

# ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΕΣ ΖΩΝΕΣ

## ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΕΣ ΖΩΝΕΣ

ΤΟ ΠΡΟΤΥΠΟ ΤΩΝ ΕΛΕΥΘΕΡΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΟΔΗΓΕΙ ΣΤΗΝ ΚΑΤΑΝΟΗΣΗ ΤΩΝ ΦΥΣΙΚΩΝ ΙΔΙΟΤΗΤΩΝ ΤΩΝ ΜΕΤΑΛΛΩΝ ΟΠΩΣ ΤΗ ΘΕΡΜΙΚΗ ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΑ, ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΕΠΙΔΕΚΤΙΚΟΤΗΤΑ ΚΑΙ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΕΣ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΤΩΝ ΜΕΤΑΛΛΩΝ. ΤΟ ΠΡΟΤΥΠΟ ΑΥΤΟ ΑΠΟΤΥΓΧΑΝΕΙ ΣΤΟ ΝΑ ΔΩΣΕΙ ΑΠΑΝΤΗΣΕΙΣ ΣΕ ΑΛΛΑ ΘΕΜΑΤΑ, ΟΠΩΣ ΣΤΗ ΔΙΑΚΡΙΣΗ ΜΕΤΑΞΥ ΜΕΤΑΛΛΩΝ, ΗΜΙΜΕΤΑΛΛΩΝ, ΗΜΙΑΓΩΓΩΝ ΚΑΙ ΜΟΝΩΤΙΚΩΝ ΥΛΙΚΩΝ.

## ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΕΣ ΖΩΝΕΣ

ΤΟ ΠΡΟΤΥΠΟ ΤΩΝ ΕΛΕΥΘΕΡΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΟΔΗΓΕΙ ΣΤΗΝ ΚΑΤΑΝΟΗΣΗ ΤΩΝ ΦΥΣΙΚΩΝ ΙΔΙΟΤΗΤΩΝ ΤΩΝ ΜΕΤΑΛΛΩΝ ΟΠΩΣ ΤΗ ΘΕΡΜΙΚΗ ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΑ, ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΕΠΙΔΕΚΤΙΚΟΤΗΤΑ ΚΑΙ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΕΣ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΤΩΝ ΜΕΤΑΛΛΩΝ. ΤΟ ΠΡΟΤΥΠΟ ΑΥΤΟ ΑΠΟΤΥΓΧΑΝΕΙ ΣΤΟ ΝΑ ΔΩΣΕΙ ΑΠΑΝΤΗΣΕΙΣ ΣΕ ΑΛΛΑ ΘΕΜΑΤΑ, ΟΠΩΣ ΣΤΗ ΔΙΑΚΡΙΣΗ ΜΕΤΑΞΥ ΜΕΤΑΛΛΩΝ, ΗΜΙΜΕΤΑΛΛΩΝ, ΗΜΙΑΓΩΓΩΝ ΚΑΙ ΜΟΝΩΤΙΚΩΝ ΥΛΙΚΩΝ.

Η ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΕΙΔΙΚΗ ΑΝΤΙΣΤΑΣΗ ΣΕ ΚΑΛΟ ΑΓΩΓΟ ΕΙΝΑΙ ΤΗΣ ΤΑΞΗΣ  $10^{-12}$  Ohm.m ΣΕ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ 1 Κ ΚΑΙ Η ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΕΙΔΙΚΗ ΑΝΤΙΣΤΑΣΗ ΣΕ ΚΑΛΟ ΜΟΝΩΤΗ ΕΙΝΑΙ ΤΗΣ ΤΑΞΗΣ  $10^{22}$  Ohm.m. ΤΟ ΕΥΡΟΣ ΑΥΤΟ ΤΩΝ ΤΙΜΩΝ ΕΊΝΑΙ ΤΟ ΕΥΡΥΤΕΡΟ ΓΙΑ ΟΠΟΙΑΔΗΠΟΤΕ ΦΥΣΙΚΗ ΙΔΙΟΤΗΤΑ ΣΤΕΡΕΩΝ.

## ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΕΣ ΖΩΝΕΣ

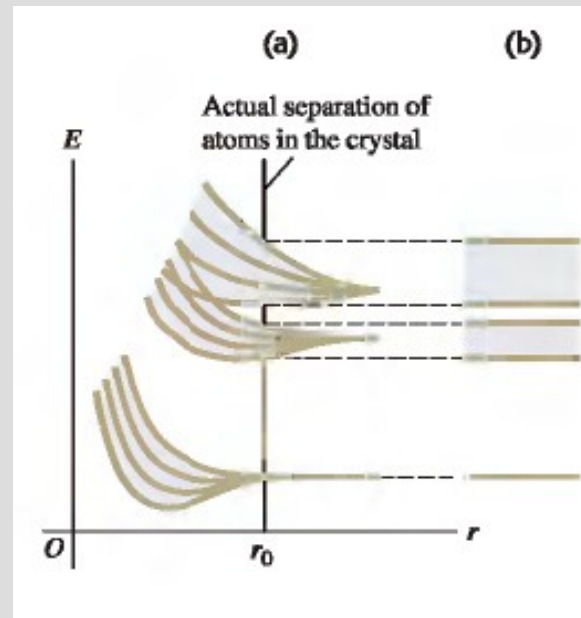
ΤΟ ΠΡΟΤΥΠΟ ΤΩΝ ΕΛΕΥΘΕΡΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΟΔΗΓΕΙ ΣΤΗΝ ΚΑΤΑΝΟΗΣΗ ΤΩΝ ΦΥΣΙΚΩΝ ΙΔΙΟΤΗΤΩΝ ΤΩΝ ΜΕΤΑΛΛΩΝ ΌΠΩΣ ΤΗΝ ΘΕΡΜΙΚΗ ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΑ, ΜΑΓΝΗΤΙΚΗ ΕΠΙΔΕΚΤΙΚΟΤΗΤΑ ΚΑΙ ΗΛΕΚΤΡΟΜΑΓΝΗΤΙΚΕΣ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΤΩΝ ΜΕΤΑΛΛΩΝ. ΤΟ ΠΡΟΤΥΠΟ ΑΥΤΟ ΑΠΟΤΥΓΧΑΝΕΙ ΣΤΟ ΝΑ ΔΩΣΕΙ ΑΠΑΝΤΗΣΕΙΣ ΣΕ ΑΛΛΑ ΘΕΜΑΤΑ, ΟΠΩΣ ΣΤΗ ΔΙΑΚΡΙΣΗ ΜΕΤΑΞΥ ΜΕΤΑΛΛΩΝ, ΗΜΙΜΕΤΑΛΛΩΝ , ΗΜΙΑΓΩΓΩΝ ΚΑΙ ΜΟΝΩΤΙΚΩΝ ΥΛΙΚΩΝ.

Η ΗΛΕΚΡΙΚΗ ΕΙΔΙΚΗ ΑΝΤΙΣΤΑΣΗ ΣΕ ΚΑΛΟ ΑΓΩΓΟ ΕΙΝΑΙ ΤΗΣ ΤΑΞΗΣ  $10^{-12}$  Ohm.m ΣΕ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ 1 Κ ΚΑΙ Η ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΕΙΔΙΚΗ ΑΝΤΙΣΤΑΣΗ ΣΕ ΚΑΛΟ ΜΟΝΩΤΗ ΕΙΝΑΙ ΤΗΣ ΤΑΞΗΣ  $10^{22}$  Ohm.m. ΤΟ ΕΥΡΟΣ ΑΥΤΟ ΤΩΝ ΤΙΜΩΝ ΕΙΝΑΙ ΤΟ ΕΥΡΥΤΕΡΟ ΓΙΑ ΟΠΟΙΑΔΗΠΟΤΕ ΦΥΣΙΚΗ ΙΔΙΟΤΗΤΑ ΣΤΕΡΕΩΝ.

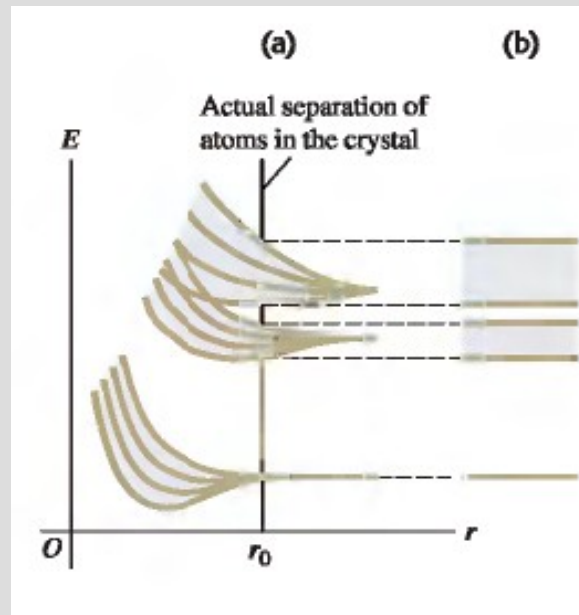
ΚΑΘΕ ΣΤΕΡΕΟ ΠΕΡΙΕΧΕΙ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΑ. ΓΕΝΝΑΤΑΙ ΤΟ ΕΡΩΤΗΜΑ ΠΩΣ ΑΝΤΑΠΟΚΡΙΝΟΝΤΑΙ ΤΑ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΑ ΣΤΗΝ ΕΦΑΡΜΟΓΗ ΗΛΕΚΤΡΙΚΟΥ ΠΕΔΙΟΥ.ΘΑ ΔΟΥΜΕ ΟΤΙ ΤΑ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΑ ΔΙΑΤΑΣΣΟΝΤΑΙ ΣΕ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΕΣ ΖΩΝΕΣ. ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΑ ΠΟΥ ΔΙΑΧΩΡΙΖΟΝΤΑΙ ΑΠΟ ΠΕΡΙΟΧΕΣ ΣΤΙΣ ΟΠΟΙΕΣ ΔΕΝ ΥΠΑΡΧΟΥΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΑ. ΟΙ ΠΕΡΙΟΧΕΣ ΑΥΤΕΣ ΟΝΟΜΑΖΟΝΤΑΙ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΑ ΧΑΣΜΑΤΑ.

# ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΕΣ ΖΩΝΕΣ

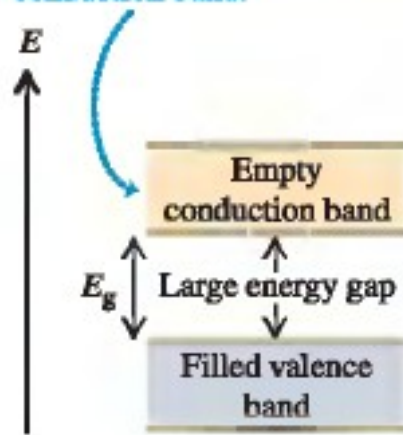
# ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΕΣ ΖΩΝΕΣ



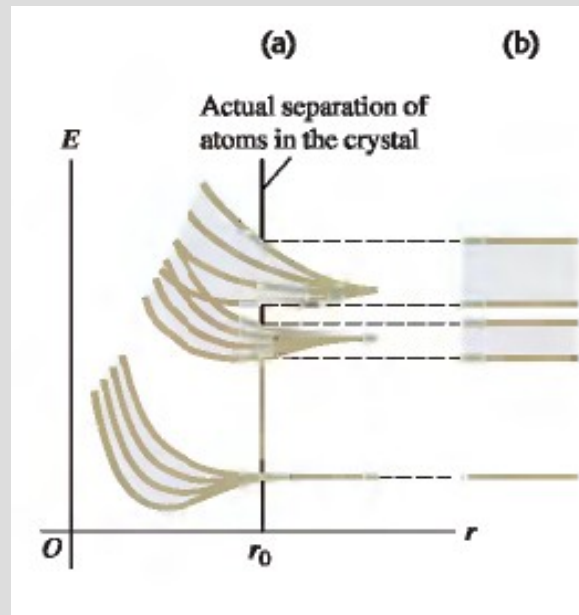
# ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΕΣ ΖΩΝΕΣ



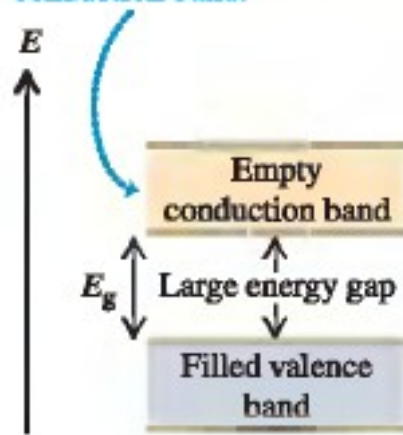
**(a)** In an insulator at absolute zero, there are no electrons in the conduction band.



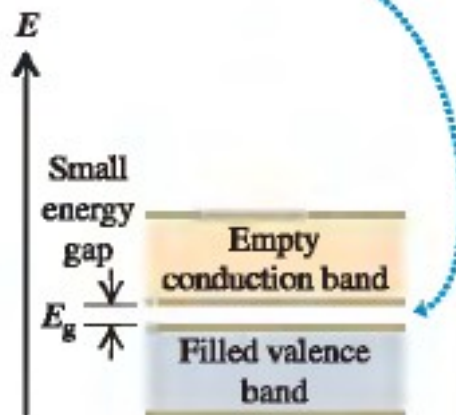
# ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΕΣ ΖΩΝΕΣ



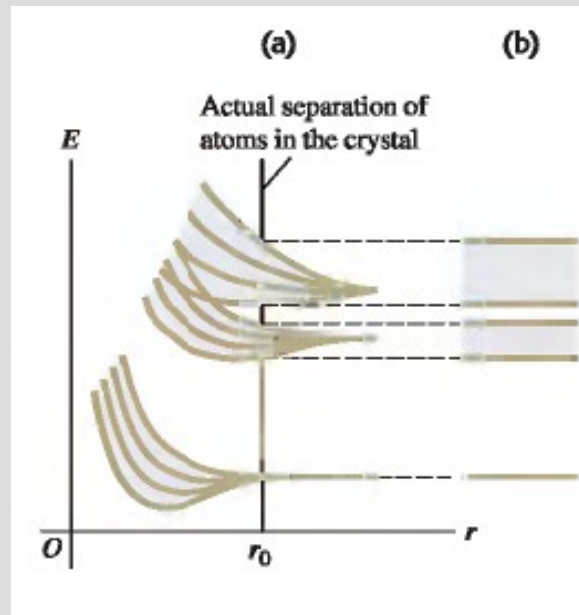
**(a)** In an insulator at absolute zero, there are no electrons in the conduction band.



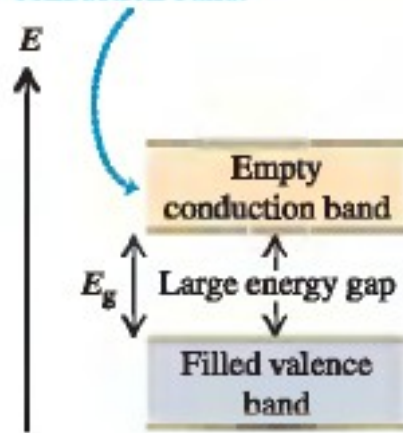
**(b)** A semiconductor has the same band structure as an insulator but a smaller gap between the valence and conduction bands.



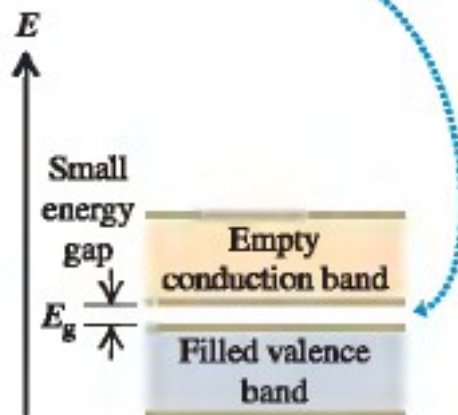
# ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΕΣ ΖΩΝΕΣ



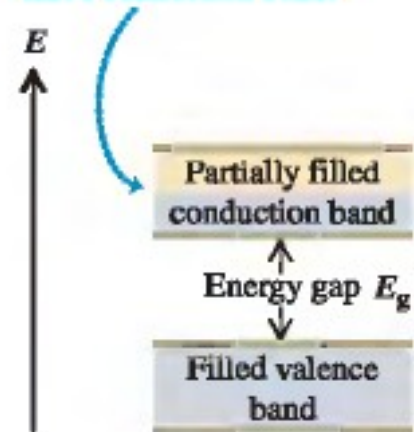
**(a)** In an insulator at absolute zero, there are no electrons in the conduction band.



**(b)** A semiconductor has the same band structure as an insulator but a smaller gap between the valence and conduction bands.



**(c)** A conductor has a partially filled conduction band.



**ΕΝΑΣ ΚΡΥΣΤΑΛΛΟΣ ΣΥΜΠΕΡΙΦΕΡΕΤΑΙ ΩΣ ΜΕΤΑΛΛΟ ΑΝ ΜΙΑ Ή  
ΠΕΡΙΣΣΟΤΕΡΕΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΕΣ ΣΤΑΘΜΕΣ ΕΙΝΑΙ ΜΕΡΙΚΩΣ ΚΑΤΕΙΛΛΗΜΕΝΕΣ .  
ΤΟ ΠΟΣΟΣΤΟ ΚΑΤΑΛΕΙΨΗΣ ΜΠΟΡΕΙ ΝΑ ΚΥΜΑΙΝΕΤΑΙ ΜΕΤΑΞΥ 10-90%.**

**ΕΝΑΣ ΚΡΥΣΤΑΛΛΟΣ ΣΥΜΠΕΡΙΦΕΡΕΤΑΙ ΩΣ ΜΟΝΩΤΗΣ ΑΝ ΟΙ**

ΕΝΑΣ ΚΡΥΣΤΑΛΛΟΣ ΣΥΜΠΕΡΙΦΕΡΕΤΑΙ ΩΣ **ΜΕΤΑΛΛΟ** ΑΝ ΜΙΑ Ή ΠΕΡΙΣΣΟΤΕΡΕΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΕΣ ΣΤΑΘΜΕΣ ΕΊΝΑΙ ΜΕΡΙΚΩΣ ΚΑΤΕΙΛΛΗΜΕΝΕΣ. ΤΟ ΠΟΣΟΣΤΟ ΚΑΤΑΛΗΨΗΣ ΜΠΟΡΕΙ ΝΑ ΚΥΜΑΙΝΕΤΑΙ ΜΕΤΑΞΥ 10-90%.

ΕΝΑΣ ΚΡΥΣΤΑΛΛΟΣ ΣΥΜΠΕΡΙΦΕΡΕΤΑΙ ΩΣ **ΜΟΝΩΤΗΣ** ΑΝ ΟΙ ΕΠΙΤΡΕΠΟΜΕΝΕΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΕΣ ΖΩΝΕΣ ΕΙΝΑΙ ΠΛΗΡΩΣ ΚΑΤΕΙΛΛΗΜΕΝΕΣ Ή ΑΔΕΙΕΣ.

ΕΝΑΣ ΚΡΥΣΤΑΛΛΟΣ ΣΥΜΠΕΡΙΦΕΡΕΤΑΙ ΩΣ **ΜΕΤΑΛΛΟ** ΑΝ ΜΙΑ Η ΠΕΡΙΣΣΟΤΕΡΕΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΕΣ ΣΤΑΘΜΕΣ ΕΙΝΑΙ ΜΕΡΙΚΩΣ ΚΑΤΕΙΛΛΗΜΕΝΕΣ. ΤΟ ΠΟΣΟΣΤΟ ΚΑΤΑΛΕΙΨΗΣ ΜΠΟΡΕΙ ΝΑ ΚΥΜΑΙΝΕΤΑΙ ΜΕΤΑΞΥ 10-90%.

ΕΝΑΣ ΚΡΥΣΤΑΛΛΟΣ ΣΥΜΠΕΡΙΦΕΡΕΤΑΙ ΩΣ **ΜΟΝΩΤΗΣ** ΑΝ ΟΙ ΕΠΙΤΡΕΠΟΜΕΝΕΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΕΣ ΖΩΝΕΣ ΕΙΝΑΙ ΠΛΗΡΩΣ ΚΑΤΕΙΛΛΗΜΕΝΕΣ Ή ΑΔΕΙΕΣ.

ΕΝΑΣ ΚΡΥΣΤΑΛΛΟΣ ΣΥΜΠΕΡΙΦΕΡΕΤΑΙ ΩΣ **ΗΜΙΑΓΩΓΟΣ** ΑΝ ΜΙΑ Η ΔΥΟ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΕΣ ΖΩΝΕΣ ΕΙΝΑΙ ΜΕΡΙΚΩΣ ΚΑΤΕΙΛΛΗΜΕΝΕΣ.

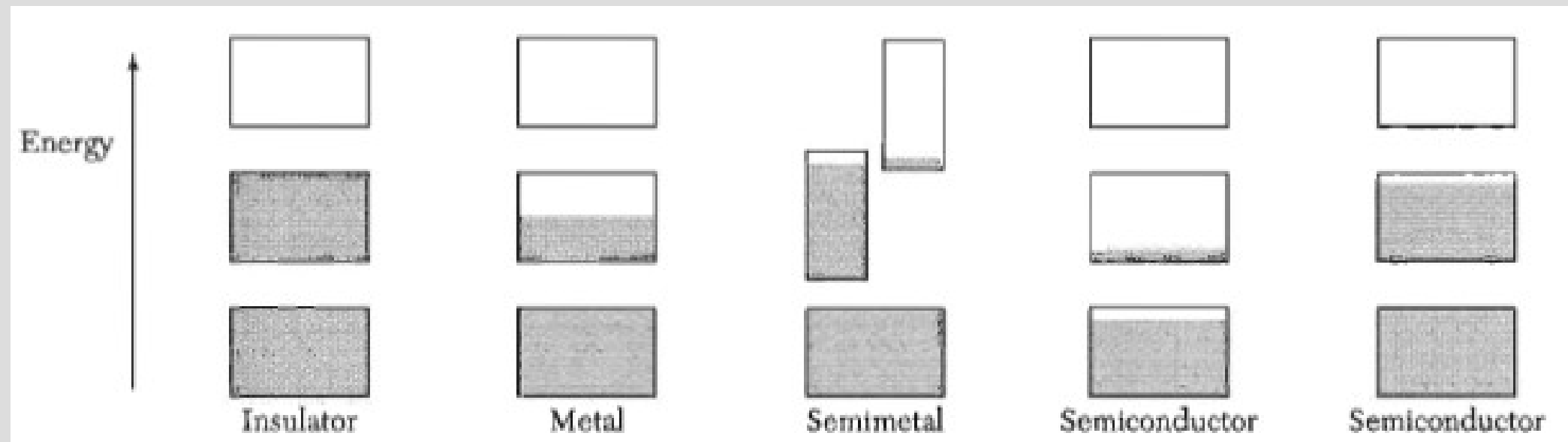
ΕΝΑΣ ΚΡΥΣΤΑΛΛΟΣ ΣΥΜΠΕΡΙΦΕΡΕΤΑΙ ΩΣ **ΜΕΤΑΛΛΟ** ΑΝ ΜΙΑ Ή ΠΕΡΙΣΣΟΤΕΡΕΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΕΣ ΣΤΑΘΜΕΣ ΕΙΝΑΙ ΜΕΡΙΚΩΣ ΚΑΤΕΙΛΛΗΜΕΝΕΣ. ΤΟ ΠΟΣΟΣΤΟ ΚΑΤΑΛΕΙΨΗΣ ΜΠΟΡΕΙ ΝΑ ΚΥΜΕΝΕΤΑΙ ΜΕΤΑΞΥ 10-90%.

ΕΝΑΣ ΚΡΥΣΤΑΛΛΟΣ ΣΥΜΠΕΡΙΦΕΡΕΤΑΙ ΩΣ **ΜΟΝΩΤΗΣ** ΑΝ ΟΙ ΕΠΙΤΡΕΠΟΜΕΝΕΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΕΣ ΖΩΝΕΣ ΕΙΝΑΙ ΠΛΗΡΩΣ ΚΑΤΕΙΛΛΗΜΕΝΕΣ Ή ΑΔΕΙΕΣ.

ΕΝΑΣ ΚΡΥΣΤΑΛΛΟΣ ΣΥΜΠΕΡΙΦΕΡΕΤΑΙ ΩΣ **ΗΜΙΑΓΩΓΟΣ** ΑΝ ΜΙΑ Ή ΔΥΟ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΕΣ ΖΩΝΕΣ ΕΙΝΑΙ ΜΕΡΙΚΩΣ ΚΑΤΕΙΛΛΗΜΕΝΕΣ.

ΟΝΟΜΑΖΟΥΜΕ ΖΩΝΗ ΣΘΕΝΟΥΣ ΣΕ ΜΟΝΩΤΗ ΚΑΙ ΣΕ ΗΜΙΑΓΩΓΟ ΤΗΝ ΖΩΝΗ ΠΟΥ ΕΙΝΑΙ ΠΛΗΡΩΣ ΚΑΤΕΙΛΛΗΜΕΝΗ (ΜΟΝΩΤΕΣ) Η ΜΕΡΙΚΩΣ ΚΑΤΕΙΛΛΗΜΕΝΗ (ΗΜΙΑΓΩΓΟΥΣ) ΚΑΙ ΖΩΝΗ ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΑΣ ΤΗΝ ΠΛΗΡΩΣ ΚΕΝΗ ΖΩΝΗ.

# ΣΧΗΜΑΤΙΚΟ ΔΙΑΓΡΑΜΜΑ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΩΝ ΖΩΝΩΝ



# ΑΕΡΙΟ ΕΛΕΥΘΕΡΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ-ΚΛΑΣΙΚΗ ΘΕΩΡΗΣΗ ΥΠΟΔΕΙΓΜΑ DRUDE

ΤΟ ΥΠΟΔΕΙΓΜΑ DRUDE ΓΙΑ ΤΗΝ ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΑ ΠΡΟΤΑΘΥΚΕ ΤΟ 1900 ΑΠΟ ΤΟΝ PAUL DRUDE ΓΙΑ ΤΗΝ ΕΡΜΗΝΕΙΑ ΤΩΝ ΙΔΙΟΤΗΤΩΝ ΜΕΤΑΦΟΡΑΣ ΤΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ, ΚΥΡΙΩΣ ΣΤΑ ΜΕΤΑΛΛΑ. ΤΟ ΥΠΟΔΕΙΓΜΑ, ΠΟΥ ΣΤΗΡΙΖΕΤΑΙ ΣΤΗΝ ΚΙΝΗΤΙΚΗ ΘΕΩΡΙΑ, ΥΠΟΘΕΤΕΙ ΟΤΙ Η ΜΙΚΡΟΣΚΟΠΙΚΗ ΣΥΜΠΕΡΙΦΟΡΑ ΤΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΣΕ ΣΤΕΡΕΟ ΜΠΟΡΕΙ ΝΑ ΑΝΤΙΜΕΤΩΠΙΣΘΕΙ ΜΕ ΚΛΑΣΙΚΕΣ ΕΝΝΟΙΕΣ ΘΕΩΡΩΝΤΑΣ ΟΤΙ ΤΑ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΑ ΚΙΝΟΥΝΤΑΙ ΑΤΑΚΤΑ ΣΥΓΚΡΟΥΟΜΕΝΑ ΜΕ ΤΑ ΚΑΤΑ ΠΟΛΥ ΒΑΡΥΤΕΡΑ ΚΑΙ ΕΠΟΜΕΝΩΣ ΑΚΙΝΗΤΑ ΘΕΤΙΚΑ ΙΟΝΤΑ.

# ΑΕΡΙΟ ΕΛΕΥΘΕΡΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ-ΚΛΑΣΙΚΗ ΘΕΩΡΗΣΗ ΥΠΟΔΕΙΓΜΑ DRUDE

Ο DRUDE ΥΠΕΘΕΣΕ ΟΤΙ ΤΑ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΑ ΣΘΕΝΟΥΣ ΤΩΝ ΜΕΤΑΛΛΩΝ ΣΥΜΠΕΡΙΦΕΡΟΝΤΑΙ ΩΣ ΕΝΑ ΙΔΑΝΙΚΟ ΑΕΡΙΟ ΣΤΗΝ ΠΡΟΣΠΑΘΕΙΑ ΤΟΥ ΝΑ ΕΡΜΗΝΕΥΣΕΙ ΤΗΝ ΜΕΓΑΛΗ ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΚΑΙ ΘΕΡΜΙΚΗ ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΑ ΤΩΝ ΜΕΤΑΛΛΩΝ.

# ΑΕΡΙΟ ΕΛΕΥΘΕΡΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ-ΚΛΑΣΙΚΗ ΘΕΩΡΗΣΗ ΥΠΟΔΕΙΓΜΑ DRUDE

Ο DRUDE ΥΠΕΘΕΣΕ ΟΤΙ ΤΑ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΑ ΣΘΕΝΟΥΣ ΤΩΝ ΜΕΤΑΛΛΩΝ ΣΥΜΠΕΡΙΦΕΡΟΝΤΑΙ ΩΣ ΕΝΑ ΙΔΑΝΙΚΟ ΑΕΡΙΟ ΣΤΗΝ ΠΡΟΣΠΑΘΕΙΑ ΤΟΥ ΝΑ ΕΡΜΗΝΕΥΣΕΙ ΤΗΝ ΜΕΓΑΛΗ ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΚΑΙ ΘΕΡΜΙΚΗ ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΑ ΤΩΝ ΜΕΤΑΛΛΩΝ.

ΑΡΓΟΤΕΡΑ Ο LORENZ ΣΥΜΠΛΗΡΩΣΕ ΤΟΥΠΟΔΕΙΓΜΑ ΤΟΥ DRUDE ΘΕΩΡΩΝΤΑΣ ΟΤΙ ΟΙ ΤΑΧΥΤΗΤΕΣ ΑΚΟΛΟΥΘΟΥΝ ΤΗΝ ΚΑΤΑΝΟΜΗ MAXWELL-BOLTZMANN.

# ΑΕΡΙΟ ΕΛΕΥΘΕΡΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ-ΚΛΑΣΙΚΗ ΘΕΩΡΗΣΗ ΥΠΟΔΕΙΓΜΑ DRUDE

Ο DRUDE ΥΠΕΘΕΣΕ ΌΤΙ ΤΑ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΑ ΣΘΕΝΟΥΣ ΤΩΝ ΜΕΤΑΛΛΩΝ ΣΥΜΠΕΡΙΦΕΡΟΝΤΑΙ ΩΣ ΈΝΑ ΙΔΑΝΙΚΟ ΑΕΡΙΟ ΣΤΗΝ ΠΡΟΣΠΑΘΕΙΑ ΤΟΥ ΝΑ ΕΡΜΗΝΕΥΣΕΙ ΤΗΝ ΜΕΓΑΛΗ ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΚΑΙ ΘΕΡΜΙΚΗ ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΑ ΤΩΝ ΜΕΤΑΛΛΩΝ.

ΑΡΓΟΤΕΡΑ Ο LORENZ ΣΥΜΠΛΗΡΩΣΕ ΤΟΥ ΥΠΟΔΕΙΓΜΑ ΤΟΥ DRUDE ΘΕΩΡΩΝΤΑΣ ΟΤΙ ΟΙ ΤΑΧΥΤΗΤΕΣ ΑΚΟΛΟΥΘΟΥΝ ΤΗΝ ΚΑΤΑΝΟΜΗ MAXWELL-BOLTZMANN.

ΤΟ ΥΠΟΔΕΙΓΜΑ ΑΥΤΟ ΕΙΧΕ ΕΠΙΤΥΧΙΑ ΓΙΑΤΙ ΜΠΟΡΕΣΕ ΝΑ ΕΡΜΗΝΕΥΣΕΙ ΤΟ ΝΟΜΟ ΤΩΝ WIEDEMANN-FRANZ.

ΔΕ ΜΠΟΡΕΣΕ ΝΑ ΕΡΜΗΝΕΥΣΕΙ ΟΜΩΣ ΤΗΝ ΕΙΔΙΚΗ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑ ΤΩΝ ΜΕΤΑΛΛΩΝ ΚΑΙ ΑΛΛΕΣ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΠΟΥ ΕΙΧΑΝ ΠΑΡΑΤΗΡΗΘΕΙ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ.

# ΑΕΡΙΟ ΕΛΕΥΘΕΡΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ-ΚΛΑΣΙΚΗ ΘΕΩΡΗΣΗ ΥΠΟΔΕΙΓΜΑ DRUDE

Ο DRUDE ΥΠΕΘΕΣΕ ΟΤΙ ΤΑ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΑ ΣΘΕΝΟΥΣ ΤΩΝ ΜΕΤΑΛΛΩΝ ΣΥΜΠΕΡΙΦΕΡΟΝΤΑΙ ΩΣ ΕΝΑ ΙΔΑΝΙΚΟ ΑΕΡΙΟ ΣΤΗΝ ΠΡΟΣΠΑΘΕΙΑ ΤΟΥ ΝΑ ΕΡΜΗΝΕΥΣΕΙ ΤΗΝ ΜΕΓΑΛΗ ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΚΑΙ ΘΕΡΜΙΚΗ ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΑ ΤΩΝ ΜΕΤΑΛΛΩΝ.

ΑΡΓΟΤΕΡΑ Ο LORENZ ΣΥΜΠΛΗΡΩΣΕ ΤΟΥ ΥΠΟΔΕΙΓΜΑ ΤΟΥ DRUDE ΘΕΩΡΩΝΤΑΣ ΟΤΙ ΟΙ ΤΑΧΥΤΗΤΕΣ ΑΚΟΛΟΥΘΟΥΝ ΤΗΝ ΚΑΤΑΝΟΜΗ MAXWELL-BOLTZMANN.

ΤΟ ΥΠΟΔΕΙΓΜΑ ΑΥΤΟ ΕΙΧΕ ΕΠΙΤΥΧΙΑ ΓΙΑΤΙ ΜΠΟΡΕΣΕ ΝΑ ΕΡΜΗΝΕΥΣΕΙ ΤΟ ΝΟΜΟ ΤΩΝ WIEDEMANN-FRANZ.

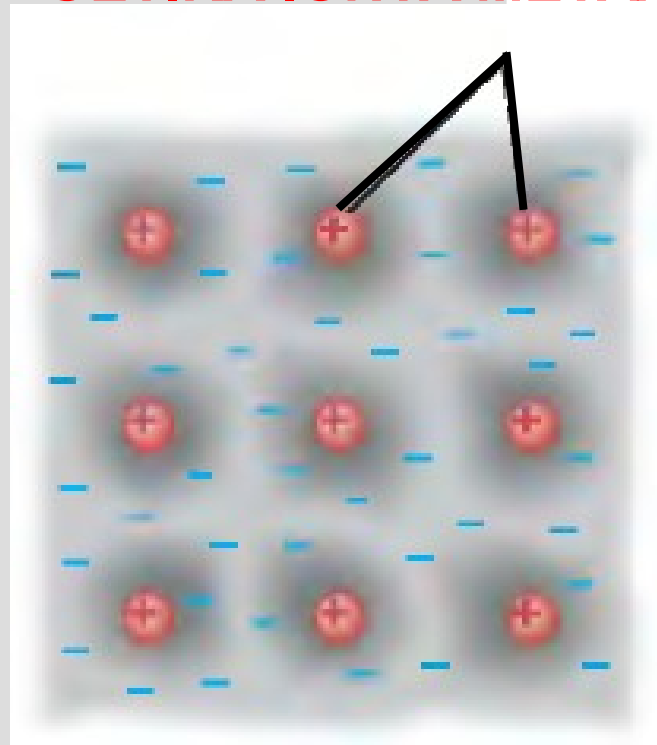
ΔΕ ΜΠΟΡΕΣΕ ΝΑ ΕΡΜΗΝΕΥΣΕΙ ΟΜΩΣ ΤΗΝ ΕΙΔΙΚΗ ΘΕΡΜΟΤΗΤΑ ΤΩΝ ΜΕΤΑΛΛΩΝ ΚΑΙ ΑΛΛΕΣ ΙΔΙΟΤΗΤΕΣ ΠΟΥ ΕΙΧΑΝ ΠΑΡΑΤΗΡΗΘΕΙ ΠΕΙΡΑΜΑΤΙΚΑ.

ΤΑ ΠΕΙΡΑΜΑΤΑ ΕΙΧΑΝ ΔΕΙΞΕΙ ΟΤΙ Η ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΑ ΣΤΑ ΜΕΤΑΛΛΑ ΟΦΕΙΛΕΤΑΙ ΑΠΟΚΛΕΙΣΤΙΚΑ ΣΕ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΑ. ΣΤΗΝ ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΑ ΤΩΝ ΜΕΤΑΛΛΩΝ ΔΕ ΣΥΜΜΕΤΕΧΟΥΝ ΙΟΝΤΑ.

**ΥΠΟΘΕΣΗ DRUDE: ΤΑ ΑΤΟΜΑ ΠΛΗΣΙΑΖΟΥΝ ΜΕΤΑΞΥ ΤΟΥΣ ΓΙΑ ΝΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΟΥΝ ΤΟ ΜΕΤΑΛΛΟ. ΤΑ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΑ ΣΘΕΝΟΥΣ ΑΠΟΣΠΩΝΤΑΙ ΚΑΙ ΚΙΝΟΥΝΤΑΙ ΕΛΕΥΘΕΡΑ ΣΤΟΝ ΧΩΡΟ ΤΟΥ ΜΕΤΑΛΛΟΥ ΕΝΩ ΤΑ ΙΟΝΤΑ ΠΑΙΖΟΥΝ ΤΟΝ ΡΟΛΟ ΤΩΝ ΑΚΙΝΗΤΩΝ ΘΕΤΙΚΩΝ ΦΟΡΤΙΩΝ .**

**ΥΠΟΘΕΣΗ DRUDE: ΤΑ ΑΤΟΜΑ ΠΛΗΣΙΑΖΟΥΝ ΜΕΤΑΞΥ ΤΟΥΣ ΓΙΑ ΝΑ ΑΠΟΤΕΛΕΣΟΥΝ ΤΟ ΜΕΤΑΛΛΟ. ΤΑ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΑ ΣΘΕΝΟΥΣ ΑΠΟΣΠΩΝΤΑΙ ΚΑΙ ΚΙΝΟΥΝΤΑΙ ΕΛΕΥΘΕΡΑ ΣΤΟΝ ΧΩΡΟ ΤΟΥ ΜΕΤΑΛΛΟΥ ΕΝΩ ΤΑ ΙΟΝΤΑ ΠΑΙΖΟΥΝ ΤΟΝ ΡΟΛΟ ΤΩΝ ΑΚΙΝΗΤΩΝ ΘΕΤΙΚΩΝ ΦΟΡΤΙΩΝ .**

### **ΘΕΤΙΚΑ ΙΟΝΤΑ ΜΕΤΑΛΛΟΥ**



ΕΝΑ ΜΕΜΟΝΩΜΕΝΟ ΑΤΟΜΟ ΜΕΤΑΛΛΟΥ ΕΧΕΙ ΦΟΡΤΙΟ  $eZ$  ΟΠΟΥ  $Z$  ΕΙΝΑΙ Ο ΑΤΟΜΙΚΟΣ ΑΡΙΘΜΟΣ ΚΑΙ  $e$  ΤΟ ΦΟΡΤΙΟ ΤΟΥ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΟΥ. ΓΥΡΩ ΑΠΟ ΤΟΝ ΠΥΡΗΝΑ ΥΠΑΡΧΟΥΝ  $-eZ$  ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΑ ΔΙΑΤΗΡΩΝΤΑΣ ΤΗΝ ΟΥΔΕΤΕΡΟΤΗΤΑ ΤΟΥ ΑΤΟΜΟΥ. ΕΝΑΣ ΑΡΙΘΜΟΣ  $z$  ΑΠΟ ΑΥΤΑ ΤΑ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΑ ΣΘΕΝΟΥΣ ΕΙΝΑΙ ΑΣΘΕΝΩΣ ΣΥΝΔΕΔΕΜΕΝΑ ΜΕ ΤΟΝ ΠΥΡΗΝΑ ΕΝΩ ΤΑ ΥΠΟΛΟΙΠΑ  $Z-z$  ΕΙΝΑΙ ΙΣΧΥΡΩΣ ΣΥΝΔΕΔΕΜΕΝΑ ΜΕ ΤΟΝ ΠΥΡΗΝΑ.

ΕΝΑ ΜΕΜΟΝΩΜΕΝΟ ΑΤΟΜΟ ΜΕΤΑΛΛΟΥ ΕΧΕΙ ΦΟΡΤΙΟ  $eZ$  ΟΠΟΥ  $Z$  ΕΊΝΑΙ Ο ΑΤΟΜΙΚΟΣ ΑΡΙΘΜΟΣ ΚΑΙ  $e$  ΤΟ ΦΟΡΤΙΟ ΤΟΥ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΟΥ. ΓΥΡΩ ΑΠΟ ΤΟΝ ΠΥΡΗΝΑ ΥΠΑΡΧΟΥΝ  $-eZ$  ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΑ ΔΙΑΤΗΡΩΝΤΑΣ ΤΗΝ ΟΥΔΕΤΕΡΟΤΗΤΑ ΤΟΥ ΑΤΟΜΟΥ. ΕΝΑΣ ΑΡΙΘΜΟΣ  $z$  ΑΠΟ ΑΥΤΑ ΤΑ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΑ ΣΘΕΝΟΥΣ ΕΊΝΑΙ ΑΣΘΕΝΩΣ ΣΥΝΔΕΔΕΜΕΝΑ ΜΕ ΤΟΝ ΠΥΡΗΝΑ ΕΝΩ ΤΑ ΥΠΟΛΟΙΠΑ  $Z-z$  ΕΊΝΑΙ ΣΧΥΡΩΣ ΣΥΝΔΕΔΕΜΕΝΑ ΜΕ ΤΟΝ ΠΥΡΗΝΑ.

Η ΠΥΚΝΟΤΗΤΑ ΤΟΥ ΑΕΡΙΟΥ ΤΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ  $n$  ΥΠΟΛΟΓΙΖΕΤΑΙ ΑΠΟ ΤΗ ΣΧΕΣΗ

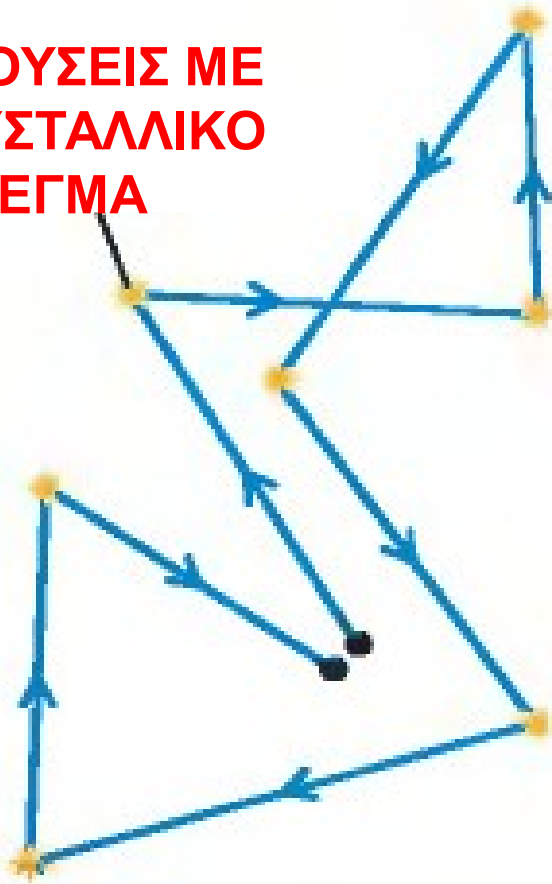
$$n = \frac{N}{V} = (6,022 \times 10^{23} \text{ άτομα}) \frac{zd}{A}$$

ΟΠΟΥ  $d$  Η ΠΥΚΝΟΤΗΤΑ ΤΟΥ ΥΛΙΚΟΥ ΚΑΙ  $A$  Η ΑΤΟΜΙΚΗ ΜΑΖΑ ΤΟΥ ΣΤΟΙΧΕΙΟΥ.

# ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΑ ΣΥΝΕΧΟΥΣ ΜΕΤΑΛΛΟΥ

## DC CONDUCTIVITY

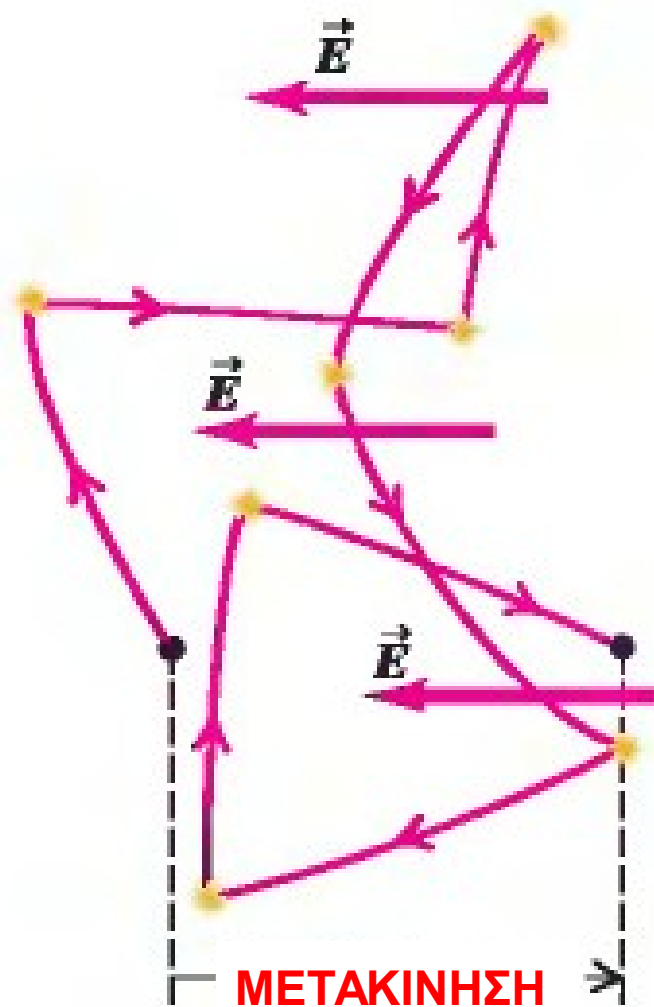
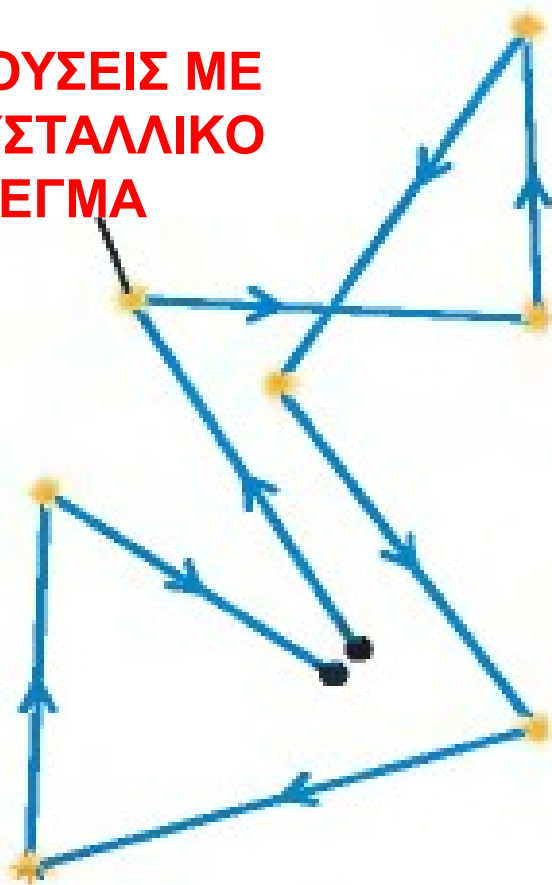
ΣΥΓΚΡΟΥΣΕΙΣ ΜΕ  
ΤΟ ΚΡΥΣΤΑΛΛΙΚΟ  
ΠΛΕΓΜΑ



# ΗΛΕΚΤΡΙΚΗ ΑΓΩΓΙΜΟΤΗΤΑ ΣΥΝΕΧΟΥΣ ΜΕΤΑΛΛΟΥ

## DC CONDUCTIVITY

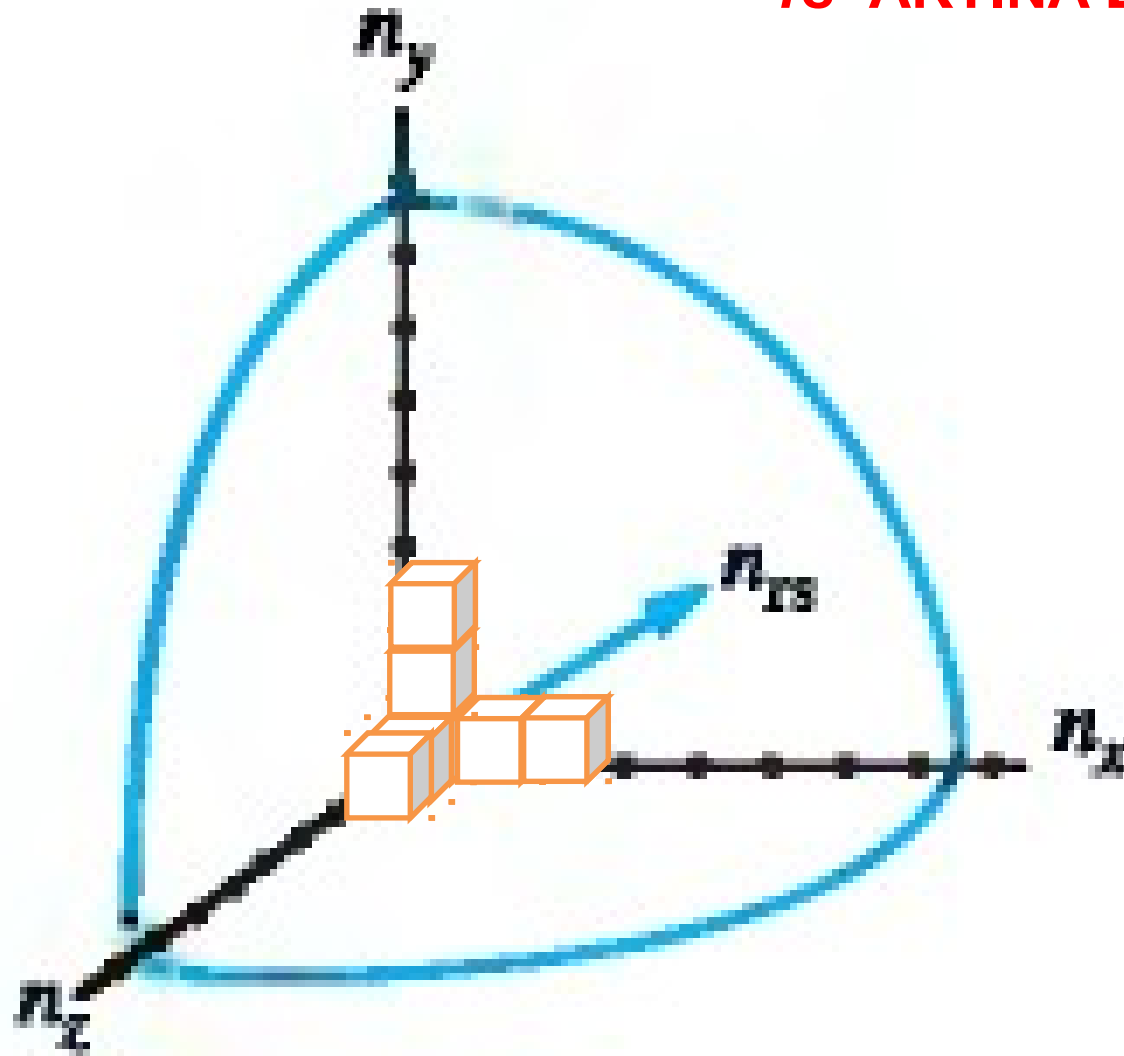
ΣΥΓΚΡΟΥΣΕΙΣ ΜΕ  
ΤΟ ΚΡΥΣΤΑΛΛΙΚΟ  
ΠΛΕΓΜΑ



ΕΝΑ ΣΤΟΙΧΕΙΟ ΑΠΑΡΑΙΤΗΤΟ ΕΊΝΑΙ Η ΓΝΩΣΗ ΤΟΥ ΠΛΗΘΟΥΣ ΤΩΝ ΚΒΑΝΤΙΚΩΝ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΩΝ  $dn$  ΠΟΥ ΒΡΙΣΚΟΝΤΑΙ ΣΕ ΔΕΔΟΜΕΝΗ ΠΕΡΙΟΧΗ ΕΝΕΡΓΕΙΩΝ  $dE$  .  
ΤΟ ΠΛΗΘΟΣ ΤΩΝ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΩΝ ΑΝΑ ΜΟΝΑΔΑ ΠΕΡΙΟΧΗΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ ΚΑΛΕΙΤΑΙ ΠΥΚΝΟΤΗΤΑ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΩΝ ΚΑΙ ΣΥΜΒΟΛΙΖΕΤΑΙ ΜΕ ΤΗΝ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ

$$g(E) = \frac{dn}{dE}$$

**$r_s = \text{ΑΚΤΙΝΑ ΣΦΑΙΡΑΣ}$**



ΓΙΑ ΝΑ ΥΠΟΛΟΓΙΣΟΥΜΕ ΤΗΝ ΠΥΚΝΟΤΗΤΑ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΩΝ  
ΘΕΩΡΟΥΜΕ ΟΤΙ ΟΙ ΜΕΤΑΒΛΗΤΕΣ  $n$  ΚΑΙ  $E$  ΕΙΝΑΙ ΣΥΝΕΧΕΙΣ  
ΜΕΤΑΒΛΗΤΕΣ ΚΑΙ ΠΑΡΑΓΩΓΙΖΟΥΜΕ ΩΣ ΠΡΟΣ  $E$  ΤΗΝ ΣΧΕΣΗ

$$n = \frac{(2m)^{3/2} V E^{3/2}}{3\pi^2 \hbar^3}$$

$$dn = \frac{(2m)^{3/2} V E^{1/2}}{2\pi^2 \hbar^3} dE$$

Η ΠΥΚΝΟΤΗΤΑ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΩΝ ΕΙΝΑΙ ΙΣΗ ΠΡΟΣ  $dn/dE$ . ΑΠΟ  
ΤΗΝ ΤΕΛΕΥΤΑΙΑ ΣΧΕΣΗ ΠΡΟΚΥΠΤΕΙ

$$g(E) = \frac{(2m)^{3/2} V}{2\pi^2 \hbar^3} E^{1/2}$$

ΤΟ ΠΛΗΘΟΣ ΤΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ  $dn$  ΠΟΥ ΕΧΟΥΝ ΕΝΕΡΓΕΙΕΣ ΜΕΤΑΞΥ  $E$  ΚΑΙ  $E + dE$  ΣΕ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ  $T$  ΔΙΝΕΤΑΙ ΑΠΟ ΤΗΝ ΣΧΕΣΗ

$$dn_E = g(E)f(E, T)dE$$

ΟΠΟΥ  $f(T, E)$  ΕΙΝΑΙ Η ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΤΩΝ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΩΝ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΩΝ.

ΓΕΝΝΑΤΑΙ ΤΟ ΕΡΩΤΗΜΑ ΠΟΙΑ ΕΙΝΑΙ Η ΜΟΡΦΗ ΤΗΣ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΤΩΝ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΩΝ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΩΝ.

Η ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΤΩΝ *MAXWELL-BOLTZMANN* ΔΗΛΩΝΕΙ ΟΤΙ Ο ΜΕΣΟΣ ΑΡΙΘΜΟΣ ΤΩΝ ΣΩΜΑΤΙΩΝ ΠΟΥ ΒΡΙΣΚΟΝΤΑΙ ΣΕ ΜΙΑ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΗ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗ *E* ΕΙΝΑΙ ΑΝΑΛΟΓΟΣ ΤΗΣ ΠΟΣΟΤΗΤΑΣ

$$e^{-E/kT}$$

Η ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΤΩΝ *MAXWELL-BOLTZMANN* ΔΗΛΩΝΕΙ ΟΤΙ Ο ΜΕΣΟΣ ΑΡΙΘΜΟΣ ΤΩΝ ΣΩΜΑΤΙΩΝ ΠΟΥ ΒΡΙΣΚΟΝΤΑΙ ΣΕ ΜΙΑ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΗ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗ  $E$  ΕΙΝΑΙ ΑΝΑΛΟΓΟΣ ΤΗΣ ΠΟΣΟΤΗΤΑΣ

$$e^{-E/kT}$$

ΥΠΑΡΧΟΥΝ ΟΜΩΣ ΔΥΟ ΛΟΓΟΙ ΓΙΑ ΤΟΥΣ ΟΠΟΙΟΥΣ ΔΕΝ ΜΠΟΡΟΥΜΕ ΝΑ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΗΣΟΥΜΕΤΗΝ ΚΑΤΑΝΟΜΗ *MAXWELL-BOLTZMANN* .

Η ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΤΩΝ *MAXWELL-BOLTZMANN* ΔΗΛΩΝΕΙ ΟΤΙ Ο ΜΕΣΟΣ ΑΡΙΘΜΟΣ ΤΩΝ ΣΩΜΑΤΙΩΝ ΠΟΥ ΒΡΙΣΚΟΝΤΑΙ ΣΕ ΜΙΑ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΗ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗ  $E$  ΕΊΝΑΙ ΑΝΑΛΟΓΟΣ ΤΗΣ ΠΟΣΟΤΗΤΑΣ

$$e^{-E/kT}$$

ΥΠΑΡΧΟΥΝ ΟΜΩΣ ΔΥΟ ΛΟΓΟΙ ΓΙΑ ΤΟΥΣ ΟΠΟΙΟΥΣ ΔΕΝ ΜΠΟΡΟΥΜΕ ΝΑ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΗΣΟΥΜΕΤΗΝ ΚΑΤΑΝΟΜΗ *MAXWELL-BOLTZMANN* .

□ ΣΕ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ ΑΠΟΛΥΤΟΥ ΜΗΔΕΝΟΣ ΘΑ ΕΠΡΕΠΕ ΟΛΑ ΤΑ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΑ ΝΑ ΒΡΙΣΚΟΝΤΑΙ ΣΤΗ ΘΕΜΕΛΙΩΔΗ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΗ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗ. ΕΠΟΜΕΝΩΣ ΔΕ ΛΑΜΒΑΝΕΤΑΙ ΥΠ'ΟΨΙΝ Η ΑΠΑΓΟΡΕΥΤΙΚΗ ΑΡΧΗ ΤΟΥ PAULI.

Η ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΤΩΝ *MAXWELL-BOLTZMANN* ΔΗΛΩΝΕΙ ΟΤΙ Ο ΜΕΣΟΣ ΑΡΙΘΜΟΣ ΤΩΝ ΣΩΜΑΤΙΩΝ ΠΟΥ ΒΡΙΣΚΟΝΤΑΙ ΣΕ ΜΙΑ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΗ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗ  $E$  ΕΊΝΑΙ ΑΝΑΛΟΓΟΣ ΤΗΣ ΠΟΣΟΤΗΤΑΣ

$$e^{-E/kT}$$

ΥΠΑΡΧΟΥΝ ΟΜΩΣ ΔΥΟ ΛΟΓΟΙ ΓΙΑ ΤΟΥΣ ΟΠΟΙΟΥΣ ΔΕ ΜΠΟΡΟΥΜΕ ΝΑ ΧΡΗΣΙΜΟΠΟΙΗΣΟΥΜΕ ΤΗΝ ΚΑΤΑΝΟΜΗ *MAXWELL-BOLTZMANN* .

- ❑ ΣΕ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ ΑΠΟΛΥΤΟΥ ΜΗΔΕΝΟΣ ΘΑ ΕΠΡΕΠΕ ΟΛΑ ΤΑ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΑ ΝΑ ΒΡΙΣΚΟΝΤΑΙ ΣΤΗΝ ΘΕΜΕΛΙΩΔΗ ΕΝΕΡΓΕΙΑΚΗ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗ. ΕΠΟΜΕΝΩΣ ΔΕΝ ΛΑΜΒΑΝΕΙ ΥΠ' ΟΨΗ ΤΗΝ ΑΠΑΓΟΡΕΥΤΙΚΗ ΑΡΧΗ ΤΟΥ ΡΑΥΛΙ.
- ❑ ΤΑ ΣΩΜΑΤΙΑ ΕΙΝΑΙ ΜΗ ΔΙΑΚΡΙΣΙΜΑ ΜΕΤΑΞΥ ΤΟΥΣ.

Η ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΠΟΥ ΛΑΜΒΑΝΕΙ ΥΠ' ΟΨΗ  
ΤΗΣ ΤΗΝ ΑΠΑΓΟΡΕΥΤΙΚΗ ΑΡΧΗ ΤΟΥ ΡΑΥΛΙ ΚΑΙ ΤΗΝ ΜΗ  
ΔΙΑΚΡΙΣΙΜΟΤΗΤΑ ΜΕΤΑΞΥ ΤΩΝ ΣΩΜΑΤΙΩΝ ΚΑΛΕΙΤΑΙ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ  
ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΤΩΝ FERMI-DIRAC.

Η ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΠΟΥ ΛΑΜΒΑΝΕΙ ΥΠΟΨΗ ΤΗΣ ΤΗΝ ΑΠΑΓΟΡΕΥΤΙΚΗ ΑΡΧΗ ΤΟΥ ΡΑΥΛΙ ΚΑΙ ΤΗΝ ΜΗ ΔΙΑΚΡΙΣΙΜΟΤΗΤΑ ΜΕΤΑΞΥ ΤΩΝ ΣΩΜΑΤΙΩΝ ΚΑΛΕΙΤΑΙ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΤΩΝ FERMI-DIRAC.

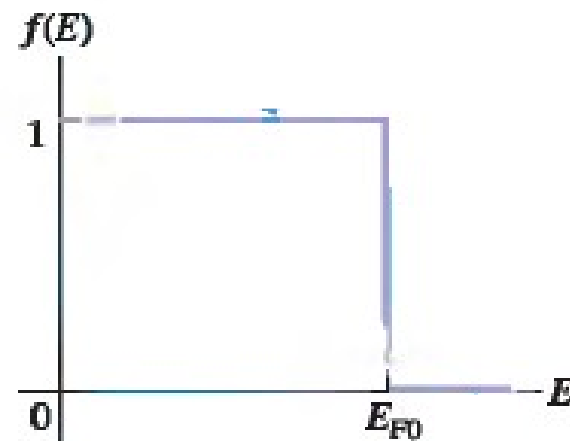
Η ΑΝΑΛΥΤΙΚΗ ΕΚΦΡΑΣΗ ΤΗΣ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΤΩΝ FERMI-DIRAC ΕΙΝΑΙ

$$f(E) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/kT} + 1}$$

Η ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΠΟΥ ΛΑΜΒΑΝΕΙ ΥΠΟΨΗ ΤΗΣ ΤΗΝ ΑΠΑΓΟΡΕΥΤΙΚΗ ΑΡΧΗ ΤΟΥ ΡΑΥΛΙ ΚΑΙ ΤΗΝ ΜΗ ΔΙΑΚΡΙΣΙΜΟΤΗΤΑ ΜΕΤΑΞΥ ΤΩΝ ΣΩΜΑΤΙΩΝ ΚΑΛΕΙΤΑΙ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΤΩΝ FERMI-DIRAC.

Η ΑΝΑΛΥΤΙΚΗ ΕΚΦΡΑΣΗ ΤΗΣ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΤΩΝ FERMI-DIRAC ΕΙΝΑΙ

$$f(E) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/kT} + 1}$$

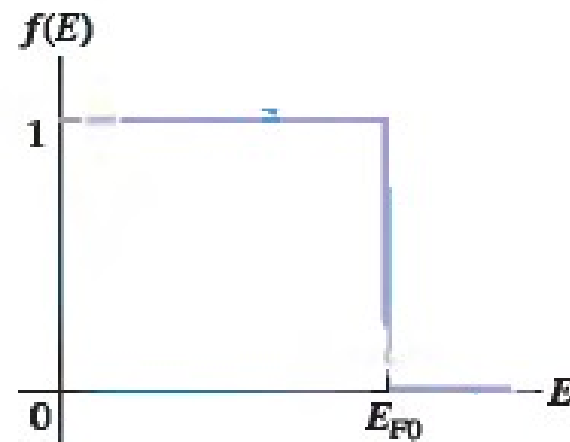


Η ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΠΟΥ ΛΑΜΒΑΝΕΙ ΥΠΟΨΗ ΤΗΣ ΤΗΝ ΑΠΑΓΟΡΕΥΤΙΚΗ ΑΡΧΗ ΤΟΥ ΡΑΥΛΙ ΚΑΙ ΤΗΝ ΜΗ ΔΙΑΚΡΙΣΙΜΟΤΗΤΑ ΜΕΤΑΞΥ ΤΩΝ ΣΩΜΑΤΙΩΝ ΚΑΛΕΙΤΑΙ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΤΩΝ FERMI-DIRAC.

Η ΑΝΑΛΥΤΙΚΗ ΕΚΦΡΑΣΗ ΤΗΣ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΤΩΝ FERMI-DIRAC ΕΙΝΑΙ

$$f(E) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/kT} + 1}$$

ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ  
ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ F.D. ΓΙΑ  
 $T=0$



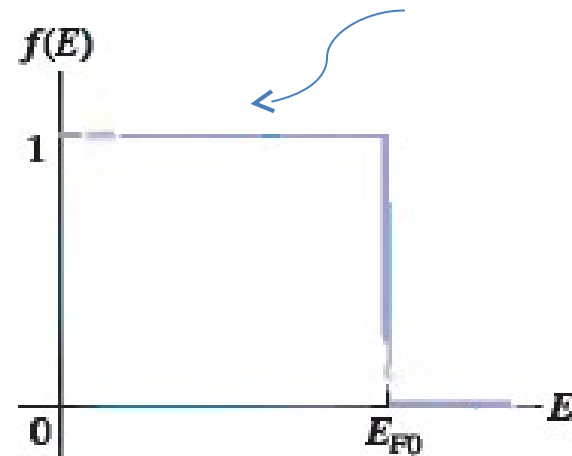
Η ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΠΟΥ ΛΑΜΒΑΝΕΙ ΥΠ'ΟΨΗ ΤΗΣ ΤΗΝ ΑΠΑΓΟΡΕΥΤΙΚΗ ΑΡΧΗ ΤΟΥ ΡΑΟΛΙ ΚΑΙ ΤΗΝ ΜΗ ΔΙΑΚΡΙΣΙΜΟΤΗΤΑ ΜΕΤΑΞΥ ΤΩΝ ΣΩΜΑΤΙΩΝ ΚΑΛΕΙΤΑΙ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΤΩΝ FERMI-DIRAC.

Η ΑΝΑΛΥΤΙΚΗ ΕΚΦΡΑΣΗ ΤΗΣ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΤΩΝ FERMI-DIRAC ΕΙΝΑΙ

$$f(E) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/kT} + 1}$$

ΟΛΕΣ ΟΙ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΙΣ ΕΙΝΑΙ ΠΛΗΡΕΙΣ

ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ F.D. ΓΙΑ  $T=0$



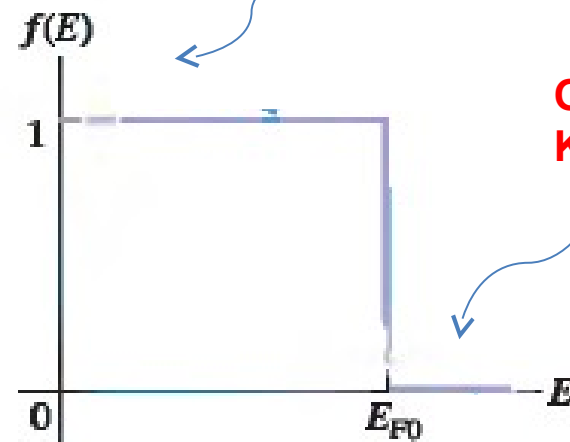
Η ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΣΤΑΤΙΣΤΙΚΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΠΟΥ ΛΑΜΒΑΝΕΙ ΥΠ' ΟΨΗ ΤΗΣ ΤΗΝ ΑΠΑΓΟΡΕΥΤΙΚΗ ΑΡΧΗ ΤΟΥ ΡΑΥΛΙ ΚΑΙ ΤΗΝ ΜΗ ΔΙΑΚΡΙΣΙΜΟΤΗΤΑ ΜΕΤΑΞΥ ΤΩΝ ΣΩΜΑΤΙΩΝ ΚΑΛΕΙΤΑΙ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΤΩΝ FERMI-DIRAC.

Η ΑΝΑΛΥΤΙΚΗ ΕΚΦΡΑΣΗ ΤΗΣ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ ΤΩΝ FERMI-DIRAC ΕΙΝΑΙ

$$f(E) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/kT} + 1}$$

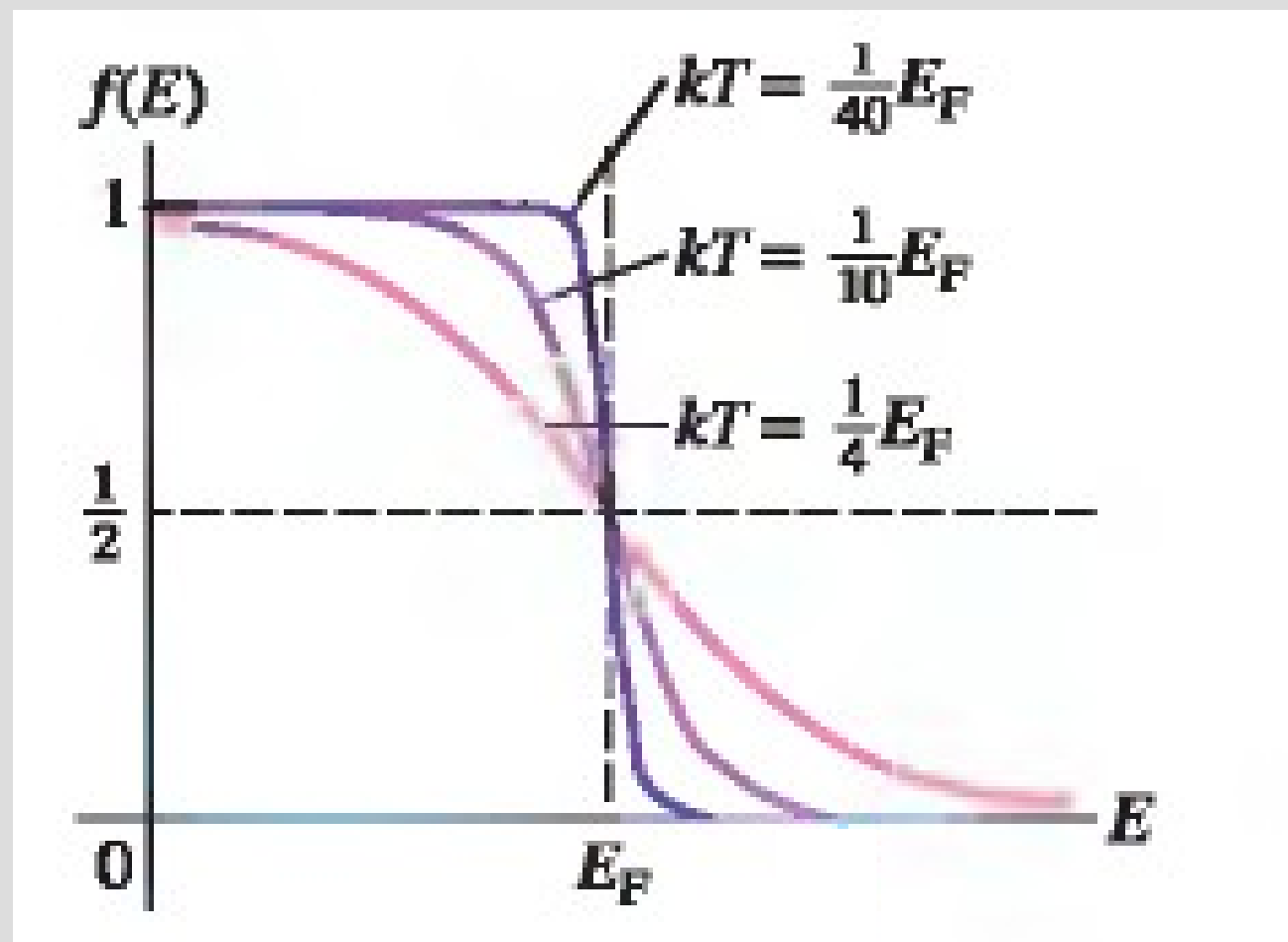
ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ  
ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ F.D. ΓΙΑ  
 $T=0$

ΟΛΕΣ ΟΙ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΙΣ ΕΙΝΑΙ  
ΠΛΗΡΕΙΣ



ΟΛΕΣ ΟΙ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΙΣ ΕΙΝΑΙ  
ΚΕΝΕΣ

**ΓΡΑΦΙΚΗ ΠΑΡΑΣΤΑΣ ΤΗΣ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗΣ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ FERMI-DIRAC  
ΓΙΑ ΔΙΑΦΟΡΕΣ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΕΣ**



**ΘΕΩΡΟΥΜΕ ΤΟ ΥΠΟΔΕΙΓΜΑ ΤΩΝ ΕΛΕΥΘΕΡΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ. ΓΙΑ ΠΟΙΑ ΤΙΜΗ ΤΗΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ Η ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑ ΝΑ ΕΙΝΑΙ ΚΑΤΕΙΛΗΜΜΕΝΗ ΜΙΑ ΣΥΓΚΕΚΡΙΜΕΝΗ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗ ΕΙΝΑΙ (α) 0,01 ΚΑΙ (β) 0,99;**

ΘΕΩΡΟΥΜΕ ΤΟ ΥΠΟΔΕΙΓΜΑ ΤΩΝ ΕΛΕΥΘΕΡΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ. ΓΙΑ ΠΟΙΑ ΤΙΜΗ ΤΗΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ Η ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑ ΝΑ ΕΊΝΑΙ ΚΑΤΕΙΛΗΜΜΕΝΗ ΜΙΑ ΣΥΓΚΕΚΡΙΜΕΝΗ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗ ΕΙΝΑΙ (a) 0,01 ΚΑΙ (b) 0,99;  
ΛΥΣΗ

ΛΥΝΟΥΜΕ ΤΗΝ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ FERMI-DIRAC ΩΣ ΠΡΟΣ  $E$

$$f(E) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/kT} + 1}$$

$$E = E_F + kT \ln \left( \frac{1}{f(E)} - 1 \right)$$

ΘΕΩΡΟΥΜΕ ΤΟ ΥΠΟΔΕΙΓΜΑ ΤΩΝ ΕΛΕΥΘΕΡΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ. ΓΙΑ ΠΟΙΑ ΤΙΜΗ ΤΗΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ Η ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑ ΝΑ ΕΙΝΑΙ ΚΑΤΕΙΛΗΜΜΕΝΗ ΜΙΑ ΣΥΓΚΕΚΡΙΜΕΝΗ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗ ΕΙΝΑΙ (α) 0,01 ΚΑΙ (β) 0,99;  
ΛΥΣΗ

ΛΥΝΟΥΜΕ ΤΗΝ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ FERMI-DIRAC ΩΣ ΠΡΟΣ  $E$

$$f(E) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/kT} + 1}$$

$$E = E_F + kT \ln \left( \frac{1}{f(E)} - 1 \right)$$

$$(α) \quad E = E_F + kT \ln \left( \frac{1}{0,01} - 1 \right) = E_F + 4,6kT$$

**ΘΕΩΡΟΥΜΕ ΤΟ ΥΠΟΔΕΙΓΜΑ ΤΩΝ ΕΛΕΥΘΕΡΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ. ΓΙΑ ΠΟΙΑ ΤΙΜΗ ΤΗΣ ΕΝΕΡΓΕΙΑΣ Η ΠΙΘΑΝΟΤΗΤΑ ΝΑ ΕΙΝΑΙ ΚΑΤΕΙΛΗΜΜΕΝΗ ΜΙΑ ΣΥΓΚΕΚΡΙΜΕΝΗ ΚΑΤΑΣΤΑΣΗ ΕΙΝΑΙ (α) 0,01 ΚΑΙ (β) 0,99;  
ΛΥΣΗ**

**ΛΥΝΟΥΜΕ ΤΗΝ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ ΚΑΤΑΝΟΜΗΣ FERMI-DIRAC ΩΣ ΠΡΟΣ  $E$**

$$f(E) = \frac{1}{e^{(E-E_F)/kT} + 1}$$

$$E = E_F + kT \ln \left( \frac{1}{f(E)} - 1 \right)$$

$$\text{(α)} \quad E = E_F + kT \ln \left( \frac{1}{0,01} - 1 \right) = E_F + 4,6kT$$

$$\text{(β)} \quad E = E_F + kT \ln \left( \frac{1}{0,99} - 1 \right) = E_F - 4,6kT$$

# ΣΥΓΚΕΝΤΡΩΣΗ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΚΑΙ ΕΝΕΡΓΕΙΑ FERMI

## ΣΥΓΚΕΝΤΡΩΣΗ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΚΑΙ ΕΝΕΡΓΕΙΑ FERMI

ΤΟ ΠΛΗΘΟΣ ΤΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ  $dn$  ΠΟΥ ΕΧΟΥΝ ΕΝΕΡΓΕΙΕΣ ΜΕΤΑΞΥ  $E$  ΚΑΙ  $E + dE$  ΣΕ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ  $T$  ΔΙΝΕΤΑΙ ΑΠΟ ΤΗ ΣΧΕΣΗ

$$dn_E = g(E)f(E,T)dE$$

## ΣΥΓΚΕΝΤΡΩΣΗ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΚΑΙ ΕΝΕΡΓΕΙΑ FERMI

ΤΟ ΠΛΗΘΟΣ ΤΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ  $dn$  ΠΟΥ ΕΧΟΥΝ ΕΝΕΡΓΕΙΕΣ ΜΕΤΑΞΥ  $E$  ΚΑΙ  $E + dE$  ΣΕ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ  $T$  ΔΙΝΕΤΑΙ ΑΠΟ ΤΗΝ ΣΧΕΣΗ

$$dn_E = g(E)f(E,T)dE$$

ΑΝΤΙΚΑΘΙΣΤΟΥΜΕ ΤΗΝ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ  $f(E,T)$

$$dn_E = \frac{(2m)^{3/2}V}{2\pi^2\hbar^3} E^{1/2} \frac{1}{e^{(E-E_F)/kT} + 1} dE$$

## ΣΥΓΚΕΝΤΡΩΣΗ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΚΑΙ ΕΝΕΡΓΕΙΑ FERMI

ΤΟ ΠΛΗΘΟΣ ΤΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ  $dn$  ΠΟΥ ΕΧΟΥΝ ΕΝΕΡΓΕΙΕΣ ΜΕΤΑΞΥ  $E$  ΚΑΙ  $E + dE$  ΣΕ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ  $T$  ΔΙΝΕΤΑΙ ΑΠΟ ΤΗΝ ΣΧΕΣΗ

$$dn_E = g(E)f(E,T)dE$$

ΑΝΤΙΚΑΘΙΣΤΟΥΜΕ ΤΗΝ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ  $f(E,T)$

$$dn_E = \frac{(2m)^{3/2}V}{2\pi^2\hbar^3} E^{1/2} \frac{1}{e^{(E-E_F)/kT} + 1} dE$$

ΣΤΟ ΑΠΟΛΥΤΟ ΜΗΔΕΝ **ΟΛΕΣ** ΟΙ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΙΣ ΚΑΤΩ ΑΠΟ ΤΗΝ ΕΝΕΡΓΕΙΑ  $E_{F0}$  ΕΊΝΑΙ ΚΑΤΕΙΛΗΜΜΕΝΕΣ

## ΣΥΓΚΕΝΤΡΩΣΗ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ ΚΑΙ ΕΝΕΡΓΕΙΑ FERMI

ΤΟ ΠΛΗΘΟΣ ΤΩΝ ΗΛΕΚΤΡΟΝΙΩΝ  $dn$  ΠΟΥ ΕΧΟΥΝ ΕΝΕΡΓΕΙΕΣ ΜΕΤΑΞΥ  $E$  ΚΑΙ  $E + dE$  ΣΕ ΘΕΡΜΟΚΡΑΣΙΑ  $T$  ΔΙΝΕΤΑΙ ΑΠΟ ΤΗΝ ΣΧΕΣΗ

$$dn_E = g(E)f(E,T)dE$$

ΑΝΤΙΚΑΘΙΣΤΟΥΜΕ ΤΗΝ ΣΥΝΑΡΤΗΣΗ  $f(E,T)$

$$dn_E = \frac{(2m)^{3/2}V}{2\pi^2\hbar^3} E^{1/2} \frac{1}{e^{(E-E_F)/kT} + 1} dE$$

ΣΤΟ ΑΠΟΛΥΤΟ ΜΗΔΕΝ **ΟΛΕΣ** ΟΙ ΚΑΤΑΣΤΑΣΕΙΣ ΚΑΤΩ ΑΠΟ ΤΗΝ ΕΝΕΡΓΕΙΑ  $E_{F0}$  ΕΙΝΑΙ ΚΑΤΕΙΛΗΜΜΕΝΕΣ

$$N = \frac{(2m)^{3/2}VE_{F0}^{3/2}}{3\pi^2\hbar^3}$$

ΛΥΝΟΥΜΕ ΩΣ ΠΡΟΣ  $E_{F0}$

$$E_{F0} = \frac{3^{2/3}\pi^{4/3}\hbar^2}{2m} \left(\frac{N}{V}\right)^{2/3}$$