

ΘΕΩΡΙΑ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΩΝ ΤΑΙΝΙΩΝ (Ε.Τ.) ΣΤΑ ΣΤΕΡΕΑ ΥΛΙΚΑ

Σχηματισμός και μορφή ενεργειακών ταινιών στα στερεά υλικά:

- 1. Προσέγγιση της ισχυρής σύζευξης**
- 2. Μοντέλο σχεδόν ελεύθερου ηλεκτρονίου - Οι συνέπειες του περιοδικού κρυσταλλικού δυναμικού**

Ταχύτητα των ηλεκτρονίων

Ενεργός μάζα των ηλεκτρονίων

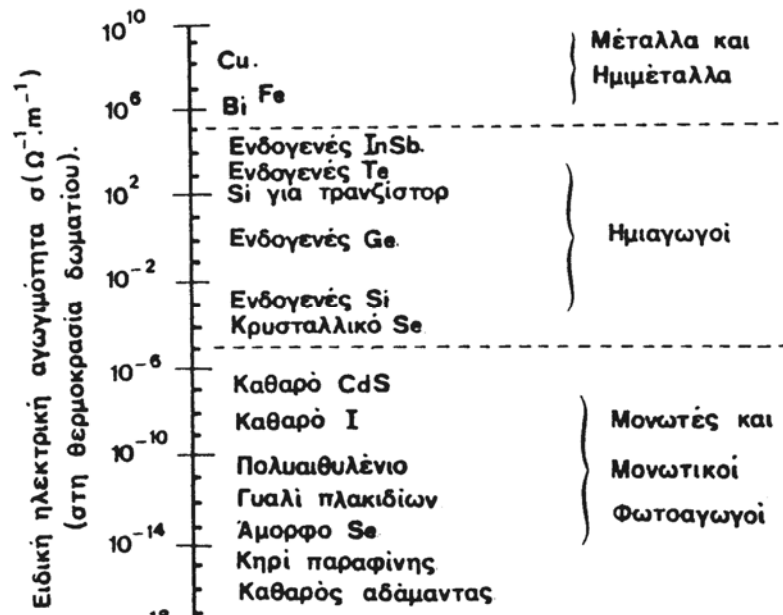
Η θετική οπή και οι ιδιότητές της

Πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων σε μια ενεργειακή ταινία

Φαινόμενο του Hall

ΘΕΩΡΙΑ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΩΝ ΤΑΙΝΙΩΝ (E.T.)

Απαραίτητη για να εξηγήσουμε το μηχανισμό της ηλεκτρικής αγωγιμότητας και γιατί από τα στερεά μερικά συμπεριφέρονται σαν μέταλλα και άλλα ως ημιαγωγοί ή μονωτές



Περιοχή τιμών (πειραματικές) της ειδικής ηλεκτρικής αντίστασης στη θερμοκρασία δωματίου για διάφορα υλικά που ανήκουν στις τρεις κατηγορίες υλικών: μέταλλα, ημιαγωγοί και μονωτές

Ο αριθμός των διαθέσιμων ηλεκτρονίων για ηλεκτρική αγωγή σε ένα υλικό σχετίζεται με τη διεύθετηση των ηλεκτρονικών καταστάσεων (επιπέδων ή σταθμών) αναφορικά με την ενέργειά τους και με τον τρόπο που οι καταστάσεις αυτές καταλαμβάνονται από ηλεκτρόνια, δηλαδή τη λεγόμενη **ηλεκτρονική δομή**.

Πολύπλοκη είναι η λεπτομερής μελέτη (περιέχει αρχές κβαντομηχανικής) των ενεργειακών ταινιών (E.T.)

Θα παρουσιάσουμε δύο απλουστευμένα μοντέλα για το σχηματισμό και τη μορφή τους:

1. Προσέγγιση της ισχυρής σύζευξης
2. Μοντέλο σχεδόν ελεύθερου ηλεκτρονίου - Οι συνέπειες του περιοδικού κρυσταλλικού δυναμικού

1. Ενεργειακές ταινίες - προσέγγιση της ισχυρής σύζευξης (tight binding approximation)

Ξεκινάει από τα μεμονωμένα άτομα και εξετάζει ποιοτικά πώς η προσέγγιση μεγάλου αριθμού ατόμων ($10^{22} - 10^{23} \text{ cm}^{-3}$) σε απόσταση συγκρίσιμη ή μικρότερη από τη χωρική έκταση των ηλεκτρονικών κυματοσυναρτήσεων για το σχηματισμό του στερεού τροποποιεί τις κυματοσυναρτήσεις,

οι οποίες σχηματίζουν **ενεργειακές ταινίες (ή ζώνες)** από ένα μεγάλο αριθμό καταστάσεων, τόσο κοντά σε ενέργεια η μία από την άλλη ώστε να θεωρούμε ότι είναι συνεχόμενες.

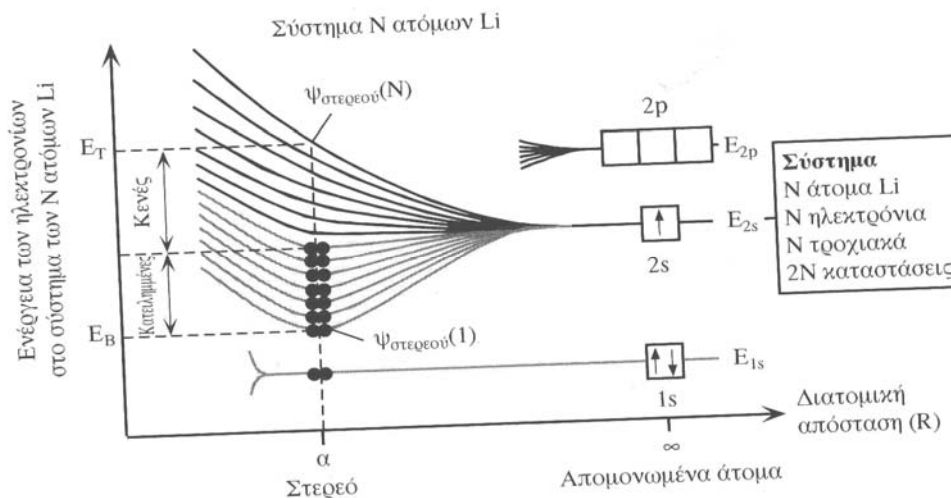
Στον υπολογισμό των Ε.Τ. υποθέτουμε γραμμικό συνδυασμό των ατομικών κυματοσυναρτήσεων παίρνοντας υπόψη την περιοδική δυναμική ενέργεια του κρυστάλλου και προσεγγιστικές λύσεις της εξίσωσης Schrödinger (εκτός του ενδιαφέροντός μας)

ΣΧΗΜΑΤΙΣΜΟΣ ΤΩΝ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΩΝ ΤΑΙΝΙΩΝ ΣΤΟ ΣΤΕΡΕΟ ΛΙΘΙΟ

Ηλεκτρονική δομή ατόμου Λιθίου: $1s^2 2s^2 2p^0$

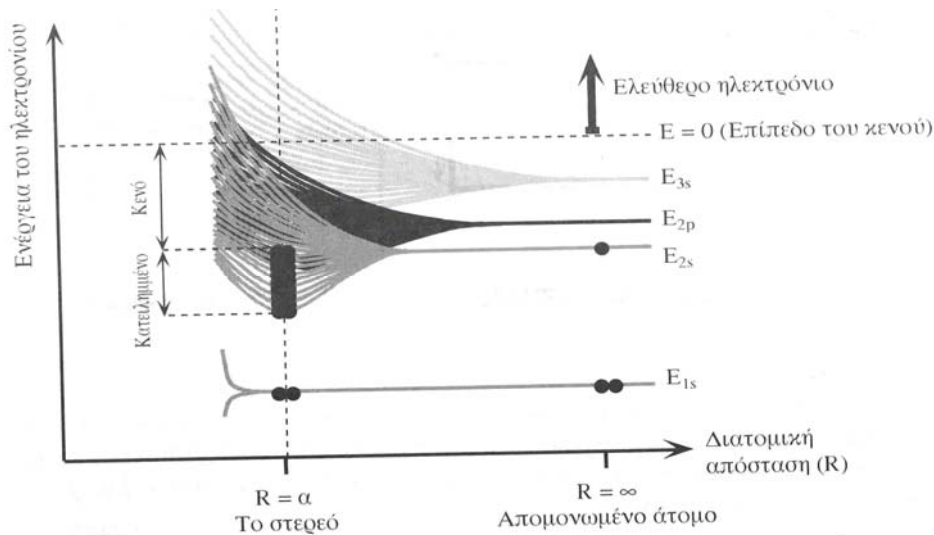
Δημιουργία της ενεργειακής ταινίας (ή ζώνης) 2s από τα ατομικά τροχιακά 2s.

Ονομάζεται ταινία σθένους (βρίσκονται τα ηλεκτρόνια σθένους)

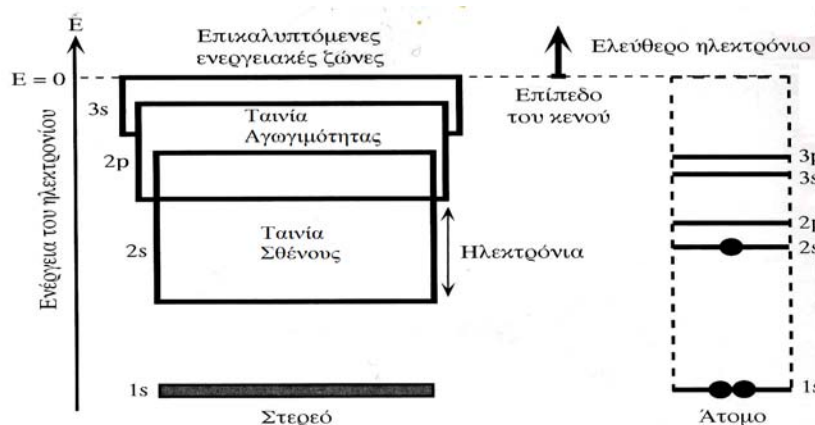


Η δημιουργία της ενεργειακής ταινίας (ή ζώνης) 2s από τα ατομικά τροχιακά 2s. Η ταινία δημιουργείται όταν N άτομα Li πλησιάζουν μεταξύ τους και σχηματίζουν το στερεό Li. Η ταινία 2s είναι η ταινία σθένους (βρίσκονται τα ηλεκτρόνια σθένους). Υπάρχουν N ηλεκτρόνια 2s και 2N καταστάσεις σ' ολόκληρο το στερεό. Επομένως, η ταινία 2s είναι κατά το ήμισυ κατειλημμένη. Το ατομικό τροχιακό 1s βρίσκεται κοντά στον πυρήνα του Li και παραμένει ανεπηρέαστο στο στερεό.

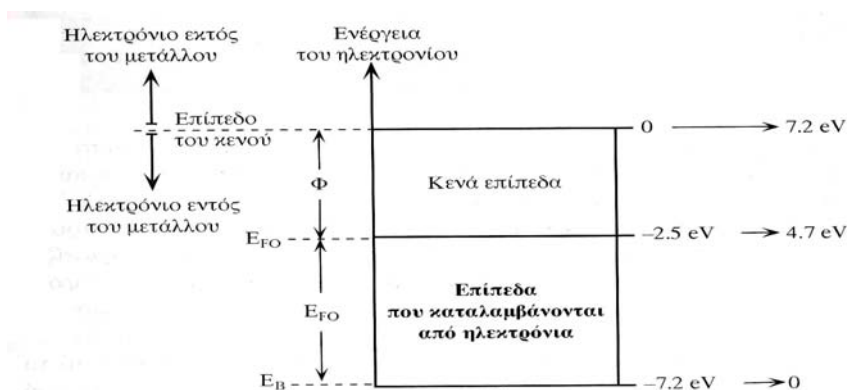
Στο στερεό υπάρχουν 10^{22} άτομα νατρίου σε 1 cm^3 , οπότε υπάρχουν $2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-3}$ καταστάσεις σε μια ταινία (π.χ. ταινία σθένους). Αν υποθέσουμε ότι το εύρος της είναι της τάξης 1eV, η απόσταση μεταξύ των μεμονωμένων σταθμών (εφόσον ισაπέχουν) θα είναι πάρα πολύ μικρή, της τάξης $2 \times 10^{-22} \text{ eV}$ και συνεπώς θεωρούμε ότι αυτές είναι συνεχόμενες.



Καθώς τα άτομα Li πλησιάζουν από αρχικά άπειρη απόσταση, τα ατομικά τροχιακά επικαλύπτονται και δημιουργούν ταινίες. Πρώτα συμβαίνει επικάλυψη των εξωτερικών τροχιακών. Τα τροχιακά 3s δημιουργούν την ταινία 3s, τα τροχιακά 2p δημιουργούν την ταινία 2p, κ.λ.π. Οι ταινίες επικαλύπτονται και δημιουργούν μία μοναδική ταινία μέσα στην οποία η ενέργεια είναι σχεδόν συνεχής.



Σε ένα μέταλλο, οι ενεργειακές ζώνες επικαλύπτονται και δημιουργούν μία και μοναδική ενεργειακή ζώνη, η οποία είναι μόνο μερικώς κατειλημμένη από ηλεκτρόνια. Υπάρχουν καταστάσεις με ενέργειες μέχρι το επίπεδο του κενού. Στο σημείο αυτό το ηλεκτρόνιο είναι ελεύθερο.



Ενδεικτικό ενεργειακό διάγραμμα ενός μετάλλου
 Όλα τα ηλεκτρόνια σθένους βρίσκονται σε μία ενεργειακή ζώνη, την οποία καταλαμβάνουν κατά ένα μέρος. Η κορυφή της ζώνης είναι το επίπεδο του κενού, όπου το ηλεκτρόνιο δεν δεσμεύεται πλέον από το στερεό ($\Delta E = 0$).

Η τιμή της ενέργειας του επιπέδου **Fermi** καθορίζεται από την ενέργεια αναφοράς. Συνήθως τη μετράμε σε σχέση με τη βάση της ταινίας και ονομάζεται ενέργεια **Fermi**.

Η ενέργεια που αντιστοιχεί στην υψηλότερη συμπληρωμένη κατάσταση στους 0K ονομάζεται **ενέργεια Fermi** και συμβολίζεται ως E_{F0} . Όταν αυξάνει η θερμοκρασία ορισμένα ηλεκτρόνια διεγείρονται και μεταβαίνουν σε υψηλότερα ενεργειακά επίπεδα.

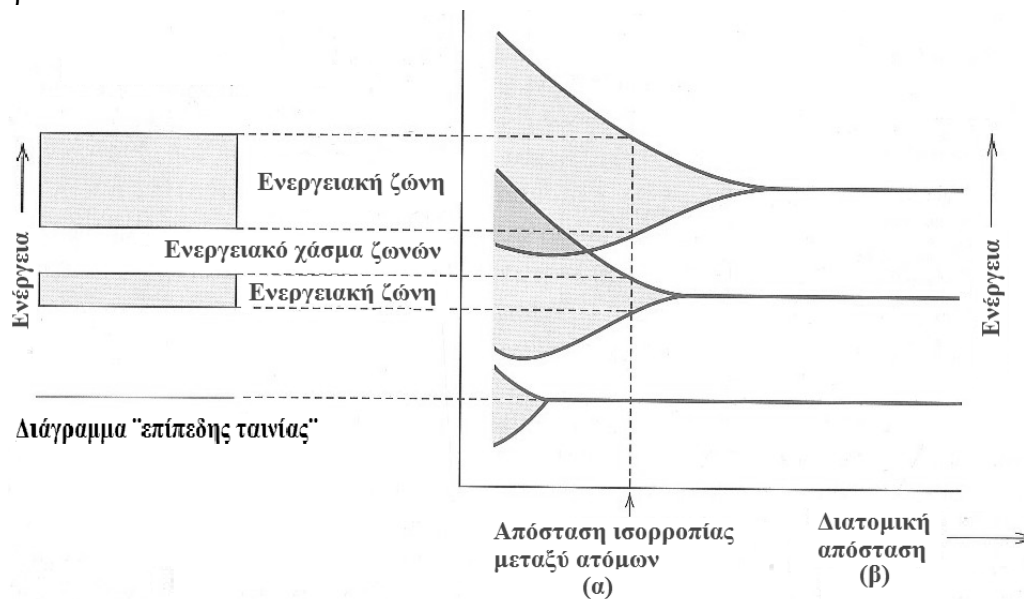
Η πιθανότητα που υπάρχει να βρεθεί ένα ηλεκτρόνιο σε ένα ενεργειακό επίπεδο E , δίνεται από τη στατιστική των σωματιδίων (**Fermi-Dirac**).

Σημαντικές έννοιες:

Ενέργεια Fermi, E_{F0} είναι η μέγιστη ενέργεια που μπορεί να έχει ένα ηλεκτρόνιο σε ένα μέταλλο στους 0 K.

Έργο εξόδου είναι η ελάχιστη ενέργεια που απαιτείται για να ελευθερωθεί ένα ηλεκτρόνιο από ένα μέταλλο σε θερμοκρασία απολύτου μηδενός. Είναι η ενέργεια που χωρίζει το επίπεδο Fermi από ένα επίπεδο του κενού.

Για μη μεταλλικά στερεά μεταξύ διαδοχικών ζωνών υπάρχουν χάσματα, όπως απεικονίζεται στο παρακάτω σχήμα. Οι ενέργειες που βρίσκονται στο εσωτερικό των χασμάτων ανάμεσα στις επιτρεπόμενες ζώνες (ή ταινίες) δεν είναι διαθέσιμες για κατάληψη από ηλεκτρόνια. Οι ζώνες αυτές λέγονται **ενεργειακά χάσματα (Energy gaps)**, και παριστάνονται με το E_g . Το εύρος του ενεργειακού χάσματος εξαρτάται από τη φύση του ημιαγωγικού υλικού και την απόσταση ανάμεσα στα άτομα (a_0) του στερεού.



Σχηματική παράσταση της διεύρυνσης κάθε ατομικής ενεργειακής στάθμης σε μια ενεργειακή ταινία (ζώνη) ορισμένου εύρους καθώς η ενδοατομική απόσταση μικραίνει για να φτάσουμε στη χαρακτηριστική ενδοατομική απόσταση (διακεκομμένη γραμμή) του υλικού στην κατάσταση ισορροπίας.

Η γραφική παράσταση της E ως προς x είναι το γενικό **διάγραμμα "επίπεδης ταινίας"**, που δίνει την ενέργεια των επιτρεπόμενων καταστάσεων ως συνάρτηση της θέσης στον κρύσταλλο και τονίζει τη μη εντοπισμένη φύση των καταστάσεων της ταινίας που επεκτείνονται σε όλο τον κρύσταλλο.

2. Μοντέλο σχεδόν ελεύθερου ηλεκτρονίου - Οι συνέπειες του περιοδικού κρυσταλλικού δυναμικού

Ξεκινάμε από ελεύθερα ηλεκτρόνια στο κενό. Η εισαγωγή ασθενούς περιοδικού δυναμικού τροποποιεί τις σχέσεις ενέργειας-κυματανύσματος (επίλυση εξίσωσης Shrodinger για ηλεκτρόνιο που βρίσκεται σε περιοδικό δυναμικό του κρυστάλλου), κυρίως σε κυματανύσματα με $k = n\frac{\pi}{a}$, $n=1,2,3..$ και δημιουργεί ενεργειακά χάσματα.

Θα δούμε τα κυριότερα συμπεράσματα:

Στο πρότυπο των ελεύθερων ηλεκτρονίων, οι επιτρεπτές τιμές της ηλεκτρονικής ενέργειας $E(k)$ είναι διακριτές και επεκτείνεται από το μηδέν ως το άπειρο:

$$E_{\vec{k}} = \frac{\hbar^2}{2m} \cdot k^2$$

- Δεν διαδίδονται όμως όλα τα ηλεκτρονικά κύματα στο πλέγμα του κρυστάλλου. Τα κύματα μπορούν να ανακλαστούν και να περιθλαστούν (όταν συμβάλλουν τα ανακλώμενα κύματα προσθετικά).
- Αυτό συμβαίνει για τιμές του $k = n\frac{\pi}{a}$, $n=1,2,3..$, δηλ. τα ηλεκτρονικά κύματα παθαίνουν ανακλάσεις Bragg και δεν μπορούν να διαδοθούν στον κρύσταλλο.

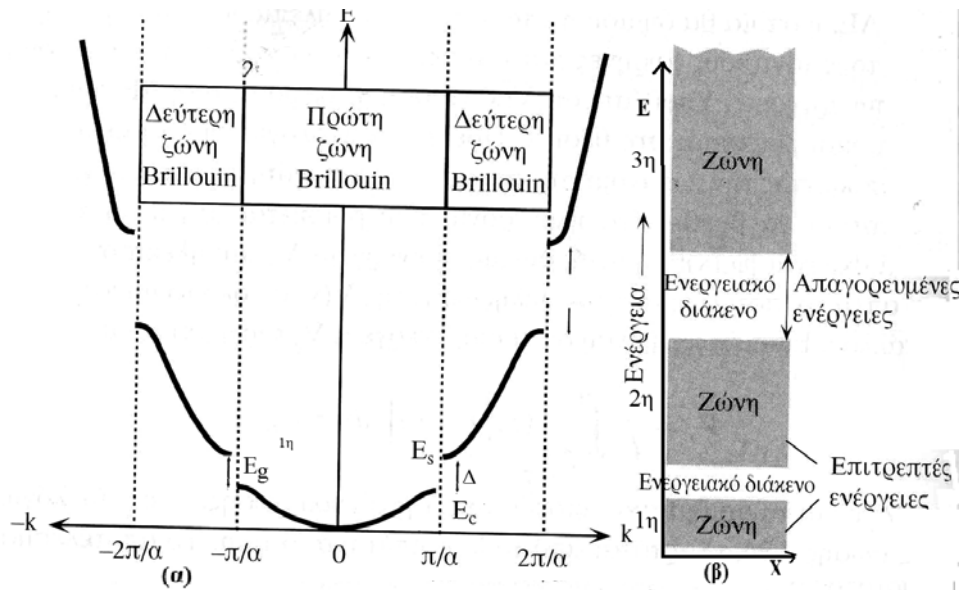
Το περιοδικό κρυσταλλικό δυναμικό ανοίγει ενεργειακά χάσματα στη συνεχή μεταβολή του $E(k)$ για $k_x = \pm\frac{\pi}{a}$ (για μονοδιάστατο κρύσταλλο)

Όταν $k_x = \pm\frac{\pi}{a}$, οι ενέργειες των κυματοσυναρτήσεων ψ_C και ψ_S έχουν τιμές ολικής

ενέργειας ίσες κατά προσέγγιση με $E_S = \hbar^2 \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 / 2m^* + \Delta / 2$ και

$E_C = \hbar^2 \left(\frac{\pi}{a}\right)^2 / 2m^* - \Delta / 2$, αντίστοιχα. Δηλαδή, δύο δυνατές τιμές ενέργειας. Δεν είναι

επιτρεπτές άλλες ενέργειες ανάμεσα σε αυτές τις δύο. Οι δύο αυτές ενέργειες απέχουν κατά Δ . Το γεγονός αυτό οδηγεί σε μια ενεργειακή διαφορά Δ . Η διαφορά της δυναμικής ενέργειας Δ , στις κυματοσυναρτήσεις ψ_C και ψ_S με $k_x = \pm\frac{\pi}{a}$, αποτελεί το ενεργειακό χάσμα E_g του υλικού, όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα.



(α) Η ενέργεια ηλεκτρονίου ως συνάρτηση του κυματοδιανύσματος k εντός ενός μονοδιάστατου κρυστάλλου. Στα σημεία $k_x = \pm n \frac{\pi}{a}$, υπάρχουν ασυνέχειες στην ενέργεια.

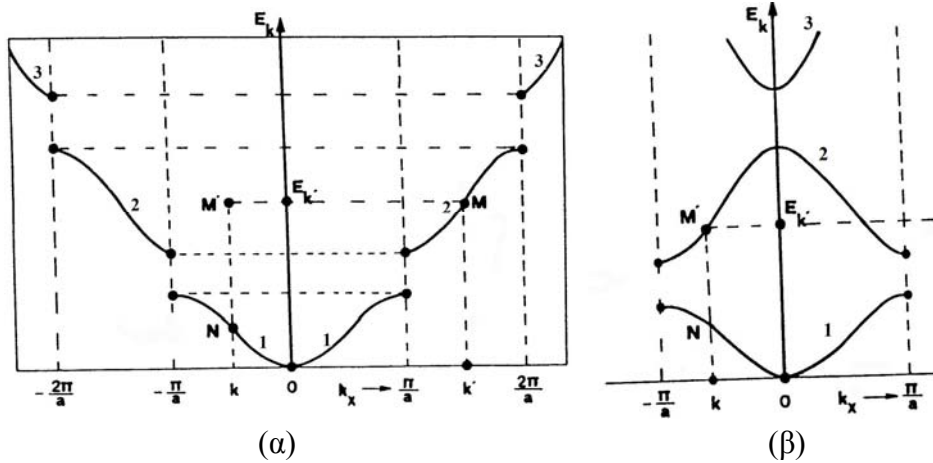
Στα σημεία αυτά τα κύματα ανακλώνται κατά Bragg μέσα στον κρύσταλλο. Δεν μπορεί για παράδειγμα για το ηλεκτρόνιο, να υπάρχει τιμή της ενέργειας μεταξύ των τιμών E_C και E_S . Επομένως, η περιοχή $E_S - E_C$ είναι ένα ενεργειακό διάκενο (ή ενεργειακό χάσμα). Μακριά από αυτές τις τιμές του k , η συμπεριφορά της $E-k$ είναι σαν τη συμπεριφορά για ένα ελεύθερο ηλεκτρόνιο. Δηλαδή στις περιοχές αυτές, η E αυξάνει με το k και συνδέεται με τη σχέση

$$E_k = \frac{\hbar^2}{2m^*} \cdot k^2 \text{ με μάζα } m^* \text{ διαφορετική της μάζας } m \text{ του ελεύθερου ηλεκτρονίου στον κενό χώρο}$$

Σε ένα στερεό, οι ενέργειες αυτές βρίσκονται μέσα σε μία ενεργειακή ταινία (ή ζώνη)

(β). **Διάγραμμα Επίπεδης Ταινίας:** Η συνηθισμένη παράσταση $E-x$ των επιτρεπτών ταινιών (ή ζωνών) και των ενεργειακών χασμάτων στα στερεά υλικά. Η τετμημένη x παριστάνει τη διεύθυνση μέσα στο υλικό (στον πραγματικό χώρο).

Απεικόνιση των ενεργειακών ταινιών (E.T.) σε μορφή α) εκτεταμένης και β) περιορισμένης ζώνης

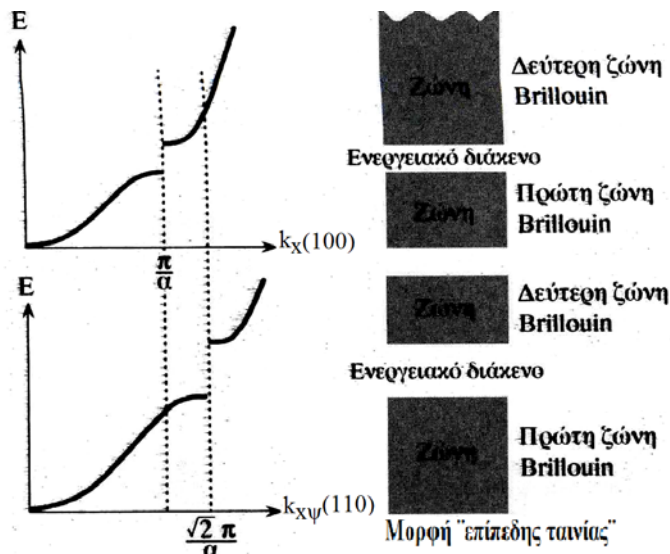


Απεικόνιση των ενεργειακών ταινιών (E.T.) σε μορφή: α) εκτεταμένης ζώνης, όπου φαίνονται οι 3 E.T. στις 3 Z.B. (Ζώνη Brillouin) με αριθμούς και β) περιορισμένης ζώνης, όπου φαίνονται οι 3 E.T. στην 1^η Z.B.

Με την "περιορισμένη" απεικόνιση των E.T. παίρνουμε την ίδια πληροφορία που μας δίνει η εκτεταμένη απεικόνιση των E.T. (τα μεμονωμένα τμήματα του σχ. (α) έχουν μετατοπιστεί κατά πολλαπλάσιο του $2\pi/a$).

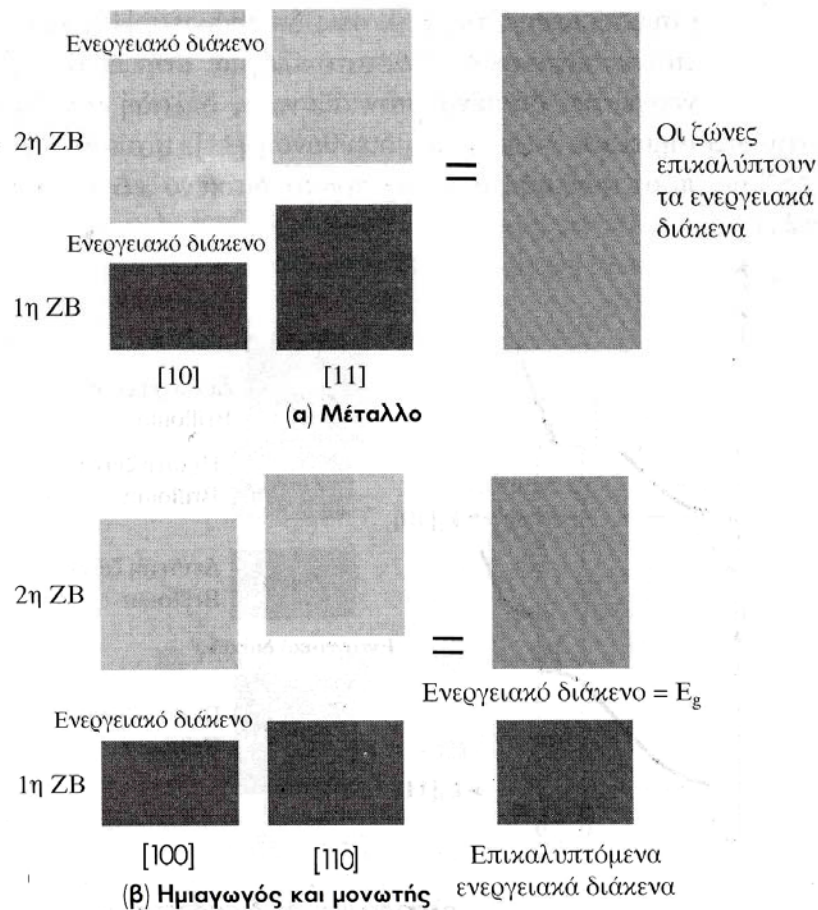
Σε τρισδιάστατο κρύσταλλο

Αν σχεδιάσουμε την $E(k)$ πρέπει να πάρουμε υπόψη τη διεύθυνση του k αφού η περίθλαση Bragg εξαρτάται από το $\sin\theta$. Για κυβικό κρύσταλλο, το ενεργειακό χάσμα κατά μήκος του άξονα x , δηλαδή στη διεύθυνση $\theta=0$ (διεύθυνση [100]) είναι στα σημεία $k_x = \pm \pi/a$. Στη διεύθυνση $\theta=45^\circ$ το ενεργειακό χάσμα είναι στα σημεία $k_{xy} = \pm \sqrt{2} \pi/a$



Η συμπεριφορά της $E-k$ ενός ηλεκτρονίου σε διαφορετικές διευθύνσεις ενός κρυστάλλου. Το ενεργειακό χάσμα (ή διάκενο) στη διεύθυνση [100] είναι στο σημείο π/a , ενώ στη διεύθυνση [110] είναι στο σημείο $k_{xy} = \sqrt{2} \pi/a$.

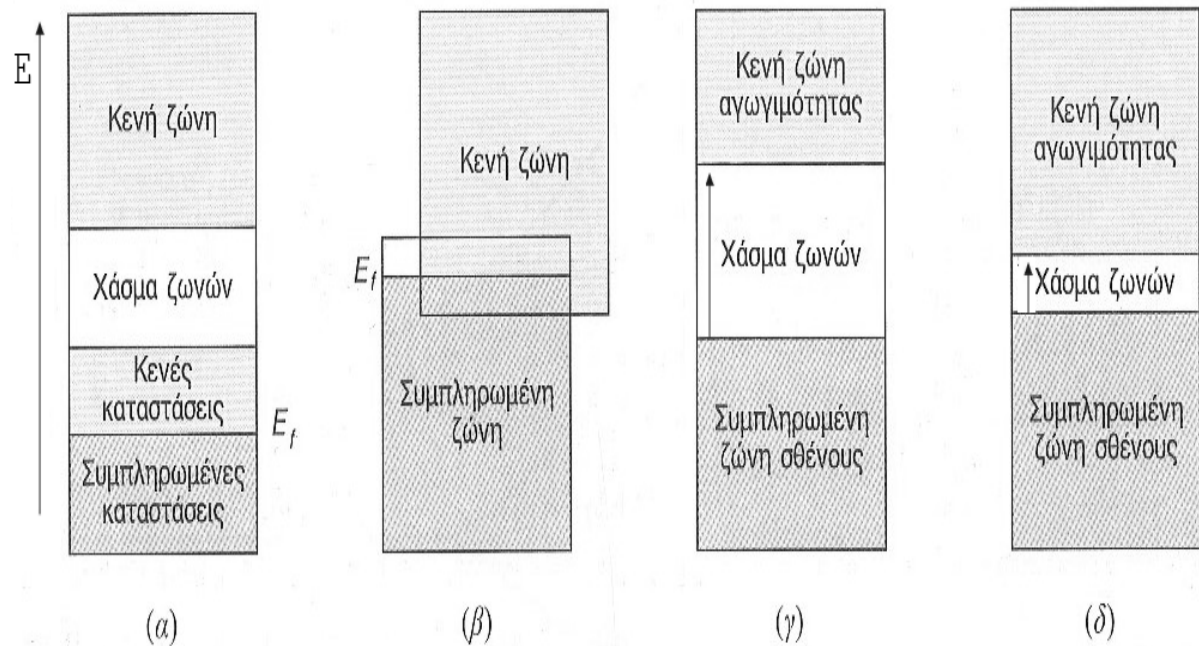
Αν στην περίπτωση των μετάλλων, λάβουμε υπόψη μας και την επικάλυψη των ενεργειακών ταινιών στις διευθύνσεις $[100]$ και $[110]$, τότε δεν υπάρχει ενεργειακό χάσμα. Το ηλεκτρόνιο μπορεί να έχει οποιαδήποτε ενέργεια μεταβάλλοντας απλά την κατεύθυνσή του. Αντίθετα, στην περίπτωση των ημιαγωγών υπάρχει ένα ενεργειακό χάσμα (διάκενο) λόγω της μη πλήρους επικάλυψης των ενεργειακών διακένων στις διαφορετικές κατευθύνσεις μέσα στον κρύσταλλο.



- (α) Για ένα ηλεκτρόνιο σε ένα μέταλλο, δεν υπάρχει ενεργειακό διάκενο αφού η 2^η ZB (Ζώνη Brillouin) της διεύθυνσης $[100]$ επικαλύπτεται με την 1^η ZB της διεύθυνσης $[110]$. Οι ζώνες επικαλύπτουν τα ενεργειακά διάκενα. Επομένως το ηλεκτρόνιο μπορεί να καταλάβει κάθε ενέργεια αλλάζοντας κατάλληλα τη διεύθυνσή του.
- (β) Για ένα ηλεκτρόνιο σε έναν ημιαγωγό, υπάρχει ένα ενεργειακό διάκενο που δημιουργείται από την επικάλυψη των ενεργειακών διακένων των διευθύνσεων $[100]$ και $[110]$. Το ηλεκτρόνιο δεν μπορεί ποτέ να καταλάβει μία ενέργεια που βρίσκεται εντός του ενεργειακού διακένου.

Οι βασικές διαφορές μεταξύ των μετάλλων, ημιαγωγών και μονωτών μπορούν να κατανοηθούν με βάση τη μορφή των ταινιών. Η απουσία μεταλλικής αγωγιμότητας σημαίνει ότι δεν υπάρχουν ταινίες εν μέρει κατειλημμένες από ηλεκτρόνια. Στους μονωτές κάθε ταινία είναι εντελώς πλήρης με ηλεκτρόνια ή εντελώς κενή.

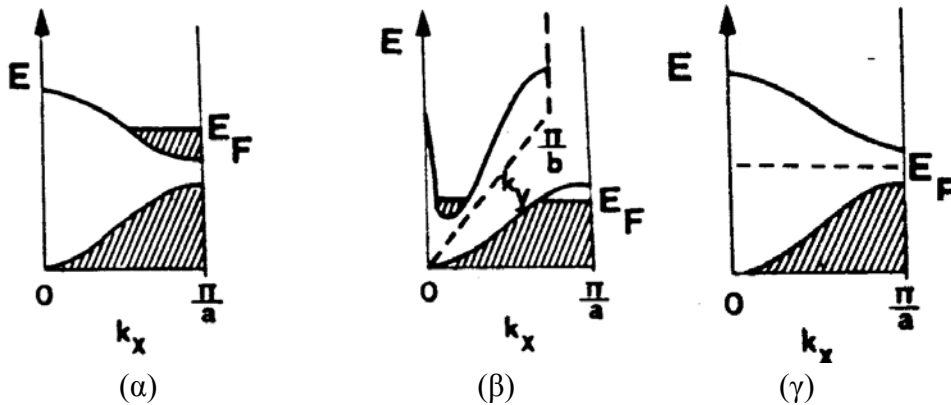
1. Σχηματική αναπαράσταση των ενεργειακών ζωνών (στη μορφή επίπεδης ταινίας) για τους τρεις τύπους στερεών στους 0K:



Σχηματική αναπαράσταση των ενεργειακών ζωνών για τους τρεις τύπους στερεών **στους 0 K**: α) ένα μέταλλο με μερικώς γεμάτη ζώνη σθένους, δηλαδή μονοσθενές μέταλλο β) ένα μέταλλο με δύο επικαλυπτόμενες μερικώς γεμάτες ζώνες, δηλαδή δισθενές μέταλλο (γ) ένα μονωτής και (δ) ένας ενδογενής ημιαγωγός ο οποίος είναι μονωτής στους 0K. (όπου E_f είναι η ενέργεια Fermi)

Προσοχή: Η διαφορά ανάμεσα σ' ένα μονωτή και σ' έναν ημιαγωγό είναι ότι E_g του μονωτή είναι $\gg E_g$ του ημιαγωγού (διαφορά ποσοτική και όχι ποιοτική)

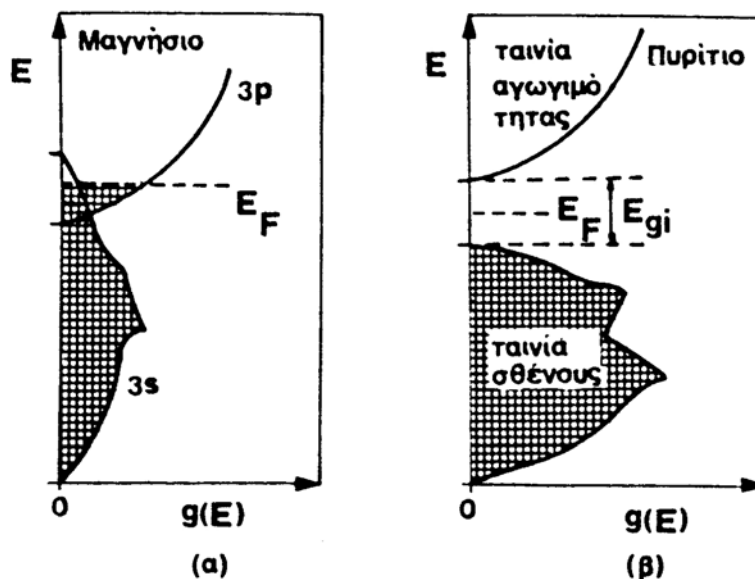
2. Μορφή ενεργειακών ταινιών με απεικόνιση $E(k)$ - k , η κατάληψη αυτών από ηλεκτρόνια και η θέση της ενέργειας Fermi για: α) κανονικό μέταλλο, β) μέταλλο εξαιτίας της επικάλυψης των ταινιών και γ) μονωτή



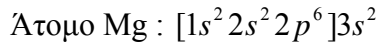
Μορφή ενεργειακών ταινιών και κατάληψη αυτών από ηλεκτρόνια για $T=0K$. α) κανονικού μετάλλου (π.χ. Na), β) μετάλλου εξαιτίας της επικάλυψης των ταινιών που αντιστοιχούν στις διευθύνσεις k_x και k_y (π.χ. Mg), και γ) μονωτή (π.χ. Si).

Προσοχή: Η θέση της ενέργειας Fermi είναι μέσα σε ταινία για τα μέταλλα, ενώ στους μονωτές βρίσκεται μέσα στο ενεργειακό χάσμα.

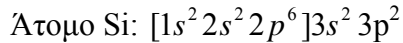
3. Μορφή ενεργειακών ταινιών με απεικόνιση $g(E)$ - E , η θέση της ενέργειας Fermi και κατάληψη αυτών από ηλεκτρόνια για μέταλλο και μονωτή.



Πυκνότητα ενεργειακών καταστάσεων $g(E)$ σε συνάρτηση της E των ηλεκτρονίων, όπου φαίνεται το γέμισμα της ταινίας σθένους και της ταινίας αγωγιμότητας καθώς και η θέση της ενέργειας Fermi για $T=0K$: α) μέταλλο (π.χ. Mg) και β) μονωτής (π.χ. Si)



Στο στερεό μαγνήσιο το περιοδικό κρυσταλλικό δυναμικό ενεργεί κατά πολύπλοκο τρόπο ώστε να οδηγεί σε **επικάλυψη των ενεργειακών ταινιών** που αντιστοιχούν σε διαφορετικές διευθύνσεις μέσα στο στερεό.



Στο στερεό Si, η ψηλότερη κατειλημμένη ταινία, η ταινία σθένους, είναι υβριδική του τύπου sp^3 με τέσσερις κβαντικές καταστάσεις για κάθε άτομο και επομένως είναι πλήρης. Σε απόσταση ίση περίπου με 1eV (ενεργειακό χάσμα), αρχίζει η ταινία αγωγιμότητας που είναι εντελώς κενή στις χαμηλές θερμοκρασίες για απόλυτα καθαρό στερεό πυρίτιο. Επομένως, το **απόλυτα καθαρό πυρίτιο είναι άριστος μονωτής** στις χαμηλές θερμοκρασίες

Η θερμική διέγερση του στερεού υλικού έχει ως αποτέλεσμα ένα μικρό ποσοστό από τις κβαντικές καταστάσεις στην κορυφή της κατειλημμένης από ηλεκτρόνια ενεργειακής ταινίας του μονωτή (ταινία σθένους) να χάσουν τα ηλεκτρόνιά τους τα οποία έτσι πηγαίνουν και κατέχουν αντίστοιχο μικρό αριθμό από τις χαμηλότερες ενεργειακές ταινίες (ταινία αγωγιμότητας). Η αγωγή του ηλεκτρικού ρεύματος από τα ηλεκτρόνια της ταινίας αγωγιμότητας και από τις ισάριθμες **θετικές οπές** που δημιουργήθηκαν στην ταινία σθένους εξαιτίας της θερμικής διέγερσης του υλικού είναι η κατάσταση που συναντούμε σ' έναν **ενδογενή ημιαγωγό** (intrinsic semiconductor). Η ενεργειακή διαφορά ανάμεσα στην κορυφή της ταινίας σθένους και στον πυθμένα της ταινίας αγωγιμότητας λέγεται **ενδογενές ενεργειακό χάσμα**.

Ταχύτητα των ηλεκτρονίων

Η ταχύτητα του ηλεκτρονίου μέσα στα στερεά κρυσταλλικά υλικά είναι η **ταχύτητα ομάδας (group velocity)** και ορίζεται από τη σχέση: $v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k}$. Μπορεί να υπολογιστεί αν είναι γνωστή η E ως συνάρτηση του κυματοδιανύσματος του ηλεκτρονίου k από τη σχέση

$$v_g = \frac{\partial \omega}{\partial k} = \frac{\partial}{\partial k} \left(\frac{1}{\hbar} E_k \right) = \frac{1}{\hbar} \frac{\partial E_k}{\partial k}$$

Γενικά σε τρεις διαστάσεις η κίνηση του ηλεκτρονίου ισοδυναμεί με διάδοση κύματος που έχει ταχύτητα ομάδας:

$$v_g = \frac{1}{\hbar} \nabla_k E_k$$

Γεωμετρικά η ταχύτητα του ηλεκτρονίου είναι η κλίση της καμπύλης της E ως προς το k

Ενεργός μάζα των ηλεκτρονίων στα στερεά υλικά

Στα στερεά λόγω της παρουσίας του κρυσταλλικού δυναμικού τα ηλεκτρόνια μέσα στον κρυσταλλικό πλέγμα συμπεριφέρονται σαν να έχουν διαφορετική μάζα, δηλαδή ο λόγος της δύναμης προς την επιτάχυνση ενός ηλεκτρονίου είναι διαφορετικός της αδρανειακής τους μάζας. Έτσι θα ορίσουμε την ενεργό μάζα, σε μία διάσταση, μέσα από την σχέση:

$$F_{εξ.}^- = m^* a = m^* \frac{dv_g}{dt}$$

όπου m^* είναι μία σταθερά αναλογίας μεταξύ δύναμης και επιτάχυνσης και για αυτό ονομάζεται ενεργός μάζα. Η $F_{εξ.}^-$ είναι η δύναμη που εξασκείται πάνω στο ηλεκτρόνιο από ένα μακροσκοπικό ηλεκτρικό πεδίο (δεν περιλαμβάνει το δυναμικό του κρυστάλλου, τις δυνάμεις που δέχεται το ηλεκτρόνιο από τα ιόντα στο στερεό). Το v_g είναι η ταχύτητα του ηλεκτρονίου παίρνοντας υπόψη τη σωματιδιακή φύση, δηλαδή η ταχύτητα ομάδας v_g της κυματοδεσμίδας που περιγράφει το ηλεκτρόνιο αυτό.

Από τι εξαρτάται η ενεργός μάζα

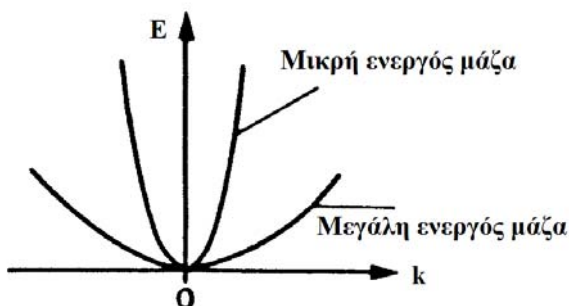
Σε μία διάσταση ορίζουμε την ενεργό μάζα m^* ως

$$m^* = \frac{\hbar^2}{d^2 E(k) / dk^2}$$

Όταν η σχέση διασκεδασμού των ηλεκτρονικών κυμάτων $E-k$ είναι παραβολική (ισχύει μόνο για περιορισμένη περιοχή τιμών της ενέργειας), η m^* του ηλεκτρονίου είναι ανεξάρτητη από την ενέργεια της κβαντικής κατάστασης που κατέχει, οπότε η σχέση $E-k$ μπορεί να γραφεί με τη μορφή :

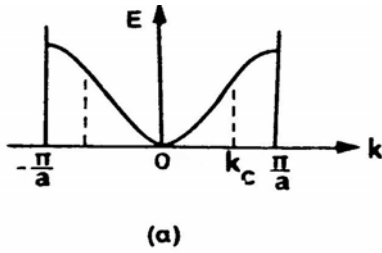
$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*}$$

Η ενεργός μάζα m^* ενός ηλεκτρονίου είναι αντίστροφα ανάλογη προς την καμπυλότητα του διαγράμματος διασποράς $E-k$ μιας ενεργειακής ταινίας. Στα σημεία όπου η καμπυλότητα είναι μεγάλη-μεγάλη τιμή για την παράγωγο $\frac{d^2 E}{dk^2}$ για μονοδιάστατο υλικό- η ενεργός μάζα είναι μικρή, ενώ αντίθετα μικρή καμπυλότητα δείχνει μεγάλη ενεργό μάζα, όπως φαίνεται στο παρακάτω σχήμα.

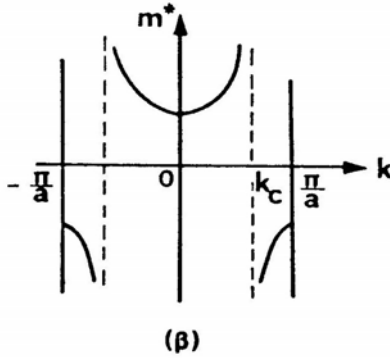


Η ενεργός μάζα είναι αντίστροφα ανάλογη προς την καμπυλότητα της ταινίας

Αντιπροσωπευτική μεταβολή του E-k σε μία ενεργειακή ταινία και της αντίστοιχης ενεργούς της μάζας m^* για μονοδιάστατο υλικό δίνεται παρακάτω:



α) Ενεργειακό διάγραμμα E-k μιας ενεργειακής ταινίας (σε μια διάσταση)



β) Ενεργός μάζα m^* του ηλεκτρονίου ως συνάρτηση του διανύσματος κύματος για μονοδιάστατο κρυσταλλικό υλικό

Αρνητική ενεργός μάζα: σημαίνει ότι στην περιοχή αυτή του χώρου του k το κρυσταλλικό περιοδικό δυναμικό εξασκεί τόση μεγάλη δύναμη πέδησης πάνω στο ηλεκτρόνιο ώστε αυτή υπερνικάει την εξωτερική εφαρμοζόμενη δύναμη και προκαλεί επιβράδυνση (επιτάχυνση σε αντίθετη φορά απ' αυτήν που θα προκαλούσε στον ελεύθερο χώρο). Η επιτάχυνση δηλαδή που προκαλεί ένα ηλεκτρικό πεδίο σε ηλεκτρόνιο με αρνητική ενεργό μάζα, έχει την φορά που θα είχε στον ελεύθερο χώρο για ένα θετικά φορτισμένο σωματίδιο.

Γενικά, η ενεργός μάζα m^* ενός ηλεκτρονίου είναι δυνατό να είναι μεγαλύτερη ή μικρότερη από τη γνωστή μάζα του ελεύθερου ηλεκτρονίου m_0 , γεγονός που εξαρτάται αποκλειστικά από τη μορφή του ενεργειακού διαγράμματος E-k του υλικού.

Σε τρεις διαστάσεις η ενεργός μάζα θα είναι διανυσματική:

Οι συνιστώσες της επιτάχυνσης είναι:

$$a_x = -h^{-2} \left[\frac{\partial^2 E}{\partial k_x^2} (|e| \varepsilon_x) + \frac{\partial^2 E}{\partial k_x \partial k_y} (|e| \varepsilon_y) + \frac{\partial^2 E}{\partial k_x \partial k_z} (|e| \varepsilon_z) \right]$$

$$a_y = -h^{-2} \left[\frac{\partial^2 E}{\partial k_x \partial k_x} (|e| \varepsilon_x) + \frac{\partial^2 E}{\partial k_y^2} (|e| \varepsilon_y) + \frac{\partial^2 E}{\partial k_y \partial k_z} (|e| \varepsilon_z) \right]$$

$$a_z = -h^{-2} \left[\frac{\partial^2 E}{\partial k_z \partial k_x} (|e| \varepsilon_x) + \frac{\partial^2 E}{\partial k_z \partial k_y} (|e| \varepsilon_y) + \frac{\partial^2 E}{\partial k_z^2} (|e| \varepsilon_z) \right]$$

Γράφοντας τη σχέση, $\bar{a} = [m]^{-1}(-|e|\bar{\varepsilon})$, όπου $F = -|e|\bar{\varepsilon}$ και $\bar{\varepsilon}$ το ηλεκτρικό πεδίο, με τη μορφή πινάκων, παίρνουμε τη σχέση:

$$\begin{pmatrix} a_x \\ a_y \\ a_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} m_{xx}^{-1} & m_{xy}^{-1} & m_{xz}^{-1} \\ m_{yx}^{-1} & m_{yy}^{-1} & m_{yz}^{-1} \\ m_{zx}^{-1} & m_{zy}^{-1} & m_{zz}^{-1} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} -|e|\varepsilon_x \\ -|e|\varepsilon_y \\ -|e|\varepsilon_z \end{pmatrix}$$

Οι συνιστώσες του **τανυστή ενεργού μάζας του ηλεκτρονίου** μέσα στο περιοδικό κρυσταλλικό δυναμικό εξισώσεις μπορούν να συντημηθούν ως εξής:

$$[m_{ij}] = h^2 [\partial^2 E / \partial k_i \partial k_j]^{-1}$$

Σε μερικά από ηλεκτρονική άποψη πολύπλοκα στερεά υλικά, οι μη διαγώνιες συνιστώσες ($m_{xy}, m_{xz}, m_{yx}, m_{yz}, m_{zx}, m_{zy}$) του τανυστή ενεργού μάζας έχουν μεγάλες τιμές, οπότε κάτω από την επίδραση ενός ηλεκτρικού πεδίου σε μια ορισμένη διεύθυνση το ηλεκτρόνιο επιταχύνεται σε άλλη διεύθυνση. Αυτό συμβαίνει για ισοενεργειακές επιφάνειες στο χώρο \mathbf{k} ξεκάθαρα μη σφαιρικές.

Για ιδανικό ισότροπο από ηλεκτρονική άποψη στερεό υλικό, όλες οι μη-διαγώνιες συνιστώσες του τανυστή ενεργού μάζας του ηλεκτρονίου είναι ίσες με μηδέν, ενώ οι τρεις διαγώνιες συνιστώσες (m_{xx}, m_{yy}, m_{zz}) είναι ίσες μεταξύ τους. Στην περίπτωση αυτή η ενεργός μάζα του ηλεκτρονίου είναι μια **αριθμητική ποσότητα**.

Γενικά, επειδή η ενεργός μάζα εξαρτάται από τη διεύθυνση (σε σχέση με τους κρυσταλλικούς άξονες), είναι μία τανυστική ποσότητα. Όμως, συνήθως λαμβάνεται μία μέση τιμή για τις διαφορετικές κατευθύνσεις.

Πρέπει να τονίσουμε ότι η χρήση της ενεργού μάζας στις διαφορετικές περιπτώσεις, όπως α) για τον υπολογισμό της πυκνότητας των καταστάσεων στις ταινίες ή β) σε υπολογισμούς μεταφοράς των φορέων κάτω από την επίδραση πεδίων (π.χ. ηλεκτρική αγωγιμότητα) ή κλίσεων στην συγκέντρωσή τους, απαιτεί διαφορετικό υπολογισμό του μέσου όρου της ενεργού μάζας και επομένως σε διαφορετικές τιμές της ενεργού μάζας των φορέων, δηλαδή των ηλεκτρονίων και οπών (θα παρουσιαστούν στις σημειώσεις Ημιαγωγοί Α και Β μέρος).

Έτσι, η ενεργός μάζα που χρησιμοποιείται στους υπολογισμούς για την πυκνότητα των καταστάσεων (m^*, dos), είναι διαφορετική από την ενεργό μάζα που χρησιμοποιείται στους υπολογισμούς για τη μέση ταχύτητα, ευκινησία, ταχύτητα ολίσθησης, αγωγιμότητα και γενικά για την κίνηση φορέων ($m^*, \text{cond.}$). Αυτό γιατί η συμμετοχή των διαφόρων διεθύνσεων και κυματοδυναμμάτων είναι διαφορετική.

Η ενεργός μάζα είναι ένας σημαντικός παράγοντας στις ιδιότητες των ημιαγωγών (ταχύτητα ηλεκτρονίων, αγωγιμότητα, οπτικές ιδιότητες κ.α.), και επομένως στη λειτουργία πολλών ημιαγωγικών διατάξεων (π.χ. ταχύτητα ολοκληρωμένων κυκλωμάτων, απόδοση φωτοβολταϊκών στοιχείων και άλλα).

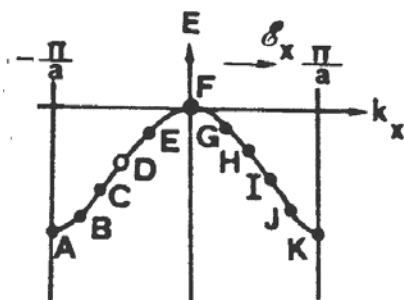
Τιμές ενεργού μάζας ηλεκτρονίων και οπών που σχετίζονται με την πυκνότητα καταστάσεων (m^* , dos) διαφόρων ημιαγωγών

υλικό	ενεργός μάζα ηλεκτ.	ενεργός μάζα οπής
Si (4.2K)	$1.08 m_e$	$0.56 m_e$
Ge	$0.55 m_e$	$0.37 m_e$
III-V		
GaAs	$0.067 m_e$	$0.45 m_e$
InSb	$0.013 m_e$	$0.6 m_e$
II-VI		
ZnO	$0.19 m_e$	$1.21 m_e$
ZnSe	$0.17 m_e$	$1.44 m_e$

Η θετική οπή και οι ιδιότητες της

Οι οπές αποτελούν ένα νέο στοιχείο στην αγωγιμότητα των ημιαγωγών. Η λειτουργία του τρανζίστορ επαφών και κατ' επέκταση των ολοκληρωμένων κυκλωμάτων και άλλων ημιαγωγικών διατάξεων εξαρτάται άμεσα από τη συνύπαρξη των οπών και των ηλεκτρονίων μέσα στους ημιαγωγούς.

Η κίνηση της οπής στο χώρο των θέσεων και τον χώρο των ορμών κάτω από την επίδραση ηλεκτρικού πεδίου είναι συμβατή με την κίνηση ενός "ψευδοσωματίδιου" με θετικό φορτίο και θετική ενεργό μάζα. Ας εξετάσουμε την σχέση που υπάρχει ανάμεσα στις ποσότητες που χαρακτηρίζουν την οπή και εκείνες του ηλεκτρονίου που λείπει από την ταινία σθένους.



Στο σχήμα, η ταινία σθένους είναι πλήρης εκτός από την κατάσταση D όπου λείπει ένα ηλεκτρόνιο.

Ιδιότητες της οπής

- Το κυματόνυσμα της οπής είναι αντίθετο απ'αυτό του ηλεκτρονίου που λείπει.
 $k_h = -k_e$
- Η ενέργεια του ηλεκτρονίου αυξάνει κατά το θετικό άξονα (των ενεργειών) ενώ της οπής αυξάνει κατά τον αρνητικό άξονα

- Έχει ταχύτητα ίση με την ταχύτητα του ηλεκτρονίου που λείπει

$$v_e = v_h = \frac{1}{h} \frac{\partial E_k}{\partial k} e$$

- Έχει ενεργό μάζα ίση και αντίθετη με την ενεργό μάζα του ηλεκτρονίου που λείπει

$$m_h^* = -m_e^*$$

Στην κορυφή μιας πλήρους ταινίας έχουμε:

Ηλεκτρόνιο, e: φορτίο $-q$, ενεργό μάζα $-m_e^*$

Οπή, h: φορτίο $+q$, ενεργό μάζα $+m_h^*$

$m^* \cdot a = q \cdot E \Rightarrow a = q/m^* \cdot E \Rightarrow q/m^* > 0$ και για το e και για την h

Επιταχύνονται προς την ίδια διεύθυνση

Το πεδίο θα δώσει ενέργεια στην οπή λόγω του $+$ φορτίου

Το πεδίο θα πάρει ενέργεια από το ηλεκτρόνιο λόγω του $-$ φορτίου

Όμως $(\text{φορτίο})^2 / \text{μάζα} < 0$ για το e, ενώ για την h $(\text{φορτίο})^2 / \text{μάζα} > 0$

Μόνο με την ειδική ηλεκτρική αγωγιμότητα, μπορούμε να διακρίνουμε το ηλεκτρόνιο από τη θετική οπή. **(Πειραματική άσκηση III, φαινόμενο Hall)**

Προσοχή: Συσχέτιση ενέργειας ηλεκτρονίου και οπής

Η οπή είναι μια κβαντική ενεργειακή κατάσταση της ταινίας σθένους που μπορεί να είναι κατειλημμένη από ηλεκτρόνιο αλλά δέν είναι. Το σύστημα των ηλεκτρονίων της ταινίας σθένους έχει τόσο μικρότερη ενέργεια όσο χαμηλότερες είναι οι ενέργειες των κατειλημμένων καταστάσεων άρα όσο υψηλότερα, στο ενεργειακό διάγραμμα για ηλεκτρόνια, είναι οι άδειες καταστάσεις, δηλαδή οι οπές. Επομένως, τα ηλεκτρόνια σε ψηλές τιμές ενέργειας E_k , έχουν την τάση να πέσουν σε χαμηλότερες τιμές ενέργειας για να προσεγγίσουν την κατάσταση ισορροπίας τους, ενώ οι οπές σε χαμηλές τιμές ενέργειας E_k , έχουν την τάση να επιπλεύσουν σε ψηλότερες τιμές ενέργειας για να προσεγγίσουν την κατάσταση ισορροπίας τους.

Πυκνότητα των ενεργειακών καταστάσεων σε μια ενεργειακή ταινία

Στα στερεά το σχήμα των καμπυλών $E(\mathbf{k})$ είναι σχεδόν παραβολική στον πυθμένα και την κορυφή της ταινίας. Στον πυθμένα (ελάχιστο) της ενεργειακής ταινίας ισχύει η σχέση:

$$E = \frac{\hbar^2}{2m_1^*} (\bar{k} - \bar{k}_{\min})^2$$

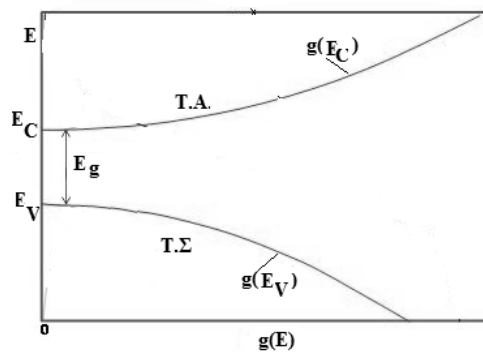
όπου m_1^* είναι η ενεργός μάζα του ηλεκτρονίου για τη συγκεκριμένη διεύθυνση στο χώρο του \bar{k} .

Για τα ηλεκτρόνια που βρίσκονται στην κορυφή (μέγιστο) της ενεργειακής ταινίας θα ισχύει η σχέση :

$$E_{\max} - E = \frac{\hbar^2}{2m_2^*} (\bar{k} - \bar{k}_{\max})^2$$

όπου m_2^* είναι η ενεργός μάζα του ηλεκτρονίου για τη συγκεκριμένη αυτή διεύθυνση στο χώρο του.

Σε ενδιάμεσες περιοχές της ταινίας η πυκνότητα καταστάσεων δεν θα είναι ανάλογη του $E^{1/2}$.

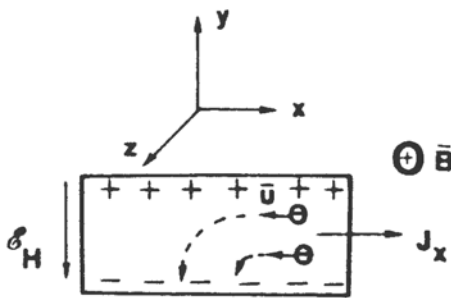


Απεικόνιση της ποιοτικής μορφής του $g(E)$ στις ταινίες αγωγιμότητας και σθένους για ένα κυβικό κρυσταλλικό ημιαγωγό.

Σημείωση όπου m_1^* , m_2^* είναι η ενεργός μάζα του ηλεκτρονίου που χρησιμοποιείται στους υπολογισμούς για την πυκνότητα των καταστάσεων (m^*, dos).

Φαινόμενο του Hall

Αρχικά θα εξετάσουμε το φαινόμενο του hall σε μεταλλικά υλικά και στη συνέχεια θα επεκτείνουμε αυτό στους ημιαγωγούς. Το φαινόμενο του hall φαίνεται διαγραμματικά στο παρακάτω σχήμα. Ας υποθέσουμε ότι στη διεύθυνση +x ενός στερεού υλικού (π.χ. μεταλλικού σύρματος) περνάει ηλεκτρικό ρεύμα πυκνότητας J_x και ότι εφαρμόζεται ένα μαγνητικό πεδίο B_z , κάθετα στο σύρμα στη διεύθυνση +z, θα δούμε αμέσως ότι κάτω από τις πιο πάνω συνθήκες εμφανίζεται ένα πρόσθετο ηλεκτρικό πεδίο (**του Hall**) \mathcal{E}_H κάθετο τόσο στο J_x όσο και στο B_z , δηλαδή στη διεύθυνση -y.



Προέλευση του ηλεκτρικού πεδίου του Hall καθώς και του φαινομένου Hall σε ένα μέταλλο.

Η δύναμη Lorentz F_L , που παράγει τη συγκέντρωση των καθαρών φορτίων, είναι στη διεύθυνση -y και έχει τιμή: $F_L = |e| v_x B$

Το ηλεκτρικό πεδίο, που οφείλεται στα καθαρά επιφανειακά φορτία, παράγει μια δύναμη F_H που αντιτίθεται στην πιο πάνω δύναμη Lorentz

$$F_H = F_L \Rightarrow -|e| \mathcal{E}_H = -|e| v_x B$$

$$\mathcal{E}_H = v_x B$$

πυκνότητα του ρεύματος $J_x = -n_e |e| v_x$, οπότε έχουμε:

$$\mathcal{E}_H = -\frac{1}{n_e |e|} J_x B$$

το ηλεκτρικό πεδίο του Hall είναι ανάλογο προς την πυκνότητα του ρεύματος (πάντοτε συμβατικό) και τη μαγνητική επαγωγή του μαγνητικού πεδίου.

Ο συντελεστής αναλογίας

$$R_H = \frac{\mathcal{E}_H}{J_x B}$$

λέγεται **συντελεστής του Hall** ή **σταθερά του Hall** και δίδεται από τη σχέση :

$$R_H = -\frac{1}{n_e |e|} < 0$$

Η παραπάνω σχέση δίνει τη συγκέντρωση των ηλεκτρονίων n_e από μετρήσεις του ηλεκτρικού πεδίου του Hall. Αυτή είναι η συνηθισμένη τεχνική που χρησιμοποιείται στον προσδιορισμό της ηλεκτρονικής συγκέντρωσης μέσα στα στερεά υλικά, στα μεταλλικά υλικά αλλά και κυρίως στους ημιαγωγούς.

Τιμές του συντελεστή Hall R_H (m^3/C) για μερικά μεταλλικά υλικά και για το καθαρό (ενδογενές) πυρίτιο στη θερμοκρασία δωματίου

Υλικό	Li	Cu	Al	Cd	Si (καθαρό)
R_H	$-1,7 \times 10^{-10}$	$-0,5 \times 10^{-10}$	$-0,3 \times 10^{-10}$	$+0,63 \times 10^{-10}$	-208

Το πρόσημο του συντελεστή Hall εξαρτάται από το πρόσημο του φορτίου των φορέων της αγωγιμότητας (του ηλεκτρικού ρεύματος). Τα ηλεκτρόνια που έχουν αρνητικό φορτίο οδηγούν σε αρνητικό συντελεστή του Hall.

Ο συντελεστής του Hall για μερικά μεταλλικά υλικά (π.χ. Fe, Cd, Zn) είναι θετικός, οπότε το ηλεκτρικό ρεύμα μεταφέρεται από τις οπές (έχουν θετικό φορτίο) με n_H να είναι η συγκέντρωση των οπών, ισχύει:

$$R_H = +\frac{1}{n_H |e|} > 0$$

Στην πραγματικότητα, στα μεταλλικά υλικά μαζί με τις οπές υπάρχουν πάντοτε και ισάριθμα ηλεκτρόνια. Όταν δύο ενεργειακές ταινίες επικαλύπτονται, υπάρχουν ταυτόχρονα ηλεκτρόνια στην «πάνω» ταινία και οπές στην «κάτω» ταινία, οπότε ο συντελεστής του Hall παίρνει τη μορφή :

$$R = \frac{R_e \sigma_e^2 + R_h \sigma_h^2}{(\sigma_e + \sigma_h)^2}$$

R_e και R_h είναι οι συνεισφορές των επί μέρους ηλεκτρονίων και οπών, και σ_e και σ_h είναι οι ειδικές ηλεκτρικές αγωγιμότητες των ηλεκτρονίων και των οπών, αντίστοιχα ($\sigma_e = n_e e^2 \tau_e / m_e^*$). Αν πάρουμε $n_e = n_h$, όπως συνήθως συμβαίνει στα μέταλλα, τότε $|R_e| = |R_h|$ και το πρόσημο του R καθορίζεται αποκλειστικά από τα σχετικά μεγέθη των ποσοτήτων σ_e και σ_h . Έτσι λοιπόν αν $\sigma_e > \sigma_h$, αν δηλαδή τα ηλεκτρόνια έχουν μικρή ενεργό μάζα και μεγάλο μέσο ελεύθερο χρόνο ζωής, τότε κυριαρχεί η συνεισφορά των ηλεκτρονίων και ο συντελεστής του Hall είναι αρνητικός. Όταν

όμως επικρατεί η αντίθετη συνθήκη ($\sigma_e < \sigma_h$), τότε κυριαρχεί η συνεισφορά των πίων και ο συντελεστής του Hall είναι θετικός.

Στους ημιαγωγούς το πρόσημο του R_H μπορεί να είναι θετικό ή αρνητικό ανάλογα με τους φορείς αγωγιμότητας, δηλαδή ηλεκτρόνια ή οπές. Για ημιαγωγό n-τύπου όπου οι φορείς πλειονότητας είναι τα ηλεκτρόνια, το πρόσημο του R_H θα είναι αρνητικό, ενώ σε ημιαγωγό p-τύπου θα είναι θετικό λόγω του θετικού φορτίου των πίων που είναι οι φορείς πλειονότητας.

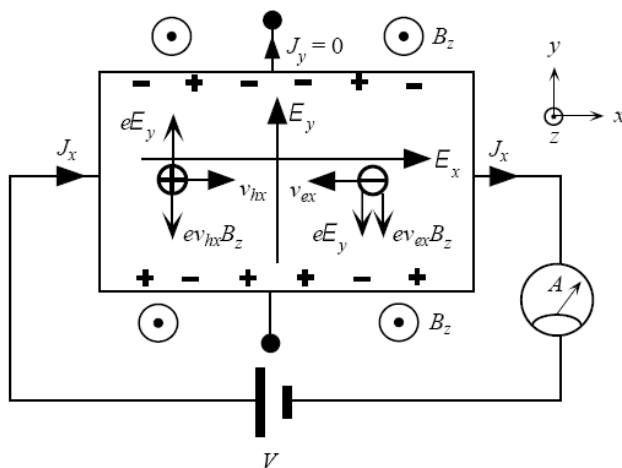
Για ημιαγωγό n-τύπου και για ημιαγωγό τύπου- p έχουμε:

$$R_H = -\frac{1}{n|e|} < 0 \qquad R_H = +\frac{1}{p|e|} > 0$$

το πρόσημο του συντελεστή R_H δίνει πληροφορίες για τον τύπο αγωγιμότητας του ημιαγωγού.

Το ενδογενές (καθαρό) πυρίτιο παρουσιάζει μεγαλύτερη τιμή για τον συντελεστή Hall σε σύγκριση με τα μέταλλα. Για ντοπαρισμένο ημιαγωγό η τιμή του R_H εξαρτάται από το επίπεδο ντοπαρίσματος (δηλ. τη συγκέντρωση δοτών ή αποδεκτών).

Στο παρακάτω σχήμα φαίνεται διαγραμματικά το φαινόμενο του hall για ημιαγωγό όπου υπάρχουν και οι δύο τύποι φορέων αγωγιμότητας, ηλεκτρόνια και οπές



Προέλευση του ηλεκτρικού πεδίου του Hall καθώς και του φαινομένου Hall σε ημιαγωγό.

Το φαινόμενο Hall έχει πλειάδα εφαρμογών σε αισθητήρες για τη μέτρηση διαφόρων φυσικών μεγεθών, όπως ένταση μαγνητικού πεδίου κ.α.

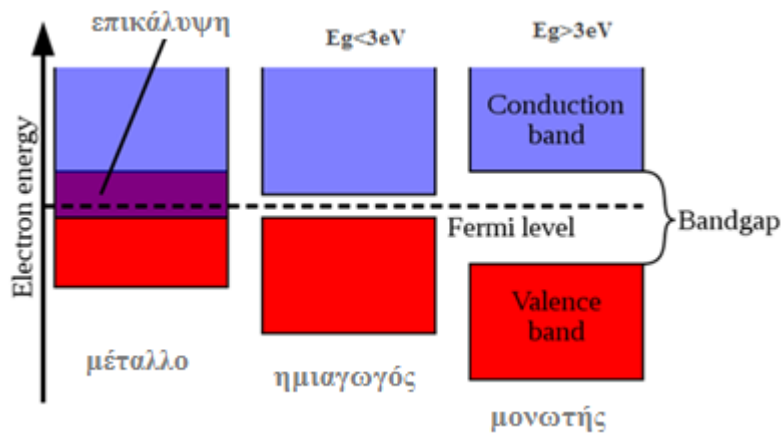
Βιβλιογραφία

S. O. Kasap. Αρχές ηλεκτρονικών υλικών και διατάξεων, Δεύτερη έκδοση, Παπασωτηρίου.

Υπενθύμιση

Δομή των ενεργειακών ταινιών στα μέταλλα, ημιαγωγούς και μονωτές

Απλοϊκή παράσταση: Δομή ενεργειακών ταινιών και θέση στάθμης Fermi για τις τρεις κατηγορίες υλικών



Στα μέταλλα η στάθμη Fermi βρίσκεται μέσα στην ταινία σθένους που επικαλύπτεται με την ταινία αγωγιμότητας, δηλαδή τα ηλεκτρόνια σθένους είναι και ηλεκτρόνια αγωγιμότητας. Στους ημιαγωγούς και μονωτές η στάθμη Fermi βρίσκεται μέσα στο ενεργειακό χάσμα E_G , διαφέρουν μεταξύ τους ως προς το μέγεθος του E_G