τις σειρές υψηλότερης δύναμης που εκπέμπουν από μια περιοχή εύρους  $1cm$  αλλά μόνο  $1\mu m$  ψηλά, αλλά αυτή η μορφή ακτίνων μπορεί να βελτιωθεί με το κλείδωμα της φάσης σε ένα εξωτερικό ενιαίου τρόπου λέιζερ.

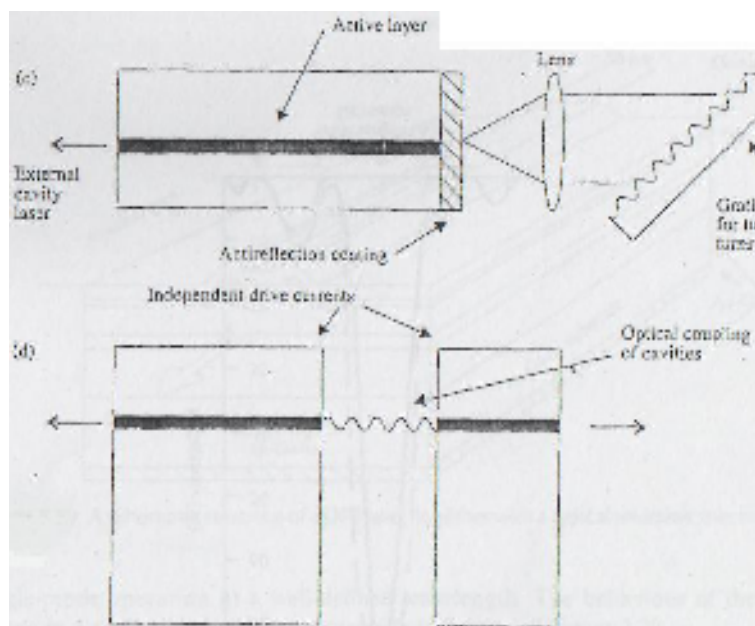
### 3.4.8 Οριακή εκπομπή των ηχηρών κοιλοτήτων δομών

Η ισχύς παραγωγής και η συχνότητα των λέιζερ διόδων μπορούν να αλλάξουν σημαντικά με την αλλαγή της φύσης της οπτικής κοιλοτήτας "που βλέπει" από τον οπτικό τομέα. Για παράδειγμα, η δύναμη παραγωγής μπορεί να αυξηθεί από έναν παράγοντα των δύο με την εφαρμογή μιας αντανάκλαστικής επίστρωσης στο τέλος παραγωγής, που μειώνει την ανακλαστικότητα της χαρακτηριστικά από 30% έως 5 ή 10%.

Οι απλές κοιλοότητες *Fabry-Perot* έχουν μερικά μειονεκτήματα, εντούτοις, το σημαντικότερο είναι ότι η καμπύλη κέρδους λέιζερ είναι συχνά αρκετά ευρεία για να καλύψει διάφορους διαμήκεις τρόπους, με συνέπεια την πολλαπλού τρόπου ταλάντωση. Αυτό μπορεί να αποφευχθεί μέχρι ένα σημείο στα λέιζερ στενής-λωρίδας που λειτουργούν το  $CW$ , αλλά ακόμη και αυτοί ταλαντεύονται ποικιλοτρόπως όταν διαμορφώνεται το ρεύμα εγχύσεων στην υψηλή συχνότητα, δεδομένου ότι είναι στις οπτικές επικοινωνίες. Επιπλέον, οι παραλλαγές στη θερμοκρασία λειτουργίας και το ρεύμα κίνησης μπορούν να προκαλέσουν "πηδήγματα" στον τρόπο, δίνοντας στο λέιζερ ένα πολύ ευρύτερο αποτελεσματικό εύρος ζώνης και ένα σύντομο μήκος συνοχής.

Το σύντομο μήκος συνοχής και το ευρύ εύρος ζώνης δεν προκαλούν προβλήματα σε ορισμένες εφαρμογές, όπως η αναπαραγωγή ήχου *compact disc*, αλλά αυτό δεν είναι συχνά η περίπτωση. Κατά συνέπεια Το σύντομο μήκος συνοχής και το ευρύ εύρος ζώνης δεν προκαλούν τα προβλήματα σε ορισμένες εφαρμογές, όπως η αναπαραγωγή ήχου *compact disc*, αλλά αυτό δεν είναι συχνά η περίπτωση. Κατά συνέπεια διάφορες μέθοδοι έχουν αναπτυχθεί για να εξασφαλίσουν λειτουργία ενιαίας-συχνότητας, αυτοί είναι διευκρινισμένοι στο σχήμα 3.27.





**Σχήμα 3.27** Κοιλότητες που χρησιμοποιούνται για να παραγάγουν τον ενιαίο διαμήκητρόπο λειτουργίας στα λέιζερ διόδων: (α) διανεμημένο λέιζερ ανατροφοδότησης, (β) διανεμημένο λέιζερ αντανάκλασης Bragg, (γ) εξωτερικό λέιζερ κοιλοτήτων, και (δ) λέιζερ διασπώμενη-συνδεόμενη-κοιλότητα ( $c^3$ ) [3,1].

Τα *διανεμημένα λέιζερ ανατροφοδότησης* ενσωματώνουν ένα κιγκλίδωμα δίπλα στο ενεργό στρώμα στην περιοχή όπου το ρεύμα ρέει, αυτό διασκορπίζει τον οπτικό τρόπο στο ενεργό στρώμα, παράγοντας την οπτική ανατροφοδότηση χωρίς την προσοχή για την απεικόνιση των απόψεων. Η συχνότητα της λειτουργίας συσχετίζεται έπειτα με το διάστημα των κιγκλιδωμάτων.

Τα *διανεμημένα λέιζερ αντανάκλασης Bragg* λειτουργούν σύμφωνα με τις παρόμοιες γραμμές στα διανεμημένα λέιζερ ανατροφοδότησης αλλά αυτή τη φορά το κιγκλίδωμα είναι "εξωτερικό" υπό την έννοια ότι τοποθετείται σε μια περιοχή όπου κανένα ρεύμα δεν ρέει. Αυτό πρόκειται ουσιαστικά να απλοποιήσει την επεξεργασία, δεδομένου ότι καμία αύξηση δεν απαιτείται έπειτα πάνω από το κιγκλίδωμα.

Τα *εξωτερικά λέιζερ κοιλοτήτων* περιλαμβάνουν την εξωτερική οπτική που επιλέγει και που συντονίζει επίσης τη συχνότητα λέιζερ. Στο παράδειγμα που διευκρινίζεται στο σχήμα 3.27 (γ), μια άποψη του λέιζερ είναι αντανάκλαστικής επίστρωσης έτσι ώστε το φως μπορεί να φθάσει στο κιγκλίδωμα διάθλασης που μπορεί να γυρίσουν για να ρυθμίσει το μήκος κύματος. Τα πολύ στενά πλάτη γραμμών ( $< 100$  kHz) μπορούν να επιτευχθούν κατά αυτόν τον τρόπο.

Τα *διασπώμενα-συνδεόμενα λέιζερ κοιλοτήτων ( $c^3$ )* αποτελούνται από δύο λέιζερ που συνδέονται οπτικά αλλά αντλούνται από τα ανεξάρτητα ρεύματα κίνησης. Αυτοί μπορούν να συντονιστούν στη συχνότητα αλλά είναι δύσκολοι να κατασκευάσουν.

Μέχρι σήμερα, η δημοφιλέστερη μέθοδος ενιαίου τρόπου λειτουργία είναι η διανεμημένη μέθοδος ανατροφοδότησης, αν και τα εξωτερικά λέιζερ κοιλοτήτων είναι επίσης διαθέσιμα εμπορικά. Κατά συνέπεια, μεταξύ αυτών των λέιζερ, τα διανεμημένα λέιζερ ανατροφοδότησης είναι αυτήν την περίοδο τα σημαντικότερα. Μεταχειριζόμαστε τώρα τις βασικές αρχές στο μεγαλύτερο μήκος.

### 3.4.9 Διανεμημένα λέιζερ ανατροφοδότησης

Αυτή η μορφή του λέιζερ συνδέσεων ετεροδομής έχει γίνει σημαντική εξ αιτίας της δυνατότητας της δράσης του λέιζερ σε έναν ενιαίο τρόπο. Ο ενιαίος τρόπος λειτουργίας είναι σημαντικός, στη συνέχεια, στη μεγάλης ακτίνας μετάδοση των ινών και προσαρμογή των λέιζερ φασματοσκοπικά.

Η χρήση ενός ζαρωμένου κιγκλιδώματος σε μια δομή λείζερ προτάθηκε αρχικά ως νέος μηχανισμός ανατροφοδότησης βασισμένος σε μια περιοδική διαταραχή του διαθλαστικού δείκτη ή στο κέρδος (ή την απώλεια) του καθοδηγούμενου μέσου. Αυτό μπορεί να προκαλέσει την αντανάκλαση και τη μόνιμη χωρίς τέλος καθρέφτες. Προτάθηκε αρχικά και καταδείχθηκε από τον *Kogelnik* και *Shark* [3.9] για μια λύση χρωστικών ουσιών.

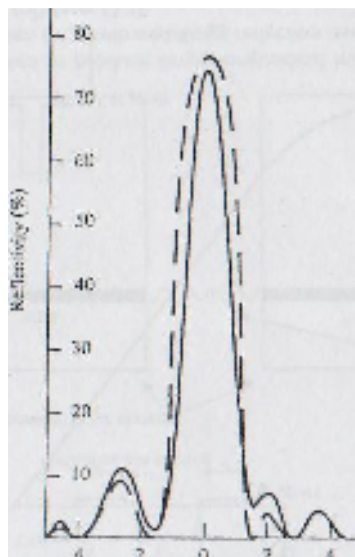
Η αρχή είναι διευκρινισμένη στο σχήμα 3.28 στο οποίο η ανακλαστικότητα ενός ζαρωμένου λεπτού κυματοδηγού φίλτρων σχεδιάζεται ενάντια στην απόκλιση από το "όρο Bragg" συγκεκριμένα.

$$\lambda_0 / n \approx 2\Lambda / m \quad (3.82)$$

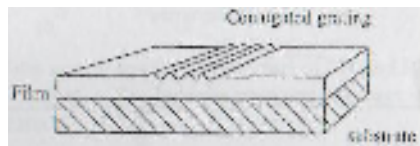
Αυτό ισχύει όταν υπάρχει σε μεγάλη ποσότητα της αρμονικής διαμόρφωσης οδηγών του δείκτη  $n$  ή του κέρδους  $g$ , δηλ.

$$\begin{aligned} n(z) &= n + n_1 \cos 2\beta_0 z \\ g(z) &= g + g_1 \cos 2\beta_0 z \end{aligned} \quad (3.83)$$

όπου  $\beta_0 = l\pi/\Lambda$



Μήκος κύματος (Å)  
Απόκλιση



**Σχήμα 3.28** Πλοκή της ανακλαστικότητας ενός κυματοειδούς φίλτρου σε έναν λεπτό κυματοδηγό ως λειτουργία της απόκλισης από τον όρο Bragg (3.10).

Πολύ παρόμοια αποτελέσματα επιτυγχάνονται για έναν παθητικό οδηγό με κυματοδύο μια από τις επιφάνειες και τους μολύβδους σε ένα ίδιο αποτέλεσμα στο μαζικό διαμορφωμένο αποτέλεσμα κέρδους ανωτέρω.



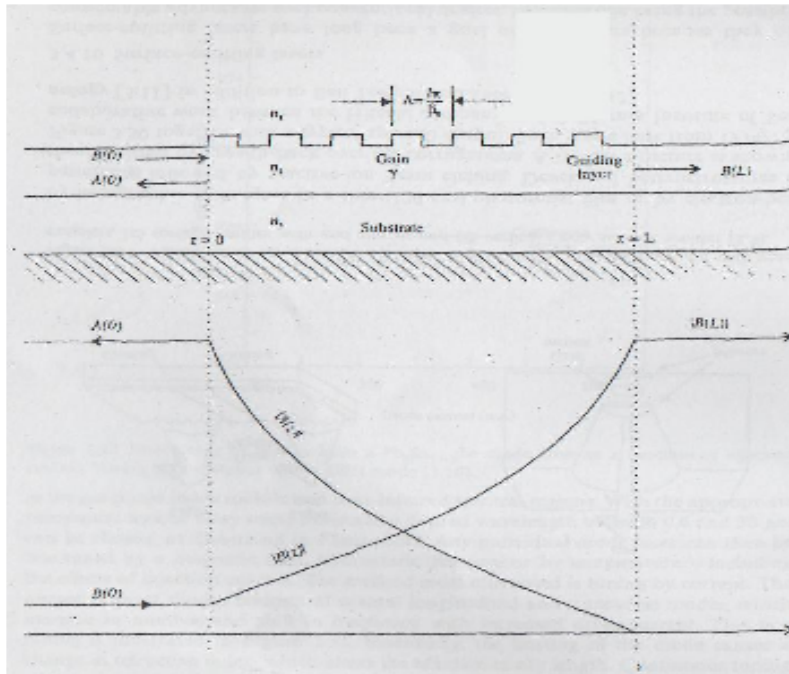
Καθορίζουμε ότι  $\Delta\beta = \beta - \beta_0 \cong (\omega - \omega_0)n_{eff} / c = 2\pi n_{eff} / \lambda_0 - 2\pi / \Lambda$  όπου η έκφραση για το ταλαντομένο τρόπο συχνοτήτων (3.11) δίνεται από

$$(\Delta\beta m)L \cong -\left(m + \frac{1}{2}\right)\pi \quad (3.84)$$

όπως

$$\omega_m = \omega_0 - \left(m + \frac{1}{2}\right) \frac{\pi c}{n_{eff} L}$$

Η χρήση του  $n_{eff}$  δείχνει μια μέση αξία πέρα από τη ζαρωμένη δομή και σημειώνουμε ότι καμία ταλάντωση δεν πραγματοποιείται ακριβώς στη συχνότητα Bragg  $\omega_0$ . Το διάστημα συχνοτήτων των τρόπων είναι



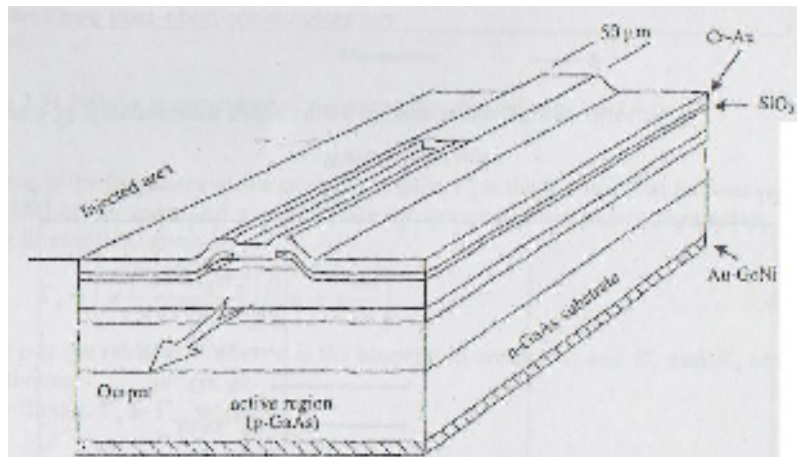
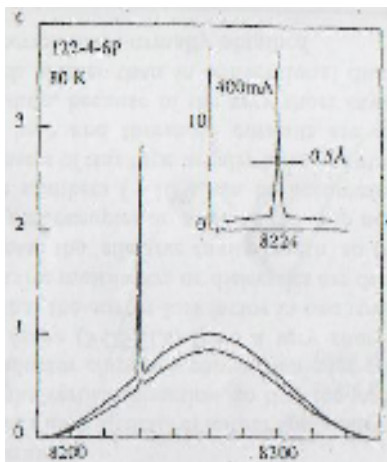
**Σχήμα 3.29** Συναφείς και απεικονισμένοι τομείς μέσα σε έναν περιοδικό κυματοδηγό ενίσχυσης κοντά στον όρο Bragg  $\beta \approx l\pi / \Lambda$  (3.10)

$$\omega_{m-1} - \omega_m = \tau c / (n_{eff} L) \quad (3.85)$$

δηλ. περίπου όπως το αντηχείο δύο-ανακλαστήρων μήκους  $L$ . Το κέρδος  $g_m$  κατώτατων ορίων λαμβάνεται όπως

$$\frac{e^{2g_m L}}{g_m^2 + (\Delta\beta)_m} = \frac{4}{\kappa^2} \quad (3.86)$$

όπου ο συντελεστής συζεύξεως  $\kappa$  εξαρτάται από τη φύση της περιοδικής διαταραχής. Αυτό δείχνει μια αύξηση στο κατώτατο όριο με τον αυξανόμενο αριθμό τρόπων και διευκολύνει έτσι τον ενιαίο τρόπο λειτουργίας σε ένα καθορισμένο με σαφήνεια μήκος κύματος. Η συμπεριφορά των εσωτερικών κυμάτων σε έναν περιοδικό κυματοδηγό ενίσχυσης παρουσιάζεται στο σχήμα 3.29.



Σχήμα 3.30 Μια σχηματική δομή ενός λέιζερ DFB, μαζί με μια χαρακτηριστική εκπομπή (3.11)

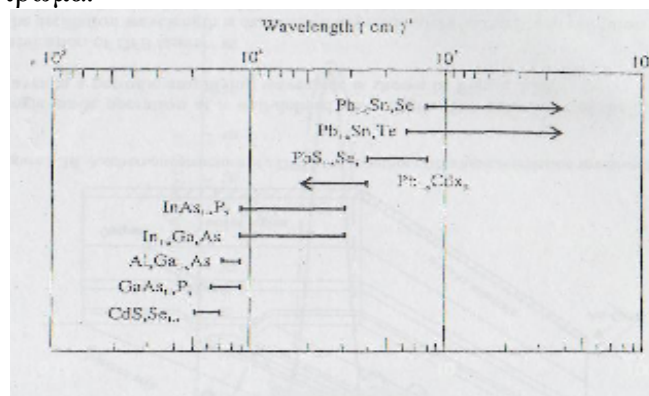
### Επεξεργασία των DFB λέιζερ

Το μήκος κύματος ταλάντωσης καθορίζεται περίπου από τον όρο *Bragg* που υπονοεί για *GaAs* με  $\lambda_0 \sim 800 \text{ nm}$  μια περίοδος  $\Lambda$  διαταγής  $0,1 \mu\text{m}$ . Αυτό προετοιμάζεται με τη χάραξη του κρυστάλλου μέσω μιας περιοδικά αυλακωμένης μάσκας. Μια τέτοια μάσκα μπορεί να προετοιμασθεί από τις ολογραφικές τεχνικές σε ένα λεπτό ( $100 \text{ nm}$ ) photoresist φιλμ ή με τη διαμόρφωση ηλεκτρονίου-ακτίνων που ακολουθείται από την χαρακτηριστική αντιδραστική-ιονική ακτίνα. Οι αναπτυγμένες ετεροδομές οριστικοποιούνται έπειτα από την αύξηση πέρα από τις αυλακώσεις. Μια χαρακτηριστική δομή παρουσιάζεται στο σχήμα 3.30 μαζί με μια χαρακτηριστική φασματική παραγωγή. Τέτοια λέιζερ χρονολογούνται από το 1974/75 στη συλλογική εργασία μεταξύ της επιχείρησης *Hitachi* και του ιδρύματος Καλιφόρνιας *Technology* (3.11) εκτός από τα τηλεφωνικά εργαστήρια κουδουνιών (3.12).

### 3.4.10 Επιφανειακής εκπομπής λέιζερ

Τα λέιζερ ήταν από καιρό ένας στόχος των ερευνητών επειδή προσφέρουν τα ιδιαίτερα πλεονεκτήματα πέρα από τις συμβατικές συσκευές, κυρίως που είναι η δυνατότητα της υψηλής πυκνότητας συσκευασίας στις 2-D σειρές με τις υψηλές δυνάμεις και τα χαμηλά κατώτατα όρια. Τα λέιζερ επιφανειακής εκπομπής ήταν από καιρό ένας στόχος των ερευνητών επειδή προσφέρουν τα ιδιαίτερα πλεονεκτήματα πέρα από τις συμβατικές συσκευές, κύρια που είναι η δυνατότητα της υψηλής πυκνότητας συσκευασίας στις 2-D σειρές με τις υψηλές δυνάμεις και τα χαμηλά κατώτατα όρια. Οι πιθανές εφαρμογές τέτοιων λέιζερ περιλαμβάνουν τις οπτικές διασυνδέσεις, τον οπτικό υπολογισμό, τη 2-D απεικόνιση και τις οπτικών - ιών επικοινωνίες.

Διάφορα σχέδια έχουν περιγραφεί, επεξηγημένα στο σχήμα 3.31 και αυτά εμπίπτουν σε δύο κύριες κατηγορίες: εκείνα στα οποία η κοιλότητα λέιζερ είναι επίπεδη και εκείνα στα οποία είναι κάθετο όσον αφορά το υπόστρωμα.



μήκος κύματος (nm)

Σχήμα 3.32

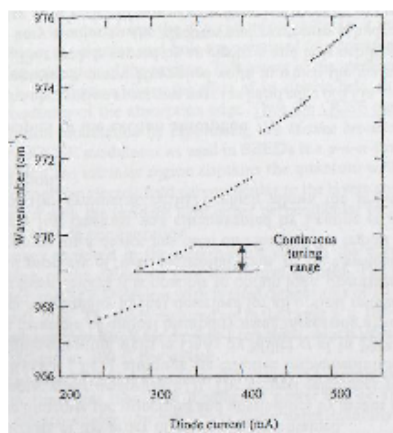
Συνθετικές συντονιστικές σειρές μερικών κραμάτων ημιαγωγών

Τα επιφανειακής εκπομπής λέιζερ επίπεδης-κοιλότητας έχουν τις δομές (είτε τελειώστε τους καθρέφτες είτε τα κιγκλιδώματα) που εκτρέπουν την παραγωγή λέιζερ στην κάθετη κατεύθυνση, έτσι ώστε το λέιζερ να καταλαμβάνει τουλάχιστον τόση περιοχή στο τσιπ ημιαγωγών όσο ένα οριακής-εκπομπής συμβατικό λέιζερ.

Τα επιφανειακή-εκπομπής λέιζερ κάθετης-κοιλότητας (VCSELs) περιορίζονται σε μια πολύ μικρή περιοχή κέρδους, με τη διαδικασία αύξησης, έτσι ώστε ο καθρεφτίζων παράγοντας απώλειας σε ένα στρογγυλό ταξίδι της κοιλότητας είναι σχετικά μεγάλος. Κατά συνέπεια τα αντανακλαστικά ποικιλο-στρώματα ή τα διηλεκτρικά κατατίθενται επάνω από και κάτω από το ενεργό στρώμα για να αυξήσουν το "αποτελεσματικό μήκος κοιλοτήτων" έτσι ώστε οι απώλειες να μπορούν να υπερνικηθούν. Κάθε ένα από αυτά τα στρώματα καταλαμβάνει μια περιοχή στο τσιπ λιγότερη από μερικά μικρά απέναντι, έτσι ώστε οι μεγάλοι αριθμοί (~10s) να μπορούν να προσαρμοστούν σε ένα μεμονωμένο τσιπ. Τα κάθετης-εκπομπής τα λέιζερ αυτού του τύπου έχουν συνήθως τις κβαντικές ενεργές περιοχές έτσι ώστε το κέρδος να είναι πολύ υψηλό και τα ρεύματα κατωφλίου είναι εξαιρετικά χαμηλά (< 1 mA) σε αυτές τις συσκευές. Επιπλέον, λόγω του πολύ σύντομου μήκους κοιλοτήτων το διάστημα του διαμήκη τρόπου είναι πολύ μεγαλύτερο από,τι στα συμβατικά λέιζερ διόδων και ενιαίος τρόπος λειτουργίας στενού εύρους ζώνης λαμβάνεται κανονικά.

### 3.4.11 Υψηλής απόδοσης φασματοσκοπία με προσαρμοσμένα λέιζερ διόδων

Τα λέιζερ διόδων ημιαγωγών χρησιμοποιούνται για την υψηλής απόδοσης φασματοσκόπηση των μορίων στην αέρια φάση στη μέση και πλησιάζει-υπέρυθρα τις φασματικές περιοχές. Με την κατάλληλη σύνθεση ενώσεων ή/και κραμάτων οποιοδήποτε επιθυμητό μήκος κύματος μεταξύ 0,6 και 30  $\mu\text{m}$  μπορεί να επιλεγεί, όπως διευκρινίζεται στο σχήμα 3.32. Οποιοδήποτε μεμονωμένο λέιζερ διόδων μπορεί έπειτα να καθοριστεί με ακρίβεια από ένα μαγνητικό πεδίο, την υδροστατική πίεση ή από τη θερμοκρασία - συμπεριλαμβανομένων των αποτελεσμάτων του ρεύματος εγχύσεων. Η μέθοδος ο συχνότερα χρησιμοποιούμενη συντονίζεται από το ρεύμα. Η μέθοδος που χρησιμοποιείται συχνότερα συντονίζεται από το ρεύμα. Η παραγωγή των περισσότερων διόδων αποτελείται από διάφορους διαμήκεις και εγκάρσιους τρόπους, που αυξάνονται σε αριθμό και μετατοπίζονται στη συχνότητα με το αυξανόμενο ρεύμα κίνησης. Αυτός ο λεπτός συντονισμός είναι διευκρινισμένος στο σχήμα 3.33. Ουσιαστικά, η θέρμανση της διόδου προκαλεί μια αλλαγή στο διαθλαστικό δείκτη, η οποία αλλάζει το αποτελεσματικό μήκος κοιλοτήτων. Ο συνεχής συντονισμός ενός ενιαίου τρόπου εμφανίζεται πάνω με διάφορα  $\text{cm}^{-1}$  και μετά ένα ξαφνικό "τροπικό άλμα" εμφανίζεται στον επόμενο τρόπο. Εντούτοις, η πλήρης κάλυψη του φάσματος μπορεί να ληφθεί και ένα φασματόμετρο κιγκλιδωμάτων στη σειρά με το λέιζερ χρησιμοποιείται για να επιλέξει έναν τρόπο. Το ψήφισμα είναι πολύ υψηλό - ένα πλάτος γραμμών τόσο μικρό όπως 100 kHz είναι αποκτήσιμο και η σειρά ανίχνευσης είναι αρκετά επαρκής για να ανιχνεύσει, για παράδειγμα, μια διευρυνμένη πίεση μοριακής γραμμής απορρόφησης, χαρακτηριστικά 0,1  $\text{cm}^{-1}$  (3 GHz) εύρους.



**Σχήμα 3.33** Λεπτός συντονισμός των τρόπων από ένα λέιζερ διόδων  $\text{Pb}_x\text{Sn}_{1-x}\text{Te}$  ως λειτουργία του ρεύματος εγχύσεων. Ο συντονισμός είναι συνεχής μέσα σε κάθε τρόπο (3,10).



Το σχήμα 3.34 παρουσιάζει χαρακτηριστικό φάσμα λέιζερ διόδων ενός ύδατος, διπλέτα ατμού κοντά στο  $1942 \text{ cm}^{-1}$ . Θεωρητικά, η συχνότητα παραγωγής ενός λέιζερ δίνεται από (3,10):

$$\nu = \frac{\nu_c \Gamma_s + \nu_s \Gamma_c}{\Gamma_c + \Gamma_s} \quad (3.87)$$

όπου το  $\nu_s$  είναι η συχνότητα στην αιχμή του κέρδους,  $\Gamma_s$  είναι το πλήρες πλάτος στο μισό-μέγιστο (*FWHM*) του κέρδους, και  $\nu_c$  και  $F_c$  είναι οι αντίστοιχες παράμετροι κοιλοτήτων. Η γραμμή πλάτους των κοιλοτήτων δίνεται από

$$\Gamma_c = \left[ \alpha - \frac{\ln R_1 R_2}{2L} \right] / \left[ n + \nu \frac{\partial n}{\partial \nu} \right] \quad (3.88)$$

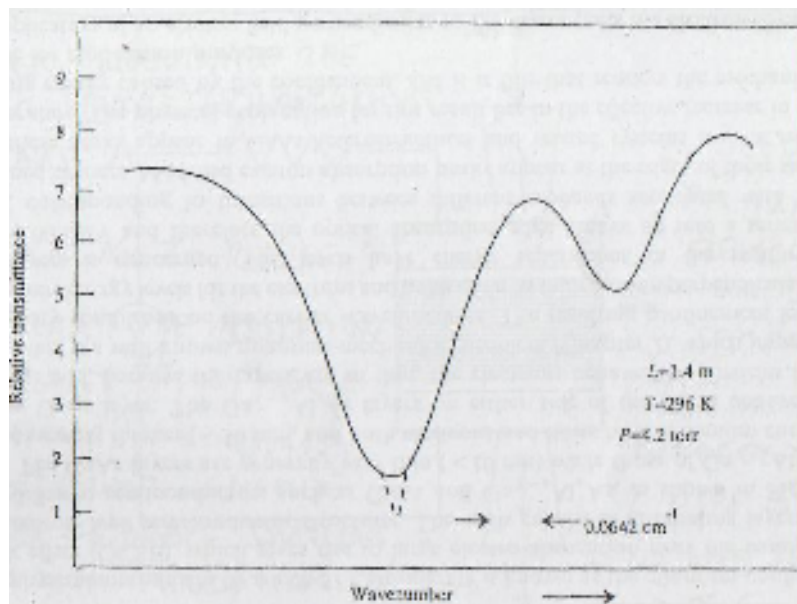
όπου το  $n$  είναι ο διαθλαστικός δείκτης, το  $\alpha$  είναι ο συντελεστής και  $R_1$  απορρόφησης, και  $R_2$  είναι οι ανακλαστικότητες.

Για τις διόδους,  $\Gamma_s \ll \Gamma_c$ , από όπου

$$\nu_c = cM / 2L \left[ n + \nu \frac{\partial n}{\partial \nu} \right] \quad (3.89)$$

όπου το  $M$  είναι ένας μεγάλος ακέραιος αριθμός και  $n = n_0 + (dn/dT)\Delta T$ .

Οι δυνάμεις παραγωγής των φασματοσκοπικών λέιζερ είναι συνήθως της τάξης *milliwatts* και είναι διαθέσιμες εμπορικά στις ΗΠΑ και στη Γερμανία.



Σχήμα 3.34 Σχετική μετάδοση διπλού υδρατμού κοντά στο  $1942.5 \text{ cm}^{-1}$

### 3.5 Διαμορφωτές ημιαγωγών που χρησιμοποιούν *pn* συνδέσεις

#### 3.5.1 Εισαγωγή

Η σημασία των διαμορφωτών ως διεπαφές μεταξύ οπτικών και ηλεκτρονικών υπογραμμίζεται σε διάφορα τμήματα αυτού του βιβλίου. Η πιο κοινή τεχνολογία είναι αυτή των υγρών κρυστάλλων (κεφάλαιο 5), που οφείλεται κυρίως στη διαδεδομένη εφαρμογή τους στις επιδείξεις. Για τους πολύ γρήγορους διαμορφωτές τα ηλεκτροοπτικά αποτελέσματα έχουν χρησιμοποιηθεί (κεφάλαιο 7) και γενικά αυτά είναι σχετικά μεγάλες μαζικές συσκευές (*cm*) που

απαιτούν τις υψηλές τάσεις ( $\sim kV$ ) για τη λειτουργία. Μέχρι τώρα, η τεχνολογία ημιαγωγών αυτό καθ' εαυτό έχει μόνο μια μέτρια συμβολή στις συσκευές διαμορφωτών, αν και σε γενικές γραμμές, υπάρχουν διάφορα πλεονεκτήματα που θα μπορούσαν να οδηγήσουν στην πιό διαδεδομένη χρήση.

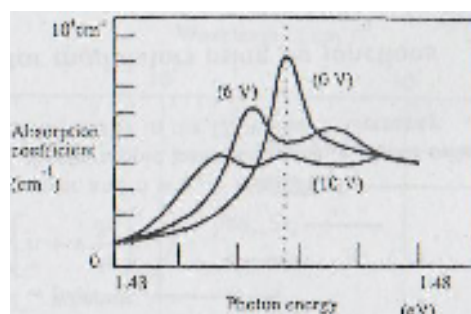
Η πρώτη θεμελιώδης φυσική εκτίμηση είναι η δυνατότητα της περιοχής μείωσης μιας pn σύνδεσης να στηρίζει ένα υψηλό ηλεκτρικό πεδίο χωρίς τη διάβαση ενός ρεύματος τόσο μεγάλου ώστε να προκληθεί η υπερβολική θέρμανση. Στην ουσία, η pn σύνδεση παράγει στον ημιαγωγό μια περιοχή χαμηλής αγωγιμότητας. Το ηλεκτρικό πεδίο,  $\sim 10^4 - 10^5 V cm^{-1}$ , είναι έπειτα αρκετά μεγάλο να προκαλέσει τα χρησιμοποιήσιμα ηλεκτροοπτικά αποτελέσματα στη λεπτή ( $\mu m$  πυκνότητα) περιοχή μείωσης αλλά έχει το σχετικό πλεονέκτημα της παραγωγής από μια απόλυτη τάση μεγέθους 3-5 V, που είναι συμβατό με τα κυκλώματα λογικής. Τα περαιτέρω πλεονεκτήματα περιλαμβάνουν το γεγονός ότι καθιερωμένες τεχνικές επεξεργασίας μικροϋπολογιστών ημιαγωγών, όπως η φωτολιθογραφία, ισχύουν στις συσκευές ημιαγωγών (που καθιστούν τον αριθμό στοιχείων εικονοκυττάρου σχεδόν ανεξάρτητο από το κόστος) και οι μεγάλες βελτιώσεις στην ταχύτητα της διαμόρφωσης είναι δυνατές σε σύγκριση με την υγρή τεχνολογία κρυστάλλου.

Αυτή τη στιγμή, τα μειονεκτήματα περιλαμβάνουν τον περιορισμό μήκους κύματος και το βαθμό αντίθεσης. Από αυτή την άποψη οι υγρές συσκευές κρυστάλλου δίνουν ένα σαφές πλεονέκτημα δεδομένου ότι οι διπλοθλαστικές μέθοδοι διαμόρφωσης επιτρέπουν και σε μια ευρεία σειρά μήκους κύματος (το πλήρες ορατό φάσμα) και στις αντιθέσεις της τάξης του 1000:1 για να ληφθούν.

Σε αυτό το τμήμα επεξηγούμε τις αρχές και τις δυνατότητες με τη βοήθεια μιας συζήτησης της μόνο-ηλεκτρο-οπτικής επίδρασης συσκευής (SEEDs). Οι πιό πρόωρες αναφορές σε αυτήν την έννοια μπορούν να επισημανθούν σε *Rykin* (3,11) αν και η αποτελεσματική εφαρμογή της ανέμεινε την εφαρμογή των πολλαπλάσιων κβαντικών φρεατίων *GaAs* από τον *Miller* και άλλων το 1984 (3,14). Ο *Miller* εφάρμοσε περαιτέρω την αρχή της οπτικής διπλο-ευστάθεια χρησιμοποιώντας την αυξανόμενη απορρόφηση, η οποία εφαρμόζει παρόμοια λειτουργικά με αυτήν που περιγράφεται για όλο την οπτική διαθλαστική διπλο-ευστάθεια στο κεφάλαιο 4. Με αυτές τις συσκευές είναι δυνατό να ληφθεί η λειτουργία και η μνήμη λογικής καθώς επίσης και η χρήσιμη ιδιοκτησία του "χρονικού διαδοχικού" κέρδους. Στη μετατροπή λογικής μια πολύ χαμηλή ενέργεια οπτικής μεταγωγής για μια συσκευή έχει ληφθεί, στην περιοχή 100 fJ. Το πρόβλημα της σχετικά χαμηλής αντίθεσης παρακάμφθηκε από τον *Lentine et to Al* (3,13) με την εισαγωγή του "συμμετρικού σπόρου", όποιος επιτρέπει την εκτέλεση της εφαρμογής της διπλής-ράγας λειτουργίας.

### 3.5.2 Φυσικές αρχές της προκαλούμενης απορρόφησης

Το σχήμα 3.35 παρουσιάζει το φάσμα απορρόφησης κοντά στην άκρ ζωνών ενός  $Ga_{1-x}Al_xAs/GaAs$  πολλαπλάσιο κβάντο για 0,6 και 10 εφαρμοσμένα βολτ, στα οποία τα κύριο χαρακτηριστικό γνώρισμα είναι η προκαλούμενη απορρόφηση. Αυτή η αιχμή προκαλείται από ένα ηλεκτρόνιο και μια τρύπα που μπαίνουν σε τροχιά η μια γύρω από την άλλη κατά τρόπο πολύ παρόμοιο με το ηλεκτρόνιο και το πρωτόνιο σε ένα άτομο υδρογόνου, όπως περιγράφεται στο κεφάλαιο 2. Μια σειρά γραμμών απορρόφησης αναμένεται, αλλά με τους σύντομους χρόνους διασκορπισμού των ηλεκτρονίων σε έναν ημιαγωγό και τη χαμηλή αποτελεσματική μάζα, υπάρχουν διευρυμένα αποτελέσματα και μια χαμηλή ενέργεια συνδέσεων.



Στη θερμοκρασία δωματίου δεν υπάρχει, στην πραγματικότητα, κανένα ευδιάκριτο προκαλούμενο χαρακτηριστικό γνώρισμα απορρόφησης στο μαζικό υλικό και αυτό περιορίζει την έκταση της διαμόρφωσης πιθανή. Για τα υλικά ευρέου-χάσματος όπως τα  $ZnSe$  και  $CdS$ , η προκαλούμενη ενέργεια συνδέσεων είναι υψηλότερη έτσι ώστε το χαρακτηριστικό γνώρισμα είναι ισχυρότερο και έτσι η δυνατότητα της δράσης διαμορφωτών θερμοκρασίας δωματίου υπάρχει. Η λύση στο πρόβλημα της λειτουργίας θερμοκρασίας δωματίου  $GaAs$  βρίσκεται στη χρήση του δισδιάστατου περιορισμού της κίνησης ηλεκτρονίων-οπών με τη βοήθεια των κβαντικών φρεατίων.

### 3.5.3 Κβαντική ηλεκτρο-απορρόφηση και διαμορφωτές

Ο φυσικός μηχανισμός από τον οποίο οι "σπόροι" λειτουργούν είναι γνωστός ως κβαντικά-περιορισμένη άκαμπτη επίδραση ( $QCSE$ ) η οποία προκαλεί τη μεγάλη ηλεκτρο-απορρόφηση κοντά στο διαζωνικό κενό των κβαντικών δομών ημιαγωγών. Τα φρεάτια αποτελούνται από τα εναλλασσόμενα στρώματα δύο διαφορετικών ημιαγωγών όπως  $GaAs$  και  $Ga_{1-x}Al_xAs$ , όπως φαίνεται στο σχήμα 2.24. Τα  $GaAs$  στρώματα είναι γενικά πολύ λεπτά ( $< 10\text{ nm}$ ) ενώ εκείνοι του  $Ga_{1-x}Al_xAs$  είναι κάπως παχύτερα ( $\sim 50\text{ nm}$ ), και τα ηλεκτρόνια και οι τρύπες έχουν την ελάχιστη ενέργεια στο  $GaAs$  στρώμα. Τα στρώματα  $Ga_{1-x}Al_xAs$  από κάθε πλευρά  $GaAs$  συμπεριφέρονται ως εμπόδια και, επειδή τα στρώματα είναι τόσο λεπτά, τα ηλεκτρόνια συμπεριφέρονται όπως τα μόρια σε ένα κιβώτιο - αυτό είναι ένα καλά γνωστό κβαντικό-μηχανικό πρόβλημα (κεφάλαιο 2), το οποίο επιβάλλει τους όρους ορίου στη μεταφορά των κυμάτων λειτουργίας. Ο προκύπτων περιορισμός οδηγεί στα ιδιαίτερα ενεργειακά επίπεδα για τα ηλεκτρόνια και τις οπές όσον αφορά στην κάθετη κινήσεών τους στα στρώματα. Τα επίπεδα έχουν τους ενεργειακούς χωρισμούς στην περιοχή  $\sim 10-100\text{ meV}$  και επομένως η οπτική άκρη απορρόφησης χωρίζεται σε μια σειρά βημάτων, που αντιστοιχούν στις μεταβάσεις μεταξύ των διαφορετικών υποζωνών που συνδέονται με τους περιορισμένους μεταφορείς. Οι τροποποιημένες προκαλούμενες αιχμές απορρόφησης εμφανίζονται στις άκρες αυτών των βημάτων και αυτές οι αιχμές εμφανίζονται στις  $GaAs$  ετεροδομές και τα σχετικά συστήματα ακόμη και στη θερμοκρασία δωματίου. Η φυσική εξήγηση για αυτό το αποτέλεσμα βρίσκεται στην αποτελεσματική αύξηση στην ενέργεια συνδέσεων που προκαλείται από τον περιορισμό και είναι αυτό που καθιστά το μηχανισμό χρησιμοποιήσιμο για λόγους διαμόρφωσης. Η εφαρμογή ηλεκτρικού πεδίου κάθετα στα στρώματα τραβά το ηλεκτρόνιο προς ένα εμπόδιο και την τρύπα προς τη διαταγή σε ένα κβάντο, και αυτό μειώνει την ενέργεια του ζευγαριού ηλεκτρόνιο-τρύπων. Κατά συνέπεια, η οπτική απορρόφηση συνδέεται με τη δημιουργία του ζευγαριού μειώνεται και οι κόκκινη απορρόφηση μετατοπίζεται δηλ. κινείται προς τα πιο μακροχρόνια μήκη κύματος. Επιπλέον, το ηλεκτρόνιο και η οπή αποτρέπονται από τη διαφυγή, από τους τοίχους του καλά εμποδισμένου ιονισμού της πρόκλησης. Αυτή η πτυχή του μηχανισμού συγκρίνει ευνοϊκά με τη μαζική κατάσταση όπου η επίδραση ενός ηλεκτρικού πεδίου στη πρόκληση είναι κυρίως μια διεύρυνση της άκρης απορρόφησης. Κατά συνέπεια ο μηχανισμός  $QCSE$  δίνει την αποτελεσματικότερη διαμόρφωση απορρόφησης με την καταστολή αυτής της διεύρυνσης διάρκειας ζωής.

Η δομή για έναν διαμορφωτή  $QCSE$  όπως χρησιμοποιείται σε σπόρους είναι μια p-i-n δίοδος, που διευκρινίζεται στο σχήμα 3.36, στην οποία η εγγενής περιοχή περιέχει τα κβαντικά φρεάτια. Με την αντίστροφη-προκατάληψη της δίοδου εφαρμόζουμε ένα ηλεκτρικό πεδίο κάθετα στα στρώματα και ο προκύπτων διαμορφωτής μπορεί να χρησιμοποιηθεί με το συναφές φως είτε κάθετα σε αυτό είτε στο πλάνο των στρωμάτων σε μια διαμόρφωση κυματοδηγού.

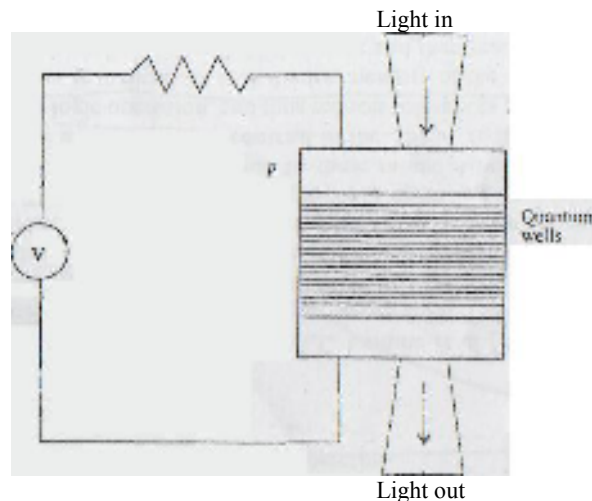
Η ηλεκτρική ενέργεια που απαιτείται στην ηλεκτροοπτική επίδραση είναι η ενέργεια που απαιτείται για να ανατεθεί στον όγκο της συσκευής για να δώσει το λειτουργούντα τομέα. Η συσκευή μπορεί να αντιμετωπιστεί ως πυκνωτής και οι SEED συσκευές με τις χαρακτηριστικές διαστάσεις  $10 \times 10\ \mu\text{m}$  έχουν μια ικανότητα περίπου  $10\text{ fF}$ . Οι τομείς που απαιτούνται είναι στη σειρά  $5 \times 10^4 - 2 \times 10^5\text{ V/cm}$  που αντιστοιχεί στις τάσεις  $5-20\text{ V}$  για τις συσκευές πυκνότητας  $1\ \mu\text{m}$ , οι οποίες αντιστοιχούν στη συνέχεια στις ενέργειες του  $\sim 1\text{ fJ}/\mu\text{m}^2$  ή  $100\text{ fJ}$  ανά συσκευή.

Η μικροσκοπική φυσική της λειτουργίας συσκευών δείχνει ότι οι συσκευές μπορούν να είναι γρήγορες - ο μηχανισμός αντιδρά στους χρόνους λιγότερο από το  $1\text{ ps}$  εάν η ικανοποιητική δύναμη μπορεί να εφαρμοστεί γρήγορα. Οι μετρήσεις στην ηλεκτρο-απορρόφηση η ίδια έχουν δώσει τους πειραματικά περιορισμένους χρόνους  $370\text{ fs}$ .

Οι συσκευές προέρχονται από τη μοριακή επιταξία των ακτίνων (MBE) και έχουν αναπτυχθεί ήδη με ποικίλες μορφές, όπως καθορίζουμε κατωτέρω.

### 3.5.4 Η αυτό-ηλεκτρο-οπτική συσκευή επίδρασης (*SEED*)

Ο βασικός *SEED* περιλαμβάνει έναν ηλεκτρικά ελεγχόμενο διαμορφωτή απορρόφησης που περιγράφεται ανωτέρω και έναν φωτοανιχνευτή που παρέχεται από η ίδια τη *p-i-n* δίοδο. Λειτουργεί έπειτα με μια οπτική εισαγωγή και μια έξοδο και μπορεί να ενεργήσει ως οπτική πύλη λογικής (παρόμοια με τις όλο-οπτικές συσκευές στο κεφάλαιο 4) ή ως προσωρινή μνήμη. Η απλούστερη έκδοση είναι ο αντιστάτης-βασισμένος στον *SEED*, ή *R-SEED*, όπως φαίνεται στο σχήμα 3.36, το οποίο χρησιμοποιείται σε μια ακριβή ενέργεια φωτονίων. Η συσκευή είναι φωτισμένη στα μήκη κύματος στην άκρη ζωνών κοντά στη προκαλούμενη απορρόφησης αιχμής: τέτοια φωτόνια δημιουργούν τους μεταφορείς πρόσθετων δαπανών, αναγκάζοντας το ρεύμα να κυκλοφορήσει στο κύκλωμα του σχήματος 3.36. η τάση πέρα από τη *p-i-n* σύνδεση μειώνεται επειδή οι δημιουργημένοι φωτο-μεταφορείς μειώνουν τη "αποτελεσματική αντίσταση" της *p-i-n* συσκευής και αναγκάζουν έτσι ένα υψηλότερο ρεύμα για να ρεύσουν στον αντιστάτη φορτίων, *R*. Κατά συνέπεια η τάση πέρα από το *MQW* αλλάζει και διαμορφώνει συνεπώς την απορρόφηση. Η μειωμένη τάση πέρα από τη σύνδεση σημαίνει φυσικά ένα μειωμένο ηλεκτρικό πεδίο που μετατοπίζει τη θέση της προκαλούμενης αιχμής από το *QCSE*. Οι κατευθύνσεις της μετατόπισης (το σχήμα 3.35) δείχνει ότι η απορρόφηση με αυτόν τον τρόπο αυξάνεται: αυτό οδηγεί σε μια αύξηση, στο φωτορεύμα έτσι ώστε η επίδραση της αυξανόμενης συναφούς έντασης ενισχύεται από τη θετική ανατροφοδότηση και τους διακόπτες συσκευών σε ένα υψηλό επίπεδο απορρόφησης και παρουσιάζει διπλοϊσορροπία. Η κατάσταση είναι πολύ παρόμοια με αυτήν που υπάρχει σε όλη την οπτική διαθλαστική διπλοϊσορροπία, κεφάλαιο 4 (όπου η επίδραση ίσως γίνεται κατανοητή ευκολότερα κατά τρόπο διδακτικό).



Σχήμα 3.36

Μια καλά κβαντική *p-i-n* δίοδος που χρησιμοποιείται ως *R-SEED*

Η διπλοϊσορροπία με την αύξηση της απορρόφησης δεν είναι μοναδικό στα *SEEDs* και, πράγματι, παρατηρήθηκε στα καθαρώς οπτικά αποτελέσματα σε μια προηγούμενη ημερομηνία. Η ηλεκτρονική συμβολή μικροκυκλωμάτων στο *SEED* είναι, εντούτοις, ευδιάκριτη και ανοίγει ποικίλες δυνατότητες εφαρμοσμένης μηχανικής. Εκτιμάται καλύτερα με τη χρησιμοποίηση μιας ανάλυσης γραμμών φορτίων, η οποία εφαρμόζεται στην ηλεκτρονική, στη θεωρία των κρυσταλλολυχνιών και είναι διευκρινισμένη γραφικά στο σχήμα 3.37. Δύο ταυτόχρονες εξισώσεις λύνονται. Ο πρώτος είναι η σχέση μεταξύ φωτορεύματος,  $I$ , που παράγεται στη δίοδο για τη συναφή

ελαφριά ισχύ  $P$ , που σχεδιάζεται ως λειτουργία της αντίστροφης τάσης  $V$  (στερεά γραμμή). Δεδομένου ότι το  $V$  αυξάνεται, οι  $I$  πτώσεις επειδή η οπτική απορρόφηση μειώνεται ως προκαλούμενη αιχμή κινούμενο προς τις χαμηλότερες ενέργειες φωτονίων. Δεδομένου ότι η δίοδος οδηγείται σε μια πρόωρη προκατάληψη (τέρμα στον αριστερό στο διάγραμμα) τις τρέχουσες μειώσεις λόγω της αύξησης του μπροστινού ρεύματος για μια μπροστινή-πρόωρης προκατάληψης δίοδο και, το πιο σημαντικό, λόγω της πτώσης στην κβαντική αποδοτικότητα με τη μειωμένη αντίστροφη προκατάληψη. Αυτό προκαλεί την καμπύλη που οξύνεται κοντά στη μηδενική προκατάληψη.

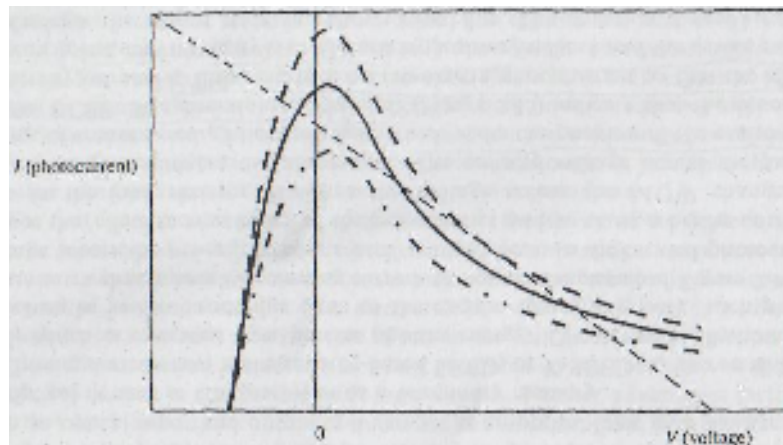
Σε μια λογική προσέγγιση στη περιοχή λειτουργίας, το ρεύμα σε οποιαδήποτε δεδομένη τάση είναι ανάλογο προς την ελαφριά ισχύ,  $P$ . Καθορίζουμε ένα ανταποκριτικό  $S(V)$ , μέσω

$$I = I(V, P) = PS(V) \quad (3.90)$$

Η δεύτερη εξίσωση που αντιπροσωπεύεται στο σχήμα 3.37 είναι αυτή του ρεύματος μέσω του αντιστάτη φορτίων,  $R$ , το οποίο είναι απλά η ευθεία γραμμή

$$I = (V_0 - V)/R \quad (3.91)$$

όπου το  $V_0$  είναι η εφαρμοσμένη τάση. Αυτή η γραμμική πλοκή στον αριθμό είναι γνωστή ως "γραμμή φορτίων". Οι διατομές με τις καμπύλες δίνουν τις τιμές των τάσεων σταθερού κράτους. Οι καμπύλες σχεδιάζονται για τις διαφορετικές ελαφριές δυνάμεις,  $P$  και αυτές έχουν τους διαφορετικούς αριθμούς διατομών. Στη χαμηλή δύναμη υπάρχει μόνο μια διατομή στην υψηλή τάση και στην υψηλή δύναμη και υπάρχει επίσης ένας στη χαμηλή τάση. Στις ενδιάμεσες δυνάμεις υπάρχουν τρεις διατομές, η μέση που αντιστοιχεί σε ένα ασταθές σημείο και υπόλοιπες δύο στα σταθερά σημεία. Για τα τελευταία, οποιαδήποτε αναχώρηση από τα σημειακά αποτελέσματα στην επαναρύθμιση προς τα σημεία και ως εκ τούτου έχουμε αστάθεια-για έναν  $R$ -SEED που η τάση πέρα από τη  $PN$  σύνδεση ταλαντεύεται από μηδέν στο  $V_0$ .



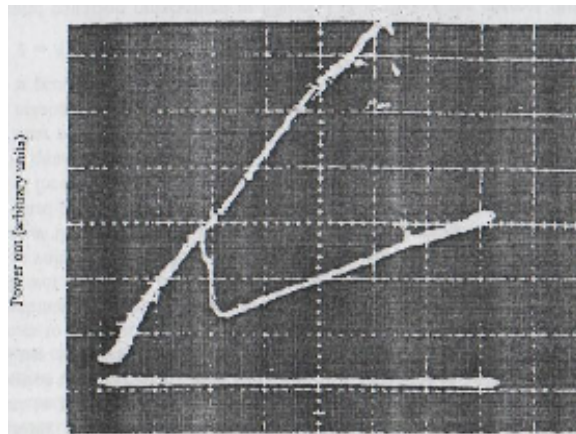
Σχήμα 3.37 Ανάλυση γραμμών φορτίων για τη λειτουργία R-SEED (μετά από το [3.14]).

Μια χαρακτηριστική δισταθής εισόδου-εξόδου καμπύλη για έναν SEED παρουσιάζεται στο σχήμα 3.38 και βλέπουμε ότι η αντίθεση είναι της διαταγής 2 ή 3:1. Η συσκευή μπορεί επίσης να αντιμετωπισθεί ως πυκνωτής, με φωτορεύμα να ενεργήσει για να απαλλάξει το και τον αντιστάτη και την παροχή ηλεκτρικού ρεύματος που τείνει να το επαναφορτίσει. Ως εκ τούτου η χρονική σταθερά είναι αποτελεσματικά  $RC$  και η συσκευή μπορεί να μεταστραφεί με την παροχή της δαπάνης  $Q = CV_0$ . Αυτό απαιτεί μια απορροφημένη οπτική ενέργεια.

$$E_a = (h\omega/e)CV \quad (3.92)$$



όπου το  $e$  είναι η ηλεκτρονική δαπάνη. Γράφοντας  $C=eA/d$  όπου το  $A$  είναι η περιοχή συσκευών και το  $d$  είναι το αποτελεσματικό πάχος του, και η αντικατάσταση των κατάλληλων παραμέτρων για  $GaAs/Ga_{1-x}Al_xAs$ , δίνει  $Ea \sim 1,7 \text{ fJ } \mu\text{m}^{-2}$  σε έναν τομέα  $10^5$  που  $V \text{ cm}^{-1}$ . Οι πραγματικές συσκευές έχουν μετρήσει τις οπτικές ενέργειες της διαταγής  $7-10 \text{ fJ}/\mu\text{m}^2$  μαγεύοντας την ταχύτητα υπόκεινται στο κρίσιμο φαινόμενο επιβραδύνοντας μια γενική ιδιοκτησία των συστημάτων που υποβάλλονται στις μεταβάσεις φάσης - εάν η δύναμης μετατροπής/υπερβαίνει ελαφρά την κρίσιμη αξία κοντά στη μετάβαση. Αυξάνοντας τη δύναμη μετατροπής από έναν παράγοντα δύο αποτελεσμάτων εντούτοις στη μετατροπή συσκευών κοντά στο εγγενές όριό τους, σε αυτήν την περίπτωση  $r = RC$ .

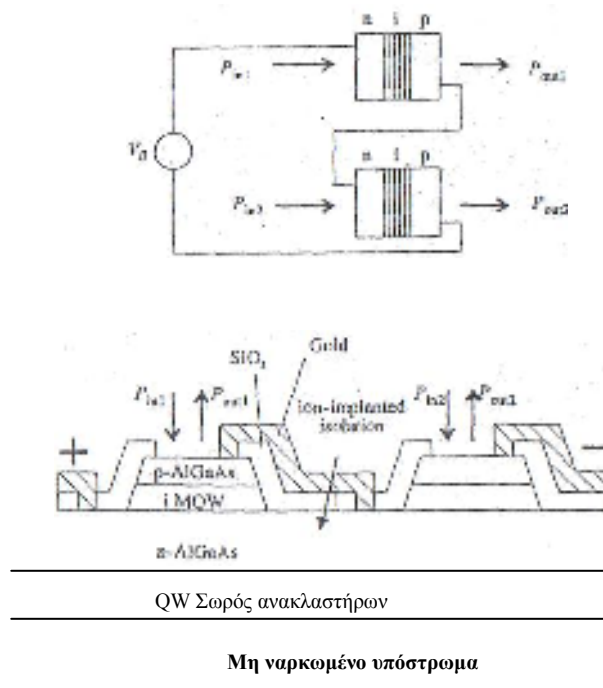


**Σχήμα 3.38** Οπτικά χαρακτηριστικά παραγωγής μιας SEED συσκευής, που παρουσιάζουν οπτική διπλοϊσορροπία [3,14].

Κατά συνέπεια, η παραλλαγή του  $R$  επιτρέπει είτε την αργή, χαμηλής ισχύος μετατροπή είτε τη γρήγορη, υψηλής ισχύος λειτουργία. Για τις πραγματικές πρακτικές συσκευές της διάστασης  $\sim 10 \times 10/\mu\text{m}$ , *microwatts* απαιτούνται για τη λειτουργία και *milliwatts* μικροδευτερολέπτου για τη λειτουργία νανοδευτερολέπτου.

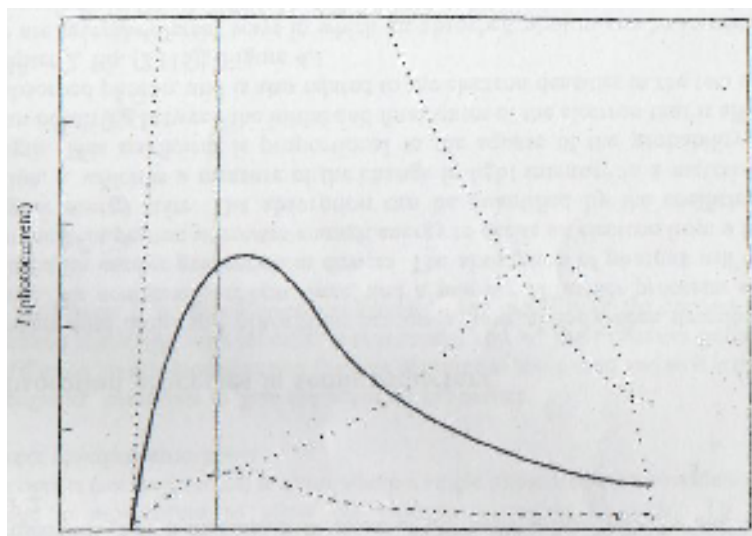
### 3.5.5 Συμμετρικά SEEDs

Μια ενδιαφέρουσα ανάπτυξη που προτείνεται από τον *A.L.Lentine* κ.α. [ 3,13 ] είναι ο συμμετρικός *SEED* (ή *S-SEED*), που είναι διευκρινισμένος στο σχήμα 3.39. Δύο *p-i-n* κβάντο-δίοδοι αυξάνονται η μια δίπλα στην άλλη και συνδεδεμένες πλάτη με πλάτη, κάθε μια που ενεργεί αντί του αντιστάτη φορτίων για την άλλη. Το διάγραμμα φορτίων-γραμμών παρουσιάζεται στο σχήμα 3.40 για αυτήν την περίπτωση και αυτό δείχνει ότι η ρύθμιση είναι δισταθής σε αναλογία των δύο οπτικών δυνάμεων. Αυτό επιτρέπει σε ένα οπτικό πλάνο λογικής που λειτουργεί στη λογική διπλής-ράγας για να κατασκευαστεί, δηλ. τα κράτη λογικής αντιστοιχούν σε αυτές τις αναλογίες. Τα πλεονεκτήματα αυξάνουν δεδομένου ότι αυτό υπερνικά την εγγενή έλλειψη αντίθεσης του *SEED*, μειώνει τις ανοχές στις οπτικές παραμέτρους. Τέλος, εάν η δύναμη μειώνεται και στις δύο διόδους, η μνήμη του κράτους διατηρείται. Κατά συνέπεια κάποιος μπορεί να λειτουργήσει σε έναν κυκλικό τρόπο, να καθιερώσει ένα κράτος και να διαβάσει έπειτα έξω στην υψηλότερη δύναμη. Αυτό παρέχει το χρονικά-διαδοχικό κέρδος, το οποίο είναι χρήσιμο για τα κυκλώματα λογικής. Η περαιτέρω ανάπτυξη των *S-SEEDs* έχει παραγάγει τις χρησιμοποιήσιμες σειρές μέχρι το  $64 \times 64$  και άλλες παραλλαγές των συστατικών έχουν δοκιμαστεί αντί του αντιστάτη φορτίων. Οι πιο πρόσφατες χρήσεις μια συσκευή αποστολής σημάτων επίδρασης τομέων (*FET*) για να παρέχει το κέρδος, με αυτόν τον τρόπο επιτρέποντας στις χαμηλότερες ενέργειες οπτικής μεταγωγής για να επιτευχθεί. Η ολοκλήρωση της ηλεκτρονικής για να δώσει την τεχνητά ηλεκτρονική βοηθημένη οπτική μη γραμμικότητα επιτρέπει επίσης τη δυνατότητα της ευελιξίας - αυτό είναι μερικές φορές γνωστό ως "έξυπνο εικονοκύτταρο".



Σχήμα 3.39 Σχηματικό διάγραμμα ενός S-SEED

Σαν γενική συσκευή για την αλληλεπίδραση της ηλεκτρονικής στην οπτική, η έννοια του SEED πάσχει από το μειονέκτημα να πρέπει να λειτουργήσει ακριβώς στο διεγερμένο μήκος κύματος  $\pm 1$  σε  $2\mu\text{m}$ . Αυτό το μήκος κύματος είναι περίπου  $850\text{ nm}$  (δηλ. στις κοντινές υπέρυθρες ακτίνες) για τις  $\text{GaAs}/\text{Al}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$  συσκευές. Πρόσφατα, η εμφάνιση της τεχνολογίας συνδέσεων  $\text{PN}$  στο  $\text{MBE}$   $\text{ZnSe}$  έχει επιτρέψει την πραγματοποίηση των  $\text{p-i-n}$  καλά κβαντικών διαμορφωτών  $\text{ZnSe}$  και  $\text{SEEDs}$  που λειτουργεί σε  $500\text{ nm}$  στην ορατή περιοχή. Εντούτοις, τα προβλήματα αντίθεσης αποκλείουν αυτήν την περίοδο την εφαρμογή στις επιδείξεις όπου οι υγρές συσκευές κρυστάλλου που χρησιμοποιούν birefringence έχουν ένα μεγάλο πλεονέκτημα.



Σχήμα 3.40 Ανάλυση γραμμών φορτίων για τη λειτουργία S-SEED

## Αναφορές

- [3.1] J. Hecht, *The Laser Guidebook* (Tab Books, Blue Ridge Summit PA, 1992), p. 335. [3.2] See, for example, D.A. Fraser, *The Physics of Semiconductor Devices* (Oxford University

Press, 1979). [3.3] A. Einstein, *Phys. Z.* 18, 121 (1917). [3.4] H.C. Casey and M.B. Panish, *Heterostructure Lasers, Part A: Fundamental Principles* (Academic Press, New York, 1978), p. 122. [3.5] K. Gillessen and W. Schairer, *Light Emitting Diodes: An Introduction* (Prentice Hall International, London, 1987). [3.6] J.E. Goell, *Bell Syst. Tech. J.* 48, 3445 (1969). [3.7] G.H.B. Thompson, *Physics of Semiconductor Laser Devices* (Wiley, Chichester, 1980), p. 95. [3.8] H.C. Casey, Jr. and M.B. Panish, *Heterostructure Lasers, Part A: Fundamental Principles* (Academic Press, New York, 1978), p. 165. [3.9] C. Weisbuch and B. Vinter, *Quantum Semiconductor Structures: Fundamentals and Applications* (Academic Press, London, 1991), p. 174. [3.10] A. Mooradian, in *Very High Resolution Spectroscopy*, ed. R.A. Smith (Academic Press, London, 1976), p. 77. [3.11] B.S. Ryvkin, *Sov. Tech. Phys. Lett.* 10, 239 (1979). [3.12] D.A.B. Miller, D.S. Chemla, T.C. Damen, A.C. Gossard, W. Wiegmann, T.H. Wood and C.A. Burrus, *Appl. Phys. Lett.* 45, 13 (1984). [3.13] A.L. Lentine, H.S. Hinton, D.A.B. Miller, J.E. Henry, J.E. Cunningham and L.M.F. Chirovsky, *IEEE J. Quantum Electron.* 25, 1928 (1988). [3.14] D.A.B. Miller, *Opt. Quantum Electron.* 22, S61 (1990).



# 4. ΟΠΤΙΚΑ ΕΛΕΓΧΟΜΕΝΕΣ ΣΥΣΚΕΥΕΣ

- 4.1 ΕΙΣΑΓΩΓΗ
- 4.2 ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΕΣ ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΗΣ ΣΤΟΥΣ ΗΜΙΑΓΩΓΟΥΣ
- 4.3 ΟΠΤΙΚΗ ΜΕΤΑΓΩΓΗ ΚΑΙ ΔΙΑΜΟΡΦΩΣΗ ΗΜΙΑΓΩΓΩΝ
- 4.4 ΟΠΤΙΚΗ ΛΟΓΙΚΗ ΚΑΙ ΟΠΤΙΚΗ ΜΝΗΜΗ
- 4.5 ΟΠΤΙΚΟΙ ΑΠΟΘΗΚΕΥΤΙΚΟΙ ΔΙΣΚΟΙ ΔΕΔΟΜΕΝΩΝ  
ΑΝΑΦΟΡΕΣ  
ΠΕΡΑΙΤΕΡΩ ΑΝΑΓΝΩΣΕΙΣ

## 4.1 Εισαγωγή

Υπάρχει ένα εύρος συσκευών που χρησιμοποιεί 'φως για να ελέγξει φως'. Συνήθως αυτές οι συσκευές στηρίζονται επάνω στην οπτική παραγωγή των μεταφορέων για τη λειτουργία τους. Ο αριθμός μεταφορέων που παράγονται ανά  $\text{cm}^3$ , περιγράφεται (βλέπε παράγραφο 2.2.2) από τον τύπο:  $N = t_R \chi I / h\omega$  (4.1)

Όπου  $N$  είναι η πυκνότητα των μεταφορέων (σε  $\text{cm}^{-3}$ )

$I$  είναι η ένταση του συναφούς φωτός (σε  $\text{W cm}^{-2}$ )

$\chi$  είναι ο συντελεστής απορρόφησης των φωτονίων στα οποία οφείλετε η παραγωγή των μεταφορέων (σε  $\text{cm}^{-1}$ ). Βλέπε παράγραφο 2.2.2

$t_R$  ο χρόνος επανασυνδυασμού των μεταφορέων ( της διάρκειας ζωής τους), που είναι ένα μέτρο του πόσο οι μακροπρόθεσμοι οπτικά 'ξεσηκωμένοι' μεταφορείς παραμένουν, πριν επιστρέψουν στην αρχική τους θέση ( είτε radiatively, είτε nonradiatively) ή εάν παγιδεύονται σε άλλες θέσεις  $h\omega$  η έκθεση φωτονίων της μεταφοράς.

Προκειμένου να δοθεί μια γενική εκτίμηση της πυκνότητας μεταφορέων μπορούμε να αντικαταστήσουμε μερικές τιμές σε Eq. (4.1). Οι χαρακτηριστικές εντάσεις είναι της τάξης των  $\text{MW cm}^{-2}$ . Επομένως, με  $I/h\omega$   $10^{26}$  φωτόνια/sec και χρόνος επανασυνδυασμού  $t_R$  ο οποίος μπορεί να ποικίλει μεταξύ  $10^{-4}$  και  $10^{-12}$ s και δεδομένης της πλήρους απορρόφησης ( $\chi \sim 10^4 \text{ cm}^{-1}$ ), οι παραγόμενες οπτικές πυκνότητες των μεταφορέων είναι  $N = 10^{15} - 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Οι πυκνότητες μεταφορέων αυτού του μεγέθους είναι αρκετά υψηλές για να τροποποιήσουν σημαντικά τις οπτικές ιδιότητες των υλικών των ημιαγωγών. Ο απλούστερος τρόπος είναι η επίδραση πλάσματος στη διάθλαση (Eq. (2.32)) και στην απορρόφηση (Eq. (2.35)).

Η εξίσωση (4.1) περιγράφει την κατάσταση ισορροπίας όπου ισορροπείται η παραγωγή των μεταφορέων κατά αποσύνθεσή τους. Εντούτοις, μια από τις πιο προκλητικές και ενδεχομένως από τις περισσότερο χρήσιμες εφαρμογές μιας τέτοιας επίδρασης παραγωγής μεταφορέων βρίσκεται στην picosecond οπτική και ηλεκτρονική τεχνολογία, για παράδειγμα, με απλές πύλες και φωτοανιχνευτές που έχουν χρόνους απόκρισης στο πεδίο των picosecond. Όταν σε χρονική κλίμακα των picosecond ξετάζουν την ισορροπία η περίπτωση που περιγράφεται παραπάνω δεν ισχύει απαραίτητως. Για τις διεγέρσεις πάνω από το χάρισμα των ζωνών όπου η ενέργεια των φωτονίων είναι μεγαλύτερη από την ενέργεια των ζωνών αυτών,  $h\omega > E_g$ , η παραγωγή των ελεύθερων μεταφορέων περιορίζεται μόνο από το ποσοστό της εισερχόμενης ροής των φωτονίων (αναλόγως πόσο γρήγορα το σύστημα αντλείται) και αυτό επομένως έχει τη δυνατότητα να γίνει πολύ γρήγορο. Κατά συνέπεια η ανακλαστικότητα, η απορρόφηση, η διάθλαση και η φωτοαγωγιμότητα που εξαρτώνται από την πυκνότητα των ελεύθερων μεταφορέων, μπορεί να εκθέσει αλλαγές που έχει τους χρόνους ανόδου αυτής της διαταγής. Τα τελευταία μπορούν να παρέχουν, παραδείγματος χάριν, το άμορφο πυρίτιο, σε έναν μηχανισμό παραγωγής μεταφορέων (γνωστό ως διακόπτης Auston [4.1]) χρήσιμη ως

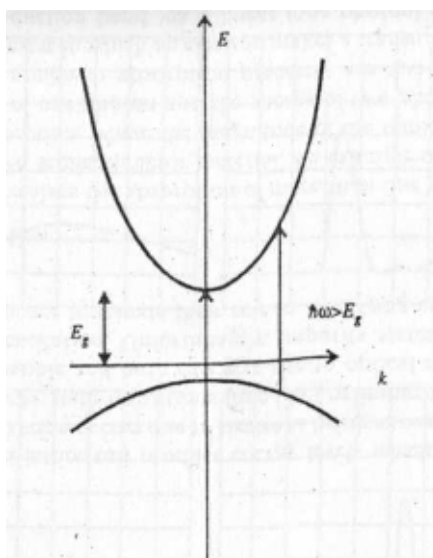
παλμική γεννήτρια που εισάγεται σε έναν ηλεκτροοπτικό διαμορφωτή, ο οποίος μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να παραγάγει τους γρήγορους ηλεκτρικούς παλμούς.

Να ολοκληρωθεί η αντίδραση εξίσου γρήγορα (σε μερικά picoseconds) είναι πιο δύσκολο δεδομένου ότι ο χρόνος αποσύνθεσης εξαρτάται από την αξία του χρόνου επανασυνδυασμού,  $t_R$ . Αυτό μπορεί να είναι πάρα πολύ μεγαλύτερο από το χρόνο αντίδρασης. Ένας γρήγορος χρόνος λήξης μπορεί να ολοκληρωθεί από έναν γρήγορο επανασυνδυασμό, μια παγίδευση ή σάρωση από τους διεγερμένους ελεύθερους μεταφορείς από ένα ηλεκτρικό πεδίο. Υπάρχουν ποικίλες λύσεις όπως η χρήση άμορφων υλικών (ταινία πυριτίου), της νάρκωσης ή του βομβαρδισμού πρωτονίων για να διαφέρουν αυτή τη φορά. Ο χρόνος επανασυνδυασμού  $t_R$  μπορεί έτσι να ποικίλει από εκατοντάδες milliseconds σε μερικά picoseconds. Για μια συζήτηση μερικές από τις βασικές ιδιότητες του  $\alpha$  και του  $t_R$  βλέπε Κεφάλαιο 2.

#### 4.2 ΔΙΑΔΙΚΑΣΙΕΣ ΑΠΟΡΡΟΦΗΣΗΣ ΣΤΟΥΣ ΗΜΙΑΓΩΓΟΥΣ

Οι θεμελιώδεις interband διαδικασίες απορρόφησης ζωνών έχουν περιγραφεί ήδη στο κεφάλαιο 2. Μπορούμε τώρα εν συντομία να αναθεωρήσουμε, και διάφορες περαιτέρω διαδικασίες που μπορούν να χρησιμοποιηθούν για την παραγωγή μεταφορέων στις συσκευές. Η απορρόφηση των φωτονίων θα εμφανιστεί όταν κατέχει ένα συναφές φωτόνιο αρκετή ενέργεια για να διεγείρει ένα ηλεκτρόνιο από ένα χαμηλότερο σε ένα υψηλότερο ενεργειακό επίπεδο. Η απορρόφηση μπορεί να ποσολογιστεί από το συντελεστή της απορρόφησης,  $\alpha$ , το οποίο είναι ένα μέτρο της αλλαγής στην ελαφριά ένταση σε ένα υλικό ανά μονάδα μήκους. Αυτός ο συντελεστής είναι ανάλογος προς το τετράγωνο της πιθανότητας μιας μετάβασης που εμφανίζεται μεταξύ των αρχικών και των τελικών καταστάσεων του ηλεκτρονίου που επηρεάζεται από το απορροφημένο φωτόνιο, και συσχετίζεται επίσης με τις πυκνότητες των ηλεκτρονίων στα δύο ενεργειακά επίπεδα (βλέπε κεφάλαιο 2, Εξ. (2.116)), σχ. 4.1.

Υπάρχουν διάφοροι διαφορετικοί τρόποι με τους οποίους ένα απορροφημένο φωτόνιο μπορεί να περιληφθεί στη διέγερση ηλεκτρονίων εντούτοις αυτές οι διαδικασίες μπορούν να διαιρεθούν σε δύο κύριες ομάδες, γραμμικές και μη γραμμικές διαδικασίες.



Σχήμα 4.1 Άμεση απορρόφηση των διαζωνών

### 4.2.1 Γραμμική απορρόφηση

#### *Άμεση απορρόφηση διαζώνων*

Η πιο κοινή μορφή απορρόφησης είναι γνωστή ως άμεση απορρόφηση διαζώνων και περιγράφεται μέσα στο Κεφ. 2. Η άμεση απορρόφηση είναι ισχυρή έναντι των άλλων πιθανών διαδικασιών. Ο συντελεστής απορρόφησης για τους ημιαγωγούς έχει μια αξία περίπου  $\alpha \sim 10^4 \text{ cm}^{-1}$  για την ενέργεια φωτονίων επάνω από το ενεργειακό χάσμα  $E_g$ . Κατά συνέπεια όλο το φως απορροφάται μέσα σε μερικά της εκατομμυριοστά της επιφάνειας.

Η απορρόφηση  $\alpha$  αυξάνεται πολύ αισθητά δεδομένου ότι η ενέργεια των δεδομένων φωτονίων υπερβαίνει το ενεργειακό χάσμα του υλικού, δηλ. όταν  $h\omega > E_g$ . Ο συντελεστής της απορρόφησης δίδεται από την εξίσωση (2.129) του Κεφ. 2 και μπορεί να αντικαταστήσει στην εξίσωση τη μετάδοση  $d$  από το υλικό, όπου το  $I$  είναι η τελικά ένταση και  $I_0$  είναι η αρχική ένταση. Το βάθος της απορρόφησης είναι περίπου  $d \sim 1 \mu\text{m}$  και έτσι οι μεταφορείς παράγονται πολύ κοντά στην επιφάνεια:

$$T = \frac{I}{I_0} \exp(-xd) \quad (4.2)$$

Οι μεταφορείς φθάνουν στα μεγαλύτερα βάθη (και ως εκ τούτου όγκοι) μόνο από τη διάχυση και αυτό ευθύνεται στο μήκος διάχυσης,  $\lambda$ , το οποίο δίνεται από τον τύπο:

$$L = D\tau_R \quad (4.3)$$

Όπου

$$D = \frac{\mu kT}{e} \quad (4.4)$$

και

$$\mu = \frac{e\tau_s}{m^*} \quad (4.5)$$

Η παράμετρος  $D$  είναι ο συντελεστής διάχυσης,  $\mu$  η κινητικότητα των μεταφορέων,  $\tau_s$  είναι ο χρόνος διασκόρπισης των ζωνών (σε picoseconds) και  $m^*$  η αποτελεσματική μάζα τους. Σαφώς το μήκος διάχυσης εξαρτάται από τον τύπο του υλικού που χρησιμοποιείται και έτσι είναι σημαντικό στα 'μηχανικά' υλικά να δοθούν οι απαιτούμενες ιδιότητες.

#### *Έμμεση απορρόφηση διαζώνων*

Αυτό εμφανίζεται σε περιπτώσεις όπου ένα ενιαίο φωτόνιο δεν μπορεί να παρέχει μια ικανοποιητική αλλαγή στην ορμή για να επιτρέψει στη μετάβαση ηλεκτρονίων για να εμφανιστεί. Για να συντηρήσει την ορμή του το φωτόνιο (κυρίως ακουστικό) απαιτείται αλληλεπίδραση όπως επίσης και το φωτόνιο να μπορεί είτε να εκπεμφθεί είτε να απορροφηθεί. Ο συντελεστής της απορρόφησης είναι ανάλογος προς το τετράγωνο της πιθανότητας της μετάβασης μεταξύ των αρχικών και τελικών κρατών ηλεκτρονίων καθώς επίσης και της πιθανότητας αλληλεπίδρασης των φωτονίων: είναι επομένως σχετικά αδύνατο. Η έμμεση απορρόφηση χάσματος ζωνών είναι ένας σημαντικός μηχανισμός απορρόφησης στο πυρίτιο και το γερμάνιο: εντούτοις, είναι πολύ πιο αδύνατο συγκρίνοντάς το έναντι της

άμεση απορρόφησης των διαζωνών και το  $\alpha \sim 10-100 \text{ cm}^{-1}$  έτσι το βάθος της απορρόφησης είναι πολύ μεγαλύτερο.

#### *Ελεύθερη απορρόφηση μεταφορέων*

Αυτός ο τύπος της απορρόφησης αυτό εμφανίζεται όταν διεγείρεται ένα ηλεκτρόνιο σε ένα υψηλότερο ενεργειακό επίπεδο στην ίδια ζώνη. Ένα φωτόνιο (ακουστικό ή οπτικό) ή κάποια άλλη αλληλεπίδραση απαιτείται για να παρέχει τη συντήρηση της ορμής. Η απορρόφηση αυξάνεται με το μήκος κύματος σε μια δύναμη που εξαρτάται από τον τύπο της εμπλεκόμενης αλληλεπίδρασης. Αυτός ο μηχανισμός συζητείται στην παράγραφο 2.1:2. Η απορρόφηση της συναφούς ενέργειας φωτονίων αναφέρεται για να παραγάγει "καυτούς μεταφορείς" σε ένα υλικό, δηλ. οι μεταφορείς είναι προσωρινά στα διαφορετικά επίπεδα μέσα στην ίδια ζώνη και έχουν διαφορετικές ιδιότητες όπως η κινητικότητα. Είναι με αυτόν τον τρόπο ότι οι "τρύπες" στο γερμάνιο γίνονται "καυτοί μεταφορείς" επάνω στην απορρόφηση της υπέρυθρης ακτινοβολίας, και επιτρέπουν τη γρήγορη υπέρυθρη ανίχνευση από τους γρήγορους σφυγμούς λέιζερ σε αυτό που είναι γνωστό ως επίδραση "έλξης φωτονίων" (Κεφάλαιο 9).

#### *Προκαλούμενες επιδράσεις*

Οι προκαλούμενες επιδράσεις συζητείται στην παράγραφο 2.1.7 για τα μαζικά υλικά και στην παράγραφο 2.6 για τις χαμηλό-διαστατικές δομές. Η οπτική διέγερση μπορεί "να διαλευκάνει" το προκαλούμενο χαρακτηριστικό γνώρισμα και να οδηγήσει στα απορροφητικά και διαθλαστικά αποτελέσματα. Ένα απλό μοντέλο συζητείται στην παράγραφο 2.2.2 και απολογισμοί για τη μη γραμμική διάθλαση από τα "ομοιο-προκαλούμενα" χαρακτηριστικά γνώρισμα που "διαποτίζονται" από την οπτική διέγερση. Σημειώστε ότι αφού ο διασκορπίζοντας χρόνος (δηλ. η διάρκεια ζωής σε ένα κράτος) είναι σύντομος, η επίδραση πρέπει να ενσωματωθεί πάνω από πολλά επίπεδα και είναι "επιφανειακή συμπλήρωση" και όχι "συμπλήρωση επιπέδων" στην περίπτωση των πραγματικών ημιαγωγών - στην αντίθεση με την παρόμοια επίδραση στα άτομα στην αέρια φάση.

#### *Αποτελέσματα Band-tail*

Μια ουρά στο φάσμα απορρόφησης του υλικού ημιαγωγών μπορεί να παρατηρηθεί και αυτό οφείλεται στις θερμικές επιδράσεις διεύρυνσης και ακαθαρσιών. Κατά συνέπεια την αυστηρά παραβολική μορφή της διανυσματικής σχέσης ενέργεια-κυμάτων δεν υπακούνε στην πράξη. Είναι δυνατόν να διεγερθούν οι μεταφορείς στα κράτη διεξαγωγής στην ουρά ζωνών με τα φωτόνια της ικανοποιητικής ενέργειας. Μέσα σε μια τέτοια περιοχή ουρών θα υπάρξει κορεσμός απορρόφησης και μη γραμμική διάθλαση. Συνήθως τα αποτελέσματα των ουρών αυτών οδηγούν στην απορρόφηση πέρα από ένα ευρύτερο φάσμα των μηκών κυμάτων από την προκαλούμενη απορρόφηση και τη μεγαλύτερη διασπορά προϊόντων. Μια εμπειρική έκφραση για μια τέτοια ουρά απορρόφησης δίνεται από τον τύπο

$$x(\omega) = A_0 \exp\left(\frac{Bc}{kT} (h\omega - h\omega_0)\right) \quad (4.6)$$

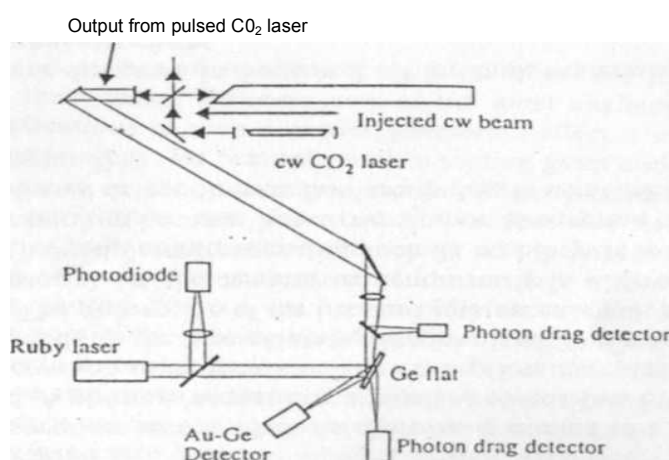
όπου  $A_0$ ,  $B$  και  $\omega_0$  είναι ανεξάρτητες σταθερές παράμετροι εγκατάστασης θερμοκρασιών του συστήματος,  $k$  είναι η σταθερά Boltzmann και  $T$  είναι η απλή θερμοκρασία. Αυτή η εμπειρική έκφραση διαμορφώνει τον οπτικό συντελεστή απορρόφησης στην άκρη των ζωνών ως εκθετική λειτουργία και της ενέργειας φωτονίων και της αντίστροφης θερμοκρασίας  $T^{-1}$  και είναι γνωστή σαν ουρά 'Urbach' [4.2-4.5].

### Επίπεδα ακαθαρσιών

Οι ακαθαρσίες στο δικτυωτό πλέγμα κρυστάλλου μπορούν να παραγάγουν τα ενεργειακά επίπεδα που βρίσκονται στο χάσμα ζωνών ενός τέλει δικτυωτού πλέγματος. Η απορρόφηση εμφανίζεται λόγω των ηλεκτρονίων που διεγείρονται από τα επίπεδα των ακαθαρσιών. Και οι μεταβάσεις επιπέδου των ακαθαρσιών εσωτερικά (γραμμικά) ή οι μεταβάσεις ακαθαρσιών επιφανειακά (συνεχόμενα) είναι πιθανές και οι δύο μπορούν να προκαλέσουν τους οπτικούς μηχανισμούς ελέγχου που σχετίζονται με το επίπεδο διέγερσης. Δυστυχώς, τα επίπεδα ακαθαρσιών μπορούν επίσης να παγιδέψουν τα ελεύθερα ηλεκτρόνια ή τις τρύπες και ως εκ τούτου να ολοκληρώσουν το ρόλο τους στην τροποποίηση των οπτικών τους ιδιοτήτων.

### 4.2.2 Μη γραμμική απορρόφηση

Η μη γραμμική απορρόφηση περιλαμβάνει την απορρόφηση περισσότερων από ενός φωτονίων ανά διέγερση ηλεκτρονίων, παραδείγματος χάριν, στο ημιαγωγό υλικό. Ένα παράδειγμα της μη γραμμικής απορρόφησης είναι απορρόφηση δύο-φωτονίων, όπου το μέγεθος του χάσματος ζωνών ημιαγωγών βρίσκεται μεταξύ της ενέργειας ενός φωτονίου και της ενέργειας δύο φωτονίων που συνδυάζεται, δηλ.  $h\omega < E_g < 2h\omega$ . Άλλες μη γραμμικές διαδικασίες απορρόφησης είναι δύο και τρεις σταδιακές διαδικασίες απορρόφησης φωτονίων στις οποίες ένα ηλεκτρόνιο κάνει μια μετάβαση από τη ζώνη σθένους στη χαμηλότερη ζώνη διεξαγωγής μέσω ενός γραμμικού (ένα φωτόνιο) μέσω μιας γραμμικής έμμεσης διαδικασίας απορρόφησης και έτσι αυξάνονται έπειτα σε ένα υψηλότερο επίπεδο ζωνών διεξαγωγής από την απορρόφηση ενός ή περισσότερων πρόσθετων φωτονίων.



Σχήμα 4.2 Πειραματική διαμόρφωση που χρησιμοποιείται για να ερευνηθεί η μετατροπή αντανάκλασης της ακτινοβολίας λέιζερ του CO2.

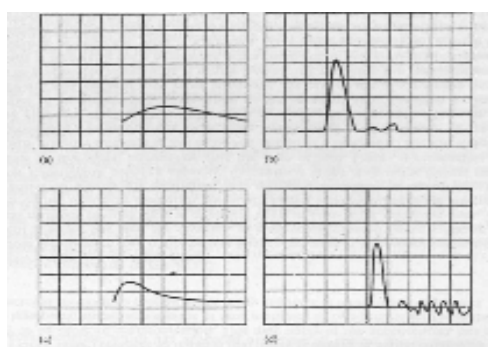
Οι ελεύθεροι μεταφορείς που παράγονται ως αποτέλεσμα της μη γραμμικής απορρόφησης μπορούν να τροποποιήσουν μερικές από τις ιδιότητες του υλικού όπως το φάσμα απορρόφησης και ως εκ τούτου του διαθλαστικού δείκτη. Αυτές οι αλλαγές στο υλικό ημιαγωγών μπορούν να χρησιμοποιηθούν προκειμένου να παρασχεθούν η οπτική μεταγωγή και η οπτική δυνατότητα. Παραδείγματος χάριν, σχεδόν - η οπτική δυνατότητα σταθερού επιπέδου σε ένα InSb etalon στη θερμοκρασία δωματίου έχει παρατηρηθεί ως αποτέλεσμα της παραγωγής των ελεύθερων μεταφορέων μέσω της απορρόφησης δύο φωτονίων της ακτινοβολίας 10μm. [4.5; 4.6].

### 4.2.3 Μεταγωγή και διαμόρφωση οπτικών ημιαγωγών

Σε αυτό το τμήμα εξετάζουμε πώς οι ιδιότητες των ημιαγωγών υλικών, όπως η ανάκλαση, μπορούν να αλλάξουν σε ένα πολύ σύντομο χρονδιάγραμμα (nanoseconds σε

picoseconds) με την πυροδότηση ενός οπτικού σφυγμού (επίσης σε σύντομο χρονοδιάγραμμα) επάνω στο υλικό [4.7;4.8]. Αυτή η αλλαγή στην ανακλαστικότητα μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να απεικονίσει μια χωριστή οπτική ακτίνα και ως εκ τούτου να την μεταστρέψει σε πολύ σύντομο χρονοδιάγραμμα.

Εξετάζουμε τη συγκεκριμένη περίπτωση της ακτινοβολίας λέιζερ του CO<sub>2</sub> που συναντά μια πλάκα γερμανίου στη γωνία Brewster. Η ανακλαστικότητα του ημιαγωγού είναι αποτελεσματικά μηδέν σε αυτήν την γωνία υπό τον όρο ότι η ακτινοβολία λέιζερ του CO<sub>2</sub> είναι γραμμικά πολωμένη στην περίπτωση της πρόσπτωσης. Με την ακτινοβολία του γερμανίου με έναν υψηλό – ενεργειακά ( $h\omega \geq E_g$ ) οπτικό σφυγμό (π.χ. από ένα YAG ή ένα κόκκινο λέιζερ) αυτό είναι δυνατόν να παραγάγει ένα ελεύθερο πλάσμα μεταφορέων (Εξ. (2,32)) της ικανοποιητικής πυκνότητας μέσα στο γερμάνιο για να προκαλέσει την πλήρη αντανάκλαση της ακτινοβολίας λέιζερ του CO<sub>2</sub> που είναι συναφής. Αυτή η αντανάκλαση θα εμφανιστεί σε ένα χρονοδιάγραμμα που είναι παρόμοιο με τον παλμό-οδηγό τρόπος με τον οποίο οι κλειδωμένοι παλμοί από ένα λέιζερ YAG έχουν διάρκεια της τάξης των picosecond, οι παλμοί του CO<sub>2</sub> είναι πιο αργοί).



**Σχήμα 4.3** Ίχνη παλμογράφου των μορφών του παλμού λέιζερ. (α) δεδομένος παλμός λέιζερ του CO<sub>2</sub>, 50ns/div (β) συναφής κόκκινος παλμός λέιζερ, 5ns/div (γ) μεταδιδόμενος παλμός λέιζερ του CO<sub>2</sub>, 100 ns/div (δ) αντανάκλαση του παλμού του λέιζερ του CO<sub>2</sub>, 10ns/div. (ο θόρυβος μετά από τον κύριο παλμό οφείλεται στην ηλεκτρική παρέμβαση από ένα προκαλούμενο χάσμα σπινθήρων του λέιζερ στο κόκκινο σύστημα λέιζερ).

Η μετατροπή αντανάκλασης της ακτινοβολίας λέιζερ του CO<sub>2</sub> σε ένα χρονοδιάγραμμα νανοδευτερολέπτου που χρησιμοποιεί το πολυκρυσταλλικό γερμάνιο και το φωτισμό κόκκινου λέιζερ είναι διευκρινισμένη στο σχήμα 4.2. Η εγκαρσίως συγκινημένη ατμοσφαιρική πίεση του λέιζερ του CO<sub>2</sub> (TEA) λειτουργεί με έναν ενιαίο εγκάρσιο τρόπο και μπορεί να παρέχει σε έναν σχετικά μακροχρόνιο παλμό (~200ns) δεδομένη πόλωση ακτινοβολίας με μέγιστη δύναμη 2MW. Η διαμόρφωση της παραγωγής αυτού του λέιζερ λόγω του αξονικού τρόπου μετάδοσης του παλμού ελαχιστοποιείται με την έγχυση ενός μικρού ποσού (~1%) ακτινοβολίας από ένα 1 W του λέιζερ CO<sub>2</sub> CW στην TEA κοιλότητα του λέιζερ. Ένας χαρακτηριστικός σφυγμός παρουσιάζεται στο σχήμα 4.3<sup>α</sup>. Η γυαλισμένη πλάκα του γερμανίου τύπου n ευθυγραμμίζεται κοντά στη γωνία Brewster έτσι ώστε η ποσότητα απεικονισμένης ακτινοβολίας ελαχιστοποιείται. Η διαβιβασθείσα ακτίνα ελέγχεται από έναν ανιχνευτή έλξης φωτονίων και η απεικονισμένη ακτινοβολία με έναν φωτοαγωγίμο ανιχνευτή Ge:Au (με χρόνο απόκρισης ~ 1ns).

Ένας σύντομος παλμός (~2ns) της κόκκινης ακτινοβολίας 'πυροδοτείται' επάνω στην επιφάνεια ημιαγωγών και επικαλύπτει την περιοχή που φωτίζεται από την ακτίνα 10μm (σχήμα 4.3b). Σε μια αρκετά υψηλή ένταση της κόκκινης ακτινοβολίας λέιζερ υπάρχει πλήρης αντανάκλαση της ακτινοβολίας του CO<sub>2</sub>. Ο χρόνος ανόδου του απεικονισμένου παλμού των 10μm είναι περίπου

ίσως με αυτόν της ροδοκόκκινης ακτινοβολίας λέιζερ, αν και ο χρόνος αποσύνθεσης της είναι κάπως πιο αργός από αυτόν του κόκκινου λέιζερ (σχήμα 4.3d). Υπάρχει επίσης μια ουσιαστική μείωση στο διαβιβασθέν σχήμα σημάτων του λέιζερ του CO<sub>2</sub> 4.3c).

## 4.4 Οπτική λογική και οπτική μνήμη

### 4.4.1 Εισαγωγή

Η αφετηρία από την οποία η ηλεκτρονική άρχισε την απογείωσή της ως βιομηχανία επεξεργασίας πληροφοριών μπορεί να επισημανθεί στη δημοσίευση από τον Lee de Forest του διπλώματος ευρεσιτεχνίας για την τρίοδο το 1907. Αυτό καθορίζει το σημείο στο οποίο θα μπορούσαμε να το πούμε "η ηλεκτρική ενέργεια ελέγχει την ηλεκτρική ενέργεια". Η συσκευή που περιγράφηκε ως "συσκευές για τα αδύναμα ηλεκτρικά ρεύματα" έδωσε τη δυνατότητα όχι μόνο ενίσχυσης αλλά και μεγάλης ταχύτητας της μετατροπής κάτι τόσο απαραίτητο για την επεξεργασία σήματος. Η εποχή της κενών ηλεκτρονικών σωλήνων διήρκεσε ακριβώς 40 έτη μέχρι την εφεύρεση της κρυσταλλολυχνίας από Shockley, Bardeen και Brattain το 1947.

Η κρυσταλλολυχνία μείωσε και το μέγεθος και τη δύναμη από τους παράγοντες της διαταγής των εκατοντάδων και μέσα σε μερικά έτη, η μεγαλύτερη αξιοπιστία επέτρεψε την κατασκευή των πρακτικότερων συσκευών υπολογισμού. Η δυνατότητα να χρησιμοποιηθεί ένας μεγάλος αριθμός ηλεκτρονικών διακοπών ενθάρρυνε τη μετάβαση στις δυαδικές ψηφιακές μεθόδους, οι οποίες σε σύγκριση με τις αναλογικές τεχνικές, έχουν το πλεονέκτημα να είναι επεκτάσιμες επ' άοριστον χωρίς λάθος. Οι ψηφιακές τεχνικές, εντούτοις, έχουν το μειονέκτημα να είναι σχετικά αδέξιες δεδομένου ότι όλοι οι αριθμοί, οι οδηγίες και οι υπολογισμοί πρέπει να κωδικοποιηθούν από μια σειρά μηδενικών και άσσων. Αυτό απαιτεί ένα συνεχώς αυξανόμενο ποσοστό διαδοχικών διαδικασιών.

Στην παρέκταση στο μέλλον είναι διδακτικό να εξεταστεί η φυσική ενός τέτοιου υπολογισμού. Ένας καλός απολογισμός δίνεται στο Mead and Conway's, μια εισαγωγή στα συστήματα VLSI [4.9]. Οι πληροφορίες αποθηκεύονται ουσιαστικά ως μια ενέργεια και μια μετατροπή από μια συσκευή με λογική-0 σε λογική-1 και αυτό απαιτεί μια καθορισμένη ενέργεια μετατροπής. Αυτή η ενέργεια πρέπει να είναι μεγαλύτερη από  $kT$  (και θα είναι συνήθως εκατοντάδες φορές  $kT$ ) και τις αυξήσεις με το μέγεθος της συσκευής. Συνήθως επίσης θα υπάρξει μια ανταλλαγή μεταξύ της ταχύτητας και της δύναμης. Μια περαιτέρω απόλυτη απαίτηση για την ηλεκτρονική λογική είναι η ανάγκη να αποκατασταθεί ένα επίπεδο λογικής μετά από κάθε ενέργεια μετατροπής έτσι ώστε τα λάθη στις ατελής συσκευές και σήματα να μην συσσωρεύονται. Η αποκατάσταση της λογικής πρέπει να έχει το κέρδος της δύναμης και αυτή η δύναμη προέρχεται κανονικά από μια παροχή ηλεκτρικού ρεύματος και όχι από το κανάλι σημάτων. Αυτές οι εκτιμήσεις φαίνονται για να ισχύουν σε όλα τα συστήματα της επεξεργασίας σήματος και υπολογισμού. Η απαίτηση του κέρδους δύναμης είναι προφανώς απαραίτητη, δηλ. μια συσκευή μετατροπής πρέπει να είναι ικανή να οδηγήσει τουλάχιστον την επόμενη στη σειρά έτσι ώστε ένα κύκλωμα που περιλαμβάνει τα πολλαπλάσια στοιχεία να μπορεί να κατασκευαστεί.

### *Σύγκριση των οπτικών με τα ηλεκτρονικά*

Η απάντηση των ημιαγωγών της μικροηλεκτρονικής στις απαιτήσεις υψηλού ποσοστού στοιχείων της επεξεργασίας ψηφιακού σήματος και του υπολογισμού ήταν να αυξηθούν οι ταχύτητες μετατροπής και να μικρογραφηθούν περαιτέρω τα συστατικά υπό μορφή πολύ μεγάλης κλίμακας ολοκλήρωσης (VLSI). Οι κρυσταλλολυχνίες που γίνονται από GaAs έχουν αναφερθεί με τους αποτελεσματικούς χρόνους διακοπής γρηγορότερους από 12 ps [ 4.10 ]. Εντούτοις, αυτό δεν θα λύσει απαραίτητα το πρόβλημα της αποκορύφωσης με υψηλό ποσοστό στοιχείων, δεδομένου ότι ο χρόνος επεξεργασίας στους συμβατικούς υπολογιστές είναι πολλές φορές ο χρόνος διακοπής της λογικής, για τον λόγο της ανάγκης μεταφοράς των πληροφοριών στο επόμενο μέρος του κυκλώματος. Αυτό περιλαμβάνει ικανότητα χρόνου-σταθεράς των ορίων, όπως

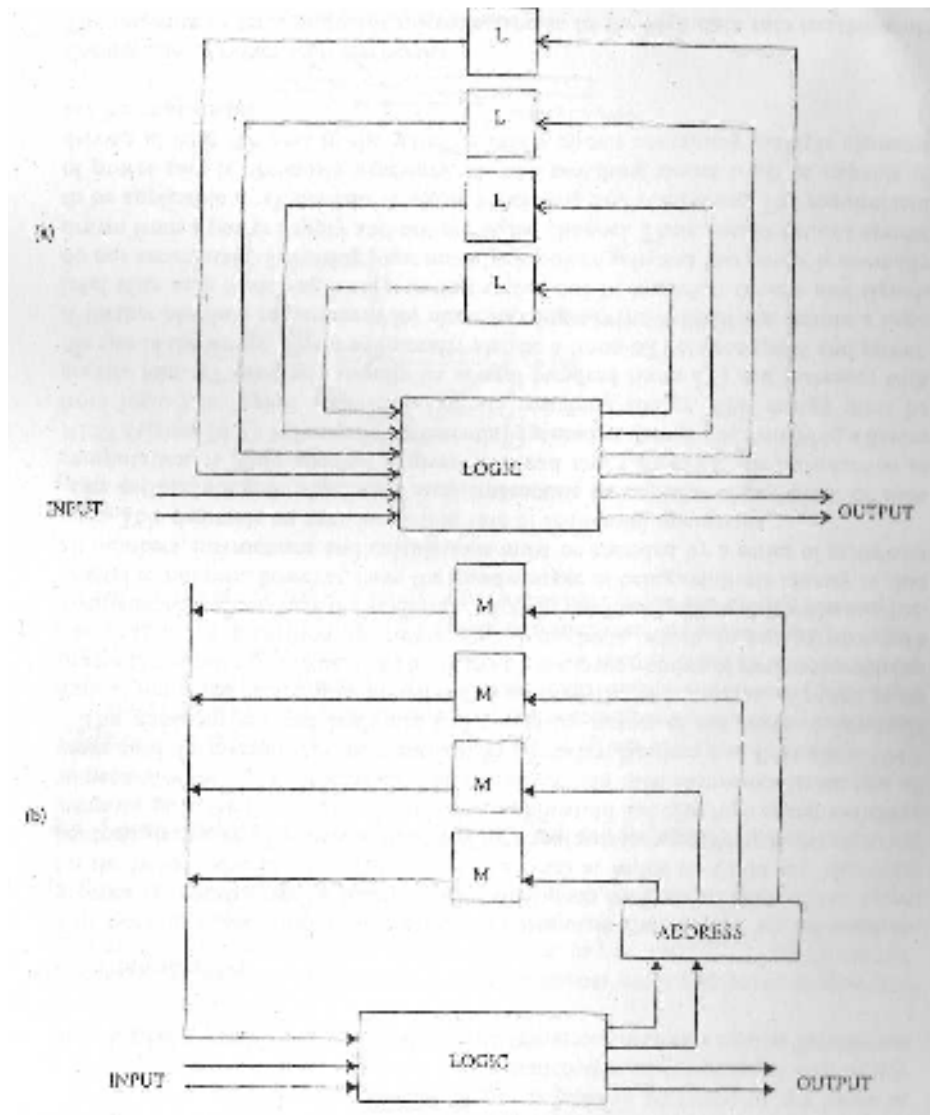
επισημαίνονται από τον Huang [4.11] και Mead and Conway [4,9]: η VLSI δεν λύνει το πρόβλημα με την RC χρονική σταθερά από τότε, αφού το μήκος ενός καλωδίου στενεύει από έναν παράγοντα  $\alpha$  και η διατομική περιοχή του καλωδίου μειώνεται από έναν παράγοντα  $\alpha^2$ , η ικανότητα των μειώσεων καλωδίων από αυτόν τον παράγοντα  $\alpha$ , ενώ η αντίσταση

αυξάνεται κατά το ίδιο ποσό. Κατά συνέπεια η χρονική σταθερά παραμένει η ίδια και ο εισαγόμενος χρόνος φόρτισης εισαγωγής παραμένει αμετάβλητος ανεξάρτητος του ξελεπιάσματος [ 4,9 ]. Γυρίζοντας στους υπολογιστές, η τυποποιημένη μέθοδος επικοινωνίας σε χρήση σήμερα συνδέει τη μονάδα λογικής με τη μνήμη μέσω μιας συσκευής διευθύνσεων. Αυτό μειώνει τον αριθμό διασυνδέσεων αλλά μπορεί μόνο να εξετάσει ένα στοιχείο αποθήκευσης συγχρόνως. Αυτό το ευρέως χρησιμοποιημένο σχέδιο υποστηρίχτηκε αρχικά από John von Neumann αλλά, παρά το ότι δόθηκε πίστωση για αυτήν την πρακτικότερη καινοτομία, τώρα μάλλον αντικανονικά κατηγορείται για την αποκαλούμενη "von Neumann δυσχέρεια" (σχήμα 4.4). Τα προβλήματα συγχρονισμού που συνδέονται με την κυκλοφορία των σημάτων λογικής γύρω από έναν μονοδιάστατο επεξεργαστή αυτού του τύπου ("λοξή κίνηση ρολογιών") συνδυάζονται για να δείξουν ότι τα μελλοντικά προβλήματα στους ψηφιακούς υπολογιστές είναι πιθανό να είναι εκείνα της επικοινωνίας. Αυτό μπορεί να ισχύσει στα αρχιτεκτονικά, επίπεδα λεωφορείων και τσιπ, που προέρχονται από τη χρήση του πολλαπλού χρόνου να αντισταθμίσει την ανικανότητα των ηλεκτρικών μεθόδων να επικοινωνήσουν πολλά κανάλια πληροφοριών παράλληλα.

#### *Photonics, optronics ή ψηφιακή οπτική*

Θέτουμε την ερώτηση "μπορεί η οπτική να βοηθήσει να προαγάγουμε την αιτία της υψηλής ταχύτητας υπολογισμού;" Η παρούσα πρακτική έχει δει την εισβολή της ηλεκτρονικά βασισμένης επικοινωνίας με τις οπτικές μεθόδους μέσω της χρήσης των οπτικών ινών στις μεγάλης ακτίνας τηλεφωνικές γραμμές. Η χρησιμοποιούμενη υψηλότερη συχνότητα μεταφορέων δίνει ενδεχομένως ένα υψηλότερο εύρος ζώνης, αν και οι ηλεκτρονικοί περιορισμοί στις τεχνικές διαμόρφωσης έχουν περιορίσει τη δυνατότητά μας να εκμεταλλευτούμε πλήρως αυτήν την μεγαλύτερη ικανότητα μεταφοράς πληροφοριών. Σήμερα είναι το μεγάλης ακτίνας χαρακτηριστικό γνώρισμα που πραγματοποιείται από τη χαμηλή μείωση σημάτων που έχει χρησιμοποιηθεί. Η οπτική είναι αρμόδια για την ανθρώπου-μηχανής επαφή στην εισαγωγή και την παραγωγή ενός υπολογιστή. Η χρήση της οπτικής για τις πληροφορίες επεξεργασίας έχει παρεμποδιστεί μέχρι τώρα από την απουσία οπτικών στοιχείων κυκλωμάτων ή αποδοτικών διαμορφωτών για να διασυνδέθει με την ηλεκτρονική. Εντούτοις οι ιδιότητες της μη παρεμβαλόμενης διάδοσης στην ταχύτητα του φωτός, του υψηλού διαθέσιμου εύρους ζώνης και, ίσως ακόμα σημαντικότερος, της ευκολίας της χρήσης του παραλληλισμού θα φαίνονταν να δίνουν τα χρησιμοποιήσιμα πλεονεκτήματα. Ένας απλός φακός που κοστίζει πολύ λίγο μπορεί εύκολα να διαβιβάσει αντίστοιχα εκατομμύρια από επιλύσιμα σημεία, όταν συνδυάζεται με τα οπτικά στοιχεία των κυκλωμάτων, στα εκατομμύρια των ηλεκτρικών καλωδίων - ένας δύσκολος στόχος της μικρομηχανικής ακόμη και για τις τεχνικές VLSI. Το πλεονέκτημα των οπτικών μεθόδων έχει τις ελπιδοφόρες επιπτώσεις σε εκείνες τις περιοχές που υποβάλλονται αυτήν την περίοδο σε δυσκολίες με τις υπάρχουσες τεχνολογίες: αυτό περιλαμβάνει την επεξεργασία εικόνας και την αναγνώριση, την ταξινόμηση, την επεξεργασία σήματος σειράς ραντάρ, την μηχανική όραση και την τεχνητή νοημοσύνη.





**Σχήμα 4.4** (α) Η κλασική μηχανή πεπερασμένου επιπέδου δεν πάσχει από τη "von Neumann δυσχέρεια" δεδομένου ότι μπορεί να ενημερώσει την όλη τη μνήμη του παράλληλα χωρίς την ανάγκη για διευθύνσεις: (β) μια τροποποιημένη κρατική μηχανή πάσχει από τη δυσχέρεια von Neumann δεδομένου ότι μπορεί μόνο να ενημερώνει μια μνήμη κάθε φορά και χρειάζεται συνεπώς μια διεύθυνση για να το κάνει αυτό.

Κατά τη διάρκεια της περιόδου 1970-90 έχει υπάρξει επίσης ένα σώμα του συχνά αποκαλούμενου "οπτικού υπολογισμού" εργασίας που ασκούνταν από τους οπτικούς ερευνητές που χρησιμοποιούσαν τις γραμμικές συσκευές επεξεργασίας, π.χ. τη χρήση των διαστηματικών φίλτρων και των διαδικασιών μετασχηματισμού Φουριέ στην επεξεργασία εικόνας. Μια ελλειπής σύνδεση είναι η απουσία μη γραμμικών οπτικών, ή οπτικοηλεκτρονικών στοιχείων κυκλωμάτων, ικανών κατά προτίμηση στην επεξεργασία υπό μορφή δισδιάστατων σειρών και του αρκετά μικρού μεγέθους για να έχει τις μικρές ενέργειες μετατροπής και τις υψηλές ταχύτητες. Ένα παράδειγμα, που συζητείται στο κεφάλαιο 3, είναι ο ΣΠΟΡΟΣ, ο οποίος λειτουργεί μέσω μιας "υβριδικής" μη γραμμικής" οπτικοηλεκτρονικής. Εδώ θα περιγράψουμε τους όλο-οπτικούς μη γραμμικούς λογικούς διακόπτες, τους ενισχυτές και τις μνήμες.

Στη σύγκριση των οπτικών στοιχείων των κυκλωμάτων με ηλεκτρονικά συστατικά σημειώνουμε ότι τα ηλεκτρόνια αλληλεπιδρούν το ένα με το άλλο πολύ έντονα σε σύντομη σειρά (πράγματι, χρειάζονται μόνωση για να χωριστεί η κίνησή τους), ενώ τα φωτόνια αλληλεπιδρούν μόνο με την παρουσία του μη γραμμικού οπτικού υλικού. Μέχρι αρκετά πρόσφατα ίσχυε ότι τα μη γραμμικά οπτικά αποτελέσματα υπονόησαν τη χρήση των υψηλής

ισχύος ακτίνων λέιζερ, με τις εντάσεις της τάξης του  $\text{MW cm}^{-2}$ , που προϋποθέτοντας ταλάντωση των ηλεκτρικών πεδίων με  $10^7 \text{ V cm}^{-1}$  - συγκρίνοντας τα με τους διατομικούς τομείς. Τώρα έχει αποδειχθεί ότι οι μη γραμμικές συσκευές μπορούν να χρησιμοποιηθούν με τις πυκνότητες ισχύος λιγότερο από  $\text{W cm}^{-2}$  και τις δυνάμεις εισαγωγής για μια μεμονωμένη συσκευή της τάξης των microwatts ή λιγότερο [ 4,12 ].

#### 4.4.2 Ολικο-οπτικά στοιχεία κυκλωμάτων

Η πρόσφατη πρόοδος, που έχουν παραγάγει τα πρωτοτύπα ολικο-οπτικά στοιχεία κυκλωμάτων, είναι συνήθως βασισμένα στο συνδυασμό οπτικών μη γραμμικότητας και ανατροφοδότησης. Αυτό έχει οδηγήσει στην έννοια της "οπτικής διστάθειας", και ως εκ τούτου σε μια συνολική οικογένεια συσκευών βασισμένη σε ένα κοινό σύνολο φυσικών και μαθηματικών αρχών. Οι σειρές των συσκευών περιλαμβάνει τις οπτικές πύλες λογικής, τις δισταθείς μνήμες, τους ενισχυτές - μερικές φορές γνωστούς ως οπτικές κρυσταλλολυχνίες ή 'μεταφασίτες' - και τους περιοριστές δύναμης. Ένας απολογισμός δίνεται από τον Smith ως εισαγωγή στις οπτικά πολυσταθείς συσκευές και τη φωτονιακή λογική [4,13].

Μια δημιουργική εργασία παρουσιάστηκε από τον Szoke και λοιπών, [ 4.14 ] οι οποίοι το 1969 πρότειναν ότι ένα οπτικό αντηχείο Fabry-Perot περιέχει έναν μουσκεμένο απορροφητή ως στρωματικό διάστημα που θα μπορούσε να εκθέσει δύο καταστάσεις της μετάδοσης για την ίδια ένταση εισαγωγής. Αυτή η απλή δισταθείς δράση προβλέφθηκε για να προκύψει από την ύπαρξη ενός υψηλού εσωτερικού οπτικού τομέα στην εποικοδομητική παρέμβαση δεδομένου ότι η ικανοποιητική ένταση ήταν συναφής στο αντηχείο για να λευκάνει τον απορροφητή. Για να φθάσει σε αυτόν τον όρο απαιτείται μια μεγαλύτερη ένταση εισαγωγής από αυτή που απαιτείται για να το διατηρήσει. Σε αντίθεση, στη χαμηλή ένταση εισαγωγής, η μη λευκή απορρόφηση κράτησε τη μετάδοση της συσκευής σε χαμηλό επίπεδο. Στην πράξη αυτός ο όρος είναι αρκετά δύσκολος να επιτευχθεί πειραματικά και τα πειράματα που περιγράφονται δεν παρουσιάζουν στην πραγματικότητα οπτική πολυστάθεια. Η παρατήρηση της οπτικής πολυστάθειας δεν έγινε έως το 1976 όταν ο Gibbs και οι λοιποί παρατήρησαν [4.15], ότι χρησιμοποιώντας ένα παρεμβαλλόμετρο που περιέχει ατμό νατρίου, τηρώντας τη δισταθείς μετάδοση αλλά συνήγαγαν ότι ο κυρίαρχος μηχανισμός ήταν διαθλαστικός - περιλαμβάνοντας μια μετατόπιση στη συχνότητα αντηχείων - παρά απορροφητικός. Η αποτελεσματική διαθλαστική μη γραμμικότητα εντούτοις προέκυψε από έναν κορεσμό της ατομικής απορρόφησης. Μια τέτοια συσκευή, αν και χρησιμοποιώντας μόνο μερικά milliwatts της δύναμης, ήταν σχετικά μεγάλη (cm στο μήκος) και σχετικά αργή (mm του δευτερολέπτου) έναντι των ηλεκτρονικών τμημάτων των κυκλωμάτων. Στο ίδιο έτος, 1976, μια εκπληκτική ανακάλυψη της γιγαντιαίας μη γραμμικής διάθλασης αναφέρθηκε. Αυτό καθορίζεται από τον τύπο

$$n=n_0+n_2 I \quad (4.7)$$

(όπου ο μη γραμμικός διαθλαστικός δείκτης  $n_2$  μπορεί να μετρηθεί στις μονάδες των  $\text{cm}^2 \text{ kW}^{-1}$ ). Το χρησιμοποιούμενο υλικό ήταν ο περιορισμένης ζώνης ημιαγωγός χάσματος InSb. Μια απλή έρευνα για τη διάδοση ακτίνων από τον Weaire κ.α. [ 4,16 ] έδειξε ότι μια συναφής γκαουσιανή ακτίνα ανέπτυξε μια δίδυμη μέγιστη παραγωγή και διπλασίασε το πλάτος παραγωγής της με 30 mW δύναμη εισαγωγής. Αυτό το εκπληκτικό αποτέλεσμα οδήγησε στην αφαίρεση της ύπαρξης ενός πολύ μεγάλου αρνητικού μη γραμμικού διαθλαστικού δείκτη  $n_2$ , της τάξης των  $0,1-1 \text{ cm}^2 \text{ kW}^{-1}$ . Η άμεση επίπτωση ήταν ότι ένα δισταθείς αντηχείο θα μπορούσε να κατέχει μικρές διαστάσεις και, δεδομένου ότι η επίδραση αποδείχθηκε για να είναι ηλεκτρονική, αυτό θα ήταν γρήγορο, σε ένα χρονικό διάστημα νανοδευτερολέπτου. Μια δεύτερη επίπτωση ήταν ότι μια ακτίνα θα μπορούσε να διαμορφώσει τις οπτικές ιδιότητες μιας μικρής φέτας ενός ημιαγωγού και να έχει επιπτώσεις σε μια δεύτερη ακτίνα, κάνοντας κατά συνέπεια έναν οπτικά ελεγχόμενο διαμορφωτή ή μια οπτική κρυσταλλολυχνία. Η

μικροσκοπική εξήγηση δόθηκε από το Miller [4,17]. Και οι δύο δυνατότητες των συσκευών που περιγράφηκαν ανωτέρω πραγματοποιήθηκαν ουσιαστικά σε In Sb μέχρι το 1979 (Miller et Al [4,18]) στο οποίο οι ακτίνες λέιζερ συνεχών κυμάτων χρησιμοποιήθηκαν, οδηγώντας στη λειτουργία κατάστασης και στην αληθινή οπτική πολυαστάθεις, καθώς επίσης και την παρατήρηση κέρδους σε μια οπτική κρυσταλλολυχνία [4,19]. Ταυτόχρονα και ανεξάρτητα, η οπτική πολυαστάθεια αναφέρθηκε από Gibbs [4,20] χρησιμοποιώντας την παλόμενη ακτινοβολία λέιζερ χρωστικών ουσιών στον ημιαγωγό GaAs μεγάλου χάσματος. Η μεγαλύτερη απορρόφηση και μια μικρότερη μη γραμμικότητα σε αυτό το υλικό, εντούτοις, απέτρεψαν τη λειτουργία κατάστασης και αυτή η παρατήρηση ήταν επομένως σχεδόν-δυναμική και δεν επέτρεψε την επίδειξη της διαφορικής ενίσχυσης.

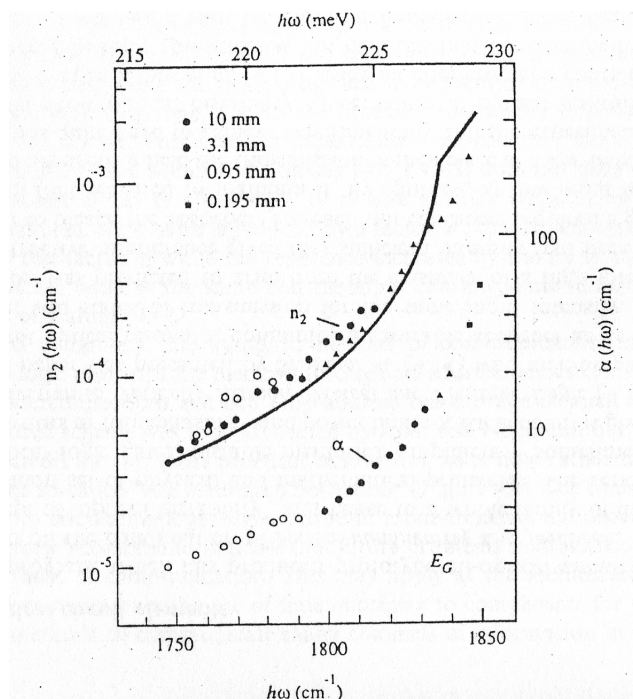
#### Προέλευση των γιγαντιαίων μη γραμμικοτήτων

Η φυσική εξήγηση των μεγάλων μη γραμμικοτήτων και σε αυτούς τους ημιαγωγούς περιλαμβάνει τη διέγερση των ηλεκτρονίων για να δώσει κάποιο βαθμό κορεσμού ή "φραξίματος". Στην περίπτωση του InSb, τα προκαλούμενα αποτελέσματα είναι αμελητέα στους όρους του πειράματος και μια εύλογη εξήγηση έχει δοθεί από το Miller [4.17] από την άποψη μιας μετατόπισης του "δυναμικού Burstein-Moss" της άκρης των ζωνών. Φυσικά, διάφορα ηλεκτρόνια (περίπου  $10^{15}$ - $10^{16}$   $\text{cm}^{-3}$ ) διεγείρονται στα χαμηλότερα επίπεδα διεξαγωγής από τα φωτόνια λέιζερ, όπως περιγράφονται από την εξίσωση (4.1) και παράγραφος 4.2.1.

Η επόμενη πλήρωση ζωνών, μετά από θέρμανση, τροποποιεί την άκρη απορρόφησης και από την εφαρμογή της σχέσης των Kramers-Kronig προκαλεί μια αλλαγή στο διαθλαστικό δείκτη που δίνεται από το κύριο μέρος του ολοκληρώματος  $\Delta n$ ,

$$\Delta n = \frac{hc}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{\Delta \alpha(h\omega')}{(h\omega')^2 - (h\omega)^2} d(h\omega') \quad (4.8)$$

όπου  $\Delta \alpha(h\omega)$  είναι ο συντελεστής απορρόφησης μεταξύ των ζωνών. Ως εκ τούτου, χρησιμοποιώντας τις εξισώσεις (4.7) και (4.8) και την τυποποιημένη θεωρία των ημιαγωγών ζωνών, με την προσέγγιση  $n_2 \sim \Delta n/I$ , λαμβάνουμε:



Σχήμα 4.5 ο μη γραμμικός συντελεστής διαθλαστικών δεικτών ( $n_2$ ) και ο συντελεστής απορρόφησης ( $\alpha$ ) που σχεδιάζεται ενάντια στο αριθμό κύματος. Η στερεά γραμμή είναι μια ημι-εμπειρική τακτοποίηση παρόμοια με την Εξ. (4.9).

$$n_2 = \frac{-4}{3} \sqrt{\pi} \frac{e^2 p^2}{n_0 k T} \frac{x \tau_R}{(h\omega)^3} F(h\omega / E_g) \quad (4.9)$$

όπου  $P^2$  είναι μια σταθερά για τους περισσότερους ημιαγωγούς και  $\phi$  είναι μια λειτουργία που αντηχεί στη διάκενο  $E_g$ .

Τα πειραματικά αποτελέσματα, παρουσιάζονται στο σχήμα 4.5 και δείχνουν ένα αγαθό κατάλληλο σε αυτήν την ημι-εμπειρική θεωρία. Το μέγεθος του  $N_2$  και της συμπίπτουσας ταινίας-ουράς η απορρόφηση είναι σημαντικό. Το  $N_2$  είναι  $-0.1 \text{ cm}^2 \text{ kW}^{-1}$  και το  $\alpha \sim 10 \text{ cm}^{-1}$  σε ένα χαρακτηριστικό λειτουργούν σημείο. Αυτό σημαίνει ότι (εάν η μη γραμμικότητα είναι σταθερή) μια ένταση  $1 \text{ W cm}^2$  μπορεί να αλλάξει το  $n$  από 0,001 και μπορεί να ληφθεί από ένα λέιζερ δύναμης milliWatt που στρέφεται επιτόπου της διαμέτρου περίπου ενός τρίτου ενός χιλιοστόμετρου - μια πολύ μέτρια πυκνότητα ισχύος. Αυτή η αλλαγή στο  $n$  μόνο  $\sim 10^{-3}$  είναι ικανοποιητική για τη δράση συσκευών. Το επίπεδο απορρόφησης σημαίνει ότι εμφανίζονται, σε ένα δείγμα  $100 \mu\text{m}$  οι παχιές, αμελητέες άνοδοι θερμοκρασίας. Στο GaAs ο μηχανισμός φαίνεται να περιλαμβάνει τον κορεσμό μιας ιδιαίτερης προκαλούμενης αιχμής καθώς επίσης και της επίδρασης των ακρών των ζωνών και οδηγεί σε ένα  $N_2 - (10^{-4}-10^{-5}) \text{ cm}^2 \text{ kW}^{-1}$  επίσης αρκετά μεγάλο. Εντούτοις, αυτό συνοδεύεται από ένα υψηλό επίπεδο απορρόφησης (ένα  $\sim 10^3-10^4 \text{ cm}^{-1}$ ), που σημαίνει στην πράξη ότι οι συσκευές είναι περιορισμένες σε ένα πάχος, μερικών χιλιοστών. Από αυτήν την πρόωρη εργασία πολλά υλικά έχουν προβληθεί για να εκθέσουν τη γιγάντια μη γραμμικότητα και μπορούν να συγκριθούν με τη σημείωση ότι το  $N_2$  συσχετίζεται με την τρίτης-διαταγής ευαισθησία  $\chi_3$  μέσω της σχέσης:

$$\text{Re } x_3 = \frac{9 \cdot 10^8}{4\pi} 4\varepsilon_0 n^2 c n_2 \quad (4.10)$$

Αυτή η ποσότητα καθορίζει την πόλωση τρίτος-διαταγής,  $P$ , στην επέκταση:

$$P = P = \varepsilon_0 \chi_1 E + \varepsilon_0 \chi_2 E * E + \varepsilon_0 \chi_3 E * E * E$$

Η αξία του  $x_3$  για την περίπτωση που συζητείται είναι  $\sim 10^{-7}$  που  $\text{V m}^{-1}$ . Οι συνηθισμένες τιμές του  $\chi_3$  στα στερεά είναι της τάξης  $10^{-17}-10^{-20} \text{ V m}^{-1}$ . Μια απλή εξήγηση αυτής της πολύ μεγάλης σειράς της μη γραμμικότητας έχει δοθεί από τον Wherrett [ 4,21 4.22].

Μια σχεδόν-διαστατική ανάλυση παρέχει μια πρώτη αξιολόγηση του  $\chi_3$ . Εξετάζει το  $N_0$  τον ιδιαίτερο άτομα/μονάδες όγκο μονάδων με ακριβώς δύο ενεργειακά επίπεδα με την ενεργειακή διαφορά  $E$  και τη διπολική στιγμή μετάβασης πρώην. Εισάγοντας την αλληλεπίδραση ηλεκτρομαγνητικών πεδίων τρεις φορές για να λάβει την πόλωση τρίτος-διαταγής, Noex, το ένα λαμβάνει:

$$\chi_3 N_0 e^4 \chi^4 E^{-3} F(h\omega/E) \quad (4.1)$$

Ο παράγοντας  $\phi$ , καθορίζεται από τη στενότητα στην αντήχηση, μπορεί να τεθεί την ενότητα για λόγους της σύγκρισης, και με την  $N_0$  αντιπροσώπευση της πυκνότητας των διπόλων σε NTP ( $10^{18} \text{ cm}^{-3}$ ), λαμβάνουμε μια αξία  $\chi_3 \sim 10^{-26} \text{ V m}^{-1}$  - μια πολύ μικρή μη γραμμικότητα. Μεταφέροντας το επιχείρημα στα στερεά, η πυκνότητα των διπόλων ανέρχεται σε  $\sim 10^{23} \text{ cm}^{-3}$  με το  $N_0$  αντικατεστημένο από ένα ποσό πέρα από τον ημιαγωγό / τα k-επίπεδα ανά τον όγκο μονάδων και  $E$  που αντικαθίστανται από το k-εξαρτώμενο ενεργειακό χάσμα  $E(k) = E_g + h^2 k^2 / 2m_r$ . Στη σημείωγραφία των ημιαγωγών είναι συνηθισμένο να εκφράζεται η

διπολική στιγμή μέσω ενός χειριστή ορμής που περιγράφεται από την P-παράμετρο Kane ανάλογο προς το στοιχείο μητρώων ορμής για τις εσωτερικές μεταβάσεις, εκφράζοντας κατά συνέπεια τη μειωμένη αποτελεσματική μάζα,  $m_r$ , σε επίπεδο του P μέσω της k-p θεωρίας της (δείτε την παράγραφο της 2.3.2) που έχουμε:

$$\chi^3 = e^4 P e_g^{-4} F (h\omega/E_g) \quad (4.12)$$

Εάν υποθέτουμε πάλι ότι  $F=1$ , τότε  $\chi_3 \sim 10^{-17} \text{ V m}^{-1}$ . Το πλεονέκτημα αυτής της σημείωσης είναι ότι η ποσότητα P είναι ουσιαστικά σταθερή πέρα από μια μεγάλη σειρά των υλικών ημιαγωγών. Η εξάρτηση του  $\chi^3$  ως  $E_g^{-4}$  δείχνει ότι οι ημιαγωγοί μικρού χάσματος ευνοούνται έντονα: μεταξύ των ορατών μηκών κύματος και  $5/\mu\text{m}$  στις υπέρυθρες ακτίνες, οι παράγοντες της διαταγής των χιλιάδων περιλαμβάνονται. Η ποσότητα F περιέχει τους παράγοντες αυξήσεων αντήχησης. Ένα σχέδιο μετάβασης τεσσάρων σταδίων περιγράφει τις τρεις αλληλεπιδράσεις ηλεκτρομαγνητικών πεδίων και την εκπομπή ενός φωτονίου μέσω της πόλωσης παραγωγής [ 4,21 ]. Για την περίπτωση της διαθλαστικής μη γραμμικότητας (πραγματικό μέρος  $\chi_3$ ) όλες οι συχνότητες είναι οι ίδιες, οδηγώντας στη "πολλαπλάσια αντήχηση". Το μέγεθος της αύξησης αντήχησης θα εξαρτηθεί από τον κακό ενεργειακό συνδυασμό ( $\Delta E$ ) μεταξύ της ενδιάμεσης (εικονικής) κατάστασης του συστήματος και του αρχικού κράτους. Με τις εκφυλισμένες συχνότητες  $\Delta E = 0$  οι συνεισφορές αποκλίνουν στο άπειρο. Στην πράξη κάθε ενδιάμεσο κράτος υπάρχει για έναν χρόνο  $\Delta t$  που οδηγεί σε ένα κράτος που διευρύνει μετά από την αρχή αβεβαιότητας ( $\Delta t \sim h/\Delta E$ ). Μέχρι η αύξηση εννέα μεγεθών του  $\chi^3$  μπορεί να προέλθει από το F. Κοντά στην αντήχηση η μη γραμμικότητα γίνεται "ενεργή" με τις πραγματικές διεγέρσεις που τροποποιούν τις οπτικές ιδιότητες του υλικού πέρα από μια σειρά χρονοδιαγραμμάτων από picoseconds σε μικροδευτερόλεπτα. Οι "εικονικές" μη γραμμικότητες ενισχύονται σε αναλογία της διάρκειας ζωής των μεταφορέων, TR, στο επίπεδο – διευρυμένου διαστήματος, η τελευταία ύπαρξη της τάξης των picoseconds. Μια αναλυτική έκφραση για το  $N_2$  έχει δοθεί από το Miller κ.α. [ 4,23 ], παρ. (4,9). Αυτή η έκφραση δίνει μια καλή περιγραφή της ηχηρής διαθλαστικής μη γραμμικότητας σε InSb, InAs και CdHgTe και το  $\alpha$  καθορίζεται εμπειρικά από το πείραμα. Για τα πειράματα που ενσωματώνονται κατά τη διάρκεια των χρόνων χαλάρωσης των μεταφορέων (δεκάδες των picoseconds) ο μηχανισμός κατόπιν γίνεται ο ίδιος με αυτόν που συζητείται ανωτέρω ως "ζώνη που γεμίζει".

#### *Φυσική συσκευών*

Η απλούστερη διαμόρφωση που παρέχει την οπτική ανατροφοδότηση είναι ένα απλό Fabry- Perot etalon περιέχοντας ένα μη γραμμικό διαθλαστικό υλικό (σχήμα 4.6). Το οπτικό πάχος του δίνεται από:

$$nL = (n_0 + n_2/c) \quad (4.13)$$

και αυτό αλλάζει με το ολοκληρωμένο εσωτερικό κύκλωμα έντασης  $I_c$ . Εξετάζει τώρα (γράφημα 4.6) η μετάδοση ενός τέτοιου παρεμβαλλόμετρου ως λειτουργία της έντασης: εάν αρχίζουμε με έναν αρχικό όρο όπου φωτίζοντας το μήκος κύματος αποσυντονίζεται από τη μέγιστη μετάδοση από μια αύξηση του μήκους κύματος SX (σχήμα 4.6α), βλέπουμε από το σχήμα 4.6 (β) ότι η σχέση μεταξύ της παραγωγής και της εισαγωγής θα προκαλούσε, στην περίπτωση μιας γραμμικής συσκευής, μια ευθεία γραμμή χαμηλής κλίσης: εάν οι συσκευές συντονίστηκαν στην αντήχηση και δεν υπήρξε καμία απορρόφηση Joss, η παραγωγή θα αφορούσε την εισαγωγή από μια γραμμή σε  $45^\circ$ . Εάν αυξάνουμε τώρα την ένταση από τον αρχικό όρο, το μη γραμμικό αντηχείο τείνει προς την αντήχηση καθώς το οπτικό πάχος του αλλάζει με την ένταση. Αυτό θα προκαλούσε μια μη γραμμική σχέση μεταξύ της παραγωγής

και της εισαγωγής. Εντούτοις, καθώς πλησιάζουμε την αντήχηση ο εσωτερικός τομέας που κυκλοφορεί μέσα το ίδιο το αντηχείο ενισχύεται σύμφωνα με:

$$I_c = I - Jil + R)/(l - R) \quad (4.14)$$

όπου I είναι η συναφής ένταση, το T είναι μια λειτουργία της συχνότητας (όπως στον σχήμα 4.6α) και το R είναι η (σταθερή) ανακλαστικότητα των καθρεφτών των αντηχείων. Κατά συνέπεια, στην αντήχηση, η εσωτερική ένταση είναι στο μέγιστό της όπου  $\tau = 1$  και ενισχύεται από τον όρο  $(1+R)/(1-R)$  αυτό προκαλεί τη θετική ανατροφοδότηση. Καθώς η αντήχηση προσεγγίζει τον εσωτερικό τομέα της ενίσχυσης και το ποσοστό προσέγγισης στην αντήχηση, εξαρτάται από την αλλαγή στο οπτικό πάχος που ο ίδιος εξαρτάται από το μέγεθος του εσωτερικού τομέα. Το ποσοστό προσέγγισης στην αντήχηση επιταχύνεται. Αυτό μπορεί να εκφραστεί εύκολα μέσω της έκφρασης:

$$d \frac{(\delta\lambda)}{dI_i} = T(\lambda) / \left( \frac{T_{\max}}{2n_2L} - I_i \frac{dT}{d\lambda} \right) \quad (4.15)$$

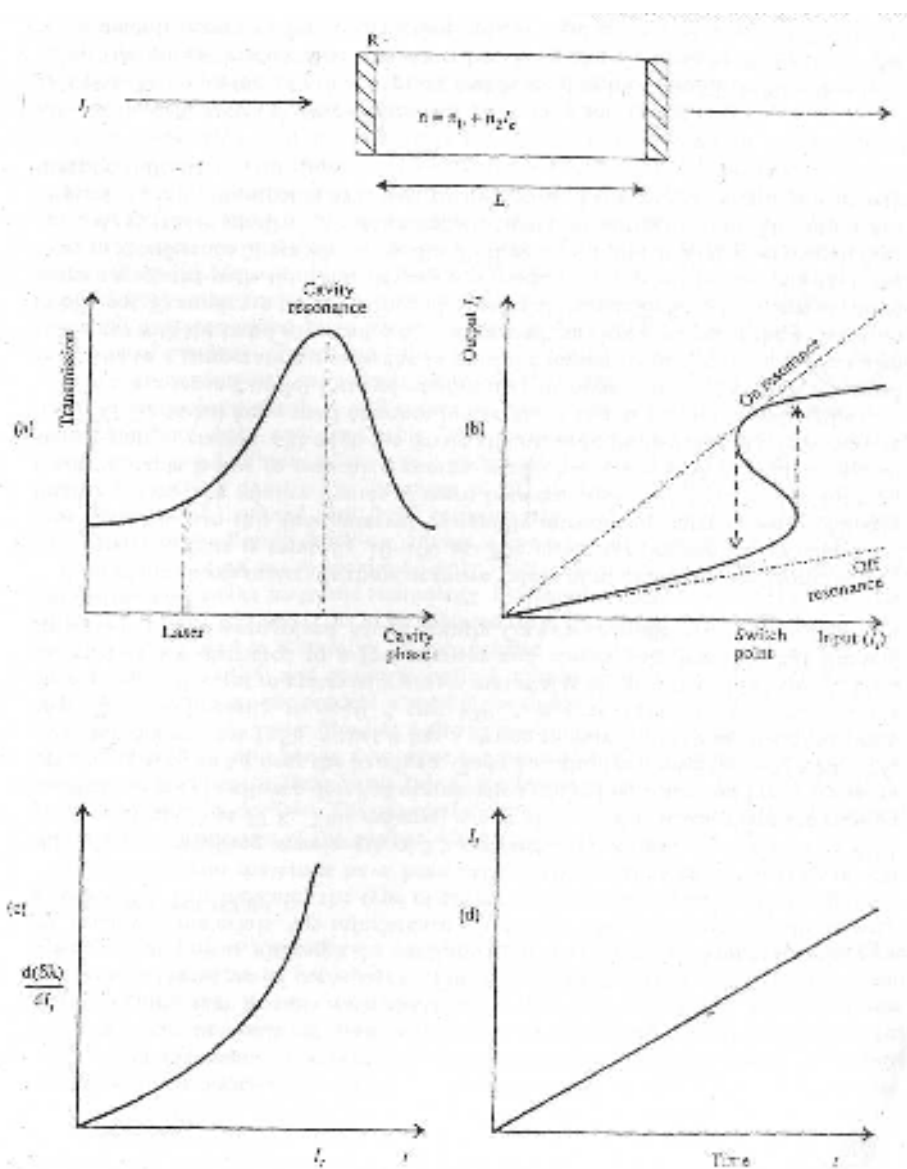
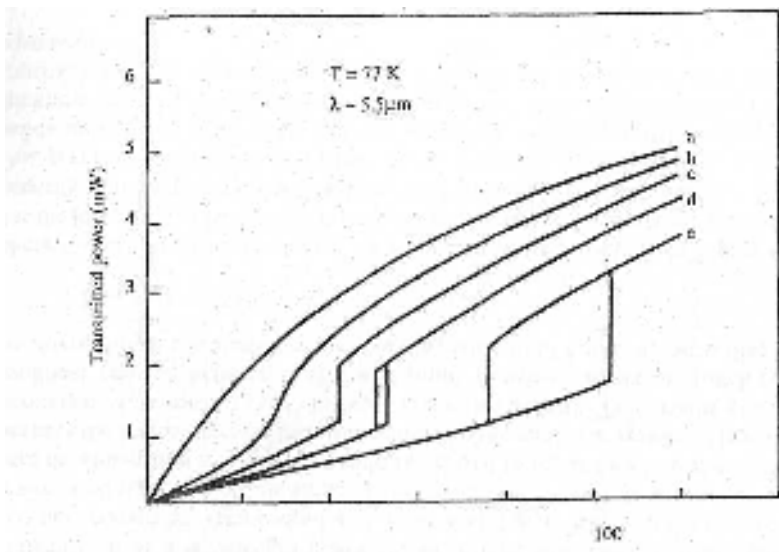


Figure 4.6 The dynamics of switching in a Fabry-Perot etalon.

Σχήμα 4.6 Οι δυναμικές της μετατροπής σε ένα Fabry - Perot etalon.



(Συναφής δύναμη mW)

**Σχήμα 4.8** Πειραματικές παρατηρήσεις μιας οικογένειας των χαρακτηριστικών μιας διασταθούς συσκευής InSb που λαμβάνονται με την αλλαγή του αρχικού αποσυντονισμού στην αντήχηση του etalon από 0 στο n.

$$I = \frac{\lambda\alpha}{n_2} f(R, \alpha L) \quad (4.18)$$

Αυτή η εξίσωση καθορίζει τη χαμηλότερη κρίσιμη αξία της ακτινοβολίας  $I_s$  εισαγωγής για μια συσκευή του δεδομένου μεγέθους στη διασταθή μετατροπή προϊόντων ή ενός μη γραμμικού χαρακτηριστικού, όπου  $f(R, < \alpha L)$  είναι μια περιγραφική λειτουργία των ιδιοτήτων των κοιλοτήτων. Το αποτέλεσμα είναι φυσικά λογικό δεδομένου ότι η δύναμη μετατροπής θα είναι χαμηλότερη για ένα μεγαλύτερο, μη γραμμικό  $n_2$ , όσο πίο σύντομο το μήκος κύματος, όσο μικρότερη η διαθλαστικά αλλαγή  $< \delta(nL)$  θα απαιτηθεί για να πραγματοποιήσει μια αλλαγή από εποικοδομητική σε καταστρεπτική παρέμβαση (δηλ.  $< \delta(nL) = \lambda/2$ ), και για μια μικρότερη απορρόφηση (υποτιθέμενη γραμμική σε αυτήν την ανάλυση), όσο περισσότερη η συσκευή μπορεί να είναι για μια δεδομένη απώλεια. Τα αποτελέσματα δείχνουν ότι μια αξία του  $n_2 \sim 0,1-1 \text{ cm}^2 \text{ kW}^{-1}$  και  $\alpha \sim 100 \text{ cm}^{-1}$  δίνει χρήσιμες συσκευές. Η μη γραμμικότητα που περιγράφεται είναι για την περίπτωση της ηλεκτρονικής προέλευσης και δεν εξαρτάται από τον όγκο του μέσου. Για τις μη γραμμικότητες θερμικής προέλευσης  $I_s$  μπορεί να λάβει τη μορφή [ 4,25 ]:

$$I_s = \left[ \lambda\alpha / \left( \frac{\delta n}{\delta T} L' \right) \right] \frac{x_s f(R, \alpha L)}{\alpha L} \quad (4.19)$$

όπου  $x_s$  είναι η θερμική αγωγιμότητα του υποστρώματος,  $L$  είναι το πάχος των κοιλοτήτων (ή ενεργό στρώμα) και το  $L'$  είναι το πάχος υποστρωμάτων. Έτσι σε αυτήν την περίπτωση

$$n_2 = \frac{\delta n}{\delta T} \frac{\alpha L L'}{x_s} \quad (4.20)$$

και οι διαστάσεις των συσκευών συμπεριλαμβάνονται.

Για να λάβουν τις ευνοϊκές τιμές για  $n_2/\lambda\alpha$ , τα αποτελέσματα αντιχούν με το ενεργειακό χάσμα  $E$  στα υλικά των ημιαγωγών που χρησιμοποιούνται. Βρέθηκε ότι  $n_2 \propto 1/E_g^3$ , έτσι  $I_s \sim \lambda^2$ .

Στο σχεδιασμό τέτοιων συσκευών με την ηλεκτρονική προέλευση n, πρέπει έπειτα να συνδυάσουμε αυτές τις τάσεις με τον αριθμό της αξίας  $n_2/\lambda\alpha$ . Τα όρια διάθλασης προτείνουν ότι το όριο περιοχής θα είναι  $\sim (\lambda/n^2)$ . Κατά συνέπεια, αν και η μη γραμμικότητα είναι σαφώς μεγαλύτερη στα μακρύτερα μήκη κύματος για τα υλικά μικρού-χάσματος, οι όροι παρέμβασης και τα μεγέθοι των συσκευών υπερέχουν από τα πιο κοντά μήκοι κύματος. Αυτό δείχνει τον τύπο του συμβιβασμού που είναι απαραίτητος στο σχεδιασμό των συσκευών. Ιστορικά, δύο υλικά έχουν ερευνηθεί εκτενώς: InSb (σχήμα 4.5) με ένα χαρακτηριστικό μήκος κύματος εργασίας  $5,5\mu\text{m}$  συσκευές παραγωγών με  $n^2 = 0,1 \text{ cm}^2 \text{ kW}^{-1}$  και  $\alpha = 10 \text{ cm}^{-1}$  στα 77 K. Αυτό το υλικό είναι ένας από τα λίγα στα οποία υπάρχουν αρκετές συχνότητες λέιζερ για να επιτρέψουν μια λεπτομερή εξέταση της συχνότητας και ως εκ τούτου ηχηρή συμπεριφορά του  $n^2$  και σε έναν κοντινό διαζωνικό. Το Ga As έχει ερευνηθεί επίσης [ 4,20 4.26; 4,27 ] αλλά διαφέρει από το InSb δεδομένου ότι έχει ένα ισχυρό προκαλούμενο χαρακτηριστικό γνώρισμα κοντά στην άκρη απορρόφησης. Η μη γραμμικότητας  $n^2 \sim 10^{-3} \text{ cm}^2 \text{ kW}^{-1}$  είναι εφαρμόσιμη για συσκευές, αλλά ο συντελεστής απορρόφησης σε epitaxially υλικά είναι της τάξης των  $10^{-4} \text{ cm}^{-1}$ . Κατά συνέπεια τα πάχη είναι περιορισμένα σε μερικά mm και ήταν πρόσφατο ότι τα θερμικά προβλήματα σταθερότητας λύθηκαν. Πιο πρόσφατα, Ga As οι δομές κυματοδηγού έχουν παρουσιάσει οπτική πολυστάθεια. Και τα δύο από τα ανωτέρω υλικά παρουσιάζουν



αρνητικές τιμές του  $n$ , που προκαλούνται από τα ηλεκτρονικά αποτελέσματα. Η διάρκεια ζωής των μεταφορέων είναι τυπικά 10-100 NS. Οι μη γραμμικότητες μπορούν "να ανάψουν" γρηγορότερα από αυτή τη ώρα του διαστήματος με γρήγορη εισαγωγή των μεταφορέων με σχετικά έντονους παλμούς. Οι σχετικοί αριθμοί της αξίας μεταξύ GaAs και InSb ευνοούν το InSb από έναν ιδιαίτερο παράγοντα στην ενέργεια μετατροπής, η οποία έχει δώσει στο InSb το πλεονέκτημα της λειτουργίας κατάστασης, αν και η συσκευή πρέπει ακόμα να χρησιμοποιηθεί σε μια θερμοκρασία 77 K. Το GaAs έχει χρησιμοποιηθεί στη θερμοκρασία δωματίου και, στα πλάγια σύντομα μήκη κύματος. Υπάρχει μια δεύτερη χρήσιμη μορφή μη γραμμικότητας που περιλαμβάνει τη θερμική μετατόπιση της άκρης των ζωνών λόγω ανόδου θερμοκρασίας σε μεγάλη ποσότητα του μη γραμμικού υλικού. Αυτή η επίδραση αντηχεί επίσης στην άκρη των ζωνών και συνδέεται με τις μέτριες τιμές του συντελεστή απορρόφησης. Τα παραδείγματα στο μαζικό και λεπτό υλικό περιλαμβάνουν Zn Se. Τέτοιες θερμικές επιδράσεις όταν συνδέονται με τις λεπτές συσκευές είναι ιδιαίτερα χρήσιμες: οι συσκευές λαμβάνουν τη μορφή φίλτρων παρέμβασης όπου το πάχος ταινιών (~2μm) υπονοεί μια πολύ μικρή ικανότητα θερμότητας έτσι ώστε στις μικρές συσκευές μικροδευτερολέπτων οι χρονικές σταθερές θα εμφανιστούν. Η σημαντική φυσική βρίσκεται στον έλεγχο της θερμικής βύθισης με τη βοήθεια της αγωγιμότητας ενός σχετικά ογκώδους υποστρώματος.

#### *Απαιτήσεις για την οπτική λογική κατάλληλη για την επεξεργασία και τον υπολογισμό*

Είναι δυνατό να εκτελεστούν και οι όλο-οπτικές και "υβριδικές οπτικοηλεκτρονικές" διαδικασίες λογικής που χρησιμοποιούν τα οπτικά στοιχεία κυκλωμάτων που περιγράφονται εδώ και στο κεφάλαιο 3. Μερικές από τις απαραίτητες απαιτήσεις για την κατασκευή των οπτικών κυκλωμάτων λογικής ή έναν ψηφιακό οπτικό επεξεργαστή πρωτοτύπων μπορούν να καθοριστούν ως εξής:

(1) *Υψηλή αντίθεση*. Μια συσκευή λογικής πρέπει να παρουσιάσει μεγάλη αλλαγή στην παραγωγή μεταξύ των επιπέδων λογικής μηδέν και ένα. Μερικές συσκευές όπως ο συμμετρικός ΣΠΟΡΟΣ εντούτοις χρησιμοποιούν τις αναλογίες των σημάτων σε ένα χαμηλό σχέδιο διπλής - ράγας αντίθεσης (δείτε την παράγραφο 3.5).

(2) *Προκατάληψη κατάστασης*. Προκειμένου να γίνουν ποικίλες διαφορετικές πύλες λογικής πρέπει να είναι δυνατό να αλλαχθούν τα οπτικά προκατειλημμένα επίπεδα κατά τρόπο ελέγξιμο. Από την άποψη της οπτικής πολυστάθειας αυτό σημαίνει ότι πρέπει να είναι δυνατό "να κρατηθεί" η συσκευή κατά τρόπο αόριστο σε ένα οποιοδήποτε σημείο στο χαρακτηριστικό με μια ακτίνα λείζερ CW - η "ακτίνα εκμετάλλευσης" - και υπονοεί έναν βαθμό σταθερότητας. Οι συσκευές βασισμένες σε InSb στα 77 K και σε ZnSe σε 300 K ήταν οι πρώτες για να παρουσιάσουν αυτήν την συμπεριφορά. Οι συσκευές διπλής ράγας όπως ο S-σπόρος ελαχιστοποιούν αυτήν την απαίτηση για μια προκατάληψη σταθερού κράτους.

(3) *Εξωτερική διεύθυνση*. Για τις λογικές λειτουργίες είναι σαφώς σημαντικό ότι οι χωριστές εξωτερικές ακτίνες σημάτων μπορούν να συνδυαστούν με την ακτίνα εκμετάλλευσης προκειμένου να ενεργοποιηθεί η συσκευή. Η ενέργεια μετατροπής προέρχεται από την ακτίνα εκμετάλλευσης, και αυτή η μεταστρεφόμενη ακτίνα διαδίδεται στη μετάδοση ή στην αντανάκλαση ως ακτίνα παραγωγής στις συσκευές που έπονται σε ένα οπτικό κύκλωμα.

(4) *Τα στοιχεία πρέπει να έχουν τη μορφή καταρράχτη*. Αυτό σημαίνει ότι η παραγωγή μιας συσκευής πρέπει να είναι επαρκής για να ενεργοποιήσει τουλάχιστον μια πετυχημένη συσκευή. Η δυνατότητα να τεθεί μια ακτίνα εκμετάλλευσης CW πλησίον στο σημείο διακοπών τηρεί στην πραγματικότητα αυτόν τον όρο δεδομένου ότι η πρόσθετη αύξηση είναι έπειτα μικρή έναντι στην αλλαγή στην παραγωγή ακόμη και στην παρουσία απώλειας. Δεδομένου ότι κάθε συσκευή έχει τη δική της "παροχή ηλεκτρικού ρεύματός", δηλ. ακτίνα εκμετάλλευσης, τα επίπεδα λογικής αποκαθίσταται. Η δισταθής λειτουργία μνήμης του S-σπόρου επιτρέπει, αυτό το χαρακτηριστικό γνώρισμα να ληφθεί από το "χρονικό διαδοχικό κέρδος" - μια εναλλακτική μέθοδος.

(5) *Φύσημα - έξω και φύσημα - μέσα*. Το πλεονέκτημα της παράλληλης επεξεργασίας στις οπτικές συσκευές επιτρέπει σε μια συσκευή να οδηγήσει έναν μεγάλο αριθμό πετυχημένων

συσκευών, χρησιμοποιώντας την διάδοση στον ελεύθερο χώρο για τη διεύθυνση. Η αθροισμένη επίδραση διάφορων στοιχείων μπορεί εύκολα να στραφεί σε μια συσκευή για να επιτύχει φύσημα-μέσα εντούτοις, είναι δύσκολο να διαφοροποιηθούν μεταξύ πολλών σημάτων.

Και τα οπτοθερμικά στοιχεία λογικής ZnSe και οι S- σπόροι χρησιμοποιήθηκαν στους πρόωρους ελεύθερου-χώρου ψηφιακούς οπτικούς επεξεργαστές πρωτοτύπων. Η καταρρακτώδης, αποκαθιστούμενη λογική και η κυκλική λειτουργία καταδείχθηκε σε έναν πρωτόγονο οπτικό υπολογιστή το 1987 [ 4,28 ]. Πιό πρόσφατα, οι οπτικές αρχιτεκτονικές έχουν ερευνηθεί τα "έξυπνα εικονοκύτταρα" συνδυάζοντας την επεξεργασία Si με III-V συσκευές εισαγωγής και παραγωγής για να εξετάσουν τους περιορισμούς "καρφίτσα-χερτσ" της ηλεκτρονικής.

#### 4.5 Αποθήκευση στοιχείων οπτικών δίσκων

Τα οπτικά μέσα αποθήκευσης στοιχείων είναι ένα παράδειγμα του ελαφρού ελέγχοντος φωτός που, σε αντίθεση με τις έννοιες της παραγράφου 4.4, έχει επιτύχει ήδη τη μαζική εμπορική εκμετάλλευση. Στην περίπτωση του ακουστικού compact disc (CD), ή της βιντεοκασσέτας, οι πληροφορίες γράφονται οπτικά και διαβάζονται οπτικά με, φυσικά, μια μακροχρόνια καθυστέρηση μεταξύ αυτών των διαδικασιών. Δεδομένου ότι θα περιγράψουμε, τα οπτικά μέσα αποθήκευσης έχουν διάφορα πλεονεκτήματα πέρα από τα μαγνητικά μέσα αποθήκευσης, το στήριγμα της αποθήκευσης ηλεκτρονικών πληροφοριών παγκοσμίως από τη δεκαετία του '40. Αυτήν την περίοδο, και οι μαγνητικές ταινίες και οι οπτικοί δίσκοι καταναλώνονται στην ακουστική και στην τηλεοπτική καταγραφή καθώς επίσης και τα back up αρχεία υπολογιστών, σε αντιδιαστολή με τη διαλογική μνήμη τύπου επεξεργαστή που αναφέρεται στην παράγραφο 4.4.

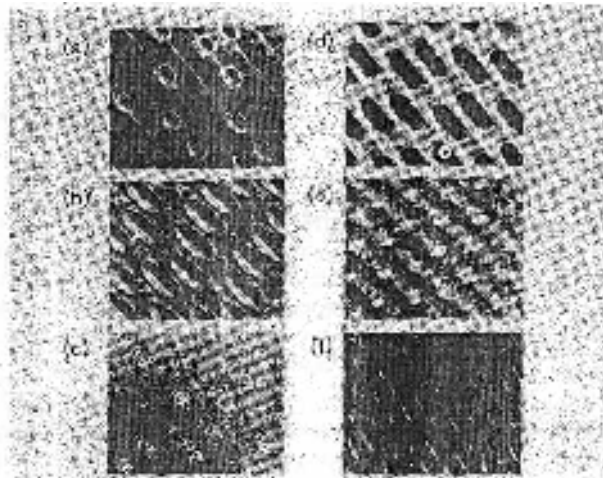
Είναι αξιοσημείωτο ότι και στις δύο περιπτώσεις η *μηχανική κίνηση* χρησιμοποιείται για να φθάσει στις διαφορετικές θέσεις μνήμης με τον επακόλουθο μακροχρόνιο χρόνο πρόσβασης  $\tau_a$ . Αυτό ορίζεται ως ο μέσος χρόνος που ξοδεύεται για τη μετάβαση από ένα τυχαία επιλεγμένο σημείο του δίσκου σε άλλο. Είναι το ποσό του *ζητούμενου χρόνου*  $\tau_s$ , ο μέσος χρόνος να αποκτηθεί μια διαδρομή στόχων, και μια λανθάνουσα κατάσταση  $\tau$ , ο ξοδευμένος χρόνος αναμονής για τον απαραίτητο τομέα. Η πρόσφατη εμφάνιση των διαστηματικών ελαφριών διαμορφωτών (SLMs) που ενεργούν ως δυναμικά κινκλιώματα διάθλασης (Κεφάλαιο 5) τώρα επιτρέπει την οπτική οδήγηση ακτίνων χωρίς κινούμενα μέρη που ελέγχονται από επίπεδα πυριτίου. Τα οπτικά διασυνδεδεμένα επίπεδα λογικής της παραγράφου 4.4 θα μπορούσαν επίσης να διαβάσουν και να γράψουν σε μια 2D οπτική μνήμη. Η οπτική μπορεί επομένως να είναι σε θέση να σπάσει αυτήν την δυσχέρεια στο μέλλον. Η μεγάλη ογκομετρική ικανότητα και το χαμηλό κόστος χαρακτηρίζουν και τη μαγνητική και οπτική τεχνολογία αποθήκευσης που είναι ακόμα επιτυχής παρά το διαδοχικό μειονέκτημα πρόσβασης της. Οι μαγνητικοί σκληροί δίσκοι και οι μετακινούμενοι floppy δίσκοι είναι φυσικά πανταχού παρόντες, με τα τελευταία να παρέχουν 2 M-BYTES της αποθήκευσης σε 3,5cm διαμέτρου δίσκους. Οι οπτικοί δίσκοι μπορούν επίσης να παρέχουν τις πυκνότητες καταγραφής στο επίπεδο 107 bits/cm<sup>2</sup> και πέρα, συνδυάζουν τις λειτουργίες του σκληρού δίσκου (υψηλή ικανότητα, υψηλό ποσοστό μεταφοράς στοιχείων, άμεση πρόσβαση) με εκείνους της δισκέτας (συνοδευτική αποθήκευση, μετακινούμενους) σε μια ενιαία κίνηση οπτικών δίσκων.

Η οπτική καταγραφή μπορεί να υποστηρίξει ανάγνωση μόνο, γράψιμο μιας φοράς και εξαλείψιμο/επαναγράψιμοι τρόποι όλους σε μια μονάδα, αντίθετα από τη μαγνητική τεχνολογία. Οι πληροφορίες μπορούν να καταγραφούν σε έναν κύριο δίσκο, υπό μορφή σειράς "τρυπών" που αφαιρούνται από τη "διαδρομή" από το εγγράψιμο το λέιζερ. Αυτός ο τρόπος χρησιμοποιείται έτσι ως σφραγίδα για την ανέξοδη αναπαραγωγή. Το γράψιμο της μίας φοράς, το διάβασμα πολλές φορές (σκουλήκι) και τα μαγνητο-οπτικά εξαλείψιμα μέσα μπορούν να αντιμετωπιστούν από μια μονάδα. Μια θερμο-μαγνητική διαδικασία χρησιμοποιείται και για τις καταγραφές και για την εξάλειψη. Στην περιβαλλοντική θερμοκρασία, η μαγνητική ταινία

έχει μια ισχυρή αντίσταση στην αντιστροφή μαγνήτιση αλλά, όταν θερμαίνεται από μια ακτίνα λέιζερ, ένα καυτό σημείο μπορεί να "ενεργοποιηθεί" στην κατεύθυνση από έναν εξωτερικό μαγνήτη. Η αφαίρεση της ακτίνας λέιζερ φέρνει τη θερμοκρασία κάτω και "παγώνει" στην αντίστροφη μαγνητική περιοχή. Η αλλαγμένη κατεύθυνση της μαγνήτισης αλλάζει τις οπτικές ιδιότητες πόλωσης της επιφάνειας που μπορεί να διαβαστεί οπτικά.

#### 4.5.1 Δίσκοι και διαδρομές

Ο κυκλικός δίσκος βρίσκεται σε μια πλήμνη και περιστρέφεται (χαρακτηριστικά) στις 1200-3600 περιστροφές/λεπτό. Η απόσταση μεταξύ των διαδρομών (που μπορούν να είναι ομόκεντρες ή σπειροειδείς) ποικίλλει μεταξύ 100 $\mu\text{m}$  (μαγνητική δισκέτα), 10 $\mu\text{m}$  (μαγνητικός σκληρός) και 1  $\mu\text{m}$  (οπτικός). Το σχήμα 4.9 παρουσιάζει μικρογραφήματα των διάφορων οπτικών μέσων καταγραφής. Στη μαγνητική περίπτωση το κεφάλι ζυγίζει περίπου 5  $\mu\text{g}$  και οι χρόνοι προσπάθειας είναι  $\sim 10$  ms. Για τους οπτικούς δίσκους, το λέιζερ και τα οπτικά συστατικά δίνουν στο κεφάλι ένα βάρος 50-100  $\mu\text{g}$  και του  $t_s$  20-100ms. Η ολοκλήρωση και η μικρογράφιση είναι πιθανό να το μειώσουν σε μερικά χιλιοστά του δευτερολέπτου. Η χαρακτηριστική διάσταση καταγραφής για την οπτική είναι  $\sim 1/\mu\text{m}$  και σε μέγεθος σημείου και σε βάθος εστίασης. Είναι αδύνατο να γίνουν τα μηχανικά συστήματα με τέτοια ανοχή (καλύτερα από 100 $\mu\text{m}$ ) και έτσι ο αντικειμενικός φακός τοποθετείται σε έναν ενεργοποιητή (χαρακτηριστικά μια σπείρα φωνής) που παρέχει τα οπτικά σήματα ανατροφοδότησης για να διατηρήσει την καταδίωξη. Οι δίσκοι δεν είναι γενικά επίπεδοι και οι στιγμές μακρυνά από την εστίαση μέχρι 50  $\mu\text{m}$  μπορούν να εμφανιστούν.



Κατά συνέπεια η αυτόματη εστίαση απαιτείται επίσης. Το σχήμα 4.10 παρουσιάζει ένα παράδειγμα ενός οπτικού συστήματος ανίχνευσης λάθους εστίασης. Η απόδοση της οπτικής περιορίζεται από τη διάθλαση, π.χ. η διάμετρος ακτίνων στην εστίαση,  $\delta$ , είναι

$$d = \lambda / NA$$

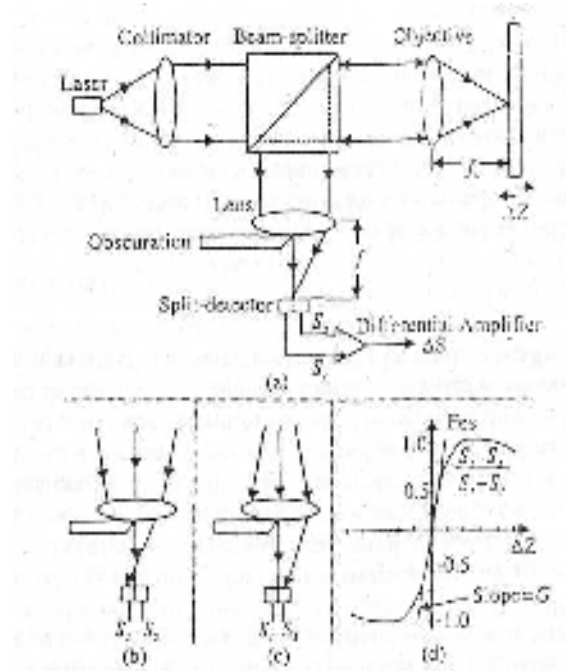
όπου το NA είναι το αριθμητικό άνοιγμα (χαρακτηριστικά  $\sim 0.6$ ) και το  $\lambda$  είναι το μήκος κύματος. Το βάθος της εστίασης,  $\delta$ , επιπλέον δίνεται από

$$\delta = \lambda / (NA)^2$$

Σαφώς η ανάπτυξη των πρακτικών μπλε λέιζερ θα αλλάξει και τις ανοχές και την ικανότητα αποθήκευσης από εκείνους που περιορίζονται αυτήν την περίοδο από το GaAs-based τα λέιζερ με το  $\lambda \sim 700$  nm.

#### 4.5.2 Μαγνητο-οπτική ανάγνωση

Η ανάγνωση ολοκληρώνεται από την οπτική ευαισθησία πόλωσης με την ενίσχυση της μαγνητο-οπτικής επίδρασης Kerr (μάλλον παρόμοιας με την επίδραση του Faraday που περιγράφεται στο κεφάλαιο 2) που περιστρέφει το αεροπλάνο της πόλωσης  $\sim 10^\circ$  μεταξύ των κατευθύνσεων της μαγνήτισης των περιοχών. Αυτό είναι μια μικρή επίδραση και οι περιορισμοί θορύβου γίνονται σημαντικοί. Ποικίλα υλικά και μαγνητικά αποτελέσματα έχουν εξεταστεί και θα παράσχουν κατευθύνσεις για τη μελλοντική έρευνα.



**Σχήμα 10** Ανίχνευση λάθους εστίασης με τη σκοτεινή μέθοδο. (α) Στο δίσκο είναι στην εστίαση, και τα δύο μισά του διασπασμένοι ανιχνευτές λαμβάνουν τα ίδια ποσά φώτος. Όταν ο δίσκος είναι πάρα πολύ μακριά από το αντικειμενικό (β) ή επίσης κοντά σε αυτό (γ), την ισορροπία των ανιχνευτών σημάτων μετατοπίζεται στη μια πλευρά ή στην άλλη. Μια πλοκή του σήματος λάθους εστίασης εναντίον της ανεστίασης παρουσιάζεται (δ), και η κλίση της κοντά στην προέλευση προσδιορίζεται ως FES κέρδος,  $G$ .

#### 4.5.3 Μελλοντικές προοπτικές

Η συνοπτική αναθεώρηση των πλεονεκτημάτων που επιδείχθηκαν ήδη από τα οπτικά μέσα αποθήκευσης προτείνει ότι το μέλλον θα είναι καρποφόρο. Η δυνατότητα της πολλαπλής διαδρομής ανάγνωσης-γραφής με τις διόδους λέιζερ σειρές φέρνει τα πλεονεκτήματα αναλογικά προς τον αριθμό παράλληλων καναλιών και απαιτεί μόνο τον πολλαπλασιασμό των λέιζερ με την οπτική που παραμένει κοινή.

Η επέκταση αυτής της έννοιας για να παραλληλίσει μαζικά οπτικά ανάγνωση-γραφή θα ασκούσε σημαντική επίδραση στην τεχνολογία της μνήμης των υπολογιστών. Καθ'οδόν σε αυτόν τον στόχο, η χρήση των οπτικά καθοδηγημένων ακτίνων χωρίς τα κινούμενα μέρη εμφανίζεται να είναι μια δυνατότητα: ένα σιδηροηλεκτρικό υγρό SLM κρυστάλλου με επίπεδα πυριτίου μπορεί σε γενικές γραμμές να παραγάγει ένα δυναμικό κυκλίδωμα διάθλασης που θα μπορούσε να μετατραπεί σε  $\sim 1/\mu\text{s}$ .

Η χρήση της ολογραφικής/περιθλαστικής οπτικής στο μετριότερο πλαίσιο του οπτικού κεφαλιού θα μπορούσε να μειώσει το βάρος της παρούσας συνέλευσης των ιδιαίτερων συστατικών. Αυτή η εξελισσόμενη τεχνολογία είναι πιθανό να οδηγήσει σε πολλές καινοτομίες και βελτιώσεις [ 4,29 ].

## Αναφορές

- [4.1] D.H. Auston, 'Picosecond optoelectronic switching and gating in silicon', *Appl. Phys. Lett.* 26 (Wi).
- [4.2] F. Urbach, *Phys. Rev.* 92, 1324 (1953). [4.3] S.W. Kurmick and J.M. Powell, *Phys. Rev.* 116, 597 (1959). [4.4] E.J. Johnson and H.Y. Fan, *Phys. Rev.* 139, A1991 (1965). [4.5] W. Ji, A.K. Kar, J.G.H. Mathew and A.C. Walker, 'Quasi-cw optical bistability in InSb at room temperature', *IEEE J. Quantum Electron.* QE-22 (1986). [4.6] A.C. Walker, 'A comparison of optically nonlinear phenomena in the context of optical information processing', *Opt. Computing and Processing* 1, 91-106 (1991). [4.7] A.J. Alcock, P.B. Corkum and D.J. Jones, 'A fast scalable switching technique for high power CO<sub>2</sub> laser radiation', *Appl. Phys. Lett.* 27 (1975). [4.8] P.B. Corkum, 'High-power, sub-picosecond 10 *f*im phase generation', *Optics Lett.* 8 (1983). [4.9] C. Mead and L. Conway, *An Introduction to VLSI Systems* (London, 1980).
- [4.10] Z.C.P. Lee *et al.*, *Dig. Tech. Papers IEEE GaAs IC Symposium* (1983) p. 162. [4.11] A. Huang, *Proe. IEEE* 11, 780 (1984). [4.12] S.D. Smith and A.C. Walker, Paper 135-10, *Conference Digest ICO-1-3*, Sapporo (1984). [4.13] S.D. Smith, B.S. Wherrett and A. Miller (eds.), *Optical Bistability, Dynamical Nonlinearity and Photonic Logic* (1984); *Phil. Trans. R. Soc. (London)*, March 1984. [4.14] A. Szoke *et al.*; *Appl Phys. Lett.*, 15, 376 (1969).
- [4.15] H.M. Gibbs, S.L. McCall and T.N.C. Venkatesan, *Phys. Rev. Lett.* 36, 1135 (1976). [4.16] D. Weaire *et al.*, *Opt. Lett.*, 4, 331 (1979).
- [4.17] D.A.B. Miller, C.T. Seaton, M.E. Prise and S.D. Smith, *Phys. Rev. Lett.* 47, 197 (1981), [4.18] D.A.B. Miller, S.D. Smith and A. Johnston, *Appl. Phys. Lett.* 35, 658 (1979). [4.19] D.A.B. Miller and S.D. Smith, *Opt. Commun.* 31, 101 (1979). [4.20] H.M. Gibbs *et al.*, *Appl. Phys. Lett.* 36, 6 (1979). [4.21] B.S. Wherrett, *Proe. R. Soc. (London)* A390, 373 (1983). [4.22] B.S. Wherrett, *Phil. Trans. R. Soc. (London)*, *Proe. Mtg. for Discussion, Optical Bistability, Dynamical Nonlinearity and Photonic Logic*, London (1984). [4.23] D.A.B. Miller, S.D. Smith and B.S. Wherrett, *Opt. Commun.* 2, 35 (1980); D.A.B. Miller *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 47, 197 (1981).
- [4.24] D.A.B. Miller, *IEEE J. Quantum Electron.* QE-17, 3 (1981). [4.25] B.S. Wherrett, D. Hutchings and D. Russell, private communication, 1985. [4.26] H.M. Gibbs *et al.*, see Ref. [21],
- [4.27] D.A.B. Miller, A.C. Gossard and W. Wiegmann, *Opt. Lett.* 9, 169 (1984). [4.28] S.D. Smith, A.C. Walker, B.S. Wherrett and F.A.P. Tooley, 'The demonstration of restoring-digital optical logic', *Nature*.325, 27-31 (1987),
- [4.29] M. Mansipur, 'Optical information and image processing', in *Handbook of Optics I*, ed. M. Bass, ch. 31 (McGraw-Hill, New York, 1995).

## Περαιτέρω ανάγνωση

- A. Miller, D.A.B. Miller and S.D. Smith, 'Dynamical nonlinear optical processes in semiconductors', *Adv. Phys.* 30, 697-800 (1981).

## 6. ΚΡΥΣΤΑΛΛΑ ΚΑΙ ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΑ ΟΠΤΙΚΑ

- 6.1 ΔΙΠΛΗ ΔΙΑΘΛΑΣΗ ΚΑΙ ΟΠΤΙΚΗ ΚΡΥΣΤΑΛΛΟΥ
- 6.2 ΟΙ ΗΛΕΚΤΡΟΟΠΤΙΚΕΣ ΑΝΑΦΟΡΕΣ
- 6.3 ΜΗ ΓΡΑΜΜΙΚΕΣ ΟΠΤΙΚΕΣ ΕΠΙΔΡΑΣΕΙΣ

Σε αυτό το κεφάλαιο αρχίζουμε με την παρουσίαση μιας βασικής εισαγωγής στα γραμμικά και μη γραμμικά οπτικά αποτελέσματα στα κρύσταλλα. Η ηλεκτρική διανυσματική μετατόπιση  $D$  συσχετίζεται με το ηλεκτρικό πεδίο  $E$ , πρώτα στα ισοτροπικά μέσα, και έπειτα στα ανισότροπα μέσα, που οδηγούν σε μια σχέση μεταξύ του  $D$  και του  $E$ . Εξετάζουμε έπειτα τη διάδοση των ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων σε ένα κρύσταλλο και αναπτύσσουμε μια εξίσωση για τα οπτικά που ενδείκνυνται ( $O1$ ). Τα  $O1$  αφορούν τους διαφορετικούς διαθλαστικούς δείκτες του κρυστάλλου με τις κατευθύνσεις κατά μήκος των οποίων εμφανίζονται. Η σκηνική σχέση μεταξύ του  $D$  και του  $E$  εξετάζεται και απλοποιείται με την χρήση των κύριων διηλεκτρικών αξόνων. Αυτή η σχέση επιτρέπει σε μας για να καθορίσει ένα κρύσταλλο όπως οπτικά ισοτροπικός, μη αξονικός ή διαξονικός. Υγρά κρύσταλλα (κεφάλαιο 5) είναι παραδείγματα των ανισότροπων οπτικών μέσων.

Η επίδραση της εφαρμογής ενός εξωτερικού ηλεκτρικού πεδίου σε μερικά κρύσταλλα είναι να αλλάξει η διηλεκτρική επιτρεψιμότητα (συνήθως καλούμενο η διηλεκτρική σταθερά) και ως εκ τούτου ο διαθλαστικός δείκτης κατά μήκος ενός ή περισσότερων από τους άξονες κρυστάλλου. Εξετάζουμε αυτήν την επίδραση προσεκτικά, και βλέπουμε πώς ένα νέο  $O1$  μπορεί να ληφθεί για μια συγκεκριμένη περίπτωση, ποσολογώντας την αλλαγή στο διαθλαστικό δείκτη με το εφαρμοσμένο ηλεκτρικό πεδίο. Αυτή η συζήτηση είναι βασική στις συσκευές που συζητούνται στο κεφάλαιο 7.

Τέλος, εξετάζουμε τη "μίξη" των οπτικών συχνοτήτων σε ένα κρύσταλλο, το οποίο προκύπτει λόγω της μη γραμμικής απάντησης του μέσου στους εφαρμοσμένους τομείς. Η θεωρία της δεύτερης διαταγής μη γραμμικών οπτικών αποτελεσμάτων μπορεί να αναπτυχθεί από την ηλεκτροοπτική επίδραση, που περιγράφεται στην παράγραφο 6.2, αλλά παρουσιάζουμε μια διαφορετική προσέγγιση. Αρχίζουμε με την παραγωγή και έπειτα την επίλυση της εξίσωσης κυμάτων για τα μη γραμμικά μέσα. Αυτό επιτρέπει σε μας να λαμβάνουμε λύσεις που περιγράφουν πώς δύο κύματα των διαφορετικών συχνοτήτων αλληλεπιδρούν μέσα σε ένα κρύσταλλο. Τελειώνουμε με την εξέταση ποικίλων διαφορετικών περιπτώσεων της μίξης κυμάτων. Μερικά αποτελέσματα είναι σχετικά με το θέμα του κεφαλαίου 8.

### 6.1 ΔΙΠΛΗ ΔΙΑΘΛΑΣΗ ΚΑΙ ΟΠΤΙΚΗ ΚΡΥΣΤΑΛΛΟΥ

#### 6.1.1 Διηλεκτρικός Τανιστής

Σε ένα κενό, το θεώρημα του Gauss's δίνει:

$$\operatorname{div} E = \frac{P}{\epsilon_0} \quad (6.1)$$

όπου το  $E$  είναι η ισχύς ηλεκτρικών πεδίων, το  $p$  είναι η πυκνότητα της ελεύθερης δαπάνης και το  $\epsilon_0$  είναι η ανεκτικότητα - επιτρεψιμότητα του ελεύθερου διαστήματος. Σε ένα διηλεκτρικό μέσο κάποιο πρέπει να λαμβάνει υπόψη τις "δαπάνες πόλωσης". Η πόλωση ενός μέσου είναι όπως

$$P = \text{διπολική στιγμή} / \text{όγκος μονάδων}$$

αυτό είναι,

$$P = Nqx$$

όπου το  $N$  είναι ο αριθμός των δίπολων ανά όγκο μονάδων, το  $q$  είναι η δαπάνη σε ένα δίπολο και  $x$  είναι το μήκος ενός δίπολου. Υποθέτοντας ότι το  $x$  είναι άμεσα ανάλογο προς το  $E$ , γράφουμε συνήθως

$$P = \epsilon_0 \chi E \quad (6.2)$$

όπου το σταθερό  $\chi$  καλείται ευαισθησία.

Ένας άλλος τομέας μπορεί τώρα να καθοριστεί, ο οποίος περιλαμβάνει και τον κενό όρο ηλεκτρικών πεδίων και την απάντηση του μέσου. Αυτό είναι το ηλεκτρικό διάνυσμα μετατοπίσεων,

$$D = \epsilon_0 E + P \quad (6.3)$$

Η εξίσωση (6.1) τροποποιείται έπειτα σε έναν διηλεκτρικό και γράφεται όπως:

$$\operatorname{div} D = \rho \quad (6.4)$$

Σε ένα ιστροπικό μέσο, οι εξισώσεις (6.2) και (6.3) δίνουν:

$$\begin{aligned} D &= \epsilon_0 E + \epsilon_0 \chi E \\ &= \epsilon_0 E (1 + \chi) \end{aligned} \quad (6.5)$$

ή

$$D = \epsilon_0 \epsilon_r E \quad (6.6)$$

όπου το  $\epsilon$  είναι σχετική ανεκτικότητα ( $1 + \chi$ ), ή η διηλεκτρική σταθερά.

Σε ένα ανισότροπο μέσο η προκληθείσα μέση πόλωση δεν είναι απαραίτητως παράλληλη στην κατεύθυνση των τομέων,  $E$ , δηλ. τα προκληθέντα δίπολα βρίσκονται διαγωνίως στο  $E$ . Τώρα, εάν το  $P$  και το  $E$  δεν είναι παράλληλα, κατόπιν προκύπτει από την εξ. (6.3) εκείνα τα  $D$  και  $E$  δεν θα είναι παράλληλα. Κατά συνέπεια η εξ. (6.6),  $D = \epsilon_0 \epsilon_r E$ , δεν θα ισχύσει πλέον. Αντί αυτού πρέπει να καταγράψουμε την επίδραση κάθε συστατικού του  $E$  επάνω στα τρία συστατικά του  $D$ , και να επιτρέψουμε τις διαφορετικές σταθερές της αναλογικότητας (διηλεκτρικές σταθερές). Εντούτοις, αυτό μπορεί να απλοποιηθεί με τον καθορισμό τανιστή,  $\epsilon_{kl}$ , το οποίο περιέχει όλους τους συντελεστές  $\epsilon_r$  και μπορούμε να γράψουμε

$$\frac{1}{\epsilon_0} \begin{pmatrix} Dx \\ Dy \\ Dz \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \epsilon_{xx} & \epsilon_{xy} & \epsilon_{xz} \\ \epsilon_{yx} & \epsilon_{yy} & \epsilon_{yz} \\ \epsilon_{zx} & \epsilon_{zy} & \epsilon_{zz} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} Ex \\ Ey \\ Ez \end{pmatrix} \quad (6.7)$$

όπου το  $D$  και το  $E$  έχουν αντιπροσωπευθεί ως διανύσματα στηλών.

Μπορεί να αποδειχθεί ότι μια ιδιοκτησία  $\epsilon_{kl}$ , είναι ότι είναι συμμετρική, δηλ.  $\epsilon_{kl} = \epsilon_{lk}$ . Σε αυτήν την περίπτωση η μήτρα μπορεί να μειωθεί περαιτέρω σε τρία ακριβώς διαφορετικά από το μηδέν συστατικά με την επιλογή του  $X$ , του  $Y$  και του  $Z$  για να αντιστοιχεί στους ιδιαίτερους άξονες συμμετρίας του τομέα κρυστάλλου, γνωστούς ως κύριοι διηλεκτρικοί άξονες. Επομένως

$$\epsilon_{kl} = \begin{pmatrix} \epsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \epsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_z \end{pmatrix}$$

όπου  $\epsilon_x = \epsilon_{xx}$  κ.λ.π.

Σημειώστε ότι τα ανισότροπα μέσα είναι, γενικά, κρυστάλλινα, ενώ τα άμορφα υλικά όπως τα γυαλιά, τα αέρια και τα υγρά είναι από τη φύση τους ιστροπικά.

### 6.1.2 Διάδοση ηλεκτρομαγνητικών κυμάτων μέσω ενός διαθλαστικού μέσου

Αυτό είναι η γενική εξίσωση για ένα διακινούμενο κύμα του εύρους  $E_0$ , που δίνει έναν τομέα στη θέση  $r$  και στο χρόνο  $t$  με το διάνυσμα μονάδων  $s$  κατά μήκος της κατεύθυνσης διάδοσης φάσης (δηλ. παράλληλος στο διάνυσμα κυμάτων, και  $k = (a > n/c)s$ ).

Εξετάστε την εξίσωση Maxwell,  $\nabla \times E = -(\dot{c} B/c)$ . Λαμβάνοντας υπόψη τη χωρική εξάρτηση του  $E$  (από την εξ. (6,8)), ο χειριστής  $\nabla$  είναι τυπικά ισοδύναμο με  $-(i\omega n/c)s$  και η χρονική εξάρτηση,  $c/ct$ , είναι ίδια με το  $i\omega$ . Έτσι αυτή η εξίσωση μπορεί να γραφτεί όπως

$$-\frac{i\omega n}{c} s \times E = -i\omega B$$

ή

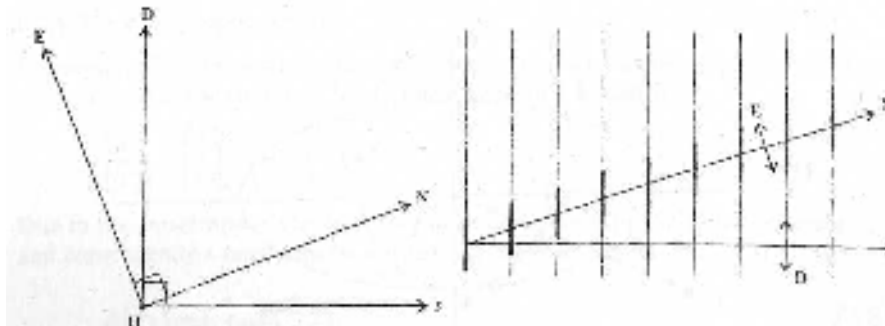
$$H = \frac{n}{c\mu_0} (s \times E) \quad (6.9)$$

Ομοίως, χρησιμοποιώντας  $\nabla \times H = cG/ct$  (που υποθέτει ότι δεν υπάρχουν καθόλου αγωγοί παρόν),

$$D = -\frac{n}{c} (s \times H) \quad (6.10)$$

Τώρα η ενεργειακή ροή δίνεται από το διάνυσμα Poynting:  $N = E \times H$  και επομένως το  $N$  είναι κάθετο στο  $E$  και το  $H$ . Από τις εξ. (6.9) και (6.10) αυτό μπορεί να δει ότι το  $s$  είναι κάθετο στο  $D$  και  $H$ . Έτσι εάν το  $D$  και το  $E$  δεν είναι παράλληλα, τότε κανένα από τα  $s$  και  $N$  δεν είναι (σχήμα 6.1).

Σαφώς η ταχύτητα φάσης είναι σε μια διαφορετική κατεύθυνση στην ενεργειακή ροή (ταχύτητα ομάδας). Είναι η 'walk-off' επίδραση που είναι αρμόδια για το χωρισμό της εξαιρετικής και συνηθισμένης ακτίνας στη διπλή διάθλαση. Χρησιμοποιώντας τις εξ. (6.9) και (6.10) και αποβάλλοντας τους μολύβδους  $H$  τελικά στην εξίσωση Fresnel:



Σχήμα 6.1 Οι σχετικές κατευθύνσεις των διανυσμάτων  $N, E, H, s$  και  $D$ .

$$\frac{S_x^2}{n^2 - \epsilon_x} + \frac{S_y^2}{n^2 - \epsilon_y} + \frac{S_z^2}{n^2 - \epsilon_z} = \frac{1}{n^2} \quad (6.11)$$

Λαμβάνοντας υπόψη μια ιδιαίτερη κατεύθυνση διάδοσης, το  $s = (s_x, s_y, s_z)$ , και τα διηλεκτρικά στοιχεία του τανιστή,  $\epsilon_x, \epsilon_y, \epsilon_z$ , τότε αυτή η εξίσωση δίνει τις σχετικές τιμές του διαθλαστικού δείκτη,  $n$ . Το  $n^2$  δίνεται από μια τετραγωνική εξίσωση και έτσι δύο θετικές λύσεις είναι δυνατές για το  $n$ . Η περαιτέρω ανάλυση δείχνει ότι αυτές οι λύσεις αντιστοιχούν σε δύο ανεξάρτητες (ορθογώνιες) οπτικές πολώσεις: την αποκαλούμενη συνηθισμένη ακτίνα, και την εξαιρετική ακτίνα.



### 6.1.3 Η ενδεικνύμενη οπτική (ελλειψοειδής δείκτες)

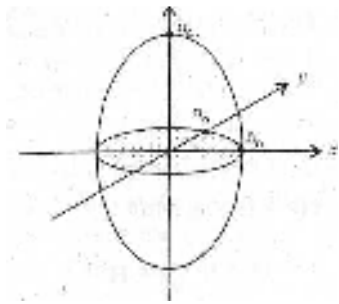
Από την εξίσωση Fresnel και την περαιτέρω ανάλυση μπορεί να αποδειχθεί ότι η εξάρτηση του διαθλαστικού δείκτη επάνω στις κατευθύνσεις διάδοσης και πόλωσης μπορεί να χαρακτηριστεί από

$$\frac{x^2}{\varepsilon_x} + \frac{y^2}{\varepsilon_y} + \frac{z^2}{\varepsilon_z} = 1 \quad (6.12)$$

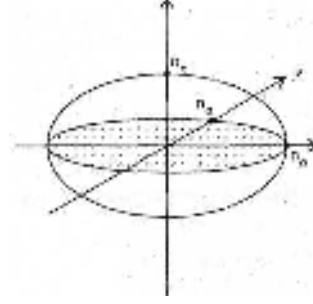
όπου τα  $x$ ,  $y$ , και  $z$  αναφέρονται στην κατεύθυνση του διανύσματος  $D$  (όχι στην κατεύθυνση διάδοσης). Αυτή η εξίσωση αντιστοιχεί σε μια τρία διαστατική επιφάνεια, ελλειψοειδής (ελλειπτικό σε κάθε ένα από τα τρία ισότιμα αεροπλάνα) που καλείται ενδεικνύμενη οπτική (ΟΙ). Η ακριβής μορφή της επιφάνειας εξαρτάται από τις πραγματικές τιμές  $\varepsilon_x$ ,  $\varepsilon_y$ ,  $\varepsilon_z$  οι οποίες εξαρτώνται στη συνέχεια από τη συμμετρία του κρυστάλλου. Εάν χρησιμοποιούμε τους κύριους διηλεκτρικούς άξονες μπορούμε να κάνουμε την ακόλουθη περίληψη:

$$\varepsilon - tensor = \begin{pmatrix} \varepsilon_x & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_y & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_z \end{pmatrix}$$

(α)  $n_e > n_o$



(β)  $n_e < n_o$



**Σχήμα 6.2** Έλλειψης δεικτών για (α)  $n_e > n_o$ , ένα θετικό αξονικό κρύσταλλο και (β)  $n_e < n_o$ , το αρνητικό αξονικό κρύσταλλο

- (i) Για τα ισοτροπικά μέσα και ένα κυβικό κρύσταλλο,  $\varepsilon_x = \varepsilon_y = \varepsilon_z$  και δεν υπάρχει κανένας διπλοδιαθλαστής,
- (ii) για τα εξαγωνικά, τετράγωνα και τριγωνικά κρύσταλλα,  $\varepsilon_x = \varepsilon_y \neq \varepsilon_z$  και έτσι υπάρχει μη αξονικό διαθλαστικότητα.
- (iii) Για τα ορθορομβικά, μονοκλινικά και τριοκλινικά κρύσταλλα,  $\varepsilon_x \neq \varepsilon_y \neq \varepsilon_z$ , και έτσι υπάρχει διαξωνικός διπλοδιαθλαστής.

Εξετάζοντας την απλούστερη μορφή διπλοδιαθλαστή, μη αξονικά, όπου  $\varepsilon_x = \varepsilon_y = n_o^2$  και  $\varepsilon_z = n_e^2$ . Σε αυτήν την περίπτωση η ενδεικνύμενη οπτική εξίσωση (6.12) μπορεί να ξαναγραφεί όπως:

$$\frac{x^2}{n_o^2} + \frac{y^2}{n_o^2} + \frac{z^2}{n_e^2} = 1 \quad (6.13)$$

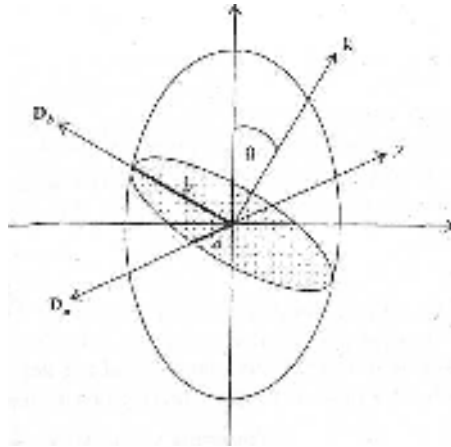
Αυτό αντιπροσωπεύει μια ελλειψοειδής επανάσταση, με την κυλινδρική συμμετρία για το z-άξονα. (Σχήμα 6.2).

Η ενδεικνυόμενη οπτική (ΟΙ) μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να βρεθούν:

- (i) οι δύο κατευθύνσεις πόλωσης, που αντιστοιχούν στη διάδοση είτε συνηθισμένων είτε εξαιρετικών ακτίνων και
- (ii) οι τιμές διαθλαστικών δεικτών που αντιστοιχούν σε αυτές τις δύο πολώσεις, για μια συγκεκριμένη κατεύθυνση διάδοσης.

Αυτό γίνεται με τον ακόλουθο τρόπο (δείτε το σχήμα 6.3).

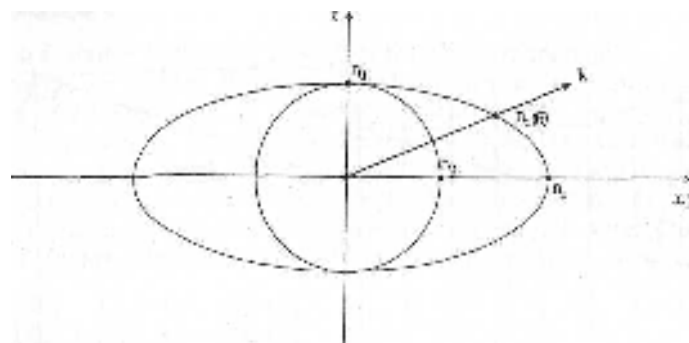
Το  $D_a$ , βρίσκεται πάντα στο x-y πλάνο και το a είναι επομένως πάντα ανεξάρτητο από το  $\theta$  και αντιστοιχεί στη συνηθισμένη κατεύθυνση πόλωσης ακτίνων. Ως εκ τούτου  $n_0 = a$ . Εντούτοις, το b είναι μια λειτουργία  $\theta$ , και είναι γνωστό ως εξαιρετικός κατευθυντής πόλωσης ακτίνων. Ως εκ τούτου  $n_e(\theta) = b(\theta)$  Μπορεί ναδειχθεί ότι η συνηθισμένη ακτίνα είναι πολωμένη κάθετα στον z-άξονα, ενώ η εξαιρετική ακτίνα είναι πολωμένη στο πλάνο k/z. Ο z-άξονας, κατά μήκος του οποίου η διάδοση είναι ανεξάρτητη από την πόλωση, είναι γνωστός ως οπτικός άξονας.



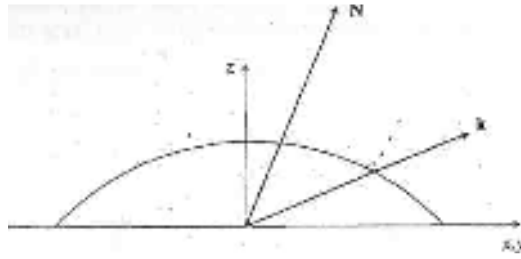
Σχήμα 6.3 Χρησιμοποιώντας το ΟΙ για να καθορίσει τις συνηθισμένες και εξαιρετικές λειτουργίες των ακτίνων.

### 6.1.4 Κανονικές επιφάνειες (επιφάνειες δεικτών)

Η παραλλαγή των διαθλαστικών δεικτών που συνάγεται από μια ανάλυση του ΟΙ μπορεί οι ίδιοι να αντιπροσωπευθούν από τις τρισδιάστατες επιφάνειες αποκαλούμενες κανονικές επιφάνειες (σχήμα 6.4).  $n_0$  είναι ανεξάρτητο από την κατεύθυνση διάδοσης και έτσι η κανονική επιφάνεια για τη συνηθισμένη ακτίνα είναι απλά μια σφαίρα. Η γωνιακή εξάρτηση του  $n_e(\theta)$  οδηγεί σε μια ελλειψοειδής κανονική επιφάνεια για την εξαιρετική ακτίνα. Για ένα θετικό μη αξονικό κρύσταλλο αυτές οι επιφάνειες παρουσιάζονται στο σχήμα 6.4. Σε αυτήν την περίπτωση, οι τιμές των δεικτών δίνονται από την απόσταση από την προέλευση



Σχήμα 6.4 Οι κανονικές επιφάνειες για ένα θετικό μη αξονικό κρύσταλλο



**Σχήμα 6.5** Χρήση της επιφάνειας δεικτών που ποσολογεί τα 'εκτός διαδρομής' αποτελέσματα.

η επιφάνεια, που αντιστοιχεί στο κατάλληλο συστατικό της πόλωσης, στην κατεύθυνση διάδοσης,  $K$ , που αναφέρει στο διάγραμμα ΟΙ (σχήμα 6.3), μπορούμε να γράψουμε

$$x^2 + y^2 = (b \cos \theta)^2$$

έτσι ώστε η εξίσωση για την κανονική επιφάνεια e-ακτινών μπορεί να γραφτεί όπως:

$$\frac{1}{n_e^2(\theta)} = \frac{\cos^2 \theta}{n_0^2} + \frac{\sin^2 \theta}{n_e^2} \quad (6.14)$$

Η κανονική επιφάνεια μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να ποσολογήσει την "εκτός διαδρομής" επίδραση, που περιγράφηκε νωρίτερα, το Rounting διάνυσμα,  $N$ , όντας πάντα κάθετη σε αυτό (δείτε το σχήμα 6.5).

Επειδή η  $n_0$  επιφάνεια είναι σφαιρική, το  $K$  και το  $N$  είναι πάντα παράλληλα για τη συνηθισμένη ακτίνα. Η εξαιρετική ακτίνα χαρακτηρίζεται από το  $K$  και το  $N$  που δεν είναι παράλληλα, εκτός από: (i) κατά τη διάδοση κατά μήκος του οπτικού άξονα,  $z$ , όπου  $n_e(0) = n_0$ , και (ii) κατά τη διάδοση σε  $90^\circ$  στον οπτικό άξονα όπου  $n_e(90) = n_e \neq n_0$ .

## 6.2 Η ηλεκτροοπτική επίδραση

Η εφαρμογή ενός ηλεκτρικού πεδίου σε μερικούς κρυστάλλους μπορεί να προκαλέσει τις μικρές αλλαγές στους διαθλαστικούς δείκτες. Η αλλαγή στη συμμετρία που συνδέεται με την εφαρμογή ενός τομέα κατά μήκος μιας ιδιαίτερης κατεύθυνσης μπορεί να κάνει ένα μη-διαθλαστικό μέσο να γίνει διαθλαστικό ή ένα μη αξονικό κρύσταλλο γίνεται διαξωνικό. Όταν οι αλλαγές είναι ανάλογες προς το εφαρμοσμένο ηλεκτρικό πεδίο,  $E$ , κατόπιν η επίδραση είναι γνωστό ως γραμμική ηλεκτροοπτική επίδραση ή επίδραση Pockels. Μικροσκοπικά, η επίδραση του ηλεκτρικού πεδίου στο διαθλαστικό δείκτη οφείλεται στη "άκαμπτη επίδραση" στις διαξωνικές μεταβάσεις απορρόφησης που μετατοπίζουν την συνεχόμενη απορρόφηση του στερεού στο σύντομο μήκος κύματος. Η εφαρμογή των σχέσεων Kramers-Kronig παράγουν έπειτα τη διαθλαστική επίδραση όπου ενσωματώνουμε την απορρόφηση πέρα από τη συχνότητα (δείτε το κεφάλαιο 4, Εξ. (4,8)).

### 6.2.1 Ηλεκτροοπτικό tensor

Συμβατικά, ο ηλεκτροοπτικός συντελεστής,  $r$ , ορίζεται ως αφορώντας την αλλαγή στην αμοιβαία διηλεκτρική σταθερά,  $1/\epsilon$ , στον εφαρμοσμένο τομέα  $E$ , δηλαδή

$$\left[ \frac{1}{\epsilon} \right]_E - \left[ \frac{1}{\epsilon} \right]_{E=0} = \Delta \left( \frac{1}{\epsilon} \right) = rE$$

Λόγω της ανισοτροπίας του μέσου το  $E$  πρέπει να αντικατασταθεί από διηλεκτρικό τανυστή  $\epsilon_{ij}$ , και συνεπώς το  $r$  πρέπει επίσης να είναι τανυστής. Έτσι γράφουμε:

$$\Delta \left( \frac{1}{\varepsilon_{ij}} \right) = \sum_k r_{ijk} E_k \quad (6.15)$$

όπου τα  $i, j, k$  μπορούν όλα να είναι  $x, y$  or  $z$ ,  $r_{ijk}$  είναι ηλεκτροοπτικός τανυστής, και επειδή αφορά ένα δεύτερης τάξης τανυστής σε ένα διάνυσμα είναι ο ίδιος τρίτης τάξης (τρεις υπογεγραμμένοι).

Ξέροντας ότι  $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}$  έπειτα αυτό πρέπει να ακολουθήσει ότι  $r_{ijk} = r_{jik}$ . Δεδομένου ότι δύο από τους υπογεγραμμένους είναι ανταλλάξιμοι κατ' αυτό τον τρόπο, υπάρχει μια τυποποιημένη σημείωση για την εργολαβία τους σε έναν ενιαίο υπογεγραμμένο. Αυτό είναι γνωστό ως σημείωση μιτρών και χρησιμοποιεί τους αριθμητικούς υπογεγραμμένους έτσι ώστε:

$$ij: \quad xx = 1, \quad yy = 2, \quad zz = 3, \quad yz = zy = 4, \quad xz = zx = 5, \quad xy = yx = 6$$

Αυτή η ακολουθία προέρχεται από τη ρύθμιση μιτρών:

$$\begin{array}{ccc} xx & xy & xz \\ yz & yy & yz \\ zx & zy & zz \end{array} \Rightarrow \begin{array}{ccc} 1 & 6 & 5 \\ 6 & 2 & 4 \\ 5 & 4 & 3 \end{array}$$

Στον τελικό υπογεγραμμένο  $r_{ijk}$  μπορεί επίσης να δοθεί ένας αριθμός:

$$k: \quad x = 1, \quad y = 2, \quad z = 3$$

Χρησιμοποιώντας αυτή τη σημείωση, το  $r_{ijk}$  μπορεί να αντιπροσωπευθεί ως μήτρα  $6 \times 3$ , και έτσι η Εξ. (6.15) μπορεί να γραφτεί όπως:

$$\begin{pmatrix} \Delta \frac{1}{\varepsilon_1} \\ \Delta \frac{1}{\varepsilon_2} \\ \Delta \frac{1}{\varepsilon_3} \\ \Delta \frac{1}{\varepsilon_4} \\ \Delta \frac{1}{\varepsilon_5} \\ \Delta \frac{1}{\varepsilon_6} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} r_{11} & r_{12} & r_{13} \\ r_{21} & r_{22} & r_{23} \\ r_{31} & r_{32} & r_{33} \\ r_{41} & r_{42} & r_{43} \\ r_{51} & r_{52} & r_{53} \\ r_{61} & r_{62} & r_{63} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ E_3 \end{pmatrix} \quad (6.16)$$

Η συμμετρία του  $r_{ijk}$ , με τον ίδιο τρόπο όπως με το  $\varepsilon_{ik}$ , απεικονίζει τη συμμετρία του κρυστάλλου, εξετάζει ένα κρύσταλλο με τη συμμετρία αντιστροφής. Σε ένα τέτοιο μέσο τίποτα δεν πρέπει να αλλάξει εάν ο τομέας αντιστρέφεται. Κατά συνέπεια

$$\Delta (1/\varepsilon_{ij}) = r_{ijk} E_k = r_{ijk} (-E_k)$$

Αυτό μπορεί μόνο να ισχύει για  $E \neq 0$  εάν  $r_{ijk} = 0$ . Κατά συνέπεια τα κεντροσυμμετρικά κρύσταλλα δεν παρουσιάζουν καμία γραμμική ηλεκτροοπτική επίδραση. Τα μη-κεντροσυμμετρικά κρύσταλλα έχουν συνήθως μερικές κατευθύνσεις που παρουσιάζουν συμμετρία αντιστροφής και ως

εκ τούτου οι τομείς που εφαρμόζονται κατά μήκος τους πάλι δεν θα δώσουν καμία ηλεκτροοπτική επίδραση (EO). Σε άλλες κατευθύνσεις, που δεν έχουν τη συμμετρία αντιστροφής, θα υπάρξει μια επίδραση EO. Η συμμετρία επίσης απαιτεί ότι ορισμένα στοιχεία του τανύστε είναι ίσα το ένα με το άλλο. Αυτές οι εκτιμήσεις επιτρέπουν στη μορφή τανύσης  $r_{ijk}$  για να προβλεφθούν καθαρά από την κατηγορία συμμετρίας στην οποία το κρύσταλλο περιέχεται. Ο λόγος για  $r_{ijk}$  από την άποψη ( $1/\epsilon_{ik}$ ) είναι ότι αυτό είναι η μορφή στην οποία ο διηλεκτρικός τανυστής μπαίνει στην εξίσωση για τον ενδεικνυόμενο οπτικό:

$$\frac{x^2}{\epsilon_x} + \frac{y^2}{\epsilon_y} + \frac{z^2}{\epsilon_z} = 1 \quad (6.12)$$

Προς το παρόν πρέπει να χρησιμοποιήσουμε τη γενικότερη μορφή αυτής της εξίσωσης, στην οποία οι κύριοι διηλεκτρικοί άξονες δεν χρησιμοποιούνται ως ισότιμο σύστημα.

$$\left(\frac{1}{\epsilon_{xx}}\right)x^2 + \left(\frac{1}{\epsilon_{yy}}\right)y^2 + \left(\frac{1}{\epsilon_{zz}}\right)z^2 + 2\left(\frac{1}{\epsilon_{yz}}\right)yz + 2\left(\frac{1}{\epsilon_{xz}}\right)xz + 2\left(\frac{1}{\epsilon_{xy}}\right)xy = 1$$

ή, πιο απλά,

$$\sum_{ij=x,y,z} \left(\frac{1}{\epsilon_{ij}}\right)ij = 1 \quad (6.17)$$

Με ένα εφαρμοσμένο ηλεκτρικό πεδίο τα ( $1/\epsilon_{ik}$ ) στοιχεία θα αλλάξουν αξία, και ως εκ τούτου το ΟΙ θα τροποποιηθεί:

$$\sum_{ij=x,y,z} \left[ \left\{ \left(\frac{1}{\epsilon_{ij}}\right) + \Delta \left(\frac{1}{\epsilon_{ij}}\right)ij \right\} \right] = 1$$

Χρησιμοποιώντας την Εξ. (6.15) τότε δίνεται

$$\sum_{ij} \left[ \left( \frac{1}{\epsilon_{ij}} + \sum_k r_{ijk} E_k \right) ij \right] = 1 \quad (6.18)$$

Αυτό είναι η εξίσωση για το ΟΙ παρουσία ενός εφαρμοσμένου τομέα  $E$ .

### 6.2.2 Ένα παράδειγμα της ηλεκτροοπτικής επίδρασης

Εξετάστε το κρύσταλλο  $\text{KH}_2\text{PO}_4$ , διυδρογένιο του καλίου φωσφορικό άλας, ή KDP. Αυτό είναι διαφανές από περίπου 200 έως 1000 nm. Η συμμετρική ομάδα σημείου είναι 42m και το κρύσταλλο είναι διαξονικά διαθλαστικό. Ο τανυστής  $r_{ijk}$  έχει τη μορφή

$$r_{ijk} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & r_{41} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{pmatrix}$$

Προκύπτει από Εξ. (6.16) ότι

$$\Delta\left(\frac{1}{\varepsilon_1}\right) = \Delta\left(\frac{1}{\varepsilon_2}\right) = \Delta\left(\frac{1}{\varepsilon_3}\right) = 0$$

$$\Delta\left(\frac{1}{\varepsilon_4}\right) = r_{41}E \quad \Delta\left(\frac{1}{\varepsilon_5}\right) = r_{41}E_2 \quad \Delta\left(\frac{1}{\varepsilon_6}\right) = r_{63}E_3$$

Υποθέτοντας τους συμβατικούς άξονες που χρησιμοποιούνται (δηλ. οι κύριοι διηλεκτρικοί άξονες για μηδέν τομέα) και σημειώνοντας ότι το KDP είναι μη αξονικό, έτσι ώστε  $\varepsilon_1 = \varepsilon_2 = n_0^2$ ,  $\varepsilon_3 = n_e^2$ , έπειτα το νέο ΟΙ, που δίνεται από την Εξ. (6,18), είναι:

$$\frac{x^2}{n_0^2} + \frac{y^2}{n_0^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2r_{41}E_1yz + 2r_{41}E_2xz + 2r_{63}E_3xy = 1$$

Μπορεί ναδειχθεί ότι υπάρχουν, ως αποτέλεσμα του εφαρμοσμένου τομέα, νέοι διαγώνιοι όροι και ως εκ τούτου το νέο ΟΙ έχει τους άξονες που δεν αντιστοιχούν πλέον στους αρχικούς άξονες κρυστάλλου. Για να απλοποιήσετε αυτό το παράδειγμα, θεωρήστε τι συμβαίνει εάν ο τομέας κατευθύνεται κατά μήκος του οπτικού άξονα, z, το οποίο είναι  $E_1 - E_2 = 0$ ,  $E_3 = E$ . Κατόπιν

$$\frac{x^2}{n_0^2} + \frac{y^2}{n_0^2} + \frac{z^2}{n_e^2} + 2r_{63}E_3xy = 1$$

Βγάζει ότι εάν κάποιος μετασχηματίζει σε ένα ισότιμο σύστημα  $x'$ ,  $y'$ ,  $z'$  σχετικό με το  $x$ ,  $y$  και  $z$  όπως φαίνεται στο σχήμα 6.6, κατόπιν μπορούμε να γράψουμε

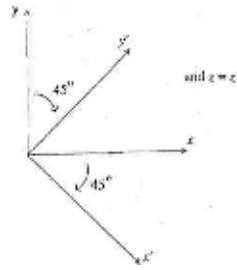
$$\left(\frac{1}{n_0^2} - r_{63}E\right)x'^2 + \left(\frac{1}{n_0^2} - r_{63}E\right)y'^2 + \frac{z'^2}{n_0^2} = 1$$

οι διαγώνιοι όροι αφαιρούνται και συνεπώς το  $x'$ ,  $y'$  και  $z'$  είναι οι νέοι κύριοι διηλεκτρικοί άξονες, που προκαλούνται από το E. Το ενδεικνυόμενο οπτικό είναι τώρα της μορφής:

$$\frac{x'^2}{n_{x'}^2} + \frac{y'^2}{n_{y'}^2} + \frac{z'^2}{n_{z'}^2} = 1$$

όπου

$$\frac{1}{n_{x'}^2} = \frac{1}{n_0^2} - r_{63}E$$



**Σχήμα 6.6** Μετασχηματισμός από το σύστημα συντεταγμένων  $x, y$  και  $z$  σε ένα νέο ισότιμο σύστημα  $x', y', z'$ .

αυτός είναι

$$n_{x'} \approx n_0 + \frac{1}{2} r_{63} E n_0^3$$

Συνεπώς

$$n_{x'} \approx n_0 + \frac{1}{2} r_{63} E n_0^3$$

Ομοίως

$$n_{y'} \approx n_0 + \frac{1}{2} r_{63} E n_0^3$$

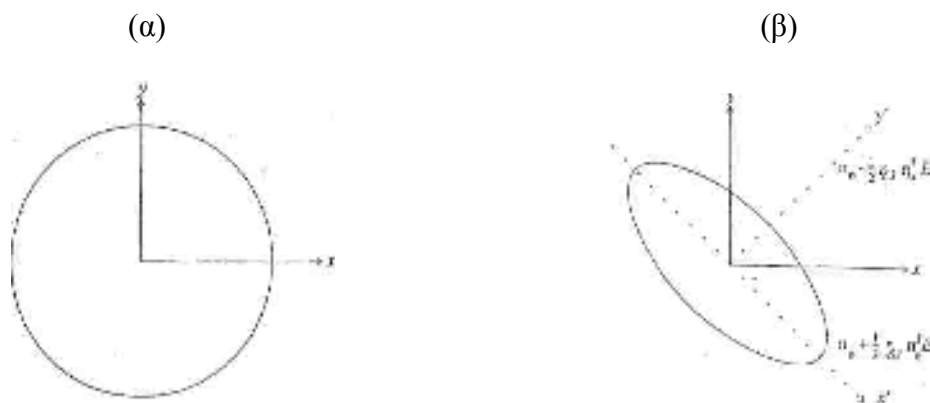
και

$$n_z = n_e \tag{6.19}$$

Μπορεί να δειχθεί ότι, επειδή  $n_{x'} \neq n_{y'} \neq n_z$ , το κρύσταλλο έχει γίνει διαζονικό. Εάν το φως διαδίδει κάτω από τον οπτικό άξονα,  $z$ , κατόπιν ο διαθλαστικός δείκτης θα αλλάξει από την ύπαρξη ανεξάρτητης πόλωσης στην ύπαρξη εξαρτώμενης πόλωσης. Αυτό παρουσιάζεται από τη διατομή του ενδεικνυόμενου οπτικού, κανονικά στην κατεύθυνση της διάδοσης, που γίνεται ελλειπτικής (σχήμα 6.7). Αυτή η ανάλυση δίνει τη βάση μιας σειράς συσκευών υπό μορφή ηλεκτροοπτικών διαμορφωτών που περιγράφεται στις παραγράφους 7.1.1 - 7.1.4.

### 6.3 Μη γραμμική οπτική

Στις ελαφρά χαμηλές εντάσεις οι οπτικές ιδιότητες των υλικών, όπως περιγράφονται στην παράγραφο 2.1.2, είναι ανεξάρτητες από την ένταση. Όταν το ηλεκτρικό πεδίο του κύματος EM αυξάνεται, όπως στις ισχυρές ακτίνες λέιζερ, αυτό δεν είναι πλέον η περίπτωση και προκαλεί μια σειρά μη γραμμικών οπτικών αποτελεσμάτων.



**Σχήμα 6.7** Διατομή του ενδεικνυόμενου οπτικού, κανονικά στην κατεύθυνση της διάδοσης, (α) κανένας διπλοδιαθλαστής κάτω από τον αρχικό οπτικό άξονα σε μηδέν τομέα (β) ο διπλοδιαθλαστής εμφανίζεται λόγω στο εφαρμοσμένο ηλεκτρικό πεδίο  $F_2 = E$

Όλα τα μη γραμμικά συστήματα μπορούν να δώσουν τη μίξη συχνότητας. Παραδείγματος χάριν, ένας αρμονικός ταλαντωτής έχει μια αποκαθιστάμενη δύναμη ανάλογη προς τη μετατόπιση από την ισορροπία και ταλαντεύεται σε μια καθορισμένη με σαφήνεια ηχηρή συχνότητα,  $\omega$ . Εντούτοις, εάν ένα πρόσθετο συστατικό προστίθεται στην αποκαθιστάμενη δύναμη, ανάλογη προς τη μετατόπιση που τακτοποιείται, κατόπιν όταν οδηγείται σε  $\omega$ , τα τμήματα συχνότητας θα παρατηρηθούν επίσης σε  $2\omega$  (δηλ.  $\omega + \omega$ ) και σε  $0$  ( $\omega - \omega$ ).

Σε γενικές γραμμές, η θεωρία της (δεύτερης διαταγής) μη γραμμικής οπτικής μπορεί να αναπτυχθεί από την ηλεκτροοπτική επίδραση. Συμβατικά, εντούτοις, παρουσιάζεται διαφορετικά.

### 6.3.1 Ηλεκτρομαγνητική διατύπωση των μη γραμμικών αλληλεπιδράσεων

Εξετάστε την απάντηση ενός διηλεκτρικού μέσου σε έναν εφαρμοσμένο τομέα. Μια πόλωση προκαλείται,  $P = Nqx$ . Στην παράγραφο 6.1 υποθέσαμε ότι το μήκος  $x$  ος  $E$  δίπολων, και συνεπώς αυτό

$$P = \epsilon_0 \chi E \quad (6.2)$$

Η σχέση μεταξύ του  $P$  και του  $E$  δεν πρέπει, γενικά, να περιοριστεί κατ' αυτό τον τρόπο. Τελικά αυτή η απλή αναλογικότητα θα καταρρεύσει. Αυτή η δυνατότητα μπορεί να συμπεριληφθεί με τη χρησιμοποίηση μιας πολυωνυμικής επέκτασης στην οποία οι συντελεστές υψηλής-διαταγής είναι μικροί, έτσι ώστε η γραμμικότητα διατηρείται, αλλά μόνο στους χαμηλούς τομείς. Παραδείγματος χάριν, μπορούμε να γράψουμε το μέγεθος της πόλωσης από την άποψη των δυνάμεων του μεγέθους των ηλεκτρικών πεδίων όπως

$$P = \epsilon_0 \chi_1 E + \epsilon_0 \chi_2 E^2 + \epsilon_0 \chi_3 E^3 + \dots$$

όπου  $\chi_1$  είναι η γραμμική ευαισθησία και  $\chi_2$  και  $\chi_3$  οι δεύτερης και τρίτης διαταγής μη γραμμικές ευαισθησίες. Εξετάζουμε τώρα την επίδραση αυτής της τροποποίησης επάνω στο φως διαδίδοντας μέσω αυτού του μέσου, δηλαδή όταν ο οπτικός τομέας είναι αρκετά μεγάλος για τους όρους υψηλής διαταγής για να είναι σημαντικός. Εξετάστε τέσσερις εξισώσεις Maxwell, οι οποίες καθορίζουν τις ιδιότητες των φωτεινών κυμάτων:

$$\nabla \cdot D = \rho \quad (6.20)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (6.21)$$

$$\nabla \times H = J + \frac{\partial D}{\partial t} \quad (6.22)$$

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (6.23)$$

Σημειώστε ότι το  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{H}$ ,  $\mathbf{D}$  και το  $\mathbf{B}$  είναι όλα πραγματικές μεταβλητές, και οι λειτουργίες της θέσης, του χρόνου και της συχνότητας. Η πόλωση,  $\mathbf{P}$ , μπαίνει σε αυτές τις εξισώσεις μέσα στην ηλεκτρική μετατόπιση διανυσματικό  $\mathbf{D}$ :

$$\mathbf{D} = \epsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad (6.3)$$

Χρησιμοποιώντας τη γενικότερη επέκταση του  $\mathbf{P}$ , αυτό δίνει

$$D = \epsilon_0 E + \epsilon_0 \chi_1 E + \epsilon_0 \chi_2 E^2 + \epsilon_0 \chi_3 E^3 + \dots$$



$$= \varepsilon_0(1 + \chi_1)E + P_{NL}$$

ή

$$D = \varepsilon_0 \varepsilon_r E + P_{NL} \quad (6.24)$$

όπου η διηλεκτρική σταθερά,  $\varepsilon_r$ , αναφέρεται στο γραμμικό μέρος της διηλεκτρικής απάντησης. Χρησιμοποιώντας αυτόν τον νέο καθορισμό του  $D$  εξετάζουμε τώρα την επίδραση που αυτό έχει στην εξίσωση κυμάτων EM. Η τυποποιημένη προσέγγιση είναι να ληφθεί η Εξ. (3.4) και χρησιμοποιήστε την σχέση  $\text{grad. div} - \nabla^2$ . Κατά συνέπεια

$$\nabla \times \nabla \times E = \nabla(\nabla \cdot E) - \nabla^2 E = -\frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times B)$$

Μπορεί να αποδειχθεί ότι για τις πρακτικότερες καταστάσεις  $\nabla \cdot E = 0$ , το οποίο δίνει :

$$\nabla^2 E = \mu_o \mu_r \frac{\partial}{\partial t}(\nabla \times H)$$

Μπορούμε τώρα να αντικαταστήσουμε για  $\nabla \times H$  χρησιμοποιώντας την Εξ. (6,22), μαζί με την Εξ. (6,24). Επομένως,

$$\nabla^2 E = \mu_o \mu_r \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \mu_o \mu_r \frac{\partial^2 P_{NL}}{\partial t^2} \quad (6.25)$$

Αυτή είναι η εξίσωση κυμάτων για τη διάδοση σε ένα μη γραμμικό μέσο, όπου έχουμε υποθέσει ότι η αγωγιμότητα  $\mathbf{J}$  είναι μηδέν. Εάν  $\mathbf{P}_{NL} = 0$  έπειτα αυτή η εξίσωση θα έχει μια γνωστή λύση επίπεδων κυμάτων για τη μονοδιάστατη περίπτωση:

$$E = \text{Re}(E \exp i(\omega t - kz))$$

όπου το  $i$  είναι το εύρος, το οποίο μπορεί να είναι σύνθετο, προκειμένου να συμπεριληφθεί ο σχετικός όρος της φάσης. Υποθέστε ότι ένα κύμα αυτής της μορφής εισάγει ένα μέσο όπου το  $\mathbf{P}_{NL}$  δεν είναι μηδέν. Για να λύσουμε αυτό υποθέτουμε ότι η επίδραση της μη γραμμικότητας είναι ποσοτικά αδύνατη και ως εκ τούτου μια ανησυχητική προσέγγιση ισχύει. Αντικαθιστάμε αυτήν την λύση για το  $E$  στην εξίσωση κυμάτων (6.25) και καθορίζουμε έπειτα τους όρους που επιβάλλονται. Για να κάνουμε αυτό πρέπει να καταγράψουμε  $\mathbf{P}_{NL}$  πλήρως από την άποψη του  $E$ . Απλοποιούμε το πρόβλημα εξετάζοντας τα δευτέρης διαταγής αποτελέσματα μόνο, και υποθέτοντας ότι

$$P_{NL} \propto E^2$$

Αυτή η προσέγγιση εξηγεί την μίξη της συχνότητας των φαινομένων όπως η δεύτερη αρμονική γενεά και οι οπτικοί ταλαντωτές παραμέτρου (OPOs), οι οποίοι συζητούνται στο κεφάλαιο 8. (Τα αποτελέσματα της τρίτης διαταγής,  $\propto E^3$ , ανάλογα προς  $E^3$  περιγράφουν την εξαρτώμενη ένταση διάθλασης και την απορρόφηση, καθώς επίσης και την υποκινημένη σκέδαση Raman, κ.λπ. Τα αποτελέσματα στο διαθλαστικό δείκτη που συζητούνται στο κεφάλαιο 4 μπορούν να διατυπωθούν απλά κατ' αυτό τον τρόπο. Εδώ περιορίζουμε τη συζήτηση στην συχνότητα-μίξη των αποτελεσμάτων). Δεδομένου ότι το  $\mathbf{P}_{NL}$  και το ηλεκτρικό πεδίο είναι και τα δύο διανύσματα, και ότι θα εξετάζουμε τα ανισότροπα κρυστάλλινα υλικά, πρέπει να γράψουμε

$$P_{NL} = d_{ijk} E_j E_k$$

Μετά από τη σύμβαση έχουμε γράψει επίσης το μη γραμμική τάνυση ευαισθησίας,  $d_{ijk}$ , έτσι ώστε να συμπεριλάβουμε  $\epsilon_0$ , δηλ.  $d_{ijk} = \epsilon_0 \chi_{ijk}^{(2)}$  που έχουμε καθορίσαμε  $d_{ijk}$  από την άποψη του εύρους των τομών και πόλωσης  $E_j$ ,  $E_k$ ,  $P$  που είναι σύνθετα. Υπό τον όρο ότι εργαζόμαστε σε μια φασματική περιοχή μακριά από οποιεσδήποτε αντηχήσεις απορρόφησης, κατόπιν μπορούμε να γράψουμε αυτήν την σχέση από την άποψη των στιγμιαίων (χρόνος που ποικίλλει) πραγματικών τομών  $E(t)$  και  $P(t)$ . Δηλαδή

$$(P_{NL})_i = d_{ijk} E_j E_k \quad (6.26)$$

Εάν αυτό ισχύσει, τότε παρουσία δύο ταλαντώσεων τομών των συχνοτήτων  $\omega_1$  και  $\omega_2$ , οι διαγώνιοι όροι θα υπάρξουν μέσα στη γενική έκφραση για  $P_{NL}$ , τότε :

$$P_{NL} \approx \epsilon_0 E^{\omega_1} \epsilon E^{\omega_2} \approx \epsilon_0 \exp(i\omega_1 t) \epsilon \exp(i\omega_2 t) \\ = \exp i(\omega_1 + \omega_2)t$$

θα υπάρξουν επίσης όροι όπως :

$$\exp(-i\omega_1 t) \epsilon \exp(i\omega_2 t) = \exp i(\omega_2 - \omega_1)t$$

Ο νέοι συνδυασμοί των συχνοτήτων μπορούν έτσι να βρεθούν στην μέση πολική ταλάντωση, και αυτοί θα ακτινοβοληθούν ως τα νέα ηλεκτρομαγνητικά κύματα. Σε γενικές γραμμές, δεν υπάρχει κανένα όριο στον αριθμό νέων συχνοτήτων επειδή η περαιτέρω μίξη μπορεί να εμφανιστεί παραδείγματος χάριν,

$$\omega_1 + \omega_2 \Rightarrow \omega_3 \quad \omega_3 + \omega_1 \Rightarrow \omega_4$$

Για να προχωρήσουμε περαιτέρω πρέπει να απλοποιήσουμε στον ελάχιστο αριθμό των συμβατών συχνοτήτων με τη μη γραμμική διαδικασία. Σε αυτόν τον τύπο της δεύτερης διαταγής της επίδρασης αυτό αντιστοιχεί ακριβώς σε τρεις αλληλεπιδρούσες τομείς, με τις συχνότητες  $\omega_3 = \omega_2 + \omega_1$ . Αντί ενός ενιαίου επίπεδου κύματος, πρέπει έτσι να εξετάσουμε τρία τέτοια κύματα. Επιλέγοντας την κατεύθυνση διάδοσης για να είμαστε κατά μήκος του z-άξονα, μπορούμε αυτά να τα γράψουμε όπως:

$$\begin{aligned} \omega_1: \quad E_{1j}(z, t) &= \text{Re}(\mathbf{E}_{1i}(z) e^{i(\omega_1 t - k^1 z)}) \\ &= \frac{1}{2} (\mathbf{E}_{1i}(z) e^{i(\omega_1 t - k^1 z)} + \text{c.c.}) \\ \omega_2: \quad E_{2j}(z, t) &= \frac{1}{2} (\mathbf{E}_{2i}(z) e^{i(\omega_2 t - k^2 z)} + \text{c.c.}) \\ \omega_3: \quad E_{3j}(z, t) &= \frac{1}{2} (\mathbf{E}_{3i}(z) e^{i(\omega_3 t - k^3 z)} + \text{c.c.}) \end{aligned} \quad (6.27)$$

Όπου c.c. δείχνει τις σύνθετες κλίσεις, και i, j και k είναι οι συνηθισμένοι γενικοί χωρικοί συντελεστές. Σε αυτήν την περίπτωση με το διανυσματικό k παράλληλο στο z είναι περιορισμένοι στο x και το y μόνο.

Θέλουμε να ανακαλύψουμε πώς αυτά τα τρία κύματα συσχετίζονται το ένα με το άλλο, χρησιμοποιώντας τη μη γραμμική εξίσωση κυμάτων (6.25). Όταν επεκτείνουμε έτσι το  $P_{NL}$  στην Εξ. (6.25) από την άποψη του E, πρέπει να χρησιμοποιήσουμε τις άλλες δύο συχνότητες. Χρησιμοποιώντας την Εξ. (6.26) έχουμε :

$$(P_{NL})_i^{\omega_1} = 2d_{ijk} E_{2k} E_{3j} \quad (6.28)$$

Ο παράγοντας που προκύπτει από την υπόθεση ότι υπάρχουν δύο χωριστοί τομείς (CO<sub>2</sub> και CO<sub>3</sub>) και επομένως πρέπει να περιλάβουμε τους όρους E<sub>2</sub>E<sub>3</sub> και E<sub>3</sub>E<sub>2</sub>. Αντικαθιστώντας για το ε, που χρησιμοποιείται στην Εξ.(6.27), και περνώντας τους όρους μέσα (ω<sub>2</sub> + ω<sub>3</sub>) - μια τέταρτη συχνότητα - δίνει το συστατικό της πόλωσης σε ω<sub>1</sub>, λόγω της παρουσίας του CO<sub>2</sub> και ω<sub>3</sub>, όπως :

$$(P_{NL})_{li} = \frac{d_{ijk}}{2} E_{2k}^* E e^{i(\omega_1 t + k_2 z - k_3 z)} + c.c.) \quad (6.29)$$

Είμαστε τώρα έτοιμοι για να επεκτείνουμε το πλήρες κύμα, Εξ.(6.25) σε επίπεδο των S εύρων. Αρχικά εξετάστε το ∇<sup>2</sup> E όρο, σημείωση - αυτόν για τα επίπεδα κύματα στη z - κατεύθυνση,  $\frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial y} = 0$ .

$$\begin{aligned} \nabla^2 E_{li(z,t)} &= \frac{\partial^2}{\partial z^2} E_{li}(z,t) = \\ &= -\frac{1}{2} (k_1^2 E_{li}(z) + 2ik_1 E \frac{d_{li}(z)}{dz}) e^{i(\omega_1 t - k_1 z)} + c.c \end{aligned} \quad (6.30)$$

Όπου η αργά ποικίλη προσέγγιση εύρους έχει υποθεθεί:

$$E_{li} \frac{d}{dz} k_1 \gg E_{li} \frac{d^2}{dz^2}$$

Μετά αξιολογώντας τους δύο όρους  $\frac{\partial^2}{\partial t^2}$  στα δεξιά, χρησιμοποιώντας το E<sub>li</sub> από την Εξ. (6.27) και (P<sub>NL</sub>)<sub>li</sub> από Εξ. (6.29), η εξίσωση κυμάτων μπορεί να γραφτεί όπως :

$$\begin{aligned} &-(k_1^2 \varepsilon_{li} + 2ik_1 \frac{d\varepsilon_{li}}{dz}) e^{i(\omega_1 t - k_1 z)} + c.c. \\ &-(\mu_o \mu_r \varepsilon_o \varepsilon_r) \omega_1^2 E_{li} e^{i(\omega_1 t - k_1 z)} + c.c.) - \mu_o \mu_r d_{ijk} (E_{3j} E_{2k}^* \omega_1^2 e^{i(\omega_1 t + k_2 z - k_3 z)} + c.c) \end{aligned}$$

Σε αυτό το σημείο μπορούμε να ρίξουμε τους σύνθετους συζευγμένους (c.c.) όρους. Μπορούν να θεωρηθούν ως ανεξάρτητα ικανοποιημένες εξισώσεις που γράφονται από την άποψη  $e^{-i\omega_1 t}$ , αντί του  $e^{i\omega_1 t}$ . Είναι έπειτα δυνατό να ακυρώσουν τον όρο  $e^{i\omega_1 t}$  ολόκληρο, και διαιρώντας το  $e^{-ik_1 z}$  και επίσης χρησιμοποιώντας το  $k_1^2 = \omega_1^2 \mu_o \mu_r \varepsilon_o \varepsilon_r$ , λαμβάνουμε:

$$E_{li} \frac{d}{dz} = -\frac{i\omega_1}{2} \sqrt{\frac{\mu_o \mu_r}{\varepsilon_o \varepsilon_r}} d_{ijk} E_{3j} E_{2k}^* e^{-i(k_3 - k_2 - k_1)z}$$

Ομοίως, η εξάρτηση του CO<sub>2</sub> και CO<sub>3</sub> επάνω στις άλλες δύο συχνότητες μπορεί να ληφθεί για να δώσει:

$$E_{2k} \frac{d}{dz} = -\frac{i\omega_2}{2} \sqrt{\frac{\mu_o \mu_r}{\varepsilon_o \varepsilon_r}} d_{ijk} E_{3j} E_{li}^* e^{-i(k_3 - k_1 - k_2)z} \quad (6.31)$$

$$E_{3j} \frac{d}{dz} = -\frac{i\omega 3}{2} \sqrt{\frac{\mu_0 \mu_r}{\epsilon_0 \epsilon_r}} d_{ijk} E_{1j} E_{2k}^* e^{-i(k_1+k_2-k_3)z}$$

Αυτές οι τρεις ταυτόχρονες εξισώσεις περιγράφουν πώς τα τρία κύματα,  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  και  $\omega_3$ , αλληλεπιδρούν καθώς ταξιδεύουν μέσω του μη γραμμικού μέσου. Είναι οι βασικές εξισώσεις για πολλές χρήσιμες οπτικές διαδικασίες συχνότητα – μίξης. Πριν τα συζητήσουμε αυτά, πρέπει πρώτα να εξετάσουμε τις ιδιότητες της παραμέτρου που καθορίζουν τη δύναμη αυτών των αποτελεσμάτων,  $d_{ijk}$ .

### 6.3.2 Η δεύτερης - διαταγής μη γραμμικός τανιστής ευαισθησίας

Ο τανυστής  $d_{ijk}$  μπορεί να καθοριστεί από την άποψη των σύνθετων ευρών:

$$R_i^{\omega_3} = d_{ijk}^{\omega_3=\omega_2+\omega_1} E_j^{\omega_1} E_k^{\omega_2} \quad (6.32)$$

Όπως με τη γραμμική διηλεκτρική σταθερά, η  $d_{ijk}$  αλλάζει στο μέγεθος με το  $\omega$  αλλά ελαφρώς μόνο πέρα από τις μακρινές φασματικές περιοχές από οποιεσδήποτε αντηχήσεις απορρόφησης. Ένας ενιαίος τανιστής  $d_{ijk}$  μπορεί έτσι να περιγράψει μια περιοχή ενός ιδιαίτερου μη γραμμικού μέσου.

Όπως με το tensor  $\epsilon_{ijk}$  με το οποίο συσχετίζεται, το  $d_{ijk}$  είναι μόνο διαφορετικό από το μηδέν στα μη-κεντροσυμμετρικά μέσα, το οποίο είναι, στα κρύσταλλα χαμηλής - συμμετρίας. Πάλι αυτό μπορεί να φανεί ότι συμβαίνει καθαρά για λόγους συμμετρίας. Εάν η πλήρης συμμετρία αντιστροφής υπάρχει τότε  $P(\mathbf{E}) = -P(-\mathbf{E})$  το οποίο είναι,  $P_i = d_{ijk} E_j E_k = - (d_{ijk} (-E_j) (-E_k))$ . Ως εκ τούτου θα ακολουθούσε ότι  $d_{ijk} = 0$ .

Είναι επίσης σαφές ότι δεν υπάρχει τίποτα ειδικό για τη διαταγή στην οποία εξετάζουμε τα δύο τμήματα των τομέων, και έτσι :

$$E_j E_k = E_k E_j$$

και ως εκ τούτου ακολουθεί ότι  $d_{ijk} = d_{ikj}$ . Κατά συνέπεια, άλλη μια φορά, μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε τη μητρική σημείωση, για  $jk:xx = 1, yy = 2, zz = 3, yz = 4, xz = 5, xy = yx = 6$ . Η εξίσωση (3.32) μπορεί να γραφτεί :

$$\begin{pmatrix} P_1 \\ P_2 \\ P_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} d_{11} & d_{12} & d_{13} & d_{14} & d_{15} & d_{16} \\ d_{21} & d_{22} & d_{23} & d_{24} & d_{25} & d_{26} \\ d_{31} & d_{32} & d_{33} & d_{34} & d_{35} & d_{36} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} E_x^2 \\ E_y^2 \\ E_z^2 \\ 2E_z E_y \\ 2E_z E_x \\ 2E_x E_y \end{pmatrix}$$

Υπό μερικούς όρους βγάζει ότι  $d_{ijk} = d_{kij} = d_{jik}$  επίσης δηλαδή όλοι οι υπογεγραμμένοι μπορούν να μετατεθούν. Αυτό είναι γνωστό ως υπόθεση Kleinmans, και συνήχθη αρχικά από την επιθεώρηση των πραγματικών τιμών των στοιχείων τάνυσης. Μειώνει τις 18 ανεξάρτητες τιμές για τα στοιχεία στη μήτρα  $d_{ijk}$  (6 X 3) σε ακριβώς 10. (Για παράδειγμα  $d_{12} = d_{xyy} = d_{yyx} = d_{26}$ , κλπ).

Τέλος, η περαιτέρω μείωση της πολυπλοκότητας του τανυστή προκύπτει από την πραγματική συμμετρία του κρυστάλλου στον οποίο αναφέρεται. Η μορφή του τανυστή  $d_{ijk}$  είναι, όπως μπορεί να αναμένεται, ίδιος με αυτό του  $\Gamma_{yt}$ , εκτός από το ότι οι στήλες και οι σειρές ανταλλάσσονται. Παραδείγματος χάριν, για KDP (42m), το  $d_{ijk}$  δίνεται κοντά :

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & d_{14} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & d_{36} \end{pmatrix}$$

και το  $r_{ijk}$  είναι :

$$\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ r_{41} & 0 & 0 \\ 0 & a_{32} & 0 \\ 0 & 0 & r_{63} \end{pmatrix}$$

Από  $d_{14} = d_{xyz}$  και  $d_{36} = d_{zxy}$  θα αναμέναμε να είναι ίσα βάσει της υπόθεσης Kleinman, έτσι ώστε σε όλα τα τέτοια κρύσταλλα των 42m, να υπάρχει μόνο μια ανεξάρτητη αξία. Τα παραδείγματα στον πίνακα 6.1 δείχνουν ότι αυτό συμβαίνει και ότι η υπόθεση ισχύει επίσης για άλλα παραδείγματα των οπτικά μη γραμμικών κρυστάλλων. Σημειώστε ότι οι μονάδες του  $d$  μπορούν να συναχθούν από το  $P = N_{qx} = dE^2$ , με βάση τις διαστάσεις,

$$\frac{C.m}{m^3} = d \frac{V^2}{m^2}$$

ο όποιος υπονοεί ότι οι μονάδες του  $d$  είναι Coulombs/volt<sup>2</sup>.

Στις περισσότερες πρακτικές καταστάσεις οι εξισώσεις τάνυσης που περιέχουν το  $d_{ijk}$  μπορούν να απλοποιηθούν στη μορφή μη - τάνυσης στην οποία το  $d_{ijk}$  αντικαθίσταται από το  $d_{eff}$ , το σχετικό στοιχείο τάνυσης (ή συνδυασμός των στοιχείων) που αντιστοιχεί στη συγκεκριμένη γεωμετρία της αλληλεπίδρασης. (Αυτό έγινε κατά τη συζήτηση της ηλεκτροοπτικής επίδρασης στην παράγραφο 6.2.2, όπου το  $r_{ijk}$  αντικαταστάθηκε από το  $r_{63}$ ).

**Πίνακας 6.1**

Κρύσταλλοι	Υλικό	Κοινό όνομα	Δεύτερος διαταγής - μη γραμμικός τανιστής ευαισθησίας (C/V <sup>2</sup> )
42m	KH <sub>2</sub> PO <sub>4</sub>	KDP	$d_{14} = d_{xyz} = 3.9 \times 10^{-24}$ $d_{36} = d_{zxy} = 5.0 \times 10^{-24}$
	KD <sub>2</sub> PO <sub>4</sub>	KD*P	$d_{14} = d_{xyz} = 4.7 \times 10^{-24}$ $d_{36} = d_{zxy} = 4.7 \times 10^{-24}$
	NH <sub>4</sub> H <sub>2</sub> PO <sub>4</sub>	ADP	$d_{14} = d_{xyz} = 5.5 \times 10^{-24}$ $d_{36} = d_{zxy} = 5.5 \times 10^{-24}$
mm <sup>2</sup>	BaTiO <sub>3</sub>	Barium Titanate	$d_{15} = d_{xxz} = 190 \times 10^{-24}$ $d_{31} = d_{zxx} = 200 \times 10^{-24}$ $d_{33} = d_{zzz} = 71 \times 10^{-24}$
3m	Ag <sub>3</sub> AsS <sub>3</sub>	Proustite	$d_{22} = d_{yyy} = 250 \times 10^{-24}$ $d_{36} = d_{yyv} = 150 \times 10^{-24}$

Πριν αφήσουμε αυτήν την συζήτηση των ιδιοτήτων του  $d_{ijk}$ , πρέπει να σημειωθεί πως η απαίτηση ενός μη κεντροσυμμετρικού κρυστάλλου για το  $d_{ijk}$  να είναι μόλυβδοι διαφορετικοί του μηδενός άμεσα στις διάφορες διαδικασίες συχνότητας - μίξης, όπως η δεύτερη αρμονική γενεά.

Αρχικά εξετάστε τη δυνατότητα μέσα στην οποία βρίσκεται ένα συνδεδεμένο ηλεκτρόνιο. Κανονικά,  $P = Nq\chi$ . ος  $E$  και ως εκ τούτου η δυνατότητα:  $V(x) = \int E \cdot dx \propto \int x \cdot dx = x^2$ . Αυτό δίνει τη συνηθισμένη συμμετρική παραβολική δυνατότητα. Εντούτοις, όταν  $P \propto E^2$  η δυνατότητα αντιστοιχεί στο  $V(\chi) = a\chi^2 + b\chi^3$ , το οποίο είναι μη συμμετρικό. Αυτή η ασυμμετρία είναι θεμελιώδης σε μια δεύτερης διαταγής ( $x_2$ ) μη γραμμικότητα. Εξετάστε καλά το απλό πρότυπο ενός ηλεκτρονίου σε μια μη συμμετρική δυνατότητα (Σχήμα 6.8). Το συστατικό  $x_2$  αποτελείται από μια ΣΥΝΕΧΗ μετατόπιση συν τη δεύτερη αρμονική. Μαθηματικώς,  $x \propto E^2 \rightarrow (e^{i\omega t} + e^{-i\omega t})^2 \rightarrow e^0, e^{i2\omega t}$ .

### 6.3.3 Μίξη συχνότητας τριών κυμάτων

Το σύνολο των τριών ταυτόχρονων εξισώσεων (6.31) περιέγραψε όλες τις πιθανές αλληλεπιδράσεις μεταξύ των ιδιογραμμικών κυμάτων των αεροπλάνων ΕΜ της συχνότητας,  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  και  $\omega_3$ . Αυτά περιλαμβάνουν:

$$[1] \quad \omega_1 + \omega_2 \rightarrow \omega_3$$

$$[2] \quad \begin{aligned} \omega_3 - \omega_1 &\rightarrow \omega_2 \\ \omega_3 - \omega_2 &\rightarrow \omega_1 \end{aligned}$$

$$[3] \quad \omega_3 \rightarrow \omega_1 + \omega_2$$

Όλες αυτές οι διαδικασίες μπορούν να εμφανιστούν και εξαρτώνται από τα σχετικά επίπεδα ακτινοβολίας των τριών κυμάτων στα οποία εξουσιάζουν πραγματικά σε οποιαδήποτε ιδιαίτερη περίπτωση. (Σημειώστε ότι αυτό μπορεί επίσης να γενικευτεί στις μη γραμμικές περιπτώσεις). Θα εξετάσουμε αρχικά το απλούστερο παράδειγμα της διαδικασίας [1], παραγωγικό άθροισμα, όπου  $\omega_1 + \omega_2 \rightarrow \omega_3$ . Εάν υποθέσουμε μια χαμηλή αποδοτικότητα της παραγωγής  $\omega_3$  έπειτα μια πολύ μικρή δύναμη θα μεταφερθεί από τα δύο εισερχόμενα κύματα, το  $\omega_1$  και το  $\omega_2$ . Ως εκ τούτου μπορούμε να πάρουμε :

$$\frac{dE_{1i}}{dz} \approx \frac{dE_{2k}}{dz} \approx 0$$

Δηλαδή τα  $E_{1i}$  και  $E_{2k}$  είναι σταθερά και συνεπώς αφηγήμαστε με μια ενιαία εξίσωση από την (6.31):

$$\frac{dE_{3j}}{dz} \approx \frac{i\omega_3}{2} \left( \frac{\mu_0 \mu_r}{\epsilon_0 \epsilon_r} \right)^{1/2} d_{jik} E_{1i} E_{2k} e^{-i\Delta k z}$$

όπου έχουμε γράψει  $k_1 + k_2 - k_3 = \Delta k$ . Αυτό είναι εύκολα ενσωματωμένο πέρα από μια απόσταση,  $L$ :

$$E_{3j}(L) = \frac{i\omega_3}{2} \left( \frac{\mu_0 \mu_r}{\epsilon_0 \epsilon_r} \right)^{1/2} d_{jik} E_{1i} E_{2k} \int e^{-i\Delta k z} dz$$

Κατά συνέπεια το εύρος του παραγόμενου κύματος,  $\omega_3$ , στον αποχωρισμό του κρυστάλλου του μήκους  $L$ , είναι:

$$E_{3j}(L) = \frac{i\omega_3}{2} \left( \frac{\mu_0 \mu_r}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \right)^{1/2} d_{jik} E_{1i} E_{2k} \frac{(e^{-i\Delta k L} - 1)}{\Delta k}$$

Τώρα η ακτινοβολία (W/m<sup>2</sup>) ενός κύματος με το σύνθετο εύρος,  $E$  (V/m), δίνεται από:

$$I = -\frac{1}{2} \left( \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r}{\mu_0 \mu_r} \right)^{1/2} E E^* \quad (6.33)$$

Κατά συνέπεια η ακτινοβολία  $\omega_3$  δίνεται από:

$$I_{3j} = \left( \frac{\mu_0 \mu_r}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \right)^{1/2} \frac{\omega_3^2}{8} d_{ijk}^2 E_{1i} E_{1i}^* E_{2k} E_{2k}^* \frac{(e^{i\Delta k L} - 1)(e^{-i\Delta k L} - 1)}{\Delta k^2}$$

Εφαρμόζοντας την Εξ.(6.33) ακόμα μια φορά για να γράψουμε  $E_{1i}$  και  $E_{2k}$  από την άποψη των ακτινοβολιών τους, και υποθέτοντας πως έχουμε επιλύσει το deff για τους προσανατολισμούς των συνολικών τομέων  $E_1$  και  $E_2$ , έπειτα:

$$I_3 = \frac{\omega_3^2}{2} \left( \frac{\mu_0 \mu_r}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \right)^{3/2} d_{eff}^2 I_1 I_2 \frac{(2 - e^{-i\Delta k L} - e^{i\Delta k L})}{\Delta k^2}$$

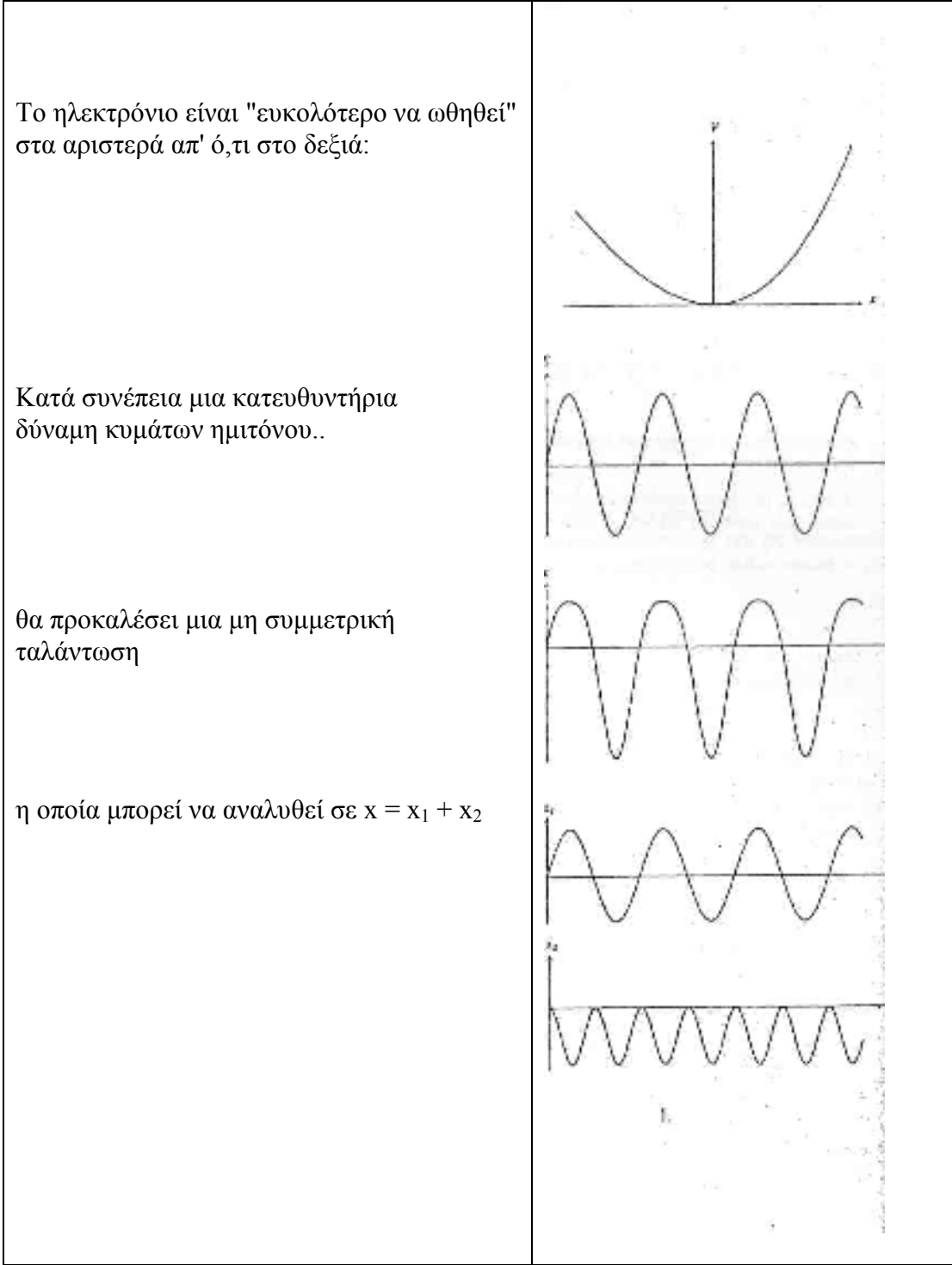
ή

$$I_3 = \frac{\omega_3^2 L^2}{2} \left( \frac{\mu_0 \mu_r}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \right)^{3/2} d^2 I_1 I_2 \left[ \sin \frac{\Delta k L}{2} / \frac{\Delta k L}{2} \right]^2 \quad (6.34)$$

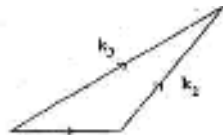
Μπορούμε να δούμε ότι (μέσα στα όρια της αρχικής υπόθεσης ότι η δύναμη στο  $\omega_1$  και το  $\omega_2$  δεν μειώνεται σημαντικά) το νέο κύμα  $\omega_3$  έχει τις ακόλουθες εξαρτήσεις:

$$\begin{aligned} I_3 &\propto I_1 I_2 \\ I_3 &\propto \frac{d^2}{\varepsilon_r^{3/2}} = \frac{d^2}{n^3} \quad (\text{χρησιμοποιημένος ως αριθμός της αξίας για το υλικό}) \\ I_3 &\propto \left[ \sin \frac{\Delta k L}{2} / \frac{\Delta k L}{2} \right]^2 \end{aligned}$$

το οποίο δίνει την εξάρτηση του μήκους με τον δεύτερο όρο στο προϊόν (μερικές φορές αποκαλούμενο λειτουργία ημιτόνου) που είναι κρίσιμο. Δεν θα μπορούσε να είναι κοντά (ή ακόμα και ίσο) σε μηδέν και ως εκ τούτου να δώσει καμία παραγωγή στο  $\omega_3$ . Εάν θέλουμε να μεγιστοποιήσουμε το  $I_3$ , κατόπιν η λειτουργία του ημιτόνου πρέπει να έχει τη μέγιστη αξία της 1. Το  $I_3$  έπειτα απλά θα αυξανόταν αναλογικά προς το τετράγωνο του μήκους κρυστάλλου.



**Σχήμα 6.8** η έννοια ενός ηλεκτρονίου σε μια καλή μη συμμετρική δυνατότητα



**Σχήμα 6.9** το διανυσματικό τρίγωνο ταιριάσματος-φάσης  
 Για το  $\text{sinc}(\Delta kL/2) = 1$  πρέπει να έχουμε :



$$\Delta k = k_1 + k_2 - k_3 = 0$$

και επομένως :

$$k_1 + k_2 = k_3 \quad (6.35)$$

Αυτό είναι γνωστό ως κατάσταση ταιριάσματος της φάσης, ή διανυσματική απαίτηση κυμάτων - το κβαντικό μηχανικό αντίτιμο στη συντήρηση ορμής. Μπορεί να γενικευτεί στην περίπτωση των μη διαγραμμικών αλληλεπιδράσεων και παρουσιάζεται στο σχήμα 6.9:

$$\mathbf{k}_1 + \mathbf{k}_2 = \mathbf{k}_3 \quad \text{συντήρηση της ορμής}$$

Σημείωση πως το  $\omega$  είναι ανάλογο προς την ενέργεια των φωτονίων, έχουμε επίσης τη

$$\omega_1 + \omega_2 = \omega_3 \quad \text{συντήρηση της ενέργειας}$$

Σημειώστε ότι όλες οι διαδικασίες και των τριών κυμάτων που καθορίζονται από την Εξ. (6.31) βελτιστοποιείται όταν ικανοποιείται η κατάσταση του ταιριάσματος της φάσης.

#### 6.3.4 Φάση που ταιριάζει με τις διπλές διαθλάσεις

Για τα γραμμικά κύματα ο όρος της ταιριαστής φάσης (6.35) είναι  $k_1 + k_2 = k_3$  και μπορεί να γραφτεί:

$$\omega_1 n_1 + \omega_2 n_2 = \omega_3 n_3$$

όπου  $|k| = \omega n / c$ . Δεδομένου ότι  $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$ , αυτό μπορεί μόνο να είναι αληθινό εάν  $n_1 = n_2 = n_3$ , δηλαδή εάν δεν υπάρχει καμία διασπορά. Η κανονική διασπορά κάνει  $n_3 > n_1, n_2$ , και ως εκ τούτου  $\omega_1 n_1 + \omega_2 n_2 < \omega_3 n_3$ , όπως φαίνεται στο σχήμα 6.10.

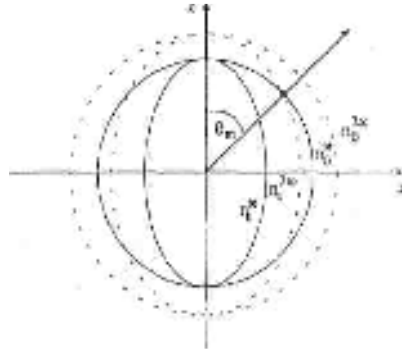
Μια μη γραμμική γεωμετρία ούτε αυτή βοηθά. Για να υπερνικήσουμε αυτό το πρόβλημα, μπορούμε να εκμεταλλευτούμε τις διαθλαστικές ιδιότητες του κρυστάλλου. Αυτό μας δίνει δύο πιθανές τιμές του διαθλαστικού δείκτη για κάθε συχνότητα και η διαφορά τους μπορεί να είναι αρκετά μεγάλη για να αντισταθμίσει τη διασπορά.

##### (α) Φάση που ταιριάζει με τη δεύτερη αρμονική γενεά

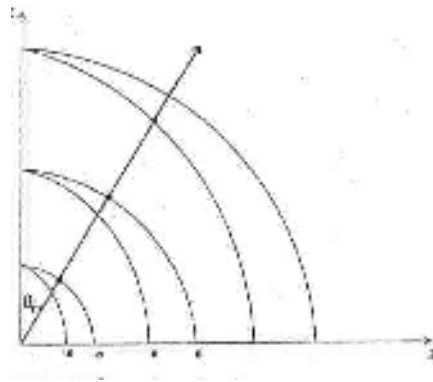
Όταν τα "δύο εισαγμένα κύματα" είναι στην ίδια ενιαία ακτίνα, κατόπιν το ποσό της συχνότητας αντιστοιχεί στη δεύτερη αρμονική:  $\omega + \omega = 2\omega$ . Αυτή η περίπτωση οδηγεί σε έναν ιδιαίτερα απλό όρο για το ταίριασμα της φάσης για να εμφανιστεί. Αντί του  $\omega_1 n_1 + \omega_2 n_2 = \omega_3 n_3$ , μπορούμε να γράψουμε  $2\omega n^{(\omega)} = 2\omega n^{(2\omega)}$  το οποίο είναι,  $n^{(\omega)} = n^{(2\omega)}$ . Κατά συνέπεια πρέπει μόνο να κανονίσουμε οι θεμελιώδεις και δεύτεροι αρμονικοί δείκτες να είναι ίσοι. Εξετάστε τις κανονικές επιφάνειες, που περιγράφουν την παραλλαγή του ο - και των e - ακτινών, για ένα αρνητικό μη αξονικό κρύσταλλο. Τα αποτελέσματα της διασποράς θα παράγει ένα διαφορετικό σύνολο κανονικών επιφανειών για κάθε συχνότητα. Για μια ιδιαίτερη  $\omega$  και της δεύτερης αρμονικής του,  $2\omega$ , αυτά μπορεί να μοιάσουν με εκείνους που παρουσιάστηκαν στο σχήμα 6.11. Κατά συνέπεια η διάδοση μιας συνηθισμένης ακτίνας σε  $\omega$  κατά μήκος αυτής της κατεύθυνσης θα παραγάγει αποτελεσματικά μια διαγραμμική  $2\omega$  ακτίνα με την ορθογώνια πόλωση (e-ακτινών).  $\theta_m$  είναι γνωστά ως ταιριαστής φάσης με γωνία.

(β) Ταιριαστής φάσης: γενικές αλληλεπιδράσεις τριών-κυμάτων

Αυτή η λύση για τη δεύτερη αρμονική γενεά είναι μοναδική. Γενικά, για την τριών-κυμάτων επεξεργασία στις οποίες υπάρχει τρεις ευδιάκριτες συχνότητες περιέλαβαν, μια πρέπει να θεωρηθεί το κύμα τις διανυσματικής επιφάνειες παρά να συνταχθούν οι επιφάνειες, δεδομένου ότι είναι k's το οποίο πρέπει να προσθέσει σωστά.



Σχήμα 6.11 οι (κανονικές) επιφάνειες δεικτών (για ένα αρνητικό διαξωνικό κρύσταλλο, στις συχνότητες  $\omega$  και  $2\omega$ ).



Σχήμα 6.12 οι "k-επιφάνειες" για τρία διαφορετικά διανυσματικά κύματα  $k_1, k_2, k_3$  (μόνο, ένα ενιαίο τεταρτημόριο έχει συρθεί).

Η "k-επιφάνεια" μπορεί να προέλθει από την (κανονική) επιφάνεια δεικτών (χρησιμοποιώντας το  $|k| = 2\pi n / \lambda$ ). Με τέτοιες επιφάνειες μπορεί να αποδειχθεί ότι ο διπλοδιαθλαστής μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να υπερνικήσει τη διασπορά σε αυτές τις γενικότερες αλληλεπιδράσεις επίσης.

Το σχήμα 6.12 δείχνει ότι η γωνία,  $\theta_m$ , μπορεί να επιλεγεί έτσι ώστε

$$k_1^0(\theta_m) + k_2^0(\theta_m) = k_3^e(\theta_m)$$

Αυτό αντιστοιχεί στο ταίριασμα φάσης του  $\omega_1$  και του  $\omega_2$ , ως ο-ακτίνες και του  $\omega_3$ , ως e-ακτίνα. Είναι συχνά δυνατό να βρεθεί μια άλλη γωνία που ικανοποιεί επίσης τον όρο ταιριαστής φάσης, με ένα από τα χαμηλής συχνότητας κύματα, επίσης μια e-ακτίνα, έτσι ώστε

$$k_1^e(\theta'_m) + k_2^0(\theta'_m) = k_3^e(\theta'_m)$$

Γενικά δύο τύποι ταιριαστών φάσης είναι δυνατοί για κάθε τύπο κρυστάλλου:

- Τύπος I κρύσταλλα, στα οποία τα χαμηλής συχνότητας κύματα έχουν την ίδια πόλωση:  
 $k_1^0 + k_2^0 = k_3^e$  για την αρνητική διαξωνική περίπτωση,

$$k_1^e + k_2^e = k_3^0 \quad \text{για την θετική διαξωνική περίπτωση,}$$

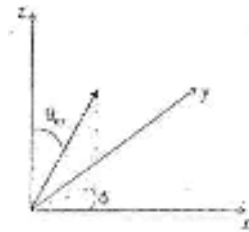
- Τύπος II κρύσταλλα, στα οποία τα χαμηλής συχνότητας κύματα έχουν διαφορετικές πολώσεις:

$$k_1^e + k_2^0 = k_3^e \quad \text{για την αρνητική διαξωνική περίπτωση,}$$

$$k_1^e + k_2^e = k_3^0 \quad \text{για την θετική διαξωνική περίπτωση,}$$

Έχοντας επιλέξει έναν ιδιαίτερο γεωμετρικό ταιριαστή φάσης, τότε μπορεί έπειτα να καθορίσει τι είναι το  $d_{\text{eff}}$  (σε γενικές γραμμές, θα μπορούσε να είναι μηδέν, το οποίο δίνει πάλι εναλλακτικές για τον ταιριαστή φάσης). Το  $d_{\text{eff}}$  μπορεί συνήθως να βελτιστοποιηθεί με τη ρύθμιση της άλλης γωνίας που καθορίζει την τελική κατεύθυνση διάδοσης,  $\Phi$ , διατηρώντας ότι  $\theta = \theta_m$  (σχήμα 6.13).

Λαμβάνοντας υπόψη το  $\theta$  και  $\Phi$  και η προδιαγραφή των ο - ή e-ακτινών για κάθε ακτίνα, η γεωμετρία καθορίζεται πλήρως. Ο πίνακας 6.2 δίνει  $d_{\text{eff}}(\theta, \Phi)$  για όλες τις κατηγορίες κρυστάλλων. (Υποτίθεται ότι η υπόθεση Kleinman δεν στέκει. Εάν στέκει, αυτοί οι τύποι μπορούν να απλοποιηθούν περαιτέρω σε μερικές περιπτώσεις).



Σχήμα 6.13 η τελική κατεύθυνση της διάδοσης ( $\theta_m, \Phi$ ).

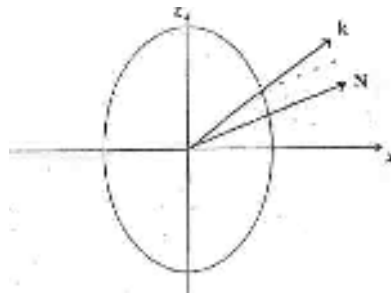
**Πίνακας 6.2** Εξισώσεις που χρησιμοποιούνται για το  $d_{\text{eff}}$  για τις 13 διαξωνικές κατηγορίες κρυστάλλου για τις περιπτώσεις όπου η συμμετρία Kleinman δεν κρατά

(α) Δύο e-ακτίνες και μια ο-ακτίνα

Κατηγορία Κρυστάλλου	Τύπος I (Θετικό διαξωνικό)	Τύπος II (Αρνητικό διαξωνικό)
6 και 4	$-d_{14} \sin 2\theta$	$-d_{14} \sin 2\theta \cos \theta$
622 και 422	$-d_{14} \sin 2\theta$	$-d_{14} \sin 2\theta \cos \theta$
6 mm και 4 mm	0	0
6m2	$d_{22} \cos^2 \theta \cos 3\varphi$	$d_{22} \cos^2 \theta \cos 3\varphi$
3m	$d_{22} \cos^2 \theta \cos 3\varphi$	$d_{22} \cos^2 \theta \cos 3\varphi$
6	$\cos^2 \theta (d_{11} \sin 3\varphi + d_{22} \cos 3\varphi)$	$\cos^2 \theta (d_{11} \sin 3\varphi + d_{22} \cos 3\varphi)$
3	$\cos^2 \theta (d_{11} \sin 3\varphi + d_{22} \cos 3\varphi)$	$\cos^2 \theta (d_{11} \sin 3\varphi + d_{22} \cos 3\varphi)$
	$-d_{14} \sin 2\theta$	$d_{14} \sin \theta \cos \theta$
32	$d_{11} \cos^2 \theta \sin 3\varphi - d_{14} \sin 2\theta$	$d_{11} \cos^2 \theta \sin 3\varphi + d_{14} \sin \theta \cos \theta$
4	$d_{14} \sin 2\theta \cos 2\varphi$	$(d_{14} + d_{36}) \sin \theta \cos \theta \cos 2\varphi$
	$-d_{15} \sin 2\theta \sin 2\varphi$	$-(d_{15} + d_{31}) \sin \theta \cos \theta \sin 2\varphi$
42m	$d_{14} \sin 2\theta \cos 2\varphi$	$(d_{14} + d_{36}) \sin \theta \cos \theta$

(β) Δύο ο-ακτίνες και μία e-ακτίνα

Κατηγορία Κρυστάλλου	Τύπος   (Θετικό διαξωνικό)	Τύπος    (Αρνητικό διαξωνικό)
6 και 4	$d_{31} \sin 2\theta$	$d_{15} \sin 2\theta$
622 και 422	0	0
6 mm και 4 mm	$- d_{31} \sin \theta$	$d_{15} \sin \theta$
6m2	$- d_{22} \cos \theta \sin 3\varphi$	$- d_{22} \cos \theta \sin 3\varphi$
3m	$d_{31} \sin \theta - d_{22} \cos \theta \sin 3\varphi$	$- d_{22} \cos \theta \sin 3\varphi$
6	$\cos \theta (d_{11} \cos 3\varphi - d_{22} \sin 3\varphi)$	$\cos \theta (d_{11} \cos 3\varphi - d_{22} \sin 3\varphi)$
3	$\cos \theta (d_{11} \cos 3\varphi - d_{22} \sin 3\varphi)$	$\cos \theta (d_{11} \cos 3\varphi - d_{22} \cos 3\varphi)$
	$d_{31} \sin \theta$	$+ d_{15} \sin \theta$
32	$d_{11} \cos \theta \cos 3\varphi$	$d_{11} \cos \theta \cos 3\varphi$
4	$-\sin \theta (d_{31} \cos 2\varphi - d_{36} \sin 2\varphi)$	$-\sin \theta (d_{15} \cos 2\varphi + d_{14} \sin 2\varphi)$
42m	$- d_{36} \sin \theta \sin 2\varphi$	$- d_{14} \sin \theta \sin 2\varphi$



**Σχήμα 6.14** η (κανονική) επιφάνεια δεικτών που παρουσιάζει την κατεύθυνση της ενεργειακής ροής N για τη φάση διάδοσης κατά μήκος της κατεύθυνσης Vp

(γ) Ταίριασμα φάσης  $90^\circ$

Όπως σημειώθηκε νωρίτερα, η κανονική επιφάνεια δίνει την κατεύθυνση της ενεργειακής ροής (N) για οποιαδήποτε δεδομένη κατεύθυνση διάδοσης της φάσης όπως φαίνεται στο σχήμα 6.14. Επειδή το N και το k δεν είναι γενικά παράλληλα, τα αποτελέσματα του “διαχωρισμού” μπορεί να περιορίσουν τα μήκη αλληλεπίδρασης στην τριών - κυμάτων ανάμιξη των διαδικασιών που περιλαμβάνουν και οι ο- και οι e-ακτίνες. Παραδείγματος χάριν, για  $\omega_1 + \omega_2 \rightarrow \omega_3$  (τύπος II φάση-που ταιριάστηκε) (σχήμα 6.15). Με την επιλογή ενός κρυστάλλου που επιτρέπει το ταίριασμα της φάσης με  $6m = 90^\circ$ , η διαχωριστική γωνία ( $\alpha$ ) μπορεί να μειωθεί στο μηδέν (ταυτόχρονα ακόμα διατηρώντας μια διαφορά μεταξύ των ο - και οι e-ακτίνες) και ως εκ τούτου μεγάλα μήκη αλληλεπίδρασης μπορούν να επιτευχθούν, τα οποία δίνουν μια μεγαλύτερη αποδοτικότητα στην μετατροπή.

### 6.3.5 Ποσοτικές διαδικασίες $\omega_1 + \omega_2 \rightarrow \omega_3$

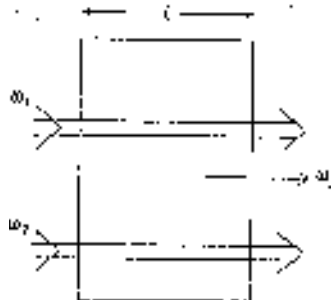
(α) απλή παραγωγή ποσού

Αυτή η περίπτωση αναλύθηκε στην αρχή της παραγράφου 6.3.3 και μια περίληψη δίνεται εδώ (δείτε το σχήμα 6.16).

Υποτίθεται ότι  $I_3(0) = 0$  και αυτό



**Σχήμα 6.15** Το περιορισμένο μήκος αλληλεπίδρασης μεταξύ των κυμάτων της συχνότητας  $\omega_1$  και  $\omega_2$  λόγω των επιδράσεων της αποσύνδεσης



**Σχήμα 6.16** Σχηματική αντιπροσώπευση της απλής ποσοτικής διαδικασίας παραγωγής.

$$\frac{dE_1}{dz} \approx \frac{dE_2}{dz} \approx 0$$

Εάν επίσης είχαμε υποθέσει ότι αυτή η αλληλεπίδραση ήταν ταιριασμένη φασικά, δηλ.  $\Delta k = 0$ , κατόπιν θα είχαμε λάβει (από Εξ. (6.34))

$$I_3 = \frac{\omega_3^2 I_2}{2} \left( \frac{\mu_0 \mu_r}{\epsilon_0 \epsilon_r} \right)^{3/2} d_{eff} I_1 I_2 \quad [6.34']$$

*(β) Παραμετρικές μετατροπές*

Εξετάζουμε τώρα την περίπτωση όπου υπάρχει μια σημαντική μεταφορά από ένα από τα κύματα εισαγωγής στο ποσό (σχήμα 6.17). Υποθέτουμε ότι  $\omega_2$  είναι έντονο και δεν μειώνεται έτσι ώστε  $dE_2 / dz \approx 0$ , αλλά ότι  $\omega_1$  είναι αδύνατο και επηρεάζεται από την αλληλεπίδραση (η επαγγελματική γλώσσα αναφέρεται συχνά  $\omega_1$  ως ακτίνα σημάτων και  $\text{CO}_2$  ως ακτίνα αντλιών). Χρησιμοποίηση Eqs. (6.31) λαμβάνουμε τώρα δύο διαφορετικές από το μηδέν εξισώσεις:

$$\frac{dE_{1i}}{dz} = \frac{-i\omega_1}{2} \left( \frac{\mu_0 \mu_r}{\epsilon_0 \epsilon_r} \right)^{1/2} d_{ijk} E_{3j} E_{2k}^*$$

$$\frac{dE_{3j}}{dz} = \frac{-i\omega_3}{2} \left( \frac{\mu_0 \mu_r}{\epsilon_0 \epsilon_r} \right)^{1/2} d_{jik} E_{1j} E_{2k}$$

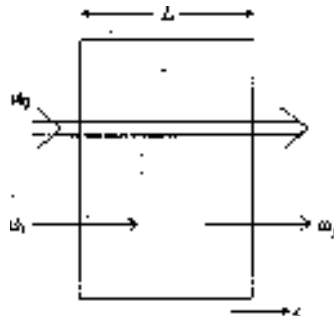
όπου πάλι υποτίθεται ότι  $\Delta k = 0$ . Μπορούμε επίσης να υποθέσουμε ότι το σχετικό  $d_{eff}$  έχει καθοριστεί. Για την ευκολία καθορίζουμε την παράμετρο  $l$  από:

$$l = \left[ \frac{d_{eff}}{2\pi} \left( \frac{\omega_1 \omega_3 \mu_0 \mu_r}{\epsilon_0 \epsilon_r} \right)^{1/2} E_2 \right]^{-1} \quad (6.36)$$

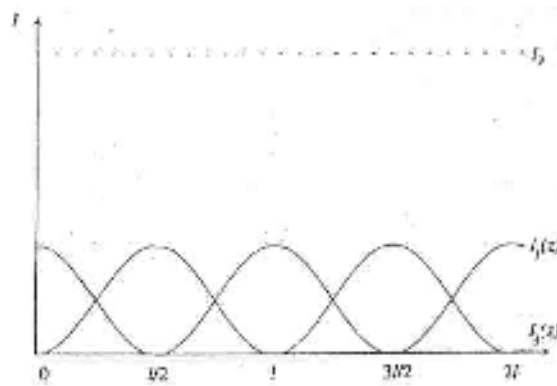
Αυτό επιτρέπει στις δύο ταυτόχρονες εξισώσεις να γραφτούν:

$$\frac{d}{dz} \left( \frac{E_1}{\sqrt{\omega_1}} \right) = -\frac{i\pi}{l} \left( \frac{E_3}{\sqrt{\omega_3}} \right)$$

(α)



(β)



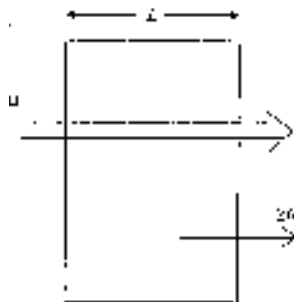
**Σχήμα 6.17** (α) Σχηματική αντιπροσώπηση της άνω παραμετρικής διαδικασίας μετατροπής, (β) αύξηση ισχύος και αποσύνθεση στη μετατροπή της συχνότητας.

$$\frac{d}{dz} \left( \frac{E_3}{\sqrt{\omega_3}} \right) = \frac{-i\pi}{l} \left( \frac{E_1}{\sqrt{\omega_1}} \right)$$

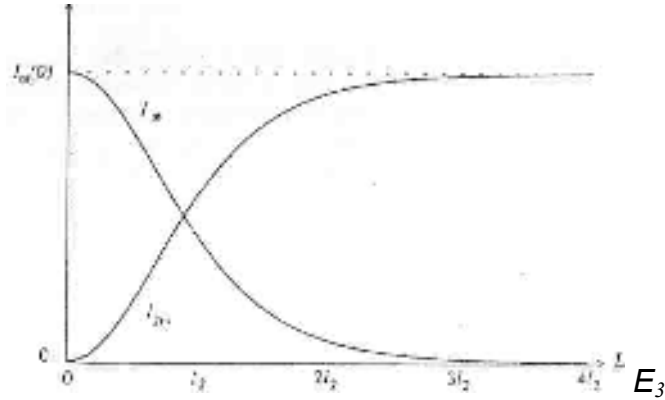
Υποθέτοντας ότι δεν υπάρχει καμία αρχική ποσοτική συχνότητα, δηλαδή ότι  $E_3(0) = 0$ , κατόπιν αυτές οι εξισώσεις έχουν τις λύσεις:

$$E_1(z) = E_1(0) \left( \frac{\pi z}{l} \right)$$

α)



(β)



**Σχήμα 6.18** Δεύτερη αρμονική γενεά (SHG). (α) Μια σχηματική αντιπροσώπευση της διαδικασίας (β) αύξηση και αποσύνθεση δύναμης σε SHG.

$$E_3(z) = -i \left( \frac{\omega_3}{\omega_1} \right)^{1/2} E_1(0) \sin \left( \frac{\pi z}{l} \right)$$

Από την ακτινοβολία,  $I = -\frac{1}{2} [(\epsilon_0 \epsilon_r) / (\mu_0 \mu_r)]^{1/2} E E^*$ , λαμβάνουμε:

$$I_1(z) = I_1(0) \cos^2 \left( \frac{\pi z}{l} \right) \quad I_3(z) = \frac{\omega_3}{\omega_1} I_1(0) \sin^2 \left( \frac{\pi z}{l} \right) \quad (6.37)$$

Οι γραφικές παραστάσεις  $I_1(z)$  και  $I_3(z)$  εναντίον του  $z$  παρουσιάζονται στο σχήμα 6.17(β). Μπορεί ναδειχθεί ότι το  $\omega_3$  κύμα αυξάνεται μέχρι όλη τη δύναμη  $\omega_1$ , το κύμα έχει μειωθεί (δηλαδή πλήρως), και έπειτα οι αντίστροφες διαδικασίες εμφανίζονται ( $\omega_3 \rightarrow \omega_2 \rightarrow \omega_1$  αυτή είναι μια διαφορετική παραγωγή). Ένας πλήρης κύκλος ολοκληρώνεται μετά από μια απόσταση,  $l$ , η οποία είναι γνωστή ως μήκος αλληλεπίδρασης (σημειώστε εκείνο το  $l_3$  στην Εξ. (6.37) μειώνει την (6.34) όταν  $\pi z / l$  είναι μικρό).

(γ) Δεύτερη αρμονική γενεά (SHC)

Σε αυτήν την περίπτωση, μια ενιαία έντονη ακτίνα παράγει μια συχνότητα ποσού από μόνη της, δηλ.  $\omega$  παράγει  $2\omega$ . Αυτό αντιστοιχεί στη διαίρεση της εισαγωγής σε δύο μέρη, όπου  $I_1 = I_2 = I_\omega / 2$  (σχήμα 6.18). Υποθέτοντας ότι  $\Delta k = 0$ , μπορούμε να αντικαταστήσουμε αυτές τις σχέσεις σε με την Εξ. (6.34) μαζί με  $\omega_1 = \omega_2 = \omega$  και  $\omega_3 = 2\omega$  για να λάβουμε:

$$I_{2\omega} = \frac{\omega^2 L^2}{2} \left( \frac{\mu_0 \mu_r}{\epsilon_0 \epsilon_r} \right)^{2/3} d^2 I_\omega^2 \quad (6.38)$$

Σημειώστε ότι το  $I_{2\omega}$  είναι ανάλογο προς το τετράγωνο του θεμελιώδους,  $I_\omega$  (για τη χαμηλή μετατροπή). Στην αντίθεση με την παραμετρική περίπτωση υψηλής μετατροπής, η μείωση του θεμελιώδους αντιστοιχεί στα  $\omega_1$  και  $\omega_2$  κύματα που μειώνονται σε ένα ίσο ποσοστό, συνεπώς μετά από την πλήρη μετατροπή, η αντίστροφη διαδικασία (διαφοράς) δεν μπορεί να εμφανιστεί (να

υποθέσουμε ότι το  $I_{2\omega}$  δεν είναι τόσο έντονο ώστε να προκληθεί η ισχυρή παραμετρική ενίσχυση, δείτε κατωτέρω).

Πάλι διαιρώντας το θεμελιώδη σε δύο μισά, μπορούμε να γράψουμε δύο από τις συνδεδεμένες εξισώσεις όπως:

$$\frac{dD_{\omega}}{dz} = \frac{-i\omega}{2} \left( \frac{\mu_0 \mu_r}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \right)^{1/2} d_{\text{eff}} D_{2\omega} D_{\omega}$$

$$\frac{dD_{2\omega}}{dz} = \frac{-i\omega}{2} \left( \frac{\mu_0 \mu_r}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \right)^{1/2} d_{\text{eff}} D_{\omega}^2$$

υποθέτοντας ότι το  $\Delta k = 0$  και η λήψη της φάσης του κύματος του  $\omega$  σαν μια αναφορά σε, έτσι ώστε  $E_3 = E_2^*$ . Αυτά έχουν τις λύσεις:

$$E_{2\omega} = -iE_{\omega}(0) \tanh(z/l_2)$$

$$E_{\omega} = E_{\omega}(0) \operatorname{sech}(z/l_2)$$

όπου

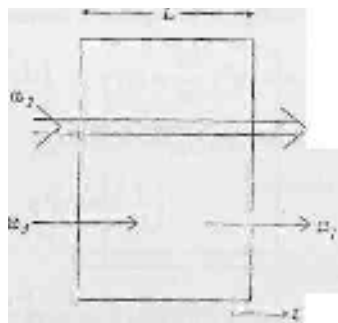
$$l_2 = \left[ \frac{\omega}{2} \left( \frac{\mu_0 \mu_r}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \right)^{1/2} d E_{\omega}(0) \right]^{-1}$$

Αυτό δίνει, από την άποψη των διαφωτισμένων για το μήκος L:

$$I_{2\omega} = I_{\omega}(0) \tanh^2(L/l_2) \quad I_{\omega} = I_{\omega}(0) \operatorname{sech}^2(L/l_2) \quad (6.39)$$

Όπως πρέπει να συμβεί, ο πρώτος αυτών μειώνεται στην Εξ. (6.38) όταν το  $I_{\omega}(0)$  είναι μικρό, δηλ. όταν  $\tanh(L/l_2)$ . Οι γραφικές παραστάσεις των  $I_{2\omega}$  και  $I_{\omega}$  έναντι του L παρουσιάζονται στο σχήμα 6.18 (β).

Θεωρητικά (υποθέτοντας ταίριασμα φάσης  $90^\circ$ , τέλεια παράλληλη ακτίνα και μηδενικές απώλειες), μια μετατροπή 93% μπορεί να επιτευχθεί πέρα από μια απόσταση  $L = 2 l_2$ , και 99% κάτω από  $3 l_2$ . Σημειώστε ότι, όπως απαιτείται στους λόγους ενεργειακής συντήρησης, η  $I_{2\omega}$  ασύμπτωτο στην ακτινοβολία εισαγωγής  $I_{\omega}(0)$ .



Σχήμα 6.19

Σχηματική αντιπροσώπευση μιας διαδικασίας διαφοράς.



### 6.3.6 Διαδικασίες Διαφοράς ( $\omega_3 \rightarrow \omega_2 \rightarrow \omega_1$ και $\omega_3 \rightarrow \omega_1 \rightarrow \omega_2$ )

#### (α) Παραγωγή διαφοράς, υπο-μετατροπή, διόρθωση

Εάν τα τρία κύματα  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  και  $\omega_3$  είναι ταιριασμένα στη φάση τότε μια εισαγωγή του  $\omega_2$  και  $\omega_3$  θα παραγάγει το  $\omega_1 = \omega_3 - \omega_2$ , και όχι το άθροισμα,  $\omega_3 + \omega_2$  (σχήμα 6.19). Για τη χαμηλή αλληλεπίδραση της αποδοτικότητας μετατροπής αυτό προχωρά με τον ίδιο τρόπο όπως κατά την παραγωγή μιας αθροιστικής παραγωγής, όπως περιγράφεται από τη Εξ. (6,34), ανταλλαγμένα με τα  $I_1$  και  $I_3$ .

*Παραμετρική υπο-μετατροπή:* Υποθέτοντας άλλη μια φορά ότι το CO2 είναι η ακτίνα αντλιών έπειτα η κάτω-μετατροπή ενός σήματος  $\omega_3$  σε  $\omega_1$  περιγράφεται από την Εξ. (6,37), αλλά με όλους τους υπογεγραμμένους 1 και 3 που ανταλλάσσονται. Αυτό είναι ισοδύναμο με τη μετατόπιση  $z = 0$  με αφετηρία από το  $l/2$ .

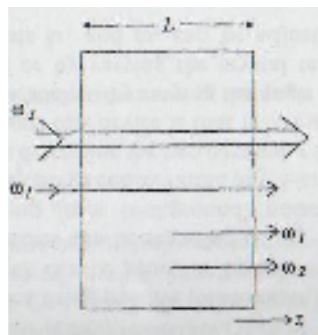
*Οπτική διόρθωση:* Αυτή η διαδικασία διαφοράς είναι ισοδύναμη με τη SHG, δηλαδή μια ενιαία συχνότητα εισαγωγής δίνει  $\omega - \omega \rightarrow 0$ , Αν και τα έγγραφα αυτής της επίδρασης εμφανίζονται πραγματικά, είναι πάντα πολύ αδύνατα λόγω του προβλήματος της ενεργειακής συντήρησης.

#### (β) Παραμετρική Ενίσχυση

Η παραμετρική ενίσχυση είναι μια άλλη διαδικασία διαφοράς, αλλά μια της οποίας η υψηλότερη συχνότητα,  $\omega_3$ , είναι η έντονη ακτίνα (αντλία) δείτε το σχήμα 6.20. Σε αυτήν την περίπτωση μπορούμε να υποθέσουμε ότι  $dE_3/dz \approx 0$  και έτσι από την Εξ. (6.31) μπορούμε να γράψουμε:

$$\begin{aligned} \frac{dE_1}{dz} &= \frac{-i\omega_1 d}{2} \left( \frac{\mu_0 \mu_r}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \right)^{1/2} E_3 E_2^* \\ \frac{dE_2}{dz} &= \frac{-i\omega_2 d}{2} \left( \frac{\mu_0 \mu_r}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \right)^{1/2} E_1 E_3^* \end{aligned} \quad (6.40)$$

όπου έχουμε γράψει τη σύνθετη κλίση της δεύτερης εξίσωσης (πάλι  $\Delta k = 0$ ). Αυτή τη φορά μπορούμε να επιλέξουμε να κάνουμε το  $\omega_3$  το κύμα αναφοράς, έτσι ώστε  $E_3 = E_3^*$ . Εάν καθορίζουμε μια παράμετρο  $g$ ,



Σχήμα 6.20 Σχηματική αντιπροσώπευση της παραμετρικής ενίσχυσης.

$$g = d(\omega_1 \omega_2)^{1/2} \left( \frac{\mu_0 \mu_r}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \right)^{1/2} E_3$$

Έτσι μπορούμε να ξαναγράψουμε την Εξ. (6.40) σαν

$$\frac{d}{dz} \left( \frac{\mathbf{E}_1}{\sqrt{\omega_1}} \right) = -\frac{ig}{2} \left( \frac{\mathbf{E}_2^*}{\sqrt{\omega_2}} \right)$$

$$\frac{d}{dz} \left( \frac{\mathbf{E}_2^*}{\sqrt{\omega_2}} \right) = \frac{ig}{2} \left( \frac{\mathbf{E}_1}{\sqrt{\omega_1}} \right)$$

Αυτά είναι παρόμοια με τις εξισώσεις για την παραμετρική άνω μετατροπή, εκτός από μια αλλαγή στο πρόσημο. Κατά συνέπεια οι λύσεις είναι από την άποψη του cosh και της sinh αντί του cos και της sin. Υποθέτοντας ότι δεν υπάρχει κανένα αρχικό κύμα  $\omega_2$ :

$$\mathbf{E}_1(z) = \mathbf{E}_1(0) \cosh\left(\frac{gz}{2}\right)$$

$$\mathbf{E}_2^*(z) = \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right) \mathbf{E}_1(0) i \sinh\left(\frac{gz}{2}\right)$$

Εάν αφήσουμε το  $\frac{gz}{2}$  ή το  $z$  να είναι αρκετά μεγάλα δηλ.  $gz \geq 3$ , τότε:

$$\cos\left(\frac{gz}{2}\right) = \frac{1}{2}(e^{gz/2} + e^{-gz/2}) \approx \frac{1}{2}e^{gz/2}$$

και

$$\sin\left(\frac{gz}{2}\right) = \frac{1}{2}(e^{gz/2} - e^{-gz/2}) \approx \frac{1}{2}e^{gz/2}$$

Μπορούμε επίσης να γράψουμε

$$I_1 = \frac{1}{4} I_1(0) e^{gz} \quad I_2 = \frac{1}{4} \left(\frac{\omega_2}{\omega_1}\right) I_1(0) e^{gz} \quad (6.41)$$

Μπορούμε να δούμε ότι ένα αδύνατο κύμα  $\omega_1$  ενισχύεται εκθετικά, με έναν παράγοντα κέρδους  $g$  ενώ το  $\omega_2$  παράγεται στο ίδιο ποσοστό. Αυτό είναι μια παραμετρική ενίσχυση. Η επαγγελματική γλώσσα αναφέρεται στο  $\omega_1$  ως σήμα που λέγεται ότι είναι ενισχυμένο από την αντλία  $\omega_3$ , ενώ ένα πιο "νωχελικό" κύμα  $\omega_2$  παράγεται επίσης. Υπάρχει ένας άλλος χρήσιμος τρόπος πώς η παραμετρική ενίσχυση προκύπτει και αυτό συζητείται στο τμήμα κατωτέρω.

*Οι σχέσεις Manley – Rowe*

Μπορούμε να ξαναγράψουμε τις τρεις κύριες εξισώσεις (6,31), υποθέτοντας ότι  $\Delta k = 0$  και με την αντικατάσταση

$$S = \frac{d}{2} \left( \frac{\mu_0 \mu_r}{\epsilon_0 \epsilon_r} \right)^{1/2}$$

μέσα σε αυτό:

$$\frac{d\mathcal{E}_1}{dz} = -i\omega_1 S \mathcal{E}_3 \mathcal{E}_2^*$$

$$\frac{d\mathcal{E}_2}{dz} = -i\omega_2 S \mathcal{E}_1^* \mathcal{E}_3$$

$$\frac{d\mathcal{E}_3}{dz} = -i\omega_3 S \mathcal{E}_1 \mathcal{E}_2$$

Τώρα εξετάστε τα ακόλουθα παράγωγα, αξιολόγησε χρησιμοποιώντας τη ανωτέρω σχέση:~

$$\frac{d}{dz} \left( \frac{\mathcal{E}_1 \mathcal{E}_1^*}{\omega_1} \right) = iS \mathcal{E}_3 \mathcal{E}_2^* \mathcal{E}_1^* + iS \mathcal{E}_3^* \mathcal{E}_2 \mathcal{E}_1$$

$$\frac{d}{dz} \left( \frac{\mathcal{E}_2 \mathcal{E}_2^*}{\omega_2} \right) = iS \mathcal{E}_1^* \mathcal{E}_3 \mathcal{E}_2^* + iS \mathcal{E}_1 \mathcal{E}_3^* \mathcal{E}_2$$

$$\frac{d}{dz} \left( \frac{\mathcal{E}_3 \mathcal{E}_3^*}{\omega_3} \right) = iS \mathcal{E}_1^* \mathcal{E}_2^* \mathcal{E}_3 + iS \mathcal{E}_1 \mathcal{E}_2 \mathcal{E}_3^*$$

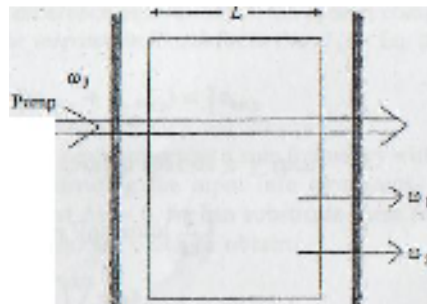
Μπορεί να δειχθεί ότι και τα τρία είναι ίσα στο μέγεθος, ενώ το τρίτο είναι αντίθετο στο πρόσημο. Σημειώνοντας ότι  $\mathcal{E} \mathcal{E}^* \propto I$ , μπορούμε να γράψουμε:

$$\frac{d}{dz} \left( \frac{I_1}{\omega_1} \right) = \frac{d}{dz} \left( \frac{I_2}{\omega_2} \right) = \frac{d}{dz} \left( \frac{I_3}{\omega_3} \right) \quad (6.42)$$

Αφήστε μας να εξετάσουμε τι αυτό σημαίνει:

$$I \equiv \text{energy} / \text{s} / \text{m}^2$$

$$\omega \equiv \text{photon energy}/h$$



**Σχήμα 6.2.1** Σχηματική αντιπροσώπευση ενός οπτικού παραμετρικού ταλαντωτή με οπτική ανατροφοδότηση που παρέχεται από τους καθρέφτες.

Κατά συνέπεια

$$I/\omega \propto \text{number of photons/s/m}^2 = N$$

Χρησιμοποιώντας το N αντί του  $I/\omega$  στην Εξ.(6.42) και ενσωματώνοντάς το, λαμβάνουμε:

$$\Delta N_1 = \Delta N_2 = \Delta N_3$$

Αυτές είναι οι σχέσεις Manley - Rowe, που απλά δηλώνουν ότι για όλες τις αλληλεπιδράσεις μεταξύ  $\omega_1$ ,  $\omega_2$  και  $\omega_3$  (δεδομένου ότι  $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$ ), για κάθε  $\omega_1$  φωτόνιο που χάνεται, ένα  $\omega_2$  φωτόνιο θα χαθεί επίσης, ενώ ένα  $\omega_3$  φωτόνιο θα κερδηθεί, και αντίστροφα. Αυτό όπως αναμένεται συμβαίνει για λόγους ενεργειακής συντήρησης. Μπορούμε τώρα να χρησιμοποιήσουμε αυτό το αποτέλεσμα για να εξηγήσουμε την παραμετρική ενίσχυση.

Αρχίζοντας με την αντλία,  $\omega_3$  και το σήμα  $\omega_1$  η παραγωγή διαφοράς δίνει  $\omega_3 - \omega_1 \rightarrow \omega_2$  (ενδιάμεσος τροχός μετάδοσης κίνησης). Εάν η ροή του  $\omega_2$  αυξάνεται, έτσι πρέπει και για το  $\omega_1$  και ως εκ τούτου υπάρχει ενίσχυση. Το  $\omega_1$  που "υποκινεί" το διαχωρισμό ενός  $\omega_3$  φωτονίου  $\omega_1$  και  $\omega_2$ .

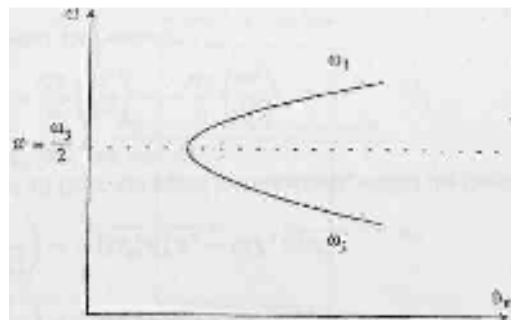
(γ) *Οπτικός παραμετρικός ταλαντωτής (OPO)*

Εάν μπορούμε να ενισχύσουμε ένα σήμα, κατόπιν χρησιμοποιώντας τη θετική ανατροφοδότηση, είναι πάντα δυνατό να κάνεις έναν ταλαντωτή. Η οπτική ανατροφοδότηση μπορεί να παραχθεί από τους καθρέφτες, όπως προβλέπεται από μια κοιλότητα λέιζερ (σχήμα 6.21). Αυτή η διαδικασία μπορεί να θεωρήσει πως  $\omega_3 \rightarrow \omega_1 - \omega_2$ , εκτός από το ότι στην πράξη ότι το  $\omega_1$  και  $\omega_2$  συγκεντρώνουν από το υπόβαθρο "θόρυβο" (αναπόφευκτα παρόν) από την παραμετρική ενίσχυση. Η ενεργειακή συντήρηση ( $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$ ) και ταίριασμα φάσης με ( $k_1 + k_2 = k_3$ ) όροι που καθορίζουν τις δύο ιδιαίτερες συχνότητες που εξουσιάζουν.

Αυτό που είναι πολύ ελκυστικό για αυτήν την συσκευή είναι ότι είναι ευρέως ρυθμιζόμενη. Με την αλλαγή του όρου ταίριασμα φάσης, όπως με την ποικιλία της γωνίας του κρυστάλλου στον άξονα κοιλότητων (και ως εκ τούτου την αλλαγή του  $\theta_m$ ) ή με την ποικιλία της θερμοκρασίας του κρυστάλλου (και ως εκ τούτου οι διαθλαστικοί δείκτες του), τα αποτελέσματα,  $\omega_1$  και  $\omega_2$  μπορούν να ρυθμιστούν, μέσα στον περιορισμό  $\omega_1 + \omega_2 = \omega_3$  (σχήμα 6.22).

Για την ταλάντωση, το κέρδος πρέπει να υπερβεί τις απώλειες κοιλότητων. Κατά συνέπεια μια ελάχιστη ακτινοβολία αντλιών,  $I_3$ , απαιτείται προκειμένου να επιτευχθεί το κατώτατο όριο ταλάντωσης. Για να εξετάσουμε αυτό πρέπει να μετατρέψουμε τις βασικές εξισώσεις μας (6.31) στη χρονική περιοχή δεδομένου ότι οι αλληλεπιδράσεις είναι περιορισμένες στο χώρο μέσα στην κοιλότητα. Αυτό γίνεται με απλή αντικατάσταση των διαφορικών χειριστών:

$$\frac{d}{dz} \equiv \frac{1}{c} \frac{d}{dt} = (\mu_0 \mu_r \epsilon_0 \epsilon_r)^{-1/2} \frac{d}{dt}$$



**Σχήμα 6.22** Γραφική παράσταση του  $\omega$  εναντίον  $\theta_m$  που παρουσιάζουν την ρυθμιζόμενη φύση ενός OPO.

Πρέπει επίσης να προσθέσουμε τους πρόσθετους όρους που αντιστοιχούν στις απώλειες στην κοιλότητα, και ως εκ τούτου να γράψουμε:

$$\frac{dE_1}{dt} = -a_1 E_1 - \frac{i\omega_1 d_{eff}}{2\varepsilon_0 \varepsilon_r} E_2^* E_3$$

$$\frac{dE_2}{dt} = -a_2 E_2 - \frac{i\omega_2 d_{eff}}{2\varepsilon_0 \varepsilon_r} E_1^* E_3$$

Τα  $E_1$  και  $E_2$  τώρα αναφέρονται στους μέσους τομείς μέσα στην κοιλότητα ομοιαδή οτε στιγμής. Εάν  $d = 0$  οι πρόσθετοι αόροι θα οδηγούσαν αλά στην εκθετική αόσύνθεση αυτών των τομέων το α αντιστοιχεί στο οσοστό αόσύνθεσης για κάθε τομέα δηλ. ανάλογος ορος τις αώλειες κοιλοτήτων για αυτήν την συχνότητα. Στο κατώτατο όριο  $d_{E_1}/dt$   $d_{E_2}/dt$  και δεν υάρχει ούτε αόσύνθεση ούτε αύξηση. Κατά συνέεια

$$\alpha_1 E_1 = -\frac{i\omega_1 d_{eff}}{2\varepsilon\varepsilon_0} E_1^* E_3$$

και παίρνοντας τη σύνθετη κλίση του δεύτερου:

$$\alpha_2 E_2^* = -\frac{i\omega_2 d_{eff}}{2\varepsilon\varepsilon_0} E_1 E_3^*$$

Πολλαπλασιάζοντας αυτά μεταξύ τους και εξαλείφοντας τα  $E_2^*$  και  $E_1$ , λαμβάνουμε  $\alpha_1 \alpha_2 = \omega_1 \omega_2 (d_{eff}/\varepsilon\varepsilon_0)^2 E_3 E_3^*$ . Την κρίσιμη ακτινοβολία της αντλίας προκειμένου να επιτευχθεί το κατώτατο όριο δίνονται έτσι από:

$$I_3^{(th)} \propto \frac{a_1 a_2}{\omega_1 \omega_2 d_{eff}^2} \quad (6.43)$$

Εξετάζουμε τώρα τις συχνότητες που μπορούν να δημιουργηθούν για να ταλαντευτούν ευκολότερα. Από την Εξ. (6,43),

$$I_3^{(th)} \propto \frac{1}{\omega_1 \omega_2} = \frac{1}{\omega_3 \omega_i - \omega_1^2}$$

Εάν διαφοροποιούμε τον παρονομαστή όσον αφορά το  $\omega$ :  $d/d\omega_1(\omega_3\omega_1 - \omega_1^2) = \omega_2 - 2\omega_1$ , λαμβάνουμε μια κρίσιμη καμπή στο  $\omega_1 = \omega_3 / 2$ . Αυτό αντιστοιχεί στη μικρότερη  $I_3$  εκτίμηση, δηλ. όταν το  $\omega_1 = \omega_3 / 2$  ( $= \omega_2$ ). Αντιθέτως, από τον έλεγχο  $I_3 \rightarrow \infty$  με  $\omega_1 \rightarrow 0$  ( $\omega_1 \rightarrow \omega_3$ ) και  $\omega_1 \rightarrow \omega_3$  ( $\omega_2 \rightarrow 0$ ). Σαφώς το εκφυλισμένο OPO ( $\omega_1 = \omega_2$ ) έχει το χαμηλότερο κατώτατο όριο αντλιών, και το περισσότερο είναι συντονισμένο μακριά από τον εκφυλισμό, ο μεγαλύτερος θα είναι η ακτινοβολία αντλιών που απαιτείται. Παρατηρείται ότι η συντονιζόμενη σειρά ενός OPO περιορίζεται από τη διαθέσιμη δύναμη αντλιών. Αυτό είναι χαρακτηριστικό πολλών οπτικών μη γραμμικών διαδικασιών!

Η εφαρμογή των διόδων - άντλησης στερεάς κατάστασης λέιζερ ως πηγές στην αντλία OPOs περιγράφεται στο κεφάλαιο 8. Η δεύτερη αρμονική γενεά αξιοποιείται επίσης. Αυτή η πρόσφατη τεχνολογία λέιζερ υπόσχεται να ξεσηκώσει την πρακτικότητα αυτών των συσκευών για τις οποίες οι βασικοί μηχανισμοί έχουν περιγραφεί στο παρόν κεφάλαιο.

## Αναφορές

- [6.1] A. Yariv, *Quantum Electronics*, 3rd edn (Wiley, New York, 1989).
- [6.2] F. Zernike and J. Midwinter, *Applied Nonlinear Optics* (Wiley, New York, 1973).

# Κεφάλαιο 9

## Ανιχνευτές

### 9.1 Εισαγωγή

Στα προηγούμενα κεφάλαια έχουμε συζητήσει τα περισσότερα από τα συστατικά των οπτικοηλεκτρονικών συστημάτων εκτός από την ποικιλία των ανιχνευτών που μπορεί να χρησιμοποιηθεί. Η κύρια λειτουργία όλων των ανιχνευτών ακτινοβολίας είναι να μετατρέπουν την απορροφημένη ακτινοβολία μιας ποικιλίας από μήκη κύματος (η ισχύς του οπτικού σήματος) σε μια χρησιμοποιήσιμη ηλεκτρική απόδοση (ένα ηλεκτρικό σήμα). Το ηλεκτρικό σήμα μπορεί να είναι είτε μια τάση είτε ένα ρεύμα, και για λόγους μέτρησης είναι επιθυμητό να είναι ανάλογο προς την ισχύ του οπτικού σήματος. Η εικόνα 9.1 δείχνει πώς συνδέονται τα διάφορα συστατικά ενός οπτικοηλεκτρονικού συστήματος. Η σημασία των ανιχνευτών είναι προφανής. Καθορίζουν πόσο καλά το σύστημα εκτελεί το στόχο του και παρέχουν την σύνδεση με τον εξωτερικό κόσμο.

Η απόδοση ενός ανιχνευτή θα εξαρτηθεί από τα φασματικά και χωρικά χαρακτηριστικά της προσπίπτουσας ακτινοβολίας, έτσι για λόγους σύγκρισης αυτά τα χαρακτηριστικά πρέπει να διευκρινιστούν. Οι ανιχνευτές έχουν επίσης ένα εύρος χρονικών αποκρίσεων. Δεδομένου ότι η διαμόρφωση ή η αποκοπή χρησιμοποιείται συνήθως από κοινού με έναν ανιχνευτή, η συχνότητα διαμόρφωσης πρέπει επίσης να διευκρινιστεί δεδομένου ότι έχει επιπτώσεις στην απόδοση.

### 9.2 Παράμετροι που καθορίζουν την απόκριση ενός ανιχνευτή

Υποθέστε προς το παρόν ότι ο ανιχνευτής ανταποκρίνεται στο σήμα εισαγωγής παράγοντας μία μεταβολή τάσης  $\Delta V$ . Το  $\Delta V$  θα είναι μια συνάρτηση διάφορων ποσοτήτων, όπως παρουσιάζεται παρακάτω, όπου το  $b$  είναι η εφαρμοσμένη ηλεκτρική τάση πόλωσης,  $f$  είναι η συχνότητα της διαμόρφωσης, το  $\lambda$  είναι το μήκος κύματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας,  $P$  η ακτινοβολία (ισχύς ανά μονάδα επιφάνειας,  $W\text{ cm}^{-2}$ ) και η  $A_d$  είναι η επιφάνεια των ανιχνευτών.

Η φασματική απόκλιση αυτού του σήματος απόδοσης μπορεί να ποικίλει από το να είναι σταθερή με το μήκος κύματος για ένα θερμικό ανιχνευτή που αποκρίνεται στη θερμότητα που παράγεται από τη προσπίπτουσα ακτινοβολία, μέχρι το να είναι έντονα εκλεκτική για εκείνους που χρησιμοποιούν τις ηλεκτρονικές ιδιότητες των υλικών. Κατά συνέπεια, οι πηγές βαθμολόγησης πρέπει να έχουν καθορισμένη φασματική μορφή: για τη μέτρηση της συνολικής απόκρισης ακτινοβολίας

χρησιμοποιούνται συχνά μαύρα σώματα με γνωστή κατανομή της συνάρτησης ισχύος της φασματικής πυκνότητας Planck.

Εξετάζουμε τώρα σε βάθος μερικές από τις σημαντικές παραμέτρους που καθορίζουν την απόδοση ενός ανιχνευτή.

### 9.2.1 Προέλευση του θορύβου

Το σήμα παραγωγής από όλα τα συστήματα ανίχνευσης θα περιλαμβάνει ανεπιθύμητες διακυμάνσεις που «κρύβουν» το «πραγματικό» σήμα. Αυτές οι ανεπιθύμητες διακυμάνσεις εμφανίζονται τυχαία και καλούνται θόρυβος. Ο γενικός θόρυβος που συνδέεται με ένα σύστημα ανιχνευτών μπορεί να υποδιαιρεθεί σε τρεις κατηγορίες: θόρυβος φωτονίων, παραγμένος από τον ανιχνευτή θόρυβος και μετά τον ανιχνευτή ηλεκτρονικός θόρυβος (σχήμα 9.2).

### 9.2.2 Θόρυβος φωτονίων

Ο θόρυβος φωτονίων αντιπροσωπεύει τον θεμελιώδη περιορισμό ενός ειδάλως τέλει συστήματος.

#### Θόρυβος λόγω του σήματος της ακτινοβολίας

Αν και μια πηγή ακτινοβολίας καθορίζεται από το μέσο αριθμό φωτονίων που εκπέμπονται ανά μονάδα χρόνου, στην πράξη ο πραγματικός αριθμός φωτονίων που εκπέμπονται σε οποιοδήποτε χρονικό διάστημα, μπορεί να παρεκκλίνει από αυτόν τον μέσο όρο. Αυτό οφείλεται στη στατιστική φύση των οπτικών πηγών και οι διακυμάνσεις με το χρόνο απεικονίζονται σχηματικά στη γραφική παράσταση του αριθμού φωτονίων που εκπέμπονται ανά μονάδα χρόνου έναντι του χρόνου (σχήμα 9.3).

#### Θόρυβος λόγω του υποβάθρου της ακτινοβολίας

Σαφώς ένα μέρος από το υπόβαθρο της ακτινοβολίας θα συλληφθεί από τα οπτικά μέρη του συστήματος και ως εκ τούτου θα παραχθεί πρόσθετος θόρυβος, δεδομένου ότι θα είναι επίσης παρόμοιου χαρακτήρα σε αυτό που παρουσιάζεται στο σχήμα 9.3.

### 9.2.3 Θόρυβος παραγμένος από τον ανιχνευτή και ενισχυτές

#### Θόρυβος Johnson

Ο θόρυβος Johnson ή Nyquist προκαλείται από τη θερμική κίνηση των φορτισμένων σωματιδίων (θερμικές διακυμάνσεις ρεύματος) σε ένα ωμικό στοιχείο. Η τάση rms θορύβου Johnson,  $V_{rms}$ , είναι η τάση σειράς που παράγεται σε ένα ισοδύναμο κύκλωμα Thevenin που αντιπροσωπεύει το θορυβώδη αντιστάτη (σχήμα 9.4). Δίνεται από

όπου το  $k$  είναι η σταθερά Boltzmann, το  $T$  είναι η θερμοκρασία, το  $R$  είναι η αντίσταση του στοιχείου του ανιχνευτή και το  $\Delta f$  είναι το αποτελεσματικό εύρος φάσματος του κυκλώματος, το οποίο είναι ένα μέτρο της ζώνης της διαμόρφωσης των συχνοτήτων που μπορούν να εφαρμοστούν στον ανιχνευτή χωρίς σημαντική απώλεια σε αποκρισμότητα (το  $\Delta f$  μπορεί να μειωθεί από ρυθμιστικά κυκλώματα σήματος).

Σαφώς, εάν το  $\Delta f$  είναι μεγάλο ο θόρυβος Johnson είναι επίσης μεγάλος. Προκειμένου να περιοριστεί η τιμή του  $\Delta f$  η ακτινοβολία από μια πηγή συχνά «τεμαχίζεται» και ο ενισχυτής του ανιχνευτή ανάβει και σβήνει με την ίδια συχνότητα με τη συχνότητα τεμαχισμού (σχήμα 9.5). Αυτό είναι ισοδύναμο με την εισαγωγή μίας περιορισμένης ζώνης ηλεκτρικού φίλτρου που τοποθετείται στο κέντρο της συχνότητας τεμαχισμού που μειώνει το  $\Delta f$  (παράγραφος 1.3.3). Πρέπει να σημειώσουμε ότι ο θόρυβος Johnson παράγεται επίσης από τα ηλεκτρονικά



συστήματα μετά τον ανιχνευτή. Στο σχήμα 9.6 έχει προσδιοριστεί ότι τα ηλεκτρονικά έχουν μια αντίσταση  $R_L$  παράλληλα με την αντίσταση  $R$  του ανιχνευτή. Ο ενισχυτής πρέπει να σχεδιαστεί για να συνεισφέρει μόνο ένα μικρό ποσό θορύβου στο πρώτο στάδιο του έναντι αυτού από τον ανιχνευτή. Απαιτούνται διαφορετικά σχέδια ενισχυτών για να αλληλεπιδράσουν με τις διαφορετικές αποτελεσματικές σύνθετες αντιστάσεις ανιχνευτών (π.χ. χαμηλή σύνθετη αντίσταση από την θερμοστήλη ή υψηλή από έναν πυροηλεκτρικό ανιχνευτή).

#### Θόρυβος βολής

Ο θόρυβος βολής παράγεται μόνο στους ανιχνευτές φωτονίων και οφείλεται στην ιδιαίτερη φύση της παραγωγής φωτοηλεκτρονίων. Η τυχαία άφιξη των φωτονίων παράγει μια τυχαία ροή των φωτοηλεκτρονίων μέσα στον ανιχνευτή που παράγουν στη συνέχεια τον θόρυβο βολής.

#### Θόρυβος δημιουργίας -ανασυνδυασμού

Ο θόρυβος δημιουργίας – ανασυνδυασμού παρατηρείται σε φωτοαγωγούς και προκαλείται από μια διακύμανση στην δημιουργία φορέων ρεύματος που οφείλεται στην τυχαία άφιξη των φωτονίων. Η θερμική δημιουργία και ο ανασυνδυασμός των φορέων συμβάλλουν το θόρυβο, ιδιαίτερα για τους ανιχνευτές υπέρυθρου. Πρόσφατα, έχουν εφευρεθεί έξυπνες δομές προκειμένου να ελαχιστοποιηθούν τέτοια αποτελέσματα. Αυτές οι δομές συζητούνται στην παράγραφο 9.4.5.

#### 1/f θόρυβος

Αυτή η πηγή θορύβου είναι ίσως η περισσότερο ενεργά μελετημένη αλλά η λιγότερο κατανοητή. Το φάσμα ισχύος για το 1/f θόρυβο μειώνεται καθώς η συχνότητα αυξάνεται και είναι γνωστό ότι αυτό οφείλεται μερικώς σε μια έλλειψη ωμικής επαφής στα ηλεκτρόδια ανιχνευτών και στις επιφανειακές παγίδες ή εξαρθρώσεις.

#### Διακυμάνσεις θερμοκρασίας

Στα θερμικά συστήματα ανίχνευσης οποιαδήποτε διακύμανση στη θερμοκρασία που δεν οφείλεται στο σήμα μπορεί να παραγάγει τον ανεπιθύμητο θόρυβο.

#### Μικροφωνισμοί

Ο μικροφωνικός θόρυβος οφείλεται στη μηχανική μετατόπιση της καλωδίωσης και των συστατικών όταν ένα σύστημα υποβάλλεται σε δόνηση ή κλονισμό.

#### Ηλεκτρονικός θόρυβος μετά τον ανιχνευτή

Τα στάδια των ενισχυτών πρέπει να έχουν μια απόδοση θορύβου αρκετά καλή ώστε να μη μειωθεί η απόδοση του συστήματος κάτω από αυτήν του ίδιου του ανιχνευτή. Οι πιο κοινές πηγές τέτοιου θορύβου είναι παρόμοιες με το θόρυβο ανιχνευτών και περιλαμβάνουν: θόρυβος Johnson, θόρυβος βολής, θόρυβος δημιουργίας - ανασυνδυασμού, 1/f θόρυβος, διακυμάνσεις θερμοκρασίας, θόρυβος pop corn και μικροφωνισμοί.

### **9.2.4 Δείκτες ποιότητας**

Οι δείκτες ποιότητας χρησιμοποιούνται για να συγκρίνουν τη μετρούμενη απόδοση ενός ανιχνευτή έναντι κάποιου άλλου στην ίδια ή διαφορετική κατηγορία, ή για να συγκρίνουν την πραγματική απόδοση με την ιδανική απόδοση. Προσοχή πρέπει να δοθεί στη χρήση των δεικτών ποιότητας για να συγκριθούν ανιχνευτές δεδομένου ότι

οποιοσδήποτε συγκεκριμένος δείκτης μπορεί να μην επιτρέψει μια αληθινή σύγκριση (παραδείγματος χάριν, ο δείκτης μπορεί να μην λάβει υπόψη την περιοχή ενός ανιχνευτή και έτσι εάν αυτή διαφοροποιείται μεταξύ δύο ανιχνευτών, τότε η αληθινή απόδοση κάθε ενός δεν θα αντιπροσωπευθεί σωστά από τον δείκτη). Θα καθορίσουμε τώρα διάφορους χρήσιμους δείκτες ποιότητας.

### Αποκρισιμότητα

Η αποκρισιμότητα είναι η αναλογία της ηλεκτρικής παραγωγής ενός ανιχνευτή (που μετρείται είτε σε βολτ είτε σε αμπέρ) στην ισχύ ακτινοβολίας εισαγωγής (σε Watt). Παραδείγματος χάριν, η αποκρισιμότητα της φασματικής τάσης  $R_v(\lambda, f)$ , είναι η αναλογία της μετρούμενης τάσης παραγωγής,  $V_s(f)$ , σε συχνότητα διαμόρφωσης  $f$ , προς τη φασματική ισχύ ακτινοβολίας  $\Phi_e(f, \lambda)$  γύρω από το μήκος κύματος  $\lambda$  και τη συχνότητα διαμόρφωσης,  $f$ :

Η αποκρισιμότητα τάσης του «μαύρου σώματος»  $R_v(R, f)$ , είναι η αναλογία της τάσης παραγωγής του ανιχνευτή που διαμορφώνεται σε μία συχνότητα  $f$ ,  $V_s(f)$ , προς τη συνολική προσπίπτουσα ισχύ ακτινοβολίας που διαμορφώνεται σε μία συχνότητα  $f$  από μια πηγή μαύρου σώματος, σε θερμοκρασία  $T$ ,  $\Phi_e(f, T)$ . Στην πραγματικότητα, μπορούμε να γράψουμε αυτήν την αποκρισιμότητα τάσης ως:

### Ισοδύναμη ισχύς θορύβου (NEP)

Η ισοδύναμη ισχύς θορύβου (NEP) είναι η rms διαμορφωμένη ισχύς που απαιτείται για να παραγάγει μια παραγωγή σημάτων ίση με την rms παραγωγή θορύβου. Εναλλακτικά η NEP μπορεί να οριστεί ως το επίπεδο του σήματος που παράγει μια αναλογία σήμα/θόρυβος ίση με την μονάδα. Η αναλογία σήμα/θόρυβος από την άποψη ενός σήματος ρεύματος ορίζεται ως:

Και από την άποψη ενός σήματος τάσης ως:

Εφόσον  $i_{\text{signal out}} = R_i \Phi_e$ , όπου  $R_i$  είναι η αποκρισιμότητα ρεύματος μπορούμε να γράψουμε:

Η NEP είναι η ισχύς της προσπίπτουσας ακτινοβολίας  $\Phi_e$ , που παράγει μια αναλογία σήμα/θόρυβος ίση με το ένα. Κατά συνέπεια εάν ... τότε ...

Σημειώστε ότι μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε είτε την φασματικό αποκρισιμότητα  $R_i(\lambda, f)$ , είτε την αποκρισιμότητα μαύρου σώματος  $R_i(T, f)$  για να καθορίσουμε δύο διαφορετικές NEP. Οι μονάδες της NEP είναι Watt.

Η NEP είναι μια χρήσιμη παράμετρος που μπορεί να χρησιμοποιηθεί για να συγκρίνει παρόμοιους ανιχνευτές που λειτουργούν υπό παρόμοιους όρους. Δεν πρέπει να χρησιμοποιηθεί για να συγκρίνει ανόμοιους ανιχνευτές. Αυτό συμβαίνει επειδή αποτυγχάνει να λάβει υπόψη ποσότητες όπως το εύρος ζώνης  $\Delta f$  και την περιοχή του ανιχνευτή  $A_d$ , τα οποία μπορούν να ποικίλουν από ανιχνευτή σε ανιχνευτή. Όσο μεγαλύτερο το εύρος ζώνης  $\Delta f$  η περιοχή του ανιχνευτή  $A_d$ , τόσο μεγαλύτερη η NEP. Παρακάτω περιγράφουμε μια παράμετρο αποκαλούμενη ομαλοποιημένη ανιχνευσιμότητα  $D^*$ , η οποία λαμβάνει υπόψη και το εύρος ζώνης  $\Delta f$  και την περιοχή του ανιχνευτή  $A_d$ .

### Ανιχνευσιμότητα, $D$

Η ανιχνευσιμότητα,  $D$ , ορίζεται ως:

Η μόνη διαφορά μεταξύ NEP και ανιχνευσιμότητας είναι ότι για έναν πιο ευαίσθητο ανιχνευτή (δηλ. ένα που ανιχνεύει ένα μικρότερο σήμα) η NEP μειώνεται ενώ η ανιχνευσιμότητα αυξάνεται, έτσι ώστε να υπάρχει ένας θετικός συσχετισμός μεταξύ της ανιχνευσιμότητας και της ευαισθησίας.

### Ομαλοποιημένη Ανιχνευσιμότητα, $D^*$

Η ομαλοποιημένη ανιχνευσιμότητα  $D^*$ , είναι ένας πιο χρήσιμος δείκτης ποιότητας και επιτρέπει τη σύγκριση μεταξύ διαφορετικών ανιχνευτών δεδομένου ότι λαμβάνει υπόψη την περιοχή του ανιχνευτή  $A_d$ , και το εύρος ζώνης (μετριέται σε  $W^{-1} \text{ cm Hz}^{1/2}$ ):

Αυτή η σχέση όσον αφορά την περιοχή, επεξηγεί τη θεμελιώδη αρχή, αλλά στην πράξη μπορεί να τροποποιηθεί από επιδράσεις ακρών. Σημειώστε ότι μπορούμε να χρησιμοποιήσουμε την φασματική ή την μαύρου σώματος NEP για να καθορίσουμε την φασματική ή την μαύρου σώματος ανιχνευσιμότητα  $D^*(\lambda, f)$  ή  $D^*(T, f)$ . Η ομαλοποιημένη ανιχνευσιμότητα μπορεί να εκφραστεί με διάφορες εναλλακτικές μορφές, όπως παρουσιάζεται κατωτέρω:

Για μια πιο λεπτομερή συζήτηση σχετικά με τους δείκτες ποιότητας, δείτε την αναφορά [9.1].

### 9.3 Κατηγορίες ανιχνευτών

Υπάρχουν δύο σημαντικοί τύποι ανιχνευτών: οι θερμικοί ανιχνευτές και οι ανιχνευτές φωτονίων.

Οι θερμικοί ανιχνευτές στηρίζονται στις αυξήσεις θερμοκρασίας της συσκευής που προκαλείται από την απορρόφηση της ακτινοβολίας. Αυτή η αλλαγή θερμοκρασίας προκαλεί μια περαιτέρω αλλαγή σε μια εξαρτώμενη από την θερμοκρασία παράμετρο, όπως η ειδική αντίσταση της συσκευής, η οποία μπορεί να μετρηθεί μετά. Ο χρόνος απόκρισης θα εξαρτηθεί από τη θερμική χωρητικότητα και την απορρόφηση θερμότητας του συνολικού όγκου της συσκευής. Το μετρούμενο σήμα είναι συνήθως ανάλογο προς την ενέργεια που απορροφάται ανά μονάδα χρόνο και, υπό τον όρο ότι η αποδοτικότητα της απορρόφησης είναι η ίδια για όλα τα μήκη κύματος, το παραγόμενο σήμα θα είναι ανεξάρτητο από το μήκος κύματος.

Οι ανιχνευτές φωτονίων λειτουργούν με διαφορετικό τρόπο. Όταν ένα φωτόνιο απορροφάται προκαλεί μια συγκεκριμένη κβαντική επίδραση. Αυτή θα μπορούσε να είναι, παραδείγματος χάριν, η φωτοηλεκτρική εκπομπή των ηλεκτρονίων από μια επιφάνεια. Αυτά τα συγκεκριμένα γεγονότα θα μπορούσαν με μετρηθούν από το σύστημα ανίχνευσης που παρέχει ένα μέτρο του ποσοστού απορρόφησης των ελαφριών κβάντων. Οι ανιχνευτές φωτονίων δεν είναι κατάλληλοι για χρήση σε ολόκληρο φάσμα, δεδομένου ότι στηρίζονται σε διαδικασίες που απαιτούν μια ελάχιστη ενέργεια φωτονίων για ξεκινήσουν. Αυτό σημαίνει ότι έχουν ένα μεγάλο όριο μήκους κύματος πέρα από το οποίο δεν θα λειτουργήσουν. Εντούτοις, αυτός ο περιορισμός έχει μια θεμελιώδη επίδραση επάνω στα επίπεδα θορύβου και έτσι οι ανιχνευτές φωτονίων μπορούν να έχουν αρκετά λιγότερο θόρυβο (δεδομένου ότι ο θόρυβος από ένα μεγάλο μέρος του φάσματος της προσπίπτουσας ακτινοβολίας πάνω στον ανιχνευτή αποκόβεται αποτελεσματικά). Οι ανιχνευτές φωτονίων έχουν έτσι αρκετά μεγαλύτερες ομαλοποιημένες ανιχνευσιμότητες και γρηγορότερους χρόνους απόκρισης έναντι των θερμικών ανιχνευτών.

#### 9.3.1 Θερμικοί ανιχνευτές

Σε αυτήν την κατηγορία ανιχνευτών βρίσκουμε συσκευές όπως τα κύτταρα Golay, το ραδιόμετρο Crooke, οι διμεταλλικές λουρίδες και τα θερμόμετρα υγρός-σεγγυαλί, τα οποία στηρίζονται επάνω στη θέρμανση από ακτινοβολία για να προκαλέσουν μηχανικές μετατοπίσεις. Το βολόμετρο, το θερμοηλεκτρικό ζεύγος και οι πυροηλεκτρικές συσκευές, είναι ηλεκτρικές συσκευές που εξαρτώνται από τη θέρμανση από ακτινοβολία για να προκαλέσουν μια αλλαγή σε μια από τις ηλεκτρικές ιδιότητές τους όπως η αντίσταση.

Ένα κατάλληλο «μαύρο» απορροφητικό στρώμα, μπορεί να κάνει αυτούς τους ανιχνευτές να αποκριθούν σε μια ευρεία ζώνη μηκών κύματος. Για αυτόν τον λόγο, οι

θερμικοί ανιχνευτές έχουν μεγάλη ιστορία στην υπέρυθη φασματική περιοχή όπου είναι δύσκολο να ληφθούν μεγάλου μήκους κύματος ανιχνευτές φωτονίων χωρίς κρυογόνο ψύξη. Οι θερμικοί ανιχνευτές τείνουν να είναι αργοί, με έναν χρόνο απόκρισης εξαρτώμενο από την ικανότητα θερμότητας του στοιχείου και συχνά με μια απόκριση συχνότητας μόνο μερικών hertz. Για τη χρήση συσκευών μερικά θερμοηλεκτρικά ζεύγη είναι κατάλληλα και οικονομικώς αποδοτικά όπως και μερικοί πυροηλεκτρικοί ανιχνευτές. Ο πίνακας 9.1 παρέχει μια περίληψη μερικών από τις βασικές παραμέτρους ορισμένων θερμικών ανιχνευτών.

### Το θερμοηλεκτρικό ζεύγος

Στην απλούστερη μορφή του, το θερμοηλεκτρικό ζεύγος αποτελείται από δύο ανόμοια μέταλλα που συνδέονται σε σειρά. Η σύνδεση που διαμορφώνεται καλύπτεται έπειτα με ένα μαύρο απορροφητικό υλικό. Η ακτινοβολία που προσπίπτει επάνω σε αυτό το υλικό προκαλεί μια αύξηση θερμοκρασίας. Αυτή η αύξηση θερμοκρασίας επιδρά έπειτα και στα δύο ανόμοια μέταλλα και σε κάθε μέταλλο οδηγεί σε μια αύξηση στον αριθμό διαθέσιμων για αγωγιμότητα ηλεκτρονίων γύρω από την ενέργεια Fermi,  $E_F$ . Εφόσον οι ακριβείς διαθέσιμοι αριθμοί θα ποικίλουν κατά μήκος της σύνδεσης (δεδομένου ότι σε κάθε μέταλλο υπάρχουν διαφορετικοί αριθμοί ηλεκτρονίων αγωγιμότητας γύρω από την  $E_F$ ) τα ηλεκτρόνια θα κινηθούν πέρα από τη σύνδεση για να διαμορφώσουν ένα θερμοηλεκτρικό emf. Αυτό το θερμοηλεκτρικό emf θα είναι άμεσα ανάλογο προς τη θερμοκρασία της απορρέουσας σύνδεσης,  $T_1$  (σχήμα 9.7).

Σημειώστε ότι στις περισσότερες περιπτώσεις το θερμοηλεκτρικό ζεύγος είναι συνδεδεμένο σε σειρά με ένα δίδυμο έτσι ώστε να μπορεί να καθιερωθεί μια σύνδεση θερμοκρασίας αναφοράς. Στη διαμόρφωση που παρουσιάζεται στο σχήμα 9.8 η μετρούμενη τάση θα είναι ανάλογη προς τη διαφορά θερμοκρασίας μεταξύ της μετρούμενης σύνδεσης και της σύνδεσης αναφοράς (μερικές φορές στους  $0^\circ\text{C}$ ). Η πλήρης συσκευή τοποθετείται συχνά σε ένα κενό ή σε μια γεμάτη με αέριο περίφραξη. Ένας πρακτικός περιορισμός στην απόδοση αυτού του ανιχνευτή είναι ότι έχει μια πολύ αργή απόκριση. Οι συχνότητες τεμαχισμού επάνω από 20 Hz δεν μπορούν κανονικά να χρησιμοποιηθούν. Η φασματική απόκριση του θερμοηλεκτρικού ζεύγους εξαρτάται από την απόκριση του απορροφητή και του παράθυρου του υλικού εάν υπάρχει. Κανονικά ο απορροφητής είναι μαύρος και φασματικά επίπεδος σε μήκη κύματος 40  $\mu\text{m}$ .

Τα μονά θερμοηλεκτρικά ζεύγη δεν είναι πολύ πρακτικά ως ανιχνευτές. Στην πραγματικότητα, η αποκρισιμότητα μπορεί να αυξηθεί κατά έναν παράγοντα  $n$  με την τοποθέτηση  $n$  θερμοηλεκτρικών ζευγών σε σειρά. Μια τέτοια συσκευή καλείται θερμοστήλη. Οι θερμοστήλες δημιουργούνται συνήθως είτε με τη σύνδεση μιας σειράς καλωδίων όπως προτείνεται παραπάνω, είτε με μια προσέγγιση λεπτού φιλμ και χρησιμοποιούνται συνήθως ως υπέρυθροι ανιχνευτές.

### Βολόμετρο

Το βολόμετρο χρησιμοποιείται συνήθως για την υπέρυθη ανίχνευση. Δεν απαιτεί ψύξη, έχει μια επίπεδη φασματική απόκριση, (μόνο από το χρησιμοποιούμενο φίλτρο) και μπορεί να αντέξει αντίξοες συνθήκες. Όταν ψύχεται μπορεί να πλησιάσει ένα επίπεδο απόδοσης περιορισμένο από φωτόνια. Μια αλλαγή θερμοκρασίας που παράγεται από την απορρόφηση της ακτινοβολίας προκαλεί μια αλλαγή στην ηλεκτρική αντίσταση του υλικού του βολόμετρου. Αυτή η αλλαγή στην αντίσταση χρησιμοποιείται για να ποσοτικοποιηθεί το επίπεδο ακτινοβολίας.

Τα βολόμετρα μπορούν να διαιρεθούν σε πέντε κύριες ομάδες: το μέταλλο, η θερμική αντίσταση, ο ημιαγωγός, οι σύνθετοι και υπεραγωγικοί τύποι υλικών. Τα πρώτα τρία χρησιμοποιούνται συνήθως. Το σύνθετο βολόμετρο μπορεί να παρέχει

χαμηλού θορύβου και χαμηλής θερμοκρασίας υπέρυθρη ανίχνευση. Το υπεραγωγικό βολόμετρο δεν έχει χρησιμοποιηθεί ευρέως δεδομένου ότι απαιτεί μια πολύ χαμηλή λειτουργική θερμοκρασία.

### Το κύτταρο Gola

Ο ανιχνευτής κυττάρων Golay χρησιμοποιείται για εργασία στο υπέρυθρο και παρουσιάζεται στο σχήμα 9.9. Αποτελείται από ένα κύτταρο γεμάτο με αέριο (ο αεριώδης θάλαμος), οι άκρες του οποίου κλείνουν από πολύ λεπτές μεμβράνες. Η μεμβράνη που λαμβάνει τη προσπίπτουσα ακτινοβολία είναι ένα απορροφητικό στρώμα αλουμινίου αποθετιμένο σε μια βάση κολλοδίου. Η άλλη μεμβράνη είναι μια άλλη ταινία κολλοδίου επάνω στην οποία έχει εξατμιστεί αντιμόνιο για να την κάνει αντανακλούσα. Όταν η ακτινοβολία προσπίπτει επάνω στη απορροφητική μεμβράνη, το αέριο στο κύτταρο θερμαίνεται, οργανώνοντας μια διαφορετική πίεση που διαστρέφει τη δεύτερη μεμβράνη. Αυτή η διαστρέβλωση «παρατηρείται» από μια οπτική ρύθμιση που μετατρέπεται σε ένα ηλεκτρικό σήμα. Οι διαστρεβλώσεις ανιχνεύονται με την απεικόνιση μέρους του φωτός από έναν λαμπτήρα από την αντανακλούσα μεμβράνη επάνω σε ένα φωτοκύτταρο. Δύο πλέγματα που αποτελούνται από ισοδιάστατες λεπτές γραμμές είναι έτσι διευθετημένα, ώστε κανονικά η εικόνα των γραμμών ενός πλέγματος να πέφτει επάνω στα κενά του άλλου, επιτρέποντας κατά συνέπεια σε λίγο φως να φθάσει στο φωτοκύτταρο έως ότου να διαστρεβλωθεί η μεμβράνη. Αυτή η ρύθμιση επιτρέπει την μέτρηση πολύ μικρών μετατοπίσεων και έχει μια άριστη ευαισθησία συγκρίσιμη με αυτήν ενός θερμοηλεκτρικού ζεύγους. Ο ανιχνευτής είναι πλέον κατά ένα μεγάλο μέρος ιστορικού ενδιαφέροντος αλλά επεξηγεί πώς τα διάφορα φυσικά αποτελέσματα μπορούν να χρησιμοποιηθούν για σκοπούς ανίχνευσης.

### Πυροηλεκτρικοί Ανιχνευτές

Η βάση της λειτουργίας ενός πυροηλεκτρικού ανιχνευτή είναι η αυθόρμητη πόλωση που τα μόριά του κατέχουν κάτω από μια σταθερή θερμοκρασία όπως η θερμοκρασία Curie  $T_c$ . Οποιαδήποτε πρόσπτωση ακτινοβολίας επάνω στη συσκευή προκαλεί μια αλλαγή στη θερμοκρασία της συσκευής. Στη συνέχεια, αυτό προκαλεί μια επέκταση των διαστημάτων του πλέγματος του κρυστάλλου που έχει επιπτώσεις στην αυθόρμητη πόλωση των μορίων. Αυτή η αλλαγή στην πόλωση αναγκάζει την ροή φορτίου εάν συνδέεται με ένα εξωτερικό κύκλωμα. Σημειώστε ότι πάνω από τη θερμοκρασία Curie  $T_c$ , το υλικό χάνει την αυθόρμητη πόλωσή του και δεν μπορεί έτσι να χρησιμοποιηθεί ως ανιχνευτής. Ο πίνακας 9.2 απαριθμεί μερικές από τις σημαντικές παραμέτρους ορισμένων υλικών που χρησιμοποιούνται συνήθως ως πυροηλεκτρικοί ανιχνευτές.

Τα επιθυμητά χαρακτηριστικά ενός πυροηλεκτρικού ανιχνευτή είναι υψηλή θερμοκρασία Curie, μεγάλος πυροηλεκτρικός συντελεστής, μικρή διηλεκτρική σταθερά, μεγάλη αντίσταση, χαμηλές εφαιπόμενες απώλειες και μια μικρή θερμοχωρητικότητα. Οι ανιχνευτές μπορούν να λειτουργήσουν γρήγορα αλλά με απώλεια αποκρισιμότητας. Οι σημαντικότεροι πυροηλεκτρικοί ανιχνευτές αποτελούνται από υλικά όπως θειικά τριγλυκερίδια (TGS), το τανταλικό άλας λίθιου και άλατα νιοβίου βαρίου στροντίου. Ένα μειονέκτημα αυτών των ανιχνευτών είναι ότι η πυροηλεκτρική επίδραση είναι ευαίσθητη στη δόνηση.

Ο ανιχνευτής είναι πολύ χρήσιμος για την ανίχνευση στο υπέρυθρο, όπου η ψύξη του ανιχνευτή δεν είναι δυνατή και δεν απαιτούνται υψηλές ευαισθησίες. Ο πυροηλεκτρικός ανιχνευτής μπορεί να χρησιμοποιηθεί στους υπό- ανιχνευτές εικόνας, ή στις λυχνίες βίντικονς, όπου μια σειρά ανιχνευτών τοποθετείται δίπλα-δίπλα. Η αναλογία σήμα/θόρυβο μιας τέτοιας συσκευής είναι καλύτερη από αυτή ενός μονού ανιχνευτή με την οπτική ανίχνευση.

## 9.4 Ανιχνευτές φωτονίων

Αυτή είναι πλέον η σημαντικότερη κατηγορία ανιχνευτή και εμφανίζονται σε έναν μεγάλο αριθμό μορφών. Ο πίνακας 9.3 παρέχει έναν κατάλογο μερικών από τους συνηθέστερα χρησιμοποιημένους, μαζί με κάποιες από τις βασικές παραμέτρους της απόδοσής τους.

### 9.4.1 Φωτοαγωγοί

Οι φωτοαγωγοί γίνονται ουσιαστικά από τα υλικά ημιαγωγών που έχουν μια υψηλή αντίσταση απουσία φωτισμού, αλλά αλλάζουν αντίσταση όταν διεγείρονται άμεσα οι φορείς φορτίου από την απορρόφηση των φωτονίων από μια μη αγώγιμη κατάσταση σε μια προηγούμενως κενή αγώγιμη κατάσταση. Υπάρχουν δύο σημαντικές περιπτώσεις που εξετάζουμε:

#### *Η εγγενής περίπτωση.*

Σε αυτήν την περίπτωση τα ηλεκτρόνια που ανήκουν στα καθαρά άτομα μέσα στον ημιαγωγό είναι περιορισμένα σε μια ζώνη ενέργειας γνωστή ως ζώνη σθένους (κεφάλαιο 2). Επάνω από αυτή τη ζώνη υπάρχει ένα απαγορευμένο ενεργειακό χάσμα, και εάν στα ηλεκτρόνια στη ζώνη σθένους δίνεται ικανοποιητική ενέργεια αυτά μπορούν να περάσουν αυτό το απαγορευμένο χάσμα στη ζώνη αγωγιμότητας (σχήμα 9.10). Η ενέργεια που απαιτείται για να πηδήσει πέρα από το χάσμα  $E_g$  παρέχεται από τα φωτόνια ενέργειας  $h\nu \gg E_g$  και μόλις τα ηλεκτρόνια περάσουν από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας υπάρχει μια επακόλουθη συμβολή στην αύξηση στην αγωγιμότητα από τις οπές στη ζώνη σθένους καθώς επίσης και από τα ηλεκτρόνια στη ζώνη αγωγιμότητας.

#### *Η εξωγενής περίπτωση.*

Αυτή η κατηγορία ημιαγωγού επεκτείνει το εύρος του μήκους κύματος που μπορεί να ανιχνευθεί στις υπέρυθρες ακτίνες μέσω των επιπέδων προσμίξεων μέσα στο ενεργειακό χάσμα. Η απαραίτητη ενέργεια φωτονίων για τη διέγερση φορέων είναι τώρα  $h\nu > E_d$  ή  $E_a$ , οι ενέργειες συνδέσεων των δοτών ή αποδεκτών (σχήμα 9.11). Με χρήση κρυογονικής για να ελαχιστοποιηθεί η θερμική διέγερση των φορέων από τις καταστάσεις προσμίξεων είτε στη ζώνη αγωγιμότητας είτε τη ζώνη σθένους, οι χαμηλές καταστάσεις προσμίξεων μπορούν να επεκτείνουν τη φωτοαγώγιμη ευαισθησία, στις ακτίνες πέρα του υπέρυθρου σε μεγαλύτερο από 100μm και να παρέχουν πιο ευαίσθητους ανιχνευτές γνωστούς για αυτήν την φασματική περιοχή.

Και στις δύο περιπτώσεις η απορρόφηση της ακτινοβολίας παράγει μια αύξηση στην αγωγιμότητα, και ως εκ τούτου αυτές οι συσκευές καλούνται φωτοαγωγοί. Μια τάση πόλωσης εφαρμόζεται στη συσκευή έτσι ώστε η φωτοδημιουργία των φορέων οδηγεί σε μια αύξηση στο ρεύμα μέσα στο κύκλωμα ανίχνευσης.

Οι φωτοαγωγοί είναι γενικά ικανοί για καλύτερη ανιχνευσιμότητα και ταχύτητα απόκρισης από τους θερμικούς ανιχνευτές. Έναντι ενός ιδανικού θερμικού ανιχνευτή, ο φωτοαγωγός έχει μια συχνότητα διακοπής είτε κοντά στο ενεργειακό χάσμα του (για έναν εγγενή ημιαγωγό) είτε στην ενέργεια διέγερσης των προσμίξεων του (για έναν εξωγενή ημιαγωγό). Αυτό σημαίνει ότι διακόπτει λιγότερη από την περιβαλλοντική ακτινοβολία από την περιφραξή του, μειώνοντας στη συνέχεια το εγγενές επίπεδο θορύβου.

Τα σχήματα 9.12 και 9.13 παρουσιάζουν διαγράμματα της ομαλοποιημένης ανιχνευσιμότητας  $D^*$  έναντι του μήκους κύματος για διαφορετικούς τύπους ανιχνευτών. Από αυτές τις εικόνες είναι σαφές ότι οι φωτοαγωγοί γενικά έχουν μια

στενότερη ζώνη μηκών κύματος πέρα από την οποία η ανιχνεύσιμότητα τους είναι πολύ υψηλή έναντι άλλων ανιχνευτών. Για να ληφθεί καλύτερη απόδοση από έναν φωτοαγωγό, είναι σημαντικό να μειωθούν όλες οι πηγές θορύβου όσο το δυνατόν περισσότερο. Προφανώς είναι σημαντικό να ψύχεται αρκετά ο ανιχνευτής έτσι ώστε ο θερμικός ιονισμός των οπών και των ηλεκτρονίων να ελαχιστοποιείται. Επιπλέον, η προσπίπτουσα ακτινοβολία από τη θερμοκρασία δωματίου πάνω στον ανιχνευτή πρέπει επίσης να ελαχιστοποιηθεί. Αυτό μπορεί να γίνει με την ψύξη των σχισμών στη συσκευή που παράγει την ακτινοβολία (π.χ. ένα φασματομέτρο) και ψυχώμενα παράθυρα και φίλτρα μπροστά από τον ανιχνευτή. Οι εσωτερικές πηγές θορύβου, όπως εκείνες λόγω του σχηματισμού των κέντρων ανασυνδυασμού για τους φορείς λόγω των προσμίξεων, μπορούν να ελαχιστοποιηθούν με την εξασφάλιση ενός όσο το δυνατόν καθαρότερου δείγματος. Ο θόρυβος φορτίου είναι ο πρόσθετος θόρυβος που εμφανίζεται όταν ένα ρεύμα περνά μέσω ενός αντιστάτη. Αυτός ο μηχανισμός θορύβου μειώνεται συνήθως με προσεκτικό καθαρισμό της επιφάνειας των ανιχνευτών και το πλύσιμο της για μεγάλο χρονικό διάστημα με απιονισμένο νερό.

Ποικίλοι ημιαγωγοί υπάρχουν για ανίχνευση στο υπέρυθρο. Ο πίνακας 9.4 απαριθμεί μερικούς ημιαγωγούς με τα κύρια μήκη κύματος που χρησιμοποιούν για την ανίχνευση.

#### 9.4.2 Φωτοεκπέμπουσες συσκευές

Αυτές οι συσκευές παρέχουν πιο ευαίσθητους ανιχνευτές για τις περιοχές του ορατού και του κοντινού υπέρυθρου φάσματος. Οι φωτοεκπέμπουσες συσκευές στηρίζονται στην πρόσπτωση φωτονίων με ικανοποιητική ενέργεια για να εκτινάξουν τα ηλεκτρόνια από την επιφάνεια του υλικού. Μόλις παραχθούν, τα ηλεκτρόνια επιταχύνονται συνήθως σε ένα κενό από ένα μεγάλο ηλεκτρικό πεδίο μεταξύ της καθόδου (υλικό που εκπέμπει ηλεκτρόνια) και της ανόδου, για να διαμορφώσουν ένα ρεύμα σε ένα εξωτερικό κύκλωμα (σχήμα 9.14).

Το ρεύμα που παράγεται από το ρεύμα φωτονίων εξαρτάται από τον αριθμό των προσπιπτόντων φωτονίων ανά δευτερόλεπτο, το κλάσμα αυτών που παράγουν τα ηλεκτρόνια και το ηλεκτρονική φορτίο. Είναι σημαντικό να σημειωθεί ότι ρεύμα θα παραχθεί μόνο εάν τα προσπίπτοντα φωτόνια έχουν ικανοποιητική ενέργεια για να παραγάγουν ελεύθερα ηλεκτρόνια (δηλ. εάν η ενέργεια φωτονίων  $h\nu >$  της συνάρτησης έργου  $\phi_0$ ). Αυτό περιορίζει συνήθως τη φασματική απόκριση μιας συσκευής σε περίπου  $1\mu\text{m}$ , πέρα από το οποίο οι ενέργειες φωτονίων είναι ανεπαρκείς για να ελευθερώσουν τα ηλεκτρόνια από το υλικό της φωτοκαθόδου. Σημειώστε ότι μια φωτοκάθοδος μετάλλων δεν θα αποκριθεί στα μήκη κύματος φωτονίων πέρα από τα  $300\text{nm}$  και ως εκ τούτου πέρα από αυτό το μήκος κύματος τα επίπεδα προσμίξεων σε ένα υλικό ημιαγωγών χρησιμοποιούνται συνήθως για να παραγάγουν την εκπομπή ηλεκτρονίων.

Με τη συσκευή που παρουσιάζεται στο σχήμα 9.14 είναι δυνατό να παραχθεί ένα ρεύμα με σήμα της τάξης των  $10^{-19}$  A. Ένα τόσο μικρό ρεύμα δεν μπορεί κανονικά να ανιχνευθεί έτσι, πριν ο ανιχνευτής να χρησιμοποιηθεί κοντά στα όριά του και όχι στα όρια που επιβάλλονται από την ηλεκτρονική, είναι απαραίτητος ο πολλαπλασιασμός ηλεκτρονίων (απολαβή ενισχυτή). Αυτό επιτυγχάνεται συνήθως χρησιμοποιώντας έναν σωλήνα φωτοπολλαπλασιαστών, όπως συζητείται κατωτέρω. Η φωτοεκπέμπουσα συσκευή είναι ακόμα ένας από τους πιο ευαίσθητους ανιχνευτές ακτινοβολίας με NEP της τάξης των  $7 \times 10^{-16}$  W και ένα χαρακτηριστικό χρόνο απόκρισης της τάξης των 1-2ns.

#### Σωλήνες φωτοπολλαπλασιαστών (PMTs)

Όπως αναφέρθηκε νωρίτερα, το ρεύμα ηλεκτρονίων που παράγεται από μια μόνο φωτοεκπέμπουσα συσκευή είναι μόλις της τάξης των  $10^{-19}$  A. Αυτό είναι

ανεπαρκές σε ισχύ που ανιχνεύεται από την ηλεκτρονική στο κύκλωμα και κατά συνέπεια ένας σωλήνας φωτοπολλαπλασιαστών (PMT) χρησιμοποιείται συνήθως. Η λειτουργία ενός τέτοιου σωλήνα είναι να μετατραπεί το φωτοηλεκτρικό ρεύμα που παράγεται από την απελευθέρωση ενός ηλεκτρονίου από ένα φωτόνιο, σε ένα πολύ μεγαλύτερο ρεύμα ηλεκτρονίων που παράγει ένα μετρήσιμο επίπεδο ρεύματος.

Ένας σωλήνας φωτοπολλαπλασιαστή παρουσιάζεται σχηματικά στο σχήμα 9.15. Όταν ένα φωτόνιο απορροφάται από τη φωτοκάθοδο παράγει ένα ηλεκτρόνιο. Αυτό το ηλεκτρόνιο επιταχύνεται προς το πρώτο δυνόδιο από μια υψηλή διαφορά δυναμικού μεταξύ της φωτοκαθόδου και του πρώτου δυνοδίου. Η αυξανόμενη κινητική ενέργεια του ηλεκτρονίου είναι αρκετή για να αναγκάσει έναν αριθμό από ηλεκτρόνια να εκπεμφθούν από το πρώτο δυνόδιο. Αυτά επιταχύνονται έπειτα προς το δεύτερο δυνόδιο για να προκαλέσουν την περαιτέρω εκπομπή ηλεκτρονίων. Με αυτόν τον τρόπο μια αύξηση της τάξης των  $10^5$  μπορεί εύκολα να επιτευχθεί από περίπου 11 δυνόδια και το ρεύμα των ηλεκτρονίων μπορεί να ενισχυθεί στη τάξη του  $10^{-13}$  A, η οποία μπορεί εύκολα να ανιχνευθεί χρησιμοποιώντας την ηλεκτρονική.

Η γραμμική περιοχή δυναμικού ενός PMT είναι χαρακτηριστικά της τάξης των  $10^8$ . Περιορίζεται από το σκοτεινό ρεύμα στο χαμηλότερο όριο του εύρους και από τις επιδράσεις χώρου-φορτίου στο μεγαλύτερο όριο. Ο περιορισμός χώρου-φορτίου εμφανίζεται όταν η πυκνότητα του νέφους ηλεκτρονίων μεταξύ του τελικού δυνοδίου και της ανόδου είναι τόσο υψηλή που αποκρούει οποιαδήποτε προσπίπτουσα ηλεκτρόνια από το δυνόδιο. Το σκοτεινό ρεύμα οφείλεται στην θερμοϊονική εκπομπή (που μπορεί να μειωθεί εντυπωσιακά με την ψύξη του σωλήνα), σε αναπαραγωγικές επιδράσεις όπως εκπομπή α, β και γ που προκαλούν δευτερογενή εκπομπή ηλεκτρονίων και λόγω διαρροής ρεύματος (λόγω της αντίστασης μονωτών που δεν είναι άπειρης).

### Μικροδιόδοι

Οι μικροδιόδοι είναι μικροί σωλήνες γυαλιού που μπορούν να συμπεριφερθούν ως πολλαπλασιαστές ηλεκτρονίων. Τα ηλεκτρόνια που εκπέμπονται από μια φωτοκάθοδο προσπίπτουν πάνω σε ένα άκρο του σωλήνα, ο οποίος φέρει κάμψη. Μόλις εισαχτεί στο σωλήνα, ένα ηλεκτρόνιο υποβάλλεται έναν αριθμό αντανάκλασεων από τα τοιχώματα των σωλήνων και σε κάθε αντανάκλαση παράγεται ένας αυξανόμενος αριθμός ηλεκτρονίων (αύξηση ηλεκτρονίων). Μια άνοδος τοποθετείται συνήθως στο τέλος του σωλήνα και είναι δυνατή συνολική αύξηση της τάξης του  $10^8$ . Η περιοχή δυναμικού τέτοιων συσκευών τείνει να είναι μικρότερη από τα PMT, έτσι το PMT προσφέρει ανώτερη απόδοση στις περισσότερες εφαρμογές μονών-ανιχνευτών, αλλά οι μικροδιόδοι είναι καλύτεροι για την κατασκευή σειρών για εφαρμογές απεικόνισης. Είναι δυνατό να παραχθεί μια σειρά μικροδιόδων σε ένα μονό δίσκο γυαλιού. Αυτοί καλούνται δίσκοι μικροδιόδων. Οι χαρακτηριστικές φυσικές διαστάσεις για μια τέτοια σειρά είναι διάμετρος 18-75 mm, πάχος (μήκος διόδων) περίπου 1mm, διάμετρος διόδων σε σειρά 8-20μm, με  $10^4$ - $10^7$  μικροδιόδους ανά δίσκο. Για περισσότερες λεπτομέρειες στα PMTs, τις μικροδιόδους και τους μικροδίσκους βλέπε την αναφορά [9.2].

### **9.4.3 Φωτοβολταϊκοί ανιχνευτές**

Οι φωτοαγωγάμοι και φωτοεκπέμποντες ανιχνευτές απαιτούν υψηλές εφαρμοσμένες τάσεις. Οι φωτοβολταϊκοί ανιχνευτές μπορούν να το παρέχουν αυτό εσωτερικά ή σε μερικές μορφές απαιτούν μόνο εφαρμοσμένη τάση σε λογικά επίπεδα. Κατά συνέπεια έχουν γίνει η γενικότερα χρησιμοποιημένη μορφή ανιχνευτή. Συζητάμε έτσι αυτήν την κατηγορία λεπτομερώς.

### Η φωτοδιόδος



Οι φωτοδιόδοι χρησιμοποιούν το φωτοβολταϊκό φαινόμενο - την παραγωγή μιας τάσης κατά μήκος μιας p-n σύνδεσης - όταν η σύνδεση ημιαγωγών εκτίθεται στο φως. Ο όρος φωτοδιόδος όρου περιλαμβάνει ευρέως τέτοιες συσκευές όπως τα ηλιακά κύτταρα αλλά συνήθως αναφέρεται στους ανιχνευτές. Η σύνδεση p-n περιγράφεται στο κεφάλαιο 3 με αρκετές λεπτομέρειες. Η δομή του ενεργειακού επιπέδου μιας τέτοιας σύνδεσης διευκρινίζεται ξανά στο σχήμα 9.17 (α), για ευκολία στην αναφορά. Ένα φωτόνιο μπορεί να διεγείρει ένα ηλεκτρόνιο από τη ζώνη σθένους στη ζώνη αγωγιμότητας στη n-περιοχή, την p-περιοχή και την περιοχή μείωσης, και με αυτόν τον τρόπο να δημιουργήσει ένα ζευγάρι οπών - ηλεκτρονίων (για περισσότερες λεπτομέρειες, δείτε την παράγραφο 3.2). Εντούτοις, και το ηλεκτρόνιο και η οπή παρασύρονται γρήγορα έξω από το στρώμα μείωσης από το ενσωματωμένο πεδίο και μπορούν είτε να παραγάγουν μια τάση κατά μήκος της διόδου, είτε ένα ρεύμα μέσω ενός εξωτερικού κυκλώματος.

Για τη λειτουργία της φωτοδιόδου τα προσπίπτοντα φωτόνια πρέπει να έχουν μια ενέργεια μεγαλύτερη ή ίση με το ενεργειακό χάσμα,  $E_g$ , και η θερμοκρασία του ανιχνευτή πρέπει να είναι αρκετά χαμηλή να ελαχιστοποιήσει τη θερμική διέγερση των ηλεκτρονίων πέρα από το χάσμα - ένας όρος που ικανοποιείται εύκολα για τις σημαντικές ορατές και κοντά στο υπέρυθρο περιοχές.

Οι φωτοδιόδοι μπορούν να ταξινομηθούν με βάση την λειτουργία και την κατασκευή όπως παρακάτω

- I. φωτοδιόδοι pn
- II. φωτοδιόδοι p-i-n
- III. φωτοδιόδοι τύπου Schottky
- IV. φωτοδιόδοι χιονοστιβάδας

με λεπτομερείς παραλλαγές για ξεχωριστές προδιαγραφές απόδοσης. Ο πίνακας 9.5, για παράδειγμα, παρουσιάζει εκείνους που κατασκευάζονται από την εταιρεία Hamamatsu Photonics [ 9,3 ].

Στον επίπεδο τύπο διάχυσης πυριτίου, μία επίστρωση  $\text{SiO}_2$  εφαρμόζεται στην επιφάνεια συνδέσεων pn με συνέπεια ένα χαμηλό σκοτεινό ρεύμα. Ο τύπος χαμηλής επίπεδης διάχυσης χρησιμοποιεί ιδιαίτερα καθαρό υλικό n-τύπου για να διευρύνει το στρώμα μείωσης, μειώνοντας με αυτόν τον τρόπο την ικανότητα συνδέσεων και χαμηλώνοντας συνεπώς τον χρόνο απόκρισης κατά ένα παράγοντα του 10. Η διόδος πυριτίου  $\text{pnp}^+$  χρησιμοποιεί ένα χαμηλό ανθεκτικό στρώμα  $\text{n}^+$  για να φέρει το όριο  $\text{n-n}^+$  κοντά στο στρώμα μείωσης, χαμηλώνοντας την απόκριση στο υπέρυθρο και παράγοντας μια χρήσιμη απόδοση μικροκύματος. Ο τύπος p-i-n, περιγράφεται λεπτομερώς αργότερα και αφορά την εξαιρετικά γρήγορη απόκριση. Η επίστρωση με χρυσό που ψεκάζεται στα υλικά n-τύπου III-V ομάδας, διαμορφώνει ένα εμπόδιο Schottky, έχει μια μικρή απόσταση από την εξωτερική επιφάνεια μέχρι τη σύνδεση και ως εκ τούτου καλή UV απόκριση. Η φωτοδιόδος χιονοστιβάδας (APD) μοιάζει με έναν φωτοπολλαπλασιαστή με το χαρακτηρισμό της εσωτερικής ενίσχυσης. Αυτό επίσης θα αναλυθεί πλήρως αργότερα.

Μια χαρακτηριστική διαμόρφωση για μια συσκευή p-n συνδέσεων παρουσιάζεται στο σχήμα 9.17. Όλα τα προσπίπτοντα φωτόνια διαπερνούν ολόκληρο το πλάτος της σύνδεσης δύο φορές, εκτός αν απορροφώνται πρώτα. Μία αντανάκλαστική επίστρωση στο κατώτατο σημείο του ανιχνευτή παρέχει αυτό το διπλό μήκος πορείας για τα φωτόνια αυξάνοντας την πιθανότητα της απορρόφησής τους.

Η αποκρισιμότητα ρεύματος ενός τέτοιου ανιχνευτή, που ορίζεται ως  $R_i = I_p / \Phi_e$  όπου το  $I_p$ , είναι το ρεύμα που παράγεται από μια προσπίπτουσα ροή του  $\Phi_e$ , είναι (περίπου στην πράξη) ανάλογο προς το μήκος κύματος  $\lambda$  εφόσον το όριο του ενεργειακού χάσματος, είναι όπως αυτό που παρουσιάζεται στο σχήμα 9.18. Εξ ορισμού:

Μερικά τυπικά χαρακτηριστικά φασματικής απόκρισης δίνονται στο σχήμα 9.19. Όταν η ενέργεια των απορροφημένων φωτονίων πέφτει κατωτέρω από  $E_g$ , η απόκριση πέφτει γρήγορα. Το περιοριστικό μήκος κύματος δίνεται από  $\lambda=1240/E_g$ , (nm) με το  $E_g$ , να μετριέται σε ηλεκτρονιοβόλτ (eV).