

## الباب السابع عشر

نظرية الانتشار فى الجوامد : Theory of diffusion in solids

ظاهرة الانتشار فى المواد الصلبة هى انتقال الذرات من نقط الشبكة التى كانت

تشغلها أصلا ، إلى نقط مجاورة بون العودة إلى أوضاعها الأولى .

Diffusion is an irreversible flow of matter .

ويسمى الانتشار ذاتيا self diffusion فى حالة حركة ذرات المواد النقية ، التى لا

تحتوى سوى نوع واحد من الذرات .

وحدة عملية الانتشار : The unit diffusion process

تتحرك ذرات المادة عند درجات الحرارة الأعلى من درجة الصفر المطلق حركة تذبذبية

حول مواضع اتزانها ، ووحدة عملية الانتشار أو القفزة << jump >> تحدث كلما تغير

الوضع المتوسط للذرة mean position ويحدث ذلك عندما تتحصل الذرة على طاقة كبيرة

بدرجة كافية فتقفز فوق حاجز الطاقة ، لتنتقل إلى النقطة المجاورة فى الشبكة بفرض أنها

خالية من الذرات ، شكل (١٧ - ١) .

وتكون عملية الانتشار عبارة عن محصلة جميع القفزات الذرية التى تتم داخل البلورة

على مدى زمنى كبير بالنسبة للزمن المميز للذبذبات الحرارية

characteristic time of thermal vibration .

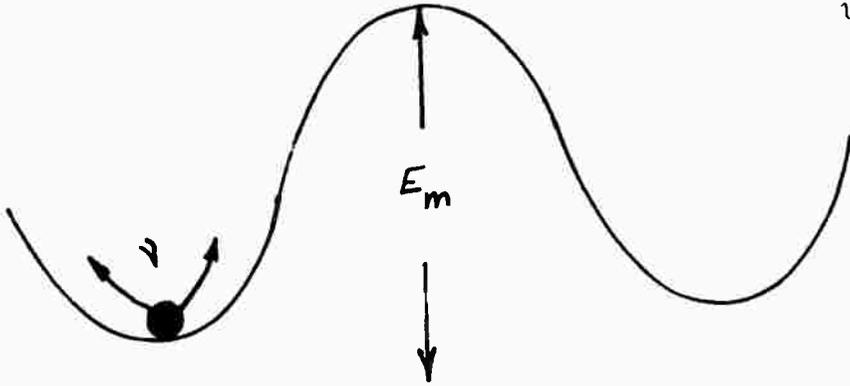
ويجب لذلك دراسة عملية الانتشار على أساس إحصائى .

متوسط زمن القفزه : Average jump time

هو متوسط الزمن الذى يضى بين قفزتين ذريتين ناجحتين ومتتاليتين فى الشبكة .

ويتوقف هذا الزمن على عدة عوامل هى :

أ - عدد المرات التى تحاول فيها الذرة أن تقفز فوق حاجز الطاقة وتساوى التردد



شكل (١٧ - ١)

ب - احتمال أن تحصل الذرة من طاقة التهييج الحرارى  $kT$  خلال ذبذبة واحدة علي قدر من الطاقة ، يسمح لها بالقفز فوق حاجز الطاقة وارتفاعه  $E_m$  .  
يساوى هذا الاحتمال حسب القوانين الإحصائية لماكسويل .  
 $\exp(-E_m / kT)$

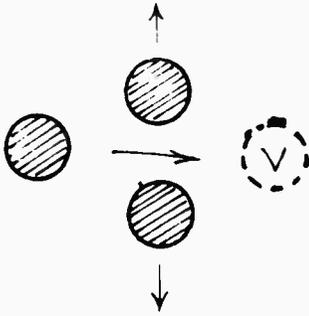
ج - احتمال آخر  $P$  يتوقف على أن يكون للذرة قدرا كافيا من الطاقة لكي تنتقل فعلا إلى نقطة شبكية مجاورة .  
وهذا الاحتمال يتوقف على :

أ - عدد أقرب جيران coordination number وهي نقط الشبكية المجاورة التي يمكن للذرة أن تقفز إليها وكلما زاد عدد أقرب جيران ، كلما ازداد احتمال القفز ، وهذا يتوقف على نوع الشبكية .

ب - احتمال أن تكون أحد هذه النقط المجاورة خالية ، إذ ليس من المعقول أن تقفز الذرة من مكانها إلى المكان المجاور إذا لم يكن خاليا ، حتى ولو استوفت جميع الشروط الأخرى ، واحتمال أن تكون إحدى نقط الشبكية خالية vacant site يتوقف على تركيز الشواغر في البلورة vacancy concentration ويتوقف هذا التركيز على درجة الحرارة المطلقة  $T K$  للبلورة تبعا للمعادلة :

$$C = \exp(-E_f / k T)$$

حيث  $E_f$  هي الطاقة اللازمة لتكوين الفراغة (الشاغرة) الواحدة .



ج - احتمال أن تكون الشغرة بين الذرات التي سيتم القفز خلالها كبيرة بقدر كاف ، لتسمح بمرور الذرة المنتشرة شكل (١٧ - ٢) ، في اللحظة التي تكون طاقتها أكبر من  $E_m$  ، و تكون متجهة الى نقطة الشبكة المجاورة الخالية ، وهذا الاحتمال يتوقف على انتروبيا التنشيط  $\Delta S$  entropy of activation للذرة ويساوى

تقريبا

شكل (١٧ - ٢)

$$\exp(\Delta s / k)$$

مما سبق يكون احتمال القفزة ويساوى مقلوب متوسط زمن القفزة .

$$\left(\frac{1}{\tau}\right) \text{ هو :}$$

$$\frac{1}{\tau} = P v e^{(-E_m / k T)}$$

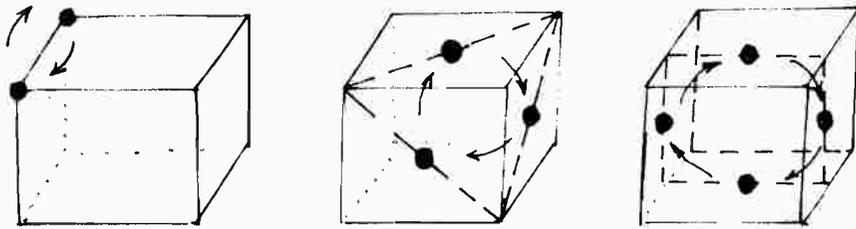
طرق الانتشار الذري . Mechanism of atomic diffusion .

تحدث عادة وحدة الانتشار unit diffusion act بإحدى الطرق الآتية :

١ - الانتشار التبادلي Interchange diffusion :

يمكن لأي ذرتين متجاورتين أن يتبادلا الأماكن ، ويمكن أيضا أن يتم تبادل المواضع

بين ثلاث ذرات أو أربع على شكل تبادل حلقى كما في شكل (١٧ - ٣).



(111)

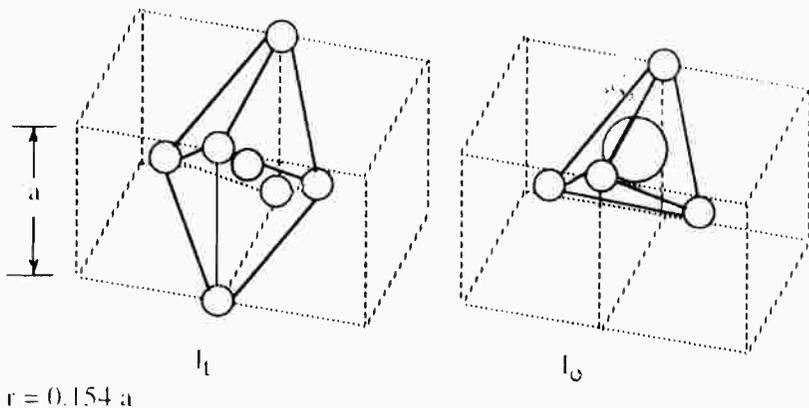
(100)

شكل (١٧ - ٣)

## ٢ - الانتشار التخللي :

توجد دائماً بين الذرات في أى شبيكة بعض الفراغات قد تسمح بتسكين ذرات صغيرة الحجم ، تكون مواضعها بين نقط الشبيكة ، فمثلاً : في شبيكة متمركزة الوجه التكعيبي b. c. c. توجد هذه الفراغات بين الذرات كما في شكل (١٧ - ٤) في المواضع :

$$I_0 \left( \frac{1}{2}, \frac{1}{4}, 0 \right) \quad \& \quad I_t \left( \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 0 \right)$$



شكل (١٧ - ٤)

يحدث الانتشار التخللي عندما يكون الحجم الذري للذرات المنتشرة صغيراً بالنسبة لحجم ذرات المادة المضيقة ، فمثلاً في حالة انتشار الكربون في بلورة حديد يتم الانتشار بهذه الطريقة إذ أن حجم ذرة الكربون هي فقط ٠.٠٦ من حجم ذرة الحديد، وهذا يسهل عملية الانتشار التخللي .

## ٢ - الانتشار بواسطة الشواغر Vacancy diffusion :

توجد الشواغر ( وهى نقطة الشبكة الغير مشغولة بذرات ) عند أى درجة حرارة أعلى من الصفر المطلق ، ويتم الانتشار هنا بالانتقال المباشر للذرة من مكانها لتشغل المكان الخالى .

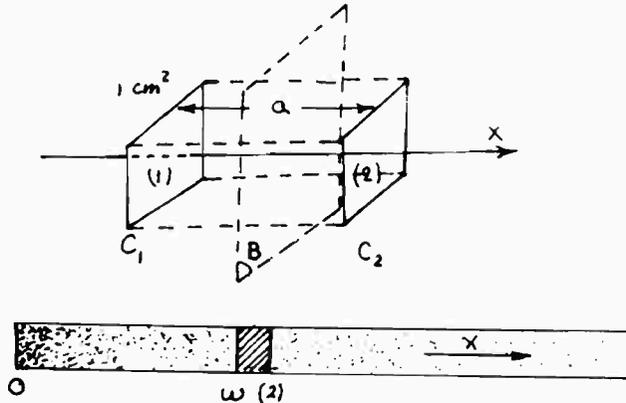
تتوقف طريقة الانتشار فى أى مادة على التركيب البلورى لها ، وكذلك على نوع الذرات المكونة لها ، فمثلا : فى حالة المواد النقية يتم الانتشار الذاتى عادة بواسطة الشواغر ، أما فى حالة المحاليل الصلبة solid solutions المكونة من ذرتين A , B ، فيتوقف نوع الانتشار على طبيعة المحلول ، فإذا كان من نوع المحاليل الصلبة التبادلية substitutional solution تكون حجوم الذرات A , B متقاربة ، كما هو الحال فى النحاس الأصفر Cu Zn ، ولذلك يسهل الانتشار التبادلى ، وفى حالة الذرات صغيرة الحجم يمكن أن يكون الانتشار تخليا interstitial .

**قوانين الانتشار لفيك Ficks diffusion laws :**

**القانون الأول :**

اعتبر قضيباً من شبكة يتغير فيه بانتظام تركيز نوع معين من الذرات A مثلاً فى

اتجاه طوله ، ومساحة مقطعة الوحدة ، شكل ( ١٧ - ٥ )



شكل ( ١٧ - ٥ )

نفرض مستويين (١) ، (٢) عموديين على اتجاه الانتشار يكون تركيز الذرات من نوع

A عندهما  $(C_1 > C_2)$  ، ونفرض مستوى B يقع في منتصف المسافة بينهما .

عدد ذرات النوع A فى المستوى (١)  $n_1(A)$

وعدد الذرات من نفس النوع فى المستوى (٢)  $n_2(A)$

فى أثناء الانتشار تقفز الذرات من النوع A عابرة المستوى المتوسط B من كل من الجهتين .

ليكن  $P_{21}$  ،  $P_{12}$  هما الاحتمالان لوحدة الزمن لى تقفز ذرة A المستوى (١) إلى

المستوى (٢) وبالعكس . عدده مرات القفز The frequency of jumps من المستوى (١)

إلى المستوى (٢) خلال وحدة المساحات فى وحدة الزمن  $P_{12} \cdot n_1(A)$

أيضا تردد القفزات من (٢) إلى (١)  $P_{21} \cdot n_2(A)$

إذا كان F هو التدفق الفعلى net flow لكل سم<sup>٢</sup> فى الثانية

$$\therefore F = P_{12} \cdot n_1 - P_{21} \cdot n_2$$

وتتوقف قيم  $P_{21}$  ،  $P_{12}$  عادة على تركيز الذرات على جانبي المستوى الذى يتم

التدفق خلاله ، فإذا اعتبرنا التدفق فى نقطة ما داخل البلورة يمكن اعتبار أن

$P_{12} = P_{21} = P$  أى أن احتمال القفزة واحد فى أى الاتجاهين ، ويكون التدفق فى

الاتجاه السينى هو :

$$\therefore F_x = P (n_1 - n_2)$$

إذا كانت a هى المسافة بين المستويين (١) ، (٢) وأن التغير فى التركيز بينهما هو

$dC/dx$  concentration gradient يكون ميل التركيز هو :

وبتعريف C بأنها تركيز الذرات من نوع A فى وحدة الحجم ، يكون التدفق للحجم

$a \times 1$  سم<sup>٢</sup> هو :

$$\therefore F = -P (n_1 - n_2) \cdot a \times 1$$

وقد وضعنا إشارة سالبة ؛ لأن التركيز يتغير بالنقصان فى اتجاه تزايد x

$$\therefore F = - P a^2 \frac{dC}{dx} = - D \frac{dC}{dx}$$

ويسمى F بتيار الانتشار كما يطلق على  $P a^2$  معامل الانتشار ويعطى الرمز D ووحداته سم<sup>2</sup> / ثانية .

وهذا هو قانون فيك الأول للانتشار ، ويوضع عادة على صورة متجهات :

$$\vec{F} = - \vec{D} \text{ grad } \vec{C}$$

وفى حالة المواد التى ليس لها خواص اتجاهية Isotropic يكون معامل الانتشار D يتوقف على اتجاه ميل التركيز ويساوى مربع مسافة الانتشار x مقسوما على زمن الانتشار  $D = x^2 / t$  ولكن بالنسبة للمواد التى تظهر تغيرا فى خواصها فى الاتجاهات المختلفة anisotropic ، نجد أن معامل الانتشار يأخذ قيما مختلفة فى الاتجاهات المختلفة tensor quantity ويتوقف D على درجة الحرارة تبعا للعلاقة  $D = D_0 e^{-E/kT}$  حيث E طاقة التنشيط للانتشار ، k ثابت بولتزمان .

### قانون الانتشار الثانى لفيك Fick's second diffusion law :

يطبق القانون الأولى فقط فى حالة الانتشار ، عندما يكون هناك ميل تركيزى ثابت

أثناء الانتشار ، أى حالة التدفق المنتظم steady state flow ،

ولكن عند حدوث الانتشار فى الحقيقة تتغير مع الزمن قيمة التركيز عند أى نقطة

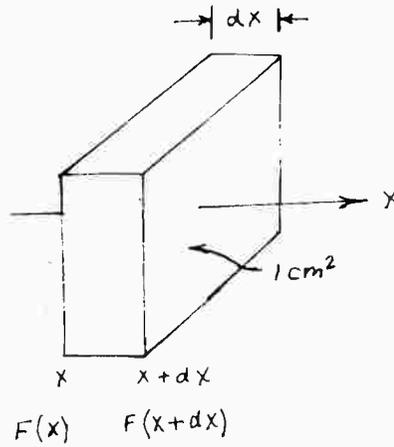
داخل المادة .

ويعالج القانون الثانى موضوع إدخال الزمن كمتغير فى معادلة الانتشار . نعتبر

منشورا مساحة الوجه فيه سم<sup>2</sup> وسمكه dx ثم نعتبر الانتشار فى الاتجاه السيني فقط

إلى داخل المنشور الواقع بين النقطتين x + dx . x شكل (١٧ - ٦) يكون تيار التدفق

الفعلى هو الفرق بين تيارى التدفق من الجهتين أى أن :



شكل (١٧-٦)

$$\begin{aligned}
 (F)_x - (F)_{x+dx} &= D \left[ \left( \frac{dC}{dx} \right)_{x+dx} - \left( \frac{dC}{dx} \right)_x \right] \\
 &= D \frac{d^2C}{dx^2} dx + \dots
 \end{aligned}$$

بقسمة طرفي المعادلة على حجم المنشور وهو  $dx \times 1$  تكون كمية المادة المنتشرة

في وحدة الحجم عند النقطة  $x$  في لحظة ما هي :

$$\frac{dC}{dt} = D \frac{d^2C}{dx^2}$$

عندما يكون الانتشار في جميع الاتجاهات داخل المادة ، تضاف حدود تمثل الانتشار

في الاتجاهين  $y, z$

$$\begin{aligned}
 \therefore \frac{dC}{dt} &= D \left[ \frac{d^2C}{dx^2} + \frac{d^2C}{dy^2} + \frac{d^2C}{dz^2} \right] \\
 &= D \nabla^2 C
 \end{aligned}$$

حيث  $\nabla^2$  هو معامل تشغيل لابلاس Laplace's operator ويلاحظ هنا أن كمية

The diffusing material is always conserved  
 المادة الكلية التي تنتشر تظل دون تغيير مع الزمن

فإذا كان التركيز عند النقطة  $x, y, z$  داخل البلورة هو  $C(x, y, z)$  فإن كمية المادة

المنتشرة داخل حجم صغير  $dx dy dz$  في هذا المكان هو  $C dx dy dz$  ويعطى تكامل هذا المقدار الكمية الكلية للمادة المنتشرة .

$$\int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} C \, dx \, dy \, dz = S$$

أى أن

حيث  $S$  هو مقدار ثابت عبارة عن كمية المادة المنتشرة .

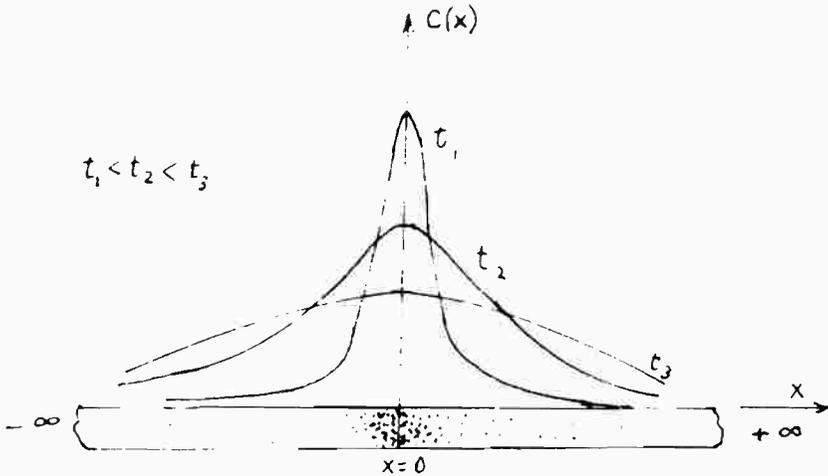
حل معادلة الانتشار فى بعد واحد :

1 - D solution of the diffusion equation .

نفرض أننا أدخلنا فى مادة نقية على شكل قضيب كمية من مادة منتشرة ونفرض

أنها وضعت على مقطع القضيب ، شكل (١٧ - ٧) عند نقطة  $x = 0$  أى عند مركز

الإحداثيات فى اللحظة  $t = 0$  وأن القضيب يمتد فى الاتجاه السيني من  $-\infty$  إلى  $+\infty$



شكل (١٧ - ٧)

عند  $t = 0$  (بدء الزمن) يكون التركيز للذرات المنتشرة صفريا فى كل مكان داخل

القضيب ماعدا عند  $x = 0$  ، حيث يكون التركيز  $C$  لا نهائيا .

وبما أن كمية المادة المنتشرة محدودة داخل القضيب

$$\therefore \int_{-\infty}^{\infty} C \, dx = S \quad \dots \dots \dots (1)$$

وتظل قيمة هذا التكامل محدودة دائما حتى عند الزمن  $t = 0$  معادلة الانتشار هى:

$$\frac{dC}{dt} = D \frac{d^2C}{dx^2} \quad \dots\dots \dots (2)$$

وجد بالتجربة في معظم حالات الانتشار التي درست أن المتغيرات  $t, x$  تدخل دائماً في العلاقة المستنتجة على شكل دالة أسية من النوع

$$\exp \left( - \frac{\lambda x^2}{t} \right)$$

حيث  $\lambda$  مقدار ثابت وعلى هذا الأساس يكون الحل المقترح للمعادلة التفاضلية trial solution هو

$$C = f(x) \cdot h(t) \cdot \exp \left( - \lambda \frac{x^2}{t} \right) \quad \dots\dots \dots (3)$$

ويقضى الحل أن يكون التركيز  $C$  دائماً محدوداً في كل مكان ، وكذلك عند  $x = 0$  إلا عند ابتداء الزمن  $t = 0$

إذا كان الحل المقترح صحيحه فإنه يجب أن يحقق المعادلة التفاضلية

$$\left( \frac{d^2C}{dx^2} \right)_t \quad \text{وكذلك} \quad \left( \frac{dC}{dt} \right)_x \quad \text{نوجد بالتفاضل والتعويض نوجد}$$

ثم بحل المعادلة نجد أن :

$$\begin{aligned} \left( \frac{dC}{dt} \right)_x &= f(x) \left[ h(t) e^{-\lambda x^2/t} \frac{\lambda x^2}{t^2} + e^{-\lambda x^2/t} \cdot h'(t) \right] \\ &= f(x) h(t) e^{-\lambda x^2/t} \left( \frac{\lambda x^2}{t^2} + \frac{h'(t)}{h(t)} \right) \quad \dots\dots (4) \end{aligned}$$

$$\left( \frac{dC}{dt} \right)_t = h(t) \left[ f(x) e^{-\lambda x^2/t} - \frac{2\lambda x}{t} e^{-\lambda x^2/t} \cdot f'(x) \right]$$

نفرض هنا  $f(x)$  مقدار ثابت محدود تكون المشتقة  $f'(x)$  تساوى صفراً فيحذف الحد الثانى من المعادلة السابقة ثم نفاضل مرة ثانية بالنسبة إلى  $(f'(x) \neq \infty, f(x) \neq 0) x$

$$\left(\frac{d^2C}{dt^2}\right)_t = h(t) \left( f(x) \cdot -\frac{2\lambda}{t} (e^{-\lambda x^2/t} + xe^{-\lambda x^2/t} - \frac{2\lambda x}{t}) \right)$$

$$= h(t) f(x) e^{-\lambda x^2/t} \cdot \frac{2\lambda}{t} \left(1 - \frac{2\lambda x^2}{t}\right)$$

$$\therefore D \left(\frac{d^2C}{dx^2}\right)_t = -D h(t) f(x) e^{-\lambda x^2/t} \cdot \frac{2\lambda}{t} \left(1 - \frac{2\lambda x^2}{t}\right) \quad \dots (5)$$

المعادلتان (٤) ، (٥) يجب أن تكونا متطابقتين إذا كان الحل المقترح صحيحا ، وشرط ذلك هو أن تتحقق المعادلة :

$$-D \frac{2\lambda}{t} \left(1 - \frac{2\lambda x}{t}\right) = \frac{\lambda x^2}{t^2} + \frac{h'(t)}{h(t)} \quad \dots (6)$$

تتحقق هذه المعادلة فقط إذا كان :

$$h(t) = \frac{1}{\sqrt{t}}$$

$$\lambda = \frac{1}{4D}$$

الطرف الأيمن من المعادلة يصبح باستخدام .....  $\langle\langle h'(t) = -\frac{1}{2t^{3/2}} \rangle\rangle$

$$\frac{\lambda x^2}{t^2} - \frac{t^{1/2}}{2t^{3/2}} = \frac{\lambda x^2}{t^2} - \frac{1}{2t}$$

والطرف الأيسر يصبح :

$$-\frac{1}{4\lambda} \cdot \frac{2\lambda}{t} + \frac{1}{4\lambda} \cdot \frac{2\lambda}{t} \cdot \frac{2\lambda x^2}{t}$$

$$= \frac{\lambda x^2}{t^2} - \frac{1}{2t}$$

أى أن المعادلة (6) تكون صحيحة تحت الشروط الآتية :

$$f(x) = \text{constant} \neq 0$$

$$h(t) = \frac{1}{\sqrt{t}}$$

$$\lambda = \frac{1}{4D}$$

ويكون حل معادلة الانتشار التفاضلية هو :

$$C = \frac{\infty}{\sqrt{t}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right) \quad \dots\dots (7)$$

هذه المعادلة متماثلة على جانبي  $x = 0$  ويمكن تعيين قيمة الثابت  $\infty$  باستخدام

المعادلة (١)

$$S = \int_{-\infty}^{\infty} C \, dx = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{\infty}{\sqrt{t}} e^{-x^2/t} \, dx$$

وبوضع  $\zeta^2 = \frac{x^2}{4Dt}$  وبمعرفة أن التكامل

$$\int_{-\infty}^{\infty} e^{-x^2} \, dx = \sqrt{\pi}$$

نحصل على :

$$d\zeta = \frac{dx}{(4Dt)^{\frac{1}{2}}}$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\infty}{\sqrt{t}} e^{-\zeta^2} \, d\zeta \cdot \sqrt{4Dt} = S$$

$$\therefore S = 2 \infty \sqrt{D} \int_{-\infty}^{\infty} e^{-\zeta^2} \, d\zeta = 2 \infty \sqrt{\pi D}$$

$$\therefore \infty = \frac{S}{2\sqrt{\pi D}}$$

ويكون الحل الكامل لمعادلة الانتشار في بعد واحد هو :

$$C = \frac{S}{2\sqrt{\pi Dt}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right)$$

عند رسم العلاقة البيانية بين التركيز  $C$  والمساف  $x$  بعد أزمنة مختلفة  $t$  ، من واقع الحل السابق ، نجد منحنيات تتطابق إلى حد كبير مع تلك التي نحصل عليها بالتجربة ، مما يحقق صحة الفروض والنتائج الرياضية السابقة .

### الحيود عن قوانين فيك :

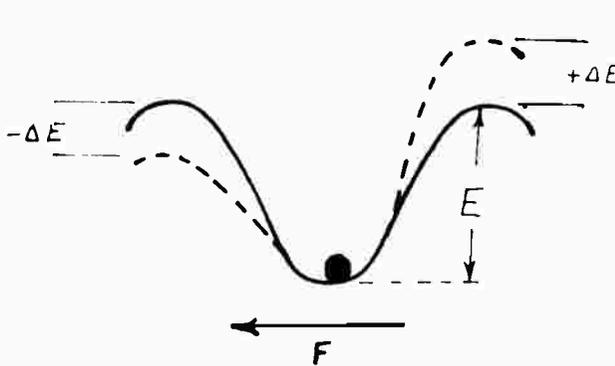
لا يصح تطبيق قوانين الانتشار لفيك في بعض الحالات الآتية :

١ - عند انتشار ذرات الكربون في فلز يحدث أن تتحد كيميائيا ذرات الكربون مع ذرات الفلز محدثة كبريدات .

ومن البديهي أن ذرات الكربون التالية سيكون انتشارها في كربيد الفلز وليس في الفلز النقي .

٢ - عندما تكون الجزيئات المنتشرة لها شحنات أى أنها عبارة عن أيونات ، فإن وجود أى مجال قوة كهربائى وقت حدوث الانتشار يعوق أو يسارع من عملية الانتشار حسب نوع شحنة الجزيء << polarity >>

نفرض مجال قوة  $F$  يؤثر على المادة أثناء عملية الانتشار ، وأن اتجاه القوة  $F$  فى اتجاه الانتشار شكل (١٧-٨) . يتوفر لكل أيون منتشر فى اتجاه القوة كمية من الطاقة  $\Delta E = 1/2 Fa$  حيث  $a$  هى المسافة التى يقطعها الأيون فى وحدة عملية الانتشار unit diffusion distance . يسبب ذلك نقصا ظاهريا فى ارتفاع حاجز الطاقة فى اتجاه الانتشار بمقدار  $\Delta E$  ، بينما يزداد ارتفاع هذا الحاجز فى الاتجاه المضاد بنفس المقدار  $\Delta E$



شكل (١٧-٨)

إذا كانت E هي طاقة تنشيط الانتشار أى ارتفاع حاجز الطاقة activation energy for diffusion ، وإذا كان  $\nu$  هو التردد الذرى ، يكون درجة احتمال الانتشار للأمام .

Probability of diffusion in forward direction

$$= \nu \exp - (E - \Delta E) / kT$$

وا احتمال الانتشار فى الاتجاه العكسى .

$$= \nu \exp - (E + \Delta E) / kT$$

ويكون الانتشار الفعلى فى الاتجاه الأمامى .

$$= \nu \exp - E/kT \left[ e^{\Delta E/kT} - e^{-\Delta E/kT} \right]$$

$$= \nu \exp - E/kT \cdot 2 \sinh \frac{\Delta E}{kT}$$

لكن إذا كانت  $\Delta E$  صغيرة ، أى إذا كانت F صغيرة يكون  $\sinh \theta = \theta$

$$\Delta E = 1/2 F a$$
 فتصبح

يصبح معدل الانتشار مساويا :

$$= \nu e^{-E/kT} \cdot 2 \times 1/2 F a / kT$$

$$= \nu \cdot e^{-E/kT} \frac{F a}{kT}$$

فى حالة إذا كان المؤثر هو مجال كهربائى E تكون القوة المؤثرة على الأيون هى :

$$F = e E$$

٣ - عندما تنتشر أيونات ثنائية الشحنة فى بلورات أحادية التآين مثلا انتشار أيونات

$Pb^{2+}$  الرصاص أو الكاديوم  $Cd^{2+}$  فى بلورات Ag Br لا يمكن أن يحل أيون ثنائى

محل أيون أحادى الشحنة إلا إذا صاحب ذلك خلق فراغ مشحون ، vacancy حتى تحتفظ

البلورة بتعادلها الكهربى الداخلى .

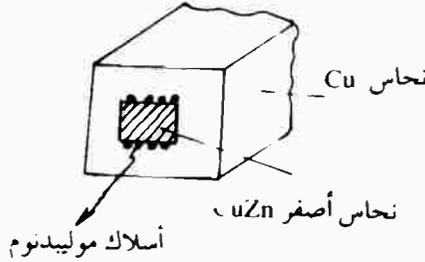
وبذلك يكون انتشار الأيونات الثنائية فى البلورات أحادية التآين مصحوبا بانتشار

الفراغات أيضا ( $Cd^{2+} + hole$ ) ولذلك لا يصح تطبيق قانون فيك فى هذه الحالة .

## أثر كيركندال Kirkendall effect :

أجرى كيركندال تجربة توضح الفرق بين الانتشار بواسطة التبادل والانتشار بالفراغات أو الذرات البينية .

نفرض أن الشبكة تتكون من إطار من الخلايا تنتقل وتقفز الذرات بداخله أثناء عملية الانتشار .



شكل (١٧ - ٩)

لا يحدث أى تغير فى توزيع الذرات بالنسبة للإطار الشبكي عند حدوث انتشار تبادلى ، ولكن لا يكون الأمر كذلك فى حالة الانتشار الفراغى أو بالذرات البينية حيث تراح بعض الذرات بالنسبة للإطار الشبكي ، كأن يكون هناك مثلاً تيار من الفراغات من جانب إلى آخر عند وجود ميل لهذه الفراغات داخليا على انخلاع حدى مثلاً ، أو على سطح حر بالبلورة . وضع كيركندال فى تجربته أسلاك من الموليبدنوم عند السطح الفاصل بين سبيكة من النحاس والزنك ، ( النحاس الأصفر) ونحاس نقى ، وقد اختير الموليبدنوم بسبب انعدام انتشار ذراته تقريبا ، وبذلك يمكن اعتبار مواضع أسلاك الموليبدنوم كعلامات ثابتة فى المادة ، تؤخذ حركة الذرات فيها نسبة إليها ( انظر شكل (١٧ - ٩) .

عند التسخين لدرجات حرارة مرتفعة تسمح بانتشار الذرات ، وجد أن العلامات تتحرك إلى الداخل من جميع الجهات ، مما يدل على أن ذرات الزنك تتحرك إلى الخارج جهة النحاس النقى أسرع من ذرات النحاس فى نفس الاتجاه ، فإذا كان الانتشار يتم بطريقة

التبادل المباشر للذرات ، فإن معاملات الانتشار لكل من النحاس والزنك تتساوى ، ولكن هذا لا يحدث ولذلك فمن المعقول أن يكون الانتشار بواسطة الفراغات إذ أن تبادل ذرة الزنك موضعها مع الفراغة يكون أسهل من تبادل ذرة النحاس مع الفراغة، ولذلك يكون انتشار الزنك إلى الخارج أسرع من انتشار النحاس فينتج عن ذلك نقص في عدد ذرات الزنك في سبيكة النحاس الأصفر فتتكمش ، ولذلك تقترب أسلاك الموليبدنوم من بعضها كما أثبتت التجربة العملية ، ويلاحظ هنا أن مصادر الفراغات - وكذلك أماكن تلاشيها - يكون بداخل المادة عند الانخلاءات الحدية والسطوح الحبيبية أو الحرة داخل البلورة .

## مسائل علي الباب السابع عشر

١ - أوجد معامل انتشار الألومينيوم في السيليكرن عند درجة  $1300^{\circ}\text{C}$  علما بأن

طاقة التنشيط للانتشار  $73 \text{ Kcal / mole}$  .

٢ - إذا كان معامل انتشار الليثيوم في الجرامانيوم عند درجة  $500^{\circ}\text{C}$  هو

$10^{-6} \text{ cm}^2 / \text{sec}$  أوجد مسافة الانتشار في زمن ساعة .

٣ - اثبت أنه في حالة الانتشار في بعد واحد مع التغير المستمر في ميل التركيز

يكون تركيز المادة المنتشرة عند البعد  $x$  وبعد الزمن  $t$  هو

$$C(x,t) = \frac{\infty}{\sqrt{t}} \exp\left(-\frac{x^2}{4Dt}\right)$$

حيث  $D$  معامل الانتشار .

وأوجد قيمة الثابت  $\infty$  بدلالة الكمية الكلية للمادة المنتشرة .

٤ - أوجد حل معادلة فيك الثانية للانتشار في بعدين .

