

الباب السادس  
دراسة الامتزاز  
باستخدام دالة الشغل

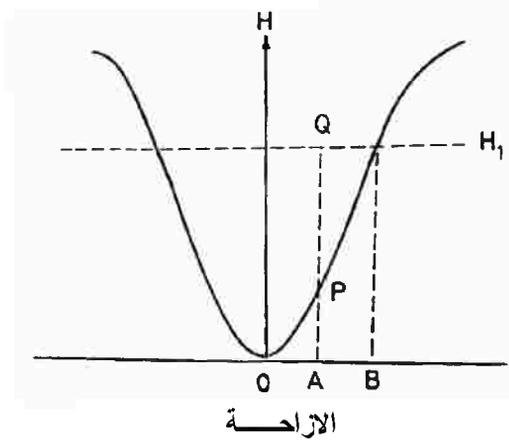


# الباب السادس

## "دراسة الامتزاز باستخدام دالة الشغل"

### مقدمة :-

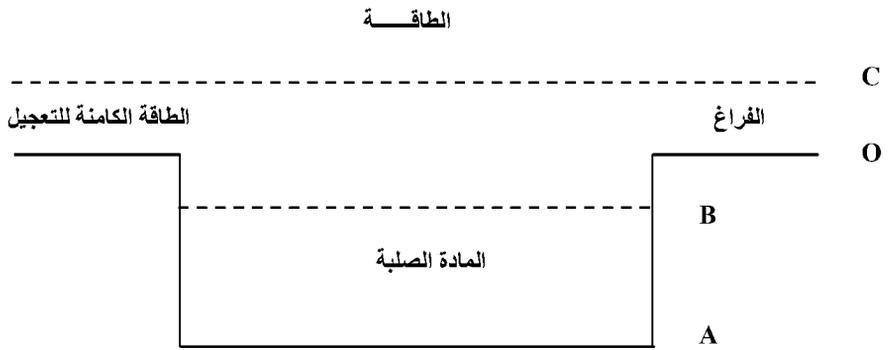
لكي يتم تصور وفهم حركة الالكترونات في مادة صلبه فإنه يستعان بمخطط الطاقة الكامنة وباعتبار حركة الالكترونات هذه أشبه بحركة دقائق في مجال قوة . فإن أبسط حالة يتم من خلالها تصور تغير طاقة الإلكترون مع حركته هي إزاحة كرة البندول، حيث تتغير الطاقة الكامنة مع إزاحة كرة البندول كما في الشكل التالي :



كرة بندول مزاحة

فالدقيقة التي تمتاز بطاقة كلية  $H_1$  تكون لها طاقة كامنة  $H_1$  وطاقة حركية تساوي الصفر عندما تكون إزاحة الدقيقة بقدر  $OB$  . وتبلغ الطاقة الحركية أقصاها وهي  $H_1$  عندما تكون إزاحتها صفرًا . وتتناسب الطاقة الكامنة مع المقدار  $AP$  عند القيم المتوسطة  $OA$  للإزاحة . والدقيقة إذن تكون قادرة على الحركة فقط عند المدي الذي تكون فيه قيمة الطاقة الكامنة للدقيقة بمقدر أو أقل من الطاقة الكلية  $H_1$  .

ويحتاج تحرير الإلكترونات من المادة الصلبة إلى تجهيز المادة بالطاقة الكافية . ويمكن أن تكون هذه الطاقة على هيئة حرارة أو شعاع ساقط أو بواسطة قصف المادة بالإلكترونات أو الدقائق الأخرى . ولغرض تصور عملية تحرير الإلكترونات من المادة الصلبة فإنه يستعان بمخطط الطاقة الكامنة وفق الشكل التالي .



التعبير عن مادة صلبة

حيث تمثل نقطة **O** مستوى الطاقة الكامنة خارج المادة الصلبة ، أما نقطة **A** فإنها تتناظر مستوى أقل للإلكترونات في المادة الصلبة . وباعتبار الإلكترون كدقيقة وفق الميكانيكا الكلاسيكية، فإن الإلكترون يبقى في حالة حركة داخل المادة الصلبة عندما تكون طاقتها الحركية في المدى من صفر إلى **AO** ، كأن تكون بقدر **AB** .

وعندما تصبح الطاقة الحركية للإلكترون بقدر **AC** فإن الإلكترون يكون قادراً على الهرب من المادة الصلبة وستكون طاقتها الحركية خارج المادة الصلبة بقدر **OC** . وتكون الطاقة الكلية لعدد ضئيل من الإلكترونات عند درجات الحرارة العادية أكبر من المقدار **AO** ولكن هذا العدد يزداد مع ازدياد درجة حرارة المادة الصلبة مسبباً ما يسمى الانبعاث الحراري الأيوني ( **Thermoionic Emission** ).

ويحدث هذا عندما يتفاعل ضوء أو دقائق ساقطة مع إلكترون في مادة صلبة مسبباً زيادة طاقته الحركية AB إلى AC مما ينتج عنها هرب الإلكترون من المادة الصلبة، وتسمى هذه العملية بالانبعاث الكهروضوئي ( Photoelectric Emission ) في حالة الضوء المتفاعل مع الإلكترون ، وتسمى بالانبعاث الثانوي ( Secondary Emission ) بالنسبة للدقائق الساقطة على الإلكترون .

### أولاً : إحصائيات فيرمي - ديراك :-

يمكن توزيع الطاقة على الكثرونات المادة الصلبة بالاستناد إلى إحصاء فيرمي - ديراك ( Fermic - Dirac - Statistic ) المستند على مبدأ الاستثناء ( Exclusion Principle ) المعبر عنه رياضياً بالمعادلة :

$$dn_E = \frac{4 \pi (2m)^{3/2}}{h^3} \cdot \frac{E^{1/2} dE}{e^{(E-W)/kT} + 1} \quad \dots (1)$$

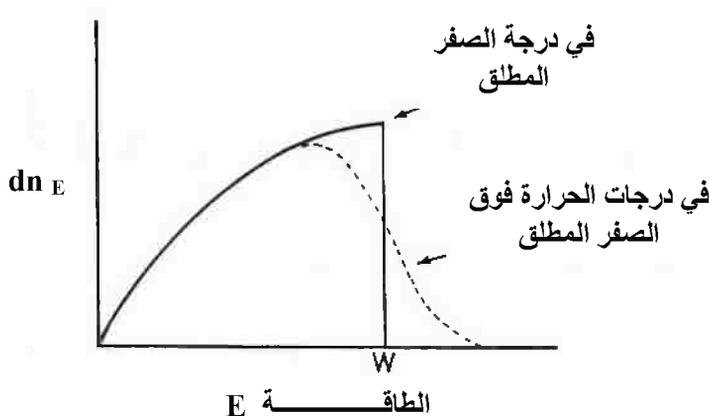
حيث  $dn_E$  يعبر عن عدد الالكترونات في وحدة الحجم والذي تتراوح طاقتها من  $E$  إلى  $E + dE$  ،  $m$  كتلة الإلكترون  $h$  ثابت بلانك،  $k$  ثابت بولتزمان و  $T$  درجة الحرارة المطلقة، أما  $W$  فسيتم التطرق إليه لاحقاً . كما ويمكن التعبير عن توزيع فيرمي - ديراك بدلالة الضخم  $p$  كما يلي :

$$dn_p = \frac{8 \pi}{h^3} \frac{P^2 dP}{e^{(E-W)/kT} + 1} \quad \dots (2)$$

حيث  $dn_p$  يمثل هنا عدد الالكترونات بضغط من  $P$  إلى  $P + dp$  وتبلغ قيمة  $dn_E$  صفراً في درجة الصفر المطلق عندما تكون  $E$  أكبر قيمة من  $W$  بينما تساوي قيمة  $dn_E$  في درجة الصفر المطلق المقدار :  $\frac{4 \pi (2m)^{3/2} E^{1/2} dE}{h^3}$  :

عندما تكون قيمة  $E$  أصغر من قيمة  $W$  .

وعلى هذا تكون  $W$  القيمة النهائية ( **Limiting Value** ) للطاقة والتي لا يمكن تجاوزها في درجة الصفر المطلق . يبدو من هذا أن دالة التوزيع تتبع قانون الأس النصفى ( **A Half Power Law** ) حتى تصبح قيمة  $E$  بقدر  $W$  حيث تنخفض قيمة  $dn_E$  عند ذلك وبصورة مفاجئة إلى الصفر كما يتضح ذلك في الشكل التالي :



### توزيع طاقة فيرمي - ديراك

ويكون مسار دالة التوزيع في درجات الحرارة التي تزيد على الصفر المطلق كما في المنحنى المنقط مبيئاً أن عدداً قليلاً من الالكترونات يكون بطاقة أكبر من المقدار  $W$  . فإذا فرضنا أن  $n$  يمثل عدد الالكترونات في السنتمتر المكعب الواحد، تكون قيمة  $W$  عندئذ :

$$W = \frac{h^2}{2m} \left( \frac{3n}{8\pi} \right)^{2/3} \quad \dots (3)$$

ومن المناسب استعمال وحدة الإلكترون فولت للتعبير عن الطاقة . وعندما تكون قيمة  $n$  بقدر  $10^{21}$  تصبح قيمة  $W = 0.38$  إلكترون فولت، وتصل القيمة إلى 8.2 إلكترون فولت عند ازدياد قيمة  $n$  إلى  $10^{23}$  . وواضح إذن أن قيمة  $W$  بالنسبة للفلزات المختلفة تكون في مثل هذا الحدود من الإلكترون

فولت، حيث أن قيمة  $W$  تعتمد على كثافة الإلكترونات في وحدة الحجم من المادة الصلبة بالإضافة إلى اعتمادها على المسافات البينية الذرية (Interatomic Distances) وعلى التكافؤ .

كما وأنه من المهم بمكان القول إنه عندما تكون  $E$  أكبر من  $W$  فإن توزيع فيرمي - ديراك يقترب من توزيع ماكسويل (Maxwell) الذي يطبق على الدقائق الكلاسيكية، وتتحول المعادلة (1) إلى :

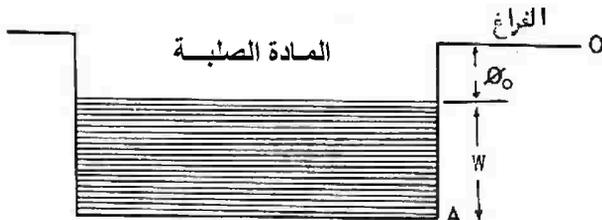
$$dn_E = \frac{4(2\pi m)^{3/2}}{\pi^{1/2}} \frac{e^{W/kT} E^{1/2}}{h^3} e^{-E/kT} dE \quad (4)$$

وبتكامل هذه المعادلة وجعلها مساوية  $n$  تصبح قيمة المقدار  $e^{-W/kT}$  مساوية  $\frac{2(2\pi m kT)^{3/2}}{nh^3}$  .  
وعنده نحصل على :

$$dn_E = \frac{2\pi n}{(\pi kT)^{3/2}} E^{1/2} e^{-E/kT} dE \quad \dots (5)$$

وهذا هو توزيع ماكسويل المطبق على غاز في درجة الحرارة المطلقة  $T$  ، وهو يمثل الحالة المتوقعة عندما تكون  $T$  كبيرة أو  $n$  صغيرة .

يتضح مما سبق أن مادة صلبة كفلز تشتمل في درجة الصفر المطلق على إلكترونات بطاقة حركية بقدر  $W$  كما هو واضح في الشكل التالي، وإن كسرًا صغيرًا من الإلكترونات يكتسب طاقة أعلى في درجات الحرارة التي تزيد على الصفر المطلق . والإلكترونات لا تتبع تلقائيًا من المواد الصلبة في درجات الحرارة المنخفضة، ولذا فإن قيمة  $W$  أصغر من  $AO$  في الشكل التالي .

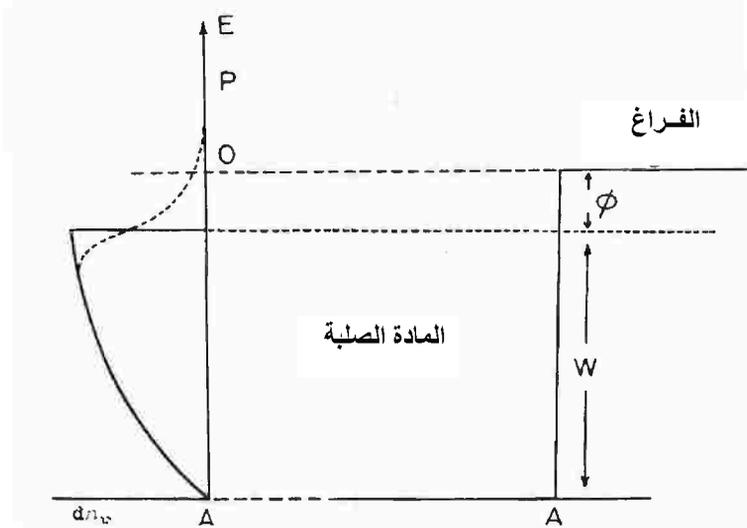


المستويات الإلكترونية في مادة صلبة بدرجة الحرارة الاعتيادية

وعندما يكتسب إلكترون المادة الصلبة في درجة الصفر المطلق طاقة مقدارها  $\phi_0$  والتي تساوي  $(AO - W)$  فإنه يصبح قادرًا على الهروب من المادة الصلبة وتكون طاقته الحركية عند الانطلاق والتحرر صفرًا . ويعبر عن قيم المقدار  $(AO - W)$  في درجات الحرارة التي تزيد على الصفر المطلق بـ  $\phi$  أو  $\phi_e$  ، ويطلق عليها دالة الشغل ( **Work Function** ) وتقاس بالإلكترون - فولت .

### ثانيًا : الانبعاث الأيوني الحراري :-

لكي يتم توضيح تأثير درجة الحرارة على طاقة الإلكترون في مادة صلبة يمكن الاستعانة بمخطط واحد يجمع بين الشكلين السابقين مع جعل تدرج الطاقة على المحور العمودي في المخطط وتكون زيادة الطاقة في التدرج نحو الأعلى . ويتضح من الشكل الجديد التالي إن الإلكترونات القادرة على الهروب من المادة الصلبة هي تلك التي تقع عند ذيل التوزيع الممثل بـ  $OP$  . فالإلكترونات التي تبلغ طاقتها الحركية  $AP$  تستطيع الهروب من المادة الصلبة وتكون طاقتها عقب الهرب بقدر  $OP$  .



توزيع الطاقة في مادة صلبة في درجة الصفر المطلق وبدرجات الحرارة العالية

فإذا اعتبر العزم الكلي  $P$  مجموع المتجهات  $P_x$  ،  $P_y$  ،  $P_z$  فإن عدد الالكترونات في وحدة الحجم بضغط يتراوح من  $P$  إلى  $P + dp$  معطي بالعلاقة :

$$dn_p = \frac{8\pi}{h^3} \frac{P^2 dp}{e^{(E-W)/kT} + 1} \quad \dots (6)$$

والمعلوم إنه لغرض التحول من إحداثيات قطبية إلى إحداثيات متعامدة فإنه لابد من إحلال المقدار  $4\pi P^2 dp$  في المقدار المتكامل بدلاً من حاصل الضرب  $dp_x dp_y dp_z$  وعلي نفس الشاكلة فإنه عند التعامل مع بعدين علي مستوي فإن حاصل الضرب  $dp_x dp_z$  يمكن إحلاله بالمقدار  $2\pi r dr$  حيث  $r$  محصلة العزم في المستوى  $yz$  ، أي  $r^2 = P_y^2 + P_z^2$  . وبذا يمكن التعبير عن المقدار  $dn_x$  بـ :

$$dn_x = \frac{2dP_x}{h^3} \int_0^\infty \frac{2\pi r dr}{e^{(E-W)/kT} + 1} \quad \dots (7)$$

ويمكن اختصار الحسابات على الحالة التي تكون فيها درجة الحرارة  $T$  كبيرة جداً والمقدار  $(E - W)$  أكبر من  $kT$  بحيث يصح إهمال الواحد الصحيح من مقام المعادلة (7) ولما كان :

$$2mE = r^2 + P_x^2 \quad \text{فإن}$$

$$dn_x = \frac{4\pi}{h^3} dP_x e^{W/kT} e^{-P_x^2/2mkT} \int_0^\infty e^{-r^2/2mkT} r dr \quad \dots (8)$$

$$dn_x = \frac{4\pi}{h^3} e^{W/kT} mkT e^{-P_x^2/2mkT} dP_x \quad \dots (9)$$

وهذا يمثل عدد الالكترونات في وحدة الحجم يعزم من  $P_x$  إلى  $P_x + dP_x$  مع قيم محصلة العزم في المستوى  $yz$  في المدى من صفر إلى ما لانهاية .

ويتم الحصول على العدد الكلي للالكترونات ( $n^*$ ) التي تستطيع الهرب في الثانية الواحدة من خلال وحدة السطح وفي اتجاه عمودي على الاتجاه  $x$  وذلك بضرب المقدار  $dn_x$  في السرعة  $V_x$  وبتكامل المقدار الناتج في المدى من صفر إلى ما لانهاية .

والإلكترونات التي تستطيع الهرب هي تلك التي تمتلك عزماً أكبر من  $P$  ،

حيث  $P^2 = 2m \cdot OA$  . وهكذا يمكن التعبير عن  $n^*$  كما في :

$$n^* = \frac{4\pi}{h^3} e^{W/kT} mkT \int_0^\infty e^{-P_x^2/2mkT} \frac{P_x}{m} dP_x \quad \dots (10)$$

وبذا نحصل على التيار  $I$  من المعادلة :

$$I = \frac{4\pi mk^2 T^2}{h^3} (e) e^{W/kT} e^{-P_x^2/2mkT} \quad \dots (11)$$

$$I = \frac{4\pi me k^2 T^2}{h^3} e^{-\theta/kT} \quad \dots (12) \quad \text{أو أن :}$$

$$I = A_0 T^2 e^{-\theta/kT} \quad \dots (13)$$

$$A_0 = \frac{4\pi emk^2}{h^3} \quad \dots (14) \quad \text{حيث}$$

وتبلغ قيمة  $A_0$  120 أمبيراً . وتعتبر المعادلة (13) عن الانبعاث الأيوني

الحراري . وإنه من الضروري قياس كل من المقدارين  $\theta$  و  $(kT)$  بنفس الوحدات، كأن يستعمل الإلكترون فولت للتعبير عن الكميتين، حيث قيمة  $k$  بدلالة الإلكترونين فولت هي  $8.62 \times 10^{-5}$  لكل درجة .

### ثالثاً : الانبعاث الكهروضوئي :-

نعلم أن الكترونات فلز مثلاً يمكن أن تتحرر في درجة الصفر المطلق متي ما أصبحت لها طاقة  $\theta_0$  إضافة إلى المقدار  $W$  . ولما كانت طاقة الضوء تساوي  $h\gamma$  باعتبار  $\gamma$  تردد الضوء، لذا فإن الضوء الساقط على مادة صلبة يمكن أن يكون وسيلة لتحرير الكترونات من المادة الصلبة عندما يكون تردده مساوياً أو أكبر من المقدار  $\gamma_0$  بحيث يكون :

$$h \gamma_0 = \theta_0 \quad \dots (15)$$

وعندما يكون التردد أكبر من  $\gamma_0$  فإن الالكترونات المتحررة تكون بطاقة

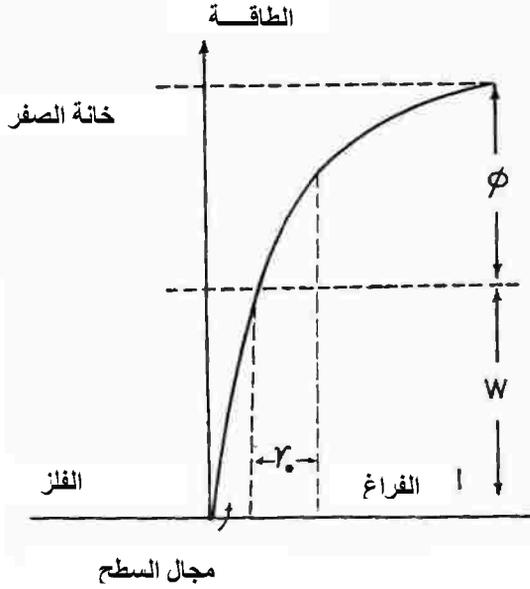
حركية أكبر من الصفر باعتبار أن الطاقة الحركية تكون صفراً عند التردد  $\gamma_0$  .

## رابعاً : دالة الشغل :

عندما يتم سحب إلكترون خارج فلز فإن الفلز يعاني استقطاباً وتتسأ قوة بين الإلكترون المسحوب والفلز وهي ممثلة بقوة التجاذب التي تنشأ بين الإلكترون وصورته في المرآة ( **Mirror Image** ) وذلك إذا شبه الفلز بمرآة . وعندما يكون الإلكترون على بعد  $x$  من سطح الفلز فإن صورته في المرآة تكون أيضاً على عمق  $x$  من سطح الفلز نحو الداخل، وتكون الصورة هذه حاملة لشحنة موجبة مكافئة لشحنة الإلكترون .

ويفترض هنا أن يكون  $x$  كبيراً قياساً بالمسافة البينية الذرية وصغيراً بالقياس بمساحة السطح . ويعبر عن قوة التجاذب بين الإلكترون وصورته في المرآة بالمقدار  $e^2 / 4x^2$  باعتبار أن  $2x$  تعبر عن البعد بين الإلكترون وصورة المرآة . نستنتج من هذا أن  $e^2 / 2r_0$  لابد أن تعبر عن الطاقة اللازمة لإزالة إلكترون من الفلز إلى ما لانهاية، حيث  $r_0$  المسافة البينية الذرية . وتؤخذ مثل هذه الطاقة على أنها مكافئة لدالة الشغل  $\Phi$  . وبهذا الاعتبار تكون قيمة  $\Phi$  كبيرة بالنسبة للفلزات والمواد الصلبة التي تمتاز بكثافة عالية .

كما أن الطاقة الكامنة للإلكترون في مادة صلبة أو فلز قياساً بالطاقة صفر في المالانهاية هي ليست  $\Phi$  بل  $( \Phi + W )$  ويحدث التغيير في قيمة  $W$  عند المرور من خلال المجال الكهربائي للسطح ( **Surface Electrical Field** ) وينجم مثل هذا المجال الكهربائي بسبب اختلاف القوة المؤثرة على ذرات السطح قياساً بالقوى المؤثرة على الذرات الواقعة ضمن المادة الصلبة ويبدو هذا التغيير في قيمة  $W$  عند المرور من خلال مجال السطح في الشكل التالي .



تفاصيل الطاقة الكامنة بالقرب من سطح الماء

وتتغير المسافة البينية الذرية للمادة الصلبة مع تغير درجة الحرارة، وهذا

التغير يؤثر بدوره على قيمة  $\theta$ . فإذا فرضنا أن التغير خطي، يكون:

$$\theta = \theta_0 + \alpha T \quad \dots (16)$$

وبذا تتحول معادلة الانبعاث الأيوني الحراري (12) كما في:

$$I = \frac{4\pi emk^2}{h^3} T^2 e^{-(\theta_0 + \alpha T)/kT} \quad \dots (17)$$

$$= A_0 T^2 e^{-\alpha/k} e^{-\theta_0/kT} \quad \dots (18)$$

وتكون العلاقة بين  $\ln(I/T^2)$  و  $(1/T)$  خطية، ويكون ميل الخط

الناتج مساوياً  $\theta_0$ . ويمكن كتابة العلاقة (18) كما في:

$$I = A T^2 e^{-\theta/kT} \quad \dots (19)$$

باعتبار  $A$  أقل بكثير من  $A_0$ .

### خامساً : الطبقة الممتزة :

يتطابق مركز الثقل بالنسبة للشحنة الموجبة في ذرة أو أيون

مع مركز ثقل شحنتها السالبة، إلا أن المركزين لا يتطابقان في

وجود مجال كهربائي كالمجال الموجود عند سطح مادة صلبة . ويسبب عدم انطباق مركزي الشحنتين ظهور شحنتين متخالفتين في الذرة كل منها  $Q$  وتبعدان عن بعضهما مسافة  $X$  ، ويبلغ عزم ثنائي القطب  $M$  :

$$M = QX \quad \dots (20)$$

وعندما يكون المجال الكهربائي صغيراً، فإن عزم ثنائي القطب ( $M$ ) للذرة أو الجزيئة يتناسب طردياً مع شدة المجال المسلط ( $F$ ) ، حيث :

$$M = \alpha F \quad \dots (21)$$

حيث  $\alpha$  هو استقطابية ( $Polarizability$ ) الذرة أو الجزيئة أو الأيون .

عندما تقترب ذرات أو جزيئات متعادلة من سطح مادة صلبة فإن القوى الكهربائية عند سطح المادة الصلبة تحدث في الذرات أو الجزيئات منتج عنه تكوين الثنائيات القطبية ( $Dipoles$ ) على السطح، ويكون ثنائي القطب مشحوناً بشحنتين متخالفتين متكافئتين تبعدان عن بعضهما مسافة  $X$  . وقد ينتج من الامتزاز تكوين طبقة من الأيونات على السطح .

وتؤلف هذه الأيونات مع صورة المرآة الناجمة عنها ثنائيات قطبية على السطح . وقد تكون الدقائق التي تعاني الامتزاز على سطح صلب جزيئات مستقطبة أصلاً، ويلعب سطح الامتزاز دوراً في توجيه الجزيئات الممتزة وترتيبها على السطح وفق نسق معين كأن تكون نهاياتها السالبة متجهة نحو الخارج أو بالعكس .

وتلعب الثنائيات القطبية على سطح صلب دوراً كبيراً في تغيير الطاقة الكامنة للإلكترونات التي تمر من خلالها . حيث إن القوة المسلطة على إلكترون شحنته  $e$  بالقرب من لوح مستوى كثافة شحنته  $\sigma$  هي  $2 \pi \sigma$  . وتكون القوة بين لوحين مستويين يحملان شحنتين متضادتين ، ولكن لكل منهما نفس كثافة الشحنة،  $4 \pi \sigma d$  في الوقت الذي تكون القوة خارج اللوحين صفراً .

ويبلغ فرق الجهد بين اللوحين  $4 \pi \sigma d$  باعتبار  $d$  المسافة الفاصلة بين اللوحين . ويناظر اللوحان المشحونان إلى طبقة من ثنائيات القطب يشتمل السنتمتر المربع منها على  $n$  من الثنائيات القطبية، ويحمل ثنائي القطب شحنة سالبة وأخرى موجبة كل منها بشدة  $e$  وتبعدان عن بعضهما مسافة  $d$  بحيث يكون عزم (  $M$  ) ثنائي القطب  $M = ed$  .

ولما كانت كثافة الشحنة  $\sigma$  تساوي  $ne$  فإن فرق الجهد بين اللوحين يبلغ  $4 \pi nM$  وعلى هذا، فإن الثنائيات القطبية الناجمة عن الامتزاز على سطح صلب تحدث تغييراً في دالة الشغل لسطح الامتزاز بمقدار  $4 \pi neM$  ، ويكون هذا التغيير بالزيادة أو النقصان بحسب نسق انتظام الثنائيات القطبية على السطح .

ووجد أن دالة الشغل تزداد بالمقدار  $4 \pi neM$  عندما تكون النهايات السالبة للثنائيات القطبية متجهة نحو الخارج بعيدة عن سطح المادة الصلبة . وتقل دالة الشغل لسطح صلب عندما تكون النهايات الموجبة للثنائيات القطبية متجهة نحو الخارج، والحالتان موضحتان في الشكل التالي، حيث يلاحظ تغير مستوى الصفر نسبة للفلز الصلب من  $O$  إلى  $O'$  نتيجة لتكوين الثنائيات القطبية على سطح الفلز .

### سادساً : حواجز الجهد : Potential Barriers :-

ذكرنا بأن حركة الدقيقة تتحصر في المنطقة التي تكون فيها الطاقة الكلية (  $H$  ) أكبر من الطاقة الكامنة (  $V$  ) لتلك الدقيقة ، وتبقى الدقيقة متأرجحة عند نفس المدى طالما كانت  $H > V$  . ويبقى هذا الافتراض صحيحاً طالما نظر إلى الإلكترون نظرة كلاسيكية بحتة من حيث أنه دقيقة .

وتختلف الصورة عندما تكون هناك صفة موجبة للإلكترون، حيث أن حركة الإلكترون لا تتقيد عندئذ وبصورة كلية بالمنطقة التي تكون فيها  $H > V$

حيث سيكون هناك بعض التسرب Leakage إلى خارج المنطقة رغم كون الطاقة الكامنة للإلكترون أقل من طاقته الكلية .

وتكون للدقيقة ذات الكتلة  $m$  التي تتحرك بسرعة  $v$  صفة موجبة، حتى يبلغ الطول الموجي  $\lambda$  .

$$\lambda = \frac{h}{mv} = \frac{h}{\sqrt{2m(H - V)}} \quad \dots (22)$$

وتظهر هذه الصفة الموجية من حل معادلة شرودنجر :

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{8\pi^2m}{h^2} (H - V) \Psi = 0 \quad \dots (23)$$

وبالنسبة للحالة على بعد واحد . وعندما يكون  $(H - V)$  مقداراً ثابتاً موجباً كما هو الحال بالنسبة للإلكترون متحرك في مادة صلبة فإن حل المعادلة (23) يكون :

$$\Psi = A \cos \pi \frac{X}{\lambda} + B \sin 2\pi \frac{X}{\lambda} \quad \dots (24)$$

الذي ينطوي على هيئة موجية جيبية وجيب تمامية . وتعتبر قيمة المقدار  $\Psi^2$  عن احتمالية إيجاد الدقيقة في أية نقطة ضمن المنطقة التي تكون فيها  $H > V$  . وينطبق هذا للإلكترون في المادة الصلبة عندما تكون طاقته الكلية  $H$  أكبر من طاقته الكامنة  $V$  داخل المادة الصلبة .

وعند اجتياز سطح المادة الصلبة تصبح الطاقة الكامنة للإلكترون أكبر من طاقته الكلية ( أي  $V > H$  ) فإن المقدار  $(H - V)$  في المعادلة (23) يكون ثابتاً وسالباً، ولذا يصبح حل المعادلة (23) كما في :

$$\Psi = Ce^{-kx} + De^{kx} \quad \dots (25)$$

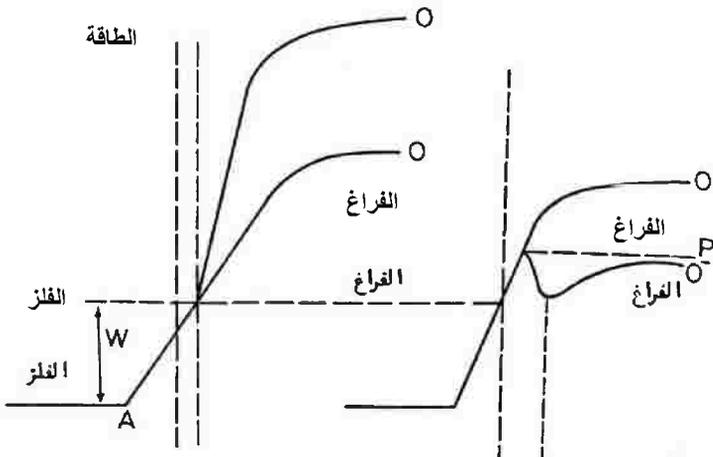
حيث  $k$  معطي بالعلاقة :

$$k = \frac{2\pi}{n} \sqrt{2m(V - H)} \quad \dots (26)$$

والحل المعبر عنه بالمعادلة (25) ، لا بد أن يكون  $D$  صفرًا عندما يكون  $x$  مقدارًا موجبًا، وعندئذ يلاحظ تناقص  $\Psi$  أسياً في المنطقة التي تكون فيها  $V > H$  . وكلما كان  $k$  كبيراً يحدث التناقص بصورة أسرع وأشد . وسيكون هناك بعض التسرب للمقدار  $\Psi^2$  من خلال طبقة السطح حيث يتغير المقدار  $(H - V)$  في الإشارة .

ويظهر عندئذ احتمال محدود لإيجاد الإلكترون خارج السطح . وإذا كانت قيمة المقدار  $(V - H)$  إلكترون فولت واحد تصبح قيمة المقدار  $e^{-kx}$  حوالي 10% على بعد 2.5 انجستروم خارج السطح، وهي تعبر عن قيمة  $\Psi^2$  واحتمالية تسرب الإلكترون خارج السطح يسمى مثل هذا التسرب بتأثير " النفق " Tunnel Effect .

وتتطبق هذه الفكرة على امتزاز السطح عندما تعمل طبقة الامتزاز على تقليل دالة الشغل لسطح الامتزاز كما في الشكل التالي - b - وتكون الطبقة الممتزة القطبية في مثل هذه الحالة بسمك جزيئة أو ذرة . ويكون تل أو حاجز الطاقة خارج سطح الامتزاز مباشرة وعلى بعض بضعة انجسترومات منه . وعلى هذا يلاحظ اختراق ملحوظ من الالكترونات لسطح الامتزاز .



(a) طبقة الامتزاز - السالب نحو الخارج

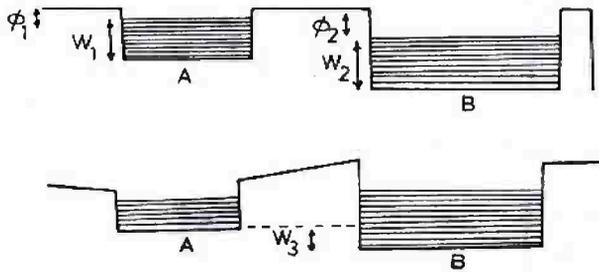
(b) طبقة الامتزاز - الموجب نحو الخارج

وتقل دالة الشغل عندئذ ليس بالمقدار من  $P$  إلى  $O$  ، حيث  $P$  يعبر عن قمة تل الطاقة، بل بمقدار أكبر يمتد من  $O$  إلى  $O'$  . ويستطيع عدد صغير من الالكترونات والتي تتراوح طاقتها من  $AO'$  إلى  $AP$  اختراق تل الطاقة والتحرر من السطح بينما تعاني غالبية الالكترونات المصطدمة بالسطح انعكاساً عنه إلى داخل المادة الصلبة ثانية . وعلى هذا تكون قيمة الثابت  $A$  في المعادلة ( 19 ) أقل مما في حالة السطوح النقية .

### سابعاً : جهد التماس : Contact Potential :-

يكون لكل فلز مستوى فيرمي ( Fermi-Level ) ودالة شغل تختلف عما للفلزات الأخرى . فإذا قرب فلز من آخر بحيث تصبح المسافة بينهما في حدود بضعة انجسترومات أضحى هناك ميل لهرب وانتقال بعض الالكترونات من فلز إلى آخر وذلك عندما تكون درجة الحرارة فوق الصفر المطلق . ويتوقف اتجاه انتقال الالكترونات على مستوى فيرمي ودالة الشغل للفلزين .

ويبين الشكل التالي الفلزين  $A$  و  $B$  عندما تكون المسافة بينهما في الحدود المذكورة أنفاً مقارنة بحالتهم قبل حلول التقارب . ويلاحظ انتقال عدد قليل من الالكترونات من الفلز الأيسر  $A$  إلى الفلز الأيمن  $B$  ، ويحدث في نفس الوقت انتقال عدد أصغر من الالكترونات من الفلز  $B$  إلى الفلز  $A$  . والأعداد النسبية للالكترونات المنتقلة تتوقف على قيمة دالة الشغل (  $\phi_1$  ) للفلز  $A$  ودالة الشغل (  $\phi_2$  ) للفلز  $B$  .



فلزان  $A$  ،  $B$  على تماس مع بعضهما

وعندما تكون المسافة بين الفلزين في حدود بضعة انجشترومات يحدث تسرب محسوس يتوقف مقداره على قيمة  $(V - H)$  حيث  $H$  الطاقة الكلية للإلكترون الذي يصطدم بحاجز الطاقة الواقع خارج سطح الفلز . ويكون التسرب أكبر من الفلز  $A$  إلى الفلز  $B$  بالنظر لوجود عدد أكثر من الإلكترونات التي تمتاز بـ  $(V - H)$  صغيرة .

ويترتب على هذا الانتقال اكتساب الفلز  $A$  لشحنة موجبة والفلز  $B$  لشحنة سالبة، وبذا ينشأ فرق جهد بين الفلزين يسمى بجهد التماس **Contact Potential** . ويزداد فرق الجهد هذا حتى تخف حدة تسرب الإلكترونات من الفلز  $A$  إلى الفلز  $B$  ويصبح التسرب عندئذ في كلاً الاتجاهين مقداراً ثابتاً .

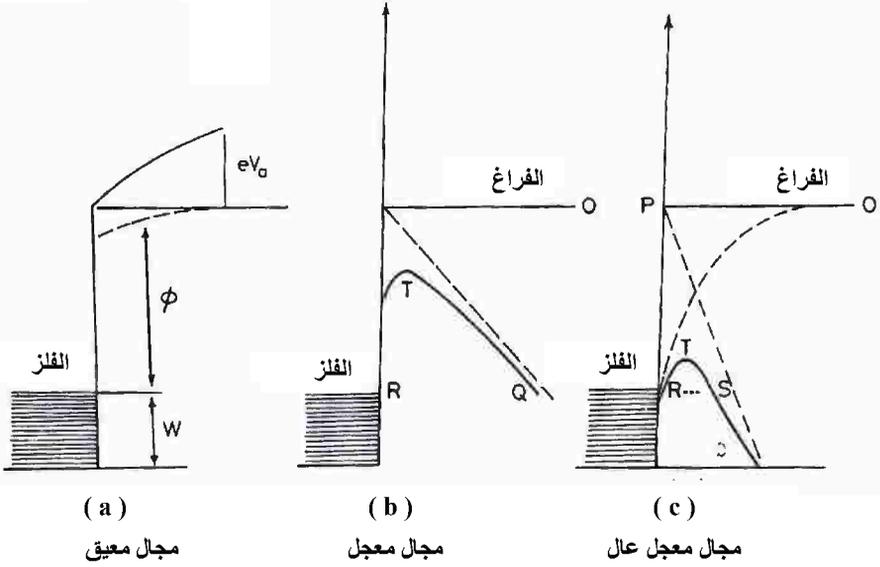
### ثامناً : تأثير الجهد المسلط : -: The Effect of Applied Field

يطلق أسم " الباعث **Emitter** " على السطح الذي يستطيع تحرير الإلكترونات عند التأثير عليه بفعل مجال كهربائي بتصور تسليط مجال كهربائي معيق **Retarding Electric Field** على باعث، كما هو الحال عندما يسلب جهد سالب  $(V_a)$  على قطب .

فالطاقة اللازمة لإيصال الإلكترونات إلى سطح القطب في مثل هذه الحالة تزيد بمقدار  $eV_a$  على الطاقة اللازمة عندما يكون المجال المسلط صفراً، وهذا واضح في الشكل التالي :

إذن لابد من بذل جهد لغرض تحريك إلكترون إلى سطح قطب سالب . وتبلغ شدة التيار  $(I_r)$  عند القطب على فرض عدم وجود شحنة الفضاء، معطي بـ :

$$I_r = I_0 e^{-eV_a / kT} \quad \dots (27)$$



وعندما يكون المجال المسلط على القطب معجلاً جداً موجباً  
 (Accelerating) فإن الحالة تكون كما في الشكل السابق (b) حيث يسبب ذلك  
 تناقصاً في دالة الشغل بالمقدار  $\Delta\phi$  حيث :

$$\Delta\phi = e^{3/2} F^{1/3} \quad \dots (28)$$

حيث  $F$  المجال المسلط، وبذا تصبح شدة التيار ( $I_a$ ) كما في :

$$I_a = I_0 e^{e^{3/2} F^{1/2} / kT} \quad \dots (29)$$

وتسمى هذه بمعادلة شوتكي (Sckottky Equation) وعندما يكون  
 المجال المعجل كبيراً جداً فإن الحالة تكون كما في الشكل السابق (c) ويلاحظ  
 في هذا الشكل أن دالة الشغل لا تصبح صفراً وإن قيمة  $T$  تبقى أكبر من  
 قيمة  $R$  وإن سمك الحاجز  $RS$  يصبح صغيراً جداً بحيث يتسنى لبعض الإلكترونات  
 اختراقه بتأثير النفق .

وينجم عن ذلك انبعاث مجالي (Field Emission) عال لا يعتمد مقداره  
 على درجة الحرارة . يتضح من هذا الجهد المعجل يمكن أن يؤدي إلى تأثير النفق

وينجم عنه اختراق الالكترونات للسطوح . والحالة الحرجة تستلزم تناقص المقدار RS إلى عرض في حدود 10 انجستروم . ولما كان PR في حدود ( 2-5 ) فولت ، لذا يكون الجهد اللازم لإحداث الانحدار PQ في حدود  $(2-5) \times 10^7$  فولت على السنتمتر .

### تاسعاً : شحنة الفضاء Space Charge :-

عندما يكون فلز في تماس مع فراغ أو مع عازل وكان المجال المسلط عليه صفرًا فإن الالكترونات التي تمتلك طاقة أكبر من المقدار  $(W + \phi)$  تبدأ بالهرب من الفلز إلى الفراغ المحيط به مسببة سحابة الكترونية ( Electron Cloud ) فيه . وتقل سرعة التسرب تدريجيًا لحين بلوغ حالة الانتظام عندما يكون عدد الالكترونات المنتقلة من السحابة إلى الفلز في نفس وحدة الزمن .

فإذا وضعنا قطبًا بجهد يوازي جهد الفلز في الفراغ المحيط بالفلز فإنه يعمل على جمع تلك الالكترونات المتسربة من الفلز والتي تمتلك طاقة كافية تؤهلها المرور من خلال السحابة الالكترونية، فالقطب الجامع Collecting Electrode يعمل على تخفيف حدة السحابة الالكترونية بالعمق . تدعى السحابة الالكترونية المتكونة في الفراغ المحيط بالفلز بشحنة الفضاء .

## " الأسئلة "

- ١- عند دراسة الامتزاز باستخدام دالة الشغل يستعان بمخطط الطاقة الكامنة . بين بالشرح ما يحدث لكرة بندول مزاحة مع الرسم ؟
- ٢- اشرح شرحاً وافياً كيفية توزيع الطاقة علي الكترولونات المادة الصلبة بالاستعانة باحصاء فيرمي-ديراك . ثم بين بالرسم توزيع طاقة فيرمي-ديراك ؟
- ٣- " يمكن توضيح تأثير درجة الحرارة علي طاقة الاكترون في مادة صلبة أي ظاهرة الانبعاث الأيونني الحراري بشرح توزيع الطاقة في مادة صلبة عند درجة الصفر المطلق وعند درجات حرارة عالية " بين ذلك .
- ٤- اكتب مذكرات علمية وافية عن كل مما يأتي :
  - أ- الانبعاث الكهروضوئي .
  - ب- دالة الشغل .
  - ج- الطبقة الممتزة .
- ٥- أشرح شرحاً وافياً كل مما يأتي :
  - أ- حواجز الجهد .
  - ب- جهد التماس .
  - ج- تأثير الجهد المسلط .
  - د- شحنة الفضاء .