

το ηλεκτρόνιο. Επομένως, χάρη στο μηχανισμό αυτό, καθίσταται δυνατό οι οπές που δημιουργούνται, να μετακινούνται μέσα στον κρύσταλλο και να συνεισφέρουν και αυτές, στη μεταφορά του ηλεκτρισμού. Σε έναν ενδογενή ημιαγωγό, το πλήθος των ηλεκτρονίων που έχουν διεγερθεί θερμοκά ισούται με τον αριθμό των οπών (των σπασμένων δεσμών). Σε έναν εξωγενή ημιαγωγό (ημιαγωγό προσμίξεων), η παρουσία προσμίξεων έχει ως αποτέλεσμα είτε την επιπλέον παρουσία ηλεκτρονίων είτε την επιπλέον παρουσία οπών. Όταν για παράδειγμα προσθέτουμε αρσενικό στο πυρίτιο, τότε κάθε άτομο As λειτουργεί ως δότης και συνεισφέρει ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο στον κρύσταλλο. Αφού τα ηλεκτρόνια αυτά δεν προέρχονται από σπασμένους δεσμούς, σε έναν εξωγενή ημιαγωγό το πλήθος των ηλεκτρονίων δεν θα ισούται με το πλήθος των οπών. Στο παράδειγμά μας, στο Si που έχει νοθευτεί με As θα υπάρχει περίσσεια ηλεκτρονίων. Αφού η μεταφορά του ηλεκτρισμού πραγματοποιείται κυρίως χάρη στην περίσσεια των ηλεκτρονίων, λέμε ότι πρόκειται για Si τύπου n. Είναι επίσης δυνατό να κατασκευαστεί ένας κρύσταλλος Si τύπου p. Στους κρυστάλλους αυτού του τύπου (που δημιουργούνται για παράδειγμα μέσω της πρόσμιξης Βορίου) η συγκέντρωση των οπών είναι μεγαλύτερη από τη συγκέντρωση των ηλεκτρονίων.

5.1 Ενδογενείς ημιαγωγοί

5.1.1 Ο κρύσταλλος του πυριτίου και το διάγραμμα των ενεργειακών ζωνών

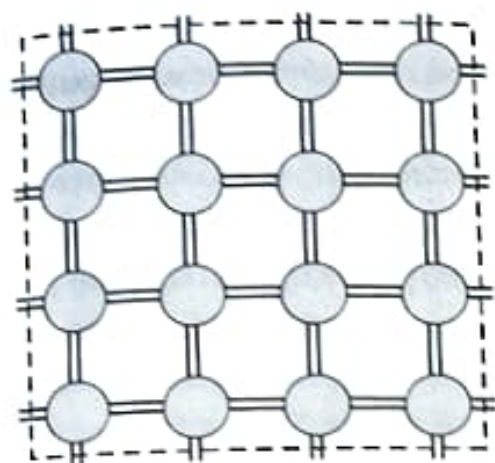
Η ηλεκτρονική διάταξη ενός απομονωμένου ατόμου Si είναι $[\text{Ne}]3s^2 3p^2$. Όταν όμως ένα άτομο βρίσκεται κοντά σε άλλα άτομα, τότε τα ενεργειακά επίπεδα 3s και 3p βρίσκονται τόσο κοντά ώστε η αλληλεπίδρασή τους να έχει ως αποτέλεσμα τη δημιουργία τεσσάρων τροχιακών $\psi(3s)$, $\psi(3p_x)$, $\psi(3p_y)$ και $\psi(3p_z)$, τα οποία συνδυάζονται και δημιουργούν τέσσερα νέα υβριδικά τροχιακά (που ονομάζονται $\psi_{\text{υβριδ}}$), τα οποία διατάσσονται συμμετρικά σε όσο το δυνατόν μεγαλύτερη απόσταση μεταξύ τους (κατευθύνονται προς τις γωνίες ενός τετραέδρου). Στην εικόνα 5.1.α, βλέπουμε μία σχηματική αναπαράσταση των τεσσάρων τροχιακών στις δύο διαστάσεις. Τα τέσσερα υβριδικά τροχιακά, $\psi_{\text{υβριδ}}$, έχουν από ένα ηλεκτρόνιο το καθένα και επομένως είναι κατά το ήμισυ κατειλημμένα. Επομένως, ένα τροχιακό $\psi_{\text{υβριδ}}$ ενός ατόμου Si μπορεί να επικαλύπτεται με ένα τροχιακό $\psi_{\text{υβριδ}}$ ενός γειτονικού ατόμου Si και να δημιουργείται έτσι ένας ομοιοπολικός δεσμός με δύο ηλεκτρόνια που έχουν ζευγαρωμένα spin. Έτσι, δια της επικάλυψης των

Στην εικόνα 5.1.γ απεικονίζεται το διάγραμμα των ενεργειακών ζωνών του κρυσταλλικού πυριτίου.¹ Ο κατακόρυφος άξονας αντιστοιχεί στην ενέργεια ενός ηλεκτρονίου στον κρύσταλλο. Η ζώνη σθένους (ΖΣ) περιέχει τις ηλεκτρονικές καταστάσεις που αντιστοιχούν στην επικάλυψη των δέσμιων τροχιακών (ψ_B). Αφού όλα τα δέσμια τροχιακά είναι στον κρύσταλλο πλήρη από ηλεκτρόνια σθένους, τότε σε θερμοκρασία απολύτου μηδενός, η ζώνη σθένους θα είναι επίσης πλήρης. Η ζώνη αγωγιμότητας (ΖΑ) περιέχει τις ηλεκτρονικές καταστάσεις που αντιστοιχούν σε υψηλότερες ενέργειες, αυτές δηλαδή που προκύπτουν από την επικάλυψη των αντιδέσμιων τροχιακών. Η ΖΑ χωρίζεται από τη ΖΣ από ένα ενεργειακό διάκενο E_g . Το ενεργειακό επίπεδο E_v αντιστοιχεί στην κορυφή της ΖΣ ενώ το ενεργειακό επίπεδο E_c στον πυθμένα της ΖΑ. Η ενεργειακή απόσταση ανάμεσα στο επίπεδο E_c και το επίπεδο του κενού, το πλάτος δηλαδή της ΖΑ, ονομάζεται **ηλεκτρονική συγγένεια** χ . Το ενεργειακό διάγραμμα της εικόνας 5.1.γ, με τις κατάλληλες τροποποιήσεις στις τιμές της ενέργειας, ισχύει για όλους τους κρυσταλλικούς ημιαγωγούς.

Τα ηλεκτρόνια που φαίνονται στην εικόνα 5.1.γ να βρίσκονται στη ΖΣ είναι τα ηλεκτρόνια που, στην εικόνα 5.1.β, ανήκουν στους ομοιοπολικούς δεσμούς μεταξύ των ατόμων Si. Ένα ηλεκτρόνιο όμως που βρίσκεται στη ΖΣ, δεν είναι εντοπισμένο σε μία ατομική περιοχή αλλά εκτείνεται σε ολόκληρο το στερεό. Στη εικόνα 5.1.β βέβαια, τα ηλεκτρόνια παρουσιάζονται εντοπισμένα στα δέσμια τροχιακά ανάμεσα στα άτομα Si, κάτι όμως που δεν είναι απόλυτα σωστό. Στον κρύσταλλο, τα ηλεκτρόνια μπορούν, χάρη στο φαινόμενο σήραγγας, να μετακινηθούν από τον ένα δεσμό στον άλλο και να αλλάζουν θέση. Αν υπολογίζαμε την κυματοσυνάρτηση ενός ηλεκτρονίου σθένους του κρυσταλλικού πυριτίου, θα βλέπαμε ότι εκτείνεται σε ολόκληρο τον κρύσταλλο. Άρα δεν μπορούμε να διακρίνουμε ανάμεσα στα ηλεκτρόνια των ομοιοπολικών δεσμών. Δεν μπορούμε δηλαδή να ταυτοποιήσουμε ένα ηλεκτρόνιο και να λέμε ότι θα βρίσκεται σε ένα δεσμό μεταξύ δύο συγκεκριμένων ατόμων Si.

Μπορούμε να αναπαραστήσουμε σχηματικά τον κρύσταλλο του Si στις δύο διαστάσεις μέσω του σχήματος της εικόνας 5.2. Κάθε ομοιοπολικός δεσμός μεταξύ ατόμων Si αναπαρίσταται από δύο γραμμές, οι οποίες συμβολίζουν τα δύο ηλεκτρόνια που έχουν αντιπαράλληλα spin. Κάθε γραμμή αναπαριστά ένα ηλεκτρόνιο σθένους.

¹ Ο σχηματισμός των ενεργειακών ζωνών του κρυσταλλικού πυριτίου περιγράφηκε λεπτομερώς στο κεφάλαιο 4.

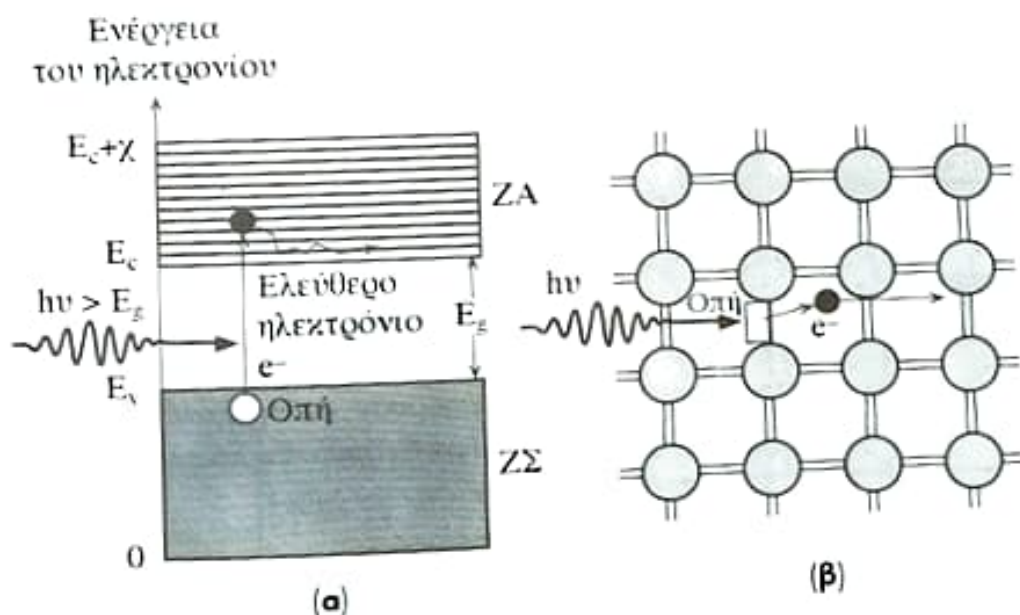


Εικόνα 5.2

Μία διαδιάστατη εικονική απεικόνιση ενός κρυστάλλου Si. Οι ομοιοπολικοί δεσμοί απεικονίζονται ως διπλές γραμμές. Κάθε γραμμή αντιστοιχεί σε ένα ηλεκτρόνιο σθένους.

5.1.2 Ηλεκτρόνια και οπές

Στο κρυσταλλικό πυρίτιο, οι μόνες κενές ηλεκτρονικές καταστάσεις βρίσκονται στη ΖΑ (εικόνα 5.1.γ). Ένα ηλεκτρόνιο που βρίσκεται στη ΖΑ είναι ελεύθερο να κινηθεί μέσα στον κρύσταλλο και να αντιδράσει σε ένα ηλεκτρικό πεδίο, αφού υπάρχουν πολλά κενά γειτονικά ενεργειακά επίπεδα. Έτσι, ένα ηλεκτρόνιο που βρίσκεται στη ΖΑ μπορεί να αυξήσει την ενέργειά του και να μεταβεί σε ένα ανώτερο ενεργειακό επίπεδο, αφού τα ανώτερα ενεργειακά επίπεδα δεν είναι κατειλημμένα. Μπορούμε εν γένει να θεωρούμε ότι τα ηλεκτρόνια που βρίσκονται στη ΖΑ είναι ελεύθερα και ότι κινούνται ανεμπόδιστα μέσα στον κρύσταλλο με κάποιες διαφοροποιήσεις απλώς στη μάζα τους, όπως θα εξηγηθεί στη συνέχεια του κεφαλαίου (στην παράγραφο 5.1.3).

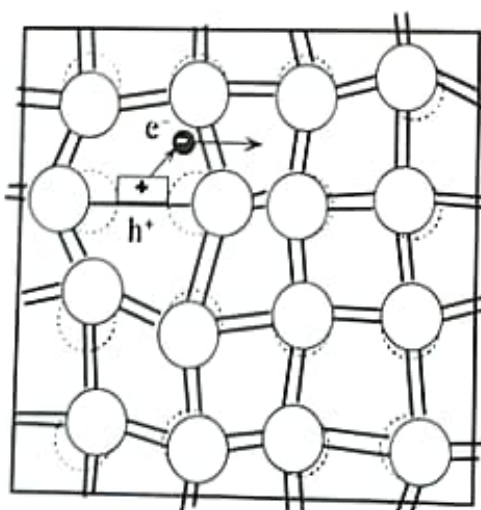


Εικόνα 5.3

(α) Αν ένα φωτόνιο έχει ενέργεια μεγαλύτερη από E_g , τότε μπορεί να διεγείρει ένα ηλεκτρόνιο από τη ΖΣ στη ΖΑ.
 (β) Όταν ένα φωτόνιο σπάει έναν δεσμό Si-Si, τότε, στην περιοχή του δεσμού Si-Si, δημιουργείται ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο και μία οπή.

Αφού οι μόνες κενές ενεργειακές καταστάσεις βρίσκονται στη ΖΑ, η διέγερση ενός ηλεκτρονίου που βρίσκεται αρχικά στη ζώνη σθένους και η μετάβασή του στη ΖΑ προϋποθέτει την προσφορά ενός ελαχίστου ενέργειας E_g . Στην εικόνα 5.3.α φαίνεται τι συμβαίνει όταν ένα φωτόνιο με ενέργεια $h\nu > E_g$ προσπίπτει σε ένα ηλεκτρόνιο της ΖΣ. Το ηλεκτρόνιο απορροφά το προσπίπτον φωτόνιο και αποκτά επιπλέον ενέργεια μεγαλύτερη του ενεργειακού διακένου E_g έτσι ώστε στο τέλος να φτάσει στη ΖΑ. Επομένως, δημιουργούνται κατ' αυτόν τον τρόπο ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο και μία οπή, η οποία αντιστοιχεί στο ηλεκτρόνιο που έφυγε από τη ζώνη σθένους. Σε ορισμένους ημιαγωγούς, όπως το Si και το Ge, η διαδικασία της απορρόφησης του φωτονίου συνεπάγεται και την εμπλοκή των ταλαντώσεων πλέγματος (την ταλάντωση των ατόμων Si), κάτι που δεν φαίνεται στην εικόνα 5.3.β.

Στο παράδειγμα που προηγήθηκε, για να δημιουργηθεί ένα ζεύγος ηλεκτρονίου-οπής, χρειάστηκε ένα φωτόνιο με ενέργεια $h\nu > E_g$. Δεν είναι όμως απαραίτητο να ακολουθηθεί αυτή η διαδικασία. Ακόμα και όταν δεν υπάρχει καθόλου ακτινοβολία, εξακολουθεί η διαδικασία δημιουργίας ηλεκτρονίων-οπών, ως αποτέλεσμα **θερμικής διέγερσης** αυτή τη φορά. Λόγω της θερμικής ενέργειας, τα άτομα ενός κρυστάλλου βρίσκονται σε διαρκή ταλάντωση. Το γεγονός αυτό έχει ως συνέπεια την περιοδική παραμόρφωση των δεσμών μεταξύ των ατόμων Si. Είναι δυνατό τα άτομα μίας περιοχής να κινούνται σε μία χρονική στιγμή κατά τέτοιο τρόπο ώστε ένας δεσμός να παραμορφωθεί τόσο πολύ ώστε τελικά να σπάσει (εικόνα 5.4). Με αυτόν τον τρόπο από το δεσμό αποβάλλεται ένα ηλεκτρόνιο το οποίο μετα-

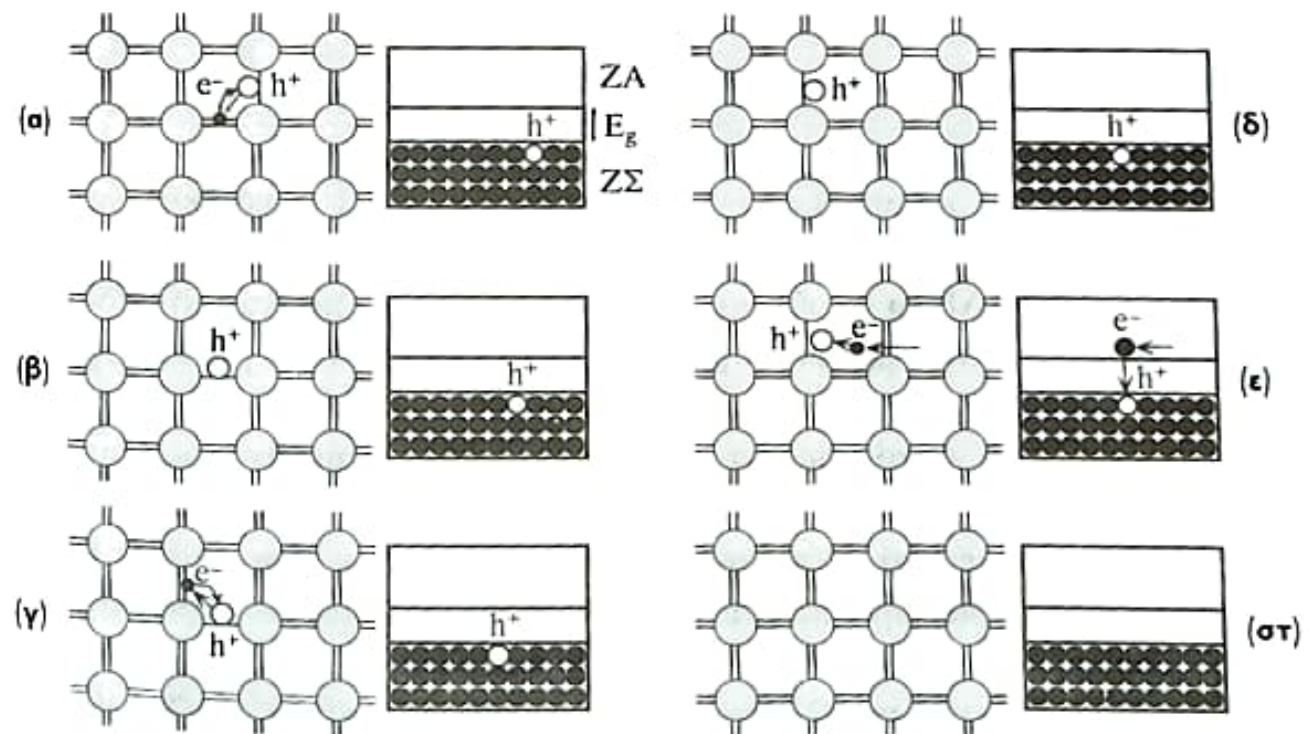


Εικόνα 5.4

Οι θερμικές ταλαντώσεις των ατόμων μπορούν να προκαλέσουν το σπάσιμο των δεσμών δημιουργώντας ζεύγη ηλεκτρονίων-οπών.

βαίνει στη ΖΑ (δηλαδή το ηλεκτρόνιο γίνεται κατ' ουσία ελεύθερο). Η κενή ηλεκτρονική κατάσταση που δημιουργείται λόγω της απελευθέρωσης του ηλεκτρονίου είναι αυτό που ονομάζεται **οπή** στη ζώνη σθένους. Το ελεύθερο ηλεκτρόνιο, το οποίο βρίσκεται στη ΖΑ, μπορεί να κινηθεί ελεύθερα μέσα στον κρύσταλλο και, υπό την επίδραση ενός πεδίου, να συνεισφέρει στη μεταφορά

του ηλεκτρισμού. Η περιοχή που παραμένει γύρω από την οπή στη ΖΣ είναι θετικά φορτισμένη λόγω της απουσίας του ηλεκτρονίου που απομακρύνθηκε από μία αρχικά ουδέτερη περιοχή. Η οπή, που συμβολίζεται h^+ , μπορεί επίσης να κινηθεί ελεύθερα μέσα στον κρύσταλλο σαν να ήταν τελείως ελεύθερη. Αυτό συμβαίνει επειδή ένα ηλεκτρόνιο ενός γειτονικού δεσμού μπορεί να μεταβεί, δια του φαινομένου σήραγγας, στην περιοχή της οπής καλύπτοντας έτσι την κενή ηλεκτρονική κατάσταση, δημιουργώντας όμως μία νέα οπή στη θέση από τη οποία προήλθε. Η όλη διαδικασία είναι ισοδύναμη με την μετακίνηση της οπής προς την αντίθετη κατεύθυνση από αυτή του ηλεκτρονίου (εικόνα 5.5.α). Η μετάβαση αυτή μπορεί να ξανασυμβεί προκαλώντας έτσι την περαιτέρω μετακίνηση της οπής. Επομένως, η οπή κινείται ελεύθερα μέσα στον κρύσταλλο σαν να ήταν μία θετικά φορτισμένη οντότητα (εικόνες 5.5.α μέχρι δ). Η κίνησή της είναι ανεξάρτητη από την κίνηση του αρχικού ηλεκτρονίου που την δημιούργησε. Υπό την παρουσία ενός ηλεκτρικού πεδίου, η οπή μετακινείται προς την κατεύθυνση του πεδίου και συνεισφέρει έτσι στην μεταφορά του ηλεκτρισμού. Είναι λοιπόν πλέον φανερό ότι στους ημιαγωγούς υπάρχουν δύο τύποι φορέων φορτίου: τα ηλεκτρόνια και οι οπές. Μία οπή είναι στην ουσία μία κενή ηλεκτρονική κατάσταση στη ΖΣ, η οποία συμπεριφέρεται σαν να ήταν ένα θετικά φορτισμένο 'σωματίδιο' που αντιδρά ελεύθερα στα εφαρμοζόμενα ηλεκτρικά πεδία.



Εικόνα 5.5

Απεικονιστική αναπαράσταση μίας οπής μέσα στη ζώνη σθένους. Η οπή περιφέρεται μέσα στον κρύσταλλο χάρη στη διέλευση μέσω του φαινομένου σήραγγας των ηλεκτρονίων των γειτονικών δεσμών.

Όταν ένα ηλεκτρόνιο που βρίσκεται στη ΖΑ συναντά κατά την κίνησή του μία οπή της ΖΣ, τότε το ηλεκτρόνιο έχει κατ' ουσία συναντήσει μία κενή κατάσταση με μικρότερη ενέργεια την οποία και καταλαμβάνει. Το ηλεκτρόνιο πέφτει από τη ΖΑ στη ΖΣ προκειμένου να καταλάβει τη οπή (εικόνες 5.5.ε και στ). Η διαδικασία αυτή ονομάζεται **επανασύνδεση** και έχει ως αποτέλεσμα την εξαφάνιση ενός ηλεκτρονίου της ΖΑ και μίας οπής της ΖΣ. Η επιπλέον ενέργεια που είχε το ηλεκτρόνιο πριν πέσει από τη ΖΑ στη ΖΣ μετατρέπεται σε ορισμένους ημιαγωγούς, όπως το GaAs και το InP, σε ένα εκπεμπόμενο φωτόνιο, ενώ σε άλλους, όπως το Si και το Ge, η ενέργεια απορροφάται από τις ταλαντώσεις πλέγματος (γίνεται δηλαδή θερμότητα).

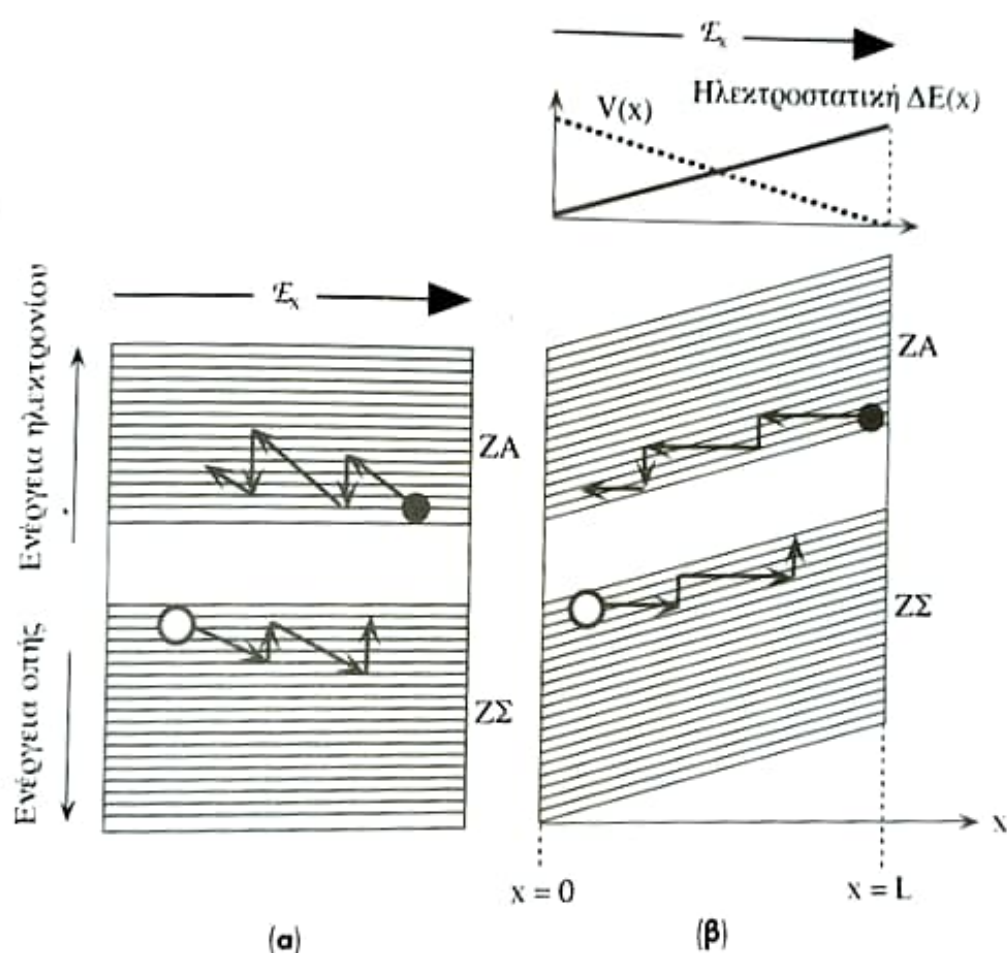
Πρέπει να τονιστεί ότι οι απεικονίσεις της εικόνας 5.5 για την κίνηση της οπής, έχουν περισσότερο εκπαιδευτικό χαρακτήρα και δεν πρέπει να θεωρούνται πιστές ερμηνείες του φαινομένου. Για μία πιο αναλυτική προσέγγιση ο αναγνώστης θα πρέπει να συμβουλευτεί πιο προχωρημένα εγχειρίδια (δες επίσης και την ενότητα 5.11). Πρέπει να έχουμε κατά νου ότι το ηλεκτρόνιο μέσα στον κρύσταλλο χαρακτηρίζεται από μία κυματοσυνάρτηση η οποία εκτείνεται σε ολόκληρο τον κρύσταλλο και δεν είναι, όπως στην εικόνα 5.5, εντοπισμένη σε μία περιοχή του κρυστάλλου. Επιπλέον, η οπή είναι μία έννοια που αντιστοιχεί σε μία κενή κυματοσυνάρτηση της ζώνης σθένους, η οποία υπό κανονικές συνθήκες καταλαμβάνεται από ένα ηλεκτρόνιο. Άρα, ούτε και για τις οπές νομιμοποιούμαστε να λέμε ότι είναι εντοπισμένες σε μία θέση του κρυστάλλου, όπως φαίνεται στην εικόνα 5.5.

5.1.3 Η αγωγή του ηλεκτρισμού στους ημιαγωγούς

Όταν εφαρμόζεται ένα ηλεκτρικό πεδίο σε έναν ημιαγωγό (εικόνα 5.6), τότε προκαλείται κάμψη των ενεργειακών ζωνών. Η συνολική ενέργεια ενός ηλεκτρονίου E ισούται με $KE + \Delta E$, αλλά υπάρχει μία επιπλέον συνεισφορά στη ΔE , η οποία για ένα εφαρμοζόμενο ηλεκτρικό πεδίο δεν είναι σταθερή. Ένα ομογενές ηλεκτρικό πεδίο E_x συνεπάγεται, λόγω της σχέσης $(dV/dx) = -E_x$, την ύπαρξη ενός γραμμικά φθίνοντος δυναμικού $V(x) = -Ax + B$. Αυτό σημαίνει ότι η ΔE , $-eV(x)$, του ηλεκτρονίου είναι πλέον ίση με $eAx - eB$. Το μέγεθος αυτό μειώνεται γραμμικά μέσα στο δείγμα. Όλα τα ενεργειακά επίπεδα και επομένως, όλες οι ενεργειακές ζώνες, μετατοπίζονται, υπό την επίδραση ενός εξωτερικού πεδίου, προς τη διεύθυνση x κατά τον τρόπο που φαίνεται στην εικόνα 5.6.

Υπό την επίδραση της E_x , το ηλεκτρόνιο που βρίσκεται στη ΖΑ μετακινείται προς τα αριστερά και επομένως, αρχίζει να αποκτά ενέργεια από το πεδίο. Όταν ένα ηλεκτρόνιο αλληλεπιδρά με μία θερμική ταλάντωση ενός ατόμου Si, τότε χάνει μέρος της ενέργειάς του και μεταβαίνει εκ νέου στον πυθμένα της ΖΑ. Μετά τη σύγκρουση, το ηλεκτρόνιο επιταχύνεται και πάλι

μέχρι κάποια στιγμή να ξανασυγκρουστεί με ένα ταλαντούμενο άτομο Si. Λέμε ότι η διαδικασία αυτή είναι στην ουσία η ολίσθηση (drift) του ηλεκτρονίου λόγω της επιβολής του πεδίου. Η ταχύτητα ολίσθησης, v_{de} , του ηλεκτρονίου ισούται με $\mu_e E_x$, όπου μ_e είναι η κινητικότητα ολίσθησης του ηλεκτρονίου. Αντίστοιχα, οι οπές, που βρίσκονται στη ΖΣ, ολισθαίνουν λόγω του εφαρμοζόμενου πεδίου, με τη διαφορά ότι η ολίσθηση πραγματοποιείται κατά τη φορά του πεδίου. Προσέξτε ότι όταν μία οπή αυξάνει την ενέργειά της, τότε κινείται προς τα κάτω στη ΖΣ, επειδή η ΔE της οπής έχει αντίθετο πρόσημο από τη ΔE του ηλεκτρονίου.



Εικόνα 5.6

Όταν εφαρμόζεται ένα ηλεκτρικό πεδίο, τότε τα ηλεκτρόνια που βρίσκονται στη ΖΑ και οι οπές που βρίσκονται στη ΖΣ ολισθαίνουν και συνεισφέρουν στην αγωγιμότητα.

(α) Μια απλοποιημένη απεικόνιση της ολίσθησης παρουσία ενός E_x .

(β) Η εφαρμογή του πεδίου έχει ως συνέπεια την κάμψη των ενεργειακών ζωνών αφού, η ΔE του ηλεκτρονίου ισούται με $-eV(x)$ και αφού το $V(x)$ μειώνεται στην κατεύθυνση του E_x , ενώ αντίθετα η ΔE αυξάνεται.

Αφού και τα ηλεκτρόνια και οι οπές συνεισφέρουν στην ηλεκτρική αγωγιμότητα, μπορούμε να γράψουμε την πυκνότητα ρεύματος, εκ του ορισμού της, ως εξής:

$$J = env_{de} + epv_{dh} \quad [5.1]$$

όπου n είναι η συγκέντρωση των ηλεκτρονίων στη ΖΑ, p η συγκέντρωση των οπών στη ΖΣ, και v_{de} και v_{dh} είναι η ταχύτητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων και των οπών αντίστοιχα υπό την επίδραση ενός εξωτερικού πεδίου \mathcal{E}_x . Επομένως,

*Ταχύτητα
ολίσθησης
ηλεκτρονίων
και οπών*

$$v_{de} = \mu_e \mathcal{E}_x \quad \text{και} \quad v_{dh} = \mu_h \mathcal{E}_x \quad [5.2]$$

όπου μ_e και μ_h είναι η κινητικότητα ολίσθησης των ηλεκτρονίων και των οπών αντίστοιχα. Στο κεφάλαιο 2 υπολογίσαμε ότι η κινητικότητα ολίσθησης μ_e των ηλεκτρονίων σε έναν αγωγό είναι

$$\mu_e = \frac{e \tau_e}{m_e} \quad [5.3]$$

όπου τ_e είναι ο μέσος ελεύθερος χρόνος μεταξύ δύο διαδοχικών σκεδάσεων και m_e είναι η μάζα του ηλεκτρονίου. Η ιδέα της κίνησης ενός ηλεκτρονίου σε έναν αγωγό μπορεί να εφαρμοστεί και στην κίνηση ενός ηλεκτρονίου στη ΖΑ ενός ημιαγωγού. Κατ' αυτόν τον τρόπο ξανακαταλήγουμε στην εξίσωση 5.3 με τη διαφορά ότι αντί για τη μάζα m_e του ηλεκτρονίου στον ελεύθερο χώρο πρέπει να χρησιμοποιήσουμε την ενεργό μάζα m_e^* του ηλεκτρονίου μέσα στον κρύσταλλο. Ένα 'ελεύθερο' ηλεκτρόνιο μέσα στον κρύσταλλο δεν είναι πλήρως ελεύθερο επειδή κατά την κίνησή του επηρεάζεται από τη ΔΕ των ιόντων του στερεού και επομένως του ασκούνται δυνάμεις. Στην ενεργό μάζα m_e^* λαμβάνονται υπόψη όλες αυτές οι δυνάμεις κατά τέτοιο τρόπο ώστε να μπορούμε να συσχετίσουμε την επιτάχυνση, a , ενός ηλεκτρονίου που βρίσκεται στη ΖΑ, με μία εξωτερική δύναμη $F_{\text{εξωτ}}$ (π.χ. $-e\mathcal{E}_x$), μέσω του τύπου $F_{\text{εξωτ}} = a m_e^*$, όπως αντίστοιχα συσχετίζεται η επιτάχυνση ενός ηλεκτρονίου στο κενό με μία δύναμη που του ασκείται, μέσω του τύπου $F = a m_e$. Εφαρμόζοντας βέβαια τον τύπο $F_{\text{εξωτ}} = a m_e^*$ για την περιγραφή της κίνησης ενός ηλεκτρονίου, έχουμε υποθέσει ότι είναι δυνατό να υπολογίσουμε ή μετρήσουμε πειραματικά την τιμή της m_e^* . Είναι σημαντικό βέβαια να σημειωθεί ότι η πραγματική συμπεριφορά του ηλεκτρονίου υπολογίζεται από τη λύση της εξίσωσης Schrödinger για ένα περιοδικό πλέγμα (κρύσταλλο). Από τη λύση φαίνεται ότι είναι όντως δυνατό να περιγράψουμε την αδρανειακή αντίσταση ενός ηλεκτρονίου σε έναν κρύσταλλο χρησιμοποιώντας την έννοια της ενεργού μάζας. Η ενεργός μάζα εξαρτάται από την αλληλεπίδραση του ηλεκτρονίου με το περιβάλλον του μέσα στον κρύσταλλο.

Μπορούμε τώρα να σκεφτούμε την περίπτωση να έχουν και οι οπές μάζα. Στο βαθμό που θεωρούμε ότι μάζα είναι αντίσταση στην επιτάχυνση, που είναι δηλαδή μέτρο της αδράνειας, δεν υπάρχει κανένας λόγος να μην θεωρούμε ότι και οι οπές έχουν μάζα. Επιτάχυνση μίας οπής συνεπάγεται την επιτάχυνση των ηλεκτρονίων που μεταβαίνουν από δεσμό σε δεσμό προς την αντίθετη κατεύθυνση σε σχέση με τις οπές. Είναι λοιπόν προφανές ότι οι οπές θα έχουν μία μη μηδενική μάζα αδράνειας. Διαφορετικά, και η παραμικρή εξωτερική δύναμη θα προκαλούσε την άπειρη επιτάχυνσή τους.

Αν συμβολίσουμε την ενεργό μάζα μίας οπής που βρίσκεται στη ΖΣ με το σύμβολο m_h^* , τότε η κινητικότητα ολίσθησης των οπών θα είναι

$$\mu_h = \frac{e \tau_h}{m_h^*} \quad [5.4]$$

όπου τ_h είναι ο μέσος ελεύθερος χρόνος μεταξύ των συγκρούσεων για τις οπές.

Αντικαθιστώντας τη σχέση αυτή στη σχέση 5.1 που περιέγραφε την πυκνότητα του ρεύματος, υπολογίζουμε την **αγωγιμότητα ενός ημιαγωγού**,

$$\sigma = en\mu_e + ep\mu_h \quad [5.5]$$

όπου n και p είναι οι συγκεντρώσεις των ηλεκτρονίων στη ΖΑ και των οπών στη ΖΣ αντίστοιχα. Αυτή είναι μία γενική εξίσωση που ισχύει για όλους τους ημιαγωγούς.

5.1.4 Συγκέντρωση ηλεκτρονίων και οπών

Η γενική εξίσωση για την αγωγιμότητα ενός ημιαγωγού, η εξίσωση 5.5, εξαρτάται από το μέγεθος n , δηλαδή τη συγκέντρωση των ηλεκτρονίων, και από το μέγεθος p , δηλαδή τη συγκέντρωση των οπών. Πώς μπορούμε να καθορίσουμε τις ποσότητες αυτές; Θα ακολουθήσουμε τη διαδικασία που απεικονίζεται σχηματικά στις εικόνες 5.7.α μέχρι δ. Στην προσέγγιση αυτή, πολλαπλασιάζουμε την πυκνότητα των καταστάσεων με την πιθανότητα που έχει κάθε κατάσταση να είναι κατειλημμένη και, για τον υπολογισμό του n , ολοκληρώνουμε σε όλη τη ΖΑ, ενώ για τον υπολογισμό του p , ολοκληρώνουμε σε όλη τη ΖΣ.

Ορίζουμε το μέγεθος $g_{ZA}(E)$ που είναι η **πυκνότητα των καταστάσεων** στην ΖΑ, είναι δηλαδή ο αριθμός των καταστάσεων ανά μονάδα ενέργειας και ανά μονάδα όγκου. Η πιθανότητα να υπάρχει ένα ηλεκτρόνιο σε μία κατάσταση με ενέργεια E δίνεται από τη συνάρτηση Fermi-Dirac για την