الباب السابع عشر

نظرية الانتشار فى الجوامد Theory of diffusion in solids :

ظاهرة الانتشار فى المواد الصلبة هى انتقال الذرات من نقط الشبيكة التى كانت تشغلها أصلا ، إلى نقط مجاورة دون العودة إلى أوضعها 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 difusion 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 الشبيكة 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 .

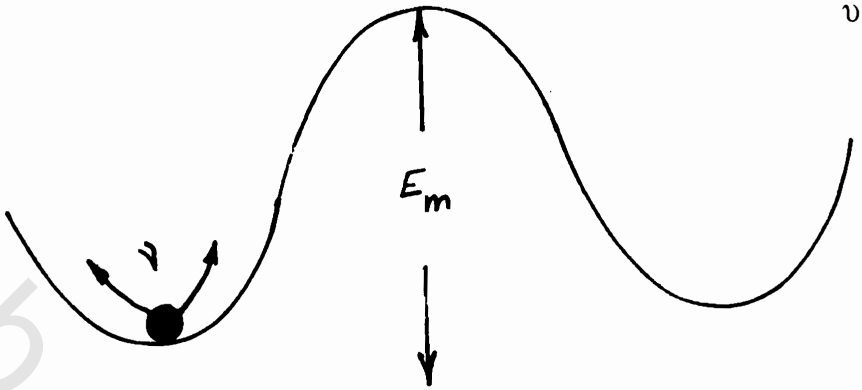
متوسط زمن القفزه Average jump time :

هو متوسط الزمن الذى يمضى بين قفزتين ذريتين ناجحتين ومتتاليتين فى الشبيكة .

ويتوقف هذا الزمن على عدة عوامل هى :

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

الذرى ν



شكل (١٧ – ١)

ب – احتمال أن تحصل الذرة من طاقة التهيج 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 .

$$\exp(-E_m / kT)$$

جـ – احتمال آخر P يتوقف على أن يكون للذرة قدرا كافيا من الطاقة لكى تنتقل فعلا إلى نقطة شبيكة مجاورة .

وهذا الاحتمال يتوقف على :

أ – عدد أقرب جيران coordintion number وهى نقط الشبيكة المجاورة التى يمكن للذرة أن تقفز إليها وكلما زاد عدد أقرب جيران ، كلما ازداد احتمال القفز ، وهذا يتوقف على نوع الشبيكة .

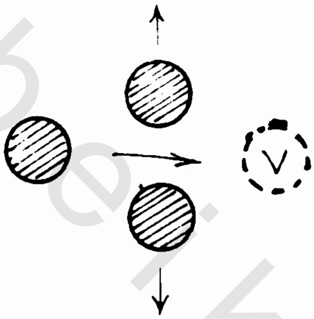
ب – احتمال أن تكون أحد هذه النقط المجاورة خالية ، إذ ليس من المعقول أن تقفز الذرة من مكانها إلى المكان المجاور إذا لم يكن خاليا ، حتى ولو استوفت جميع الشروط الأخرى ، واحتمال أن تكون إحدى نقط الشبيكة خالية vacant site يتوقف على تركيز الشواغر فى البلورة vacancy concentration ويتوقف هذا التركيز على درجة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

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

حيث E_f هى الطاقة اللازمة لتكوين الفراغة (الشاغرة) الواحدة .

جـ - احتمال أن تكون الثغرة بين الذرات التى سيتم القفز خلالها كبيرة بقدر كاف ، لتسمح بمرور الذرة المنتشرة شكل (١٧ - ٢) ، فى اللحظة التى تكون طاقتها أكبر من E_m ، و تكون متجهة الى نقطة الشبيكة المجاورة الخالية ، وهذا الاحتمال يتوقف على انتروبيا التنشيط ΔS entropy of activation للذرة ويساوى تقريبا

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



شكل (١٧ - ٢)

مما سبق يكون احتمال القفزة ويساوى مقلوب متوسط زمن القفزة ($\frac{1}{\tau}$) هو :

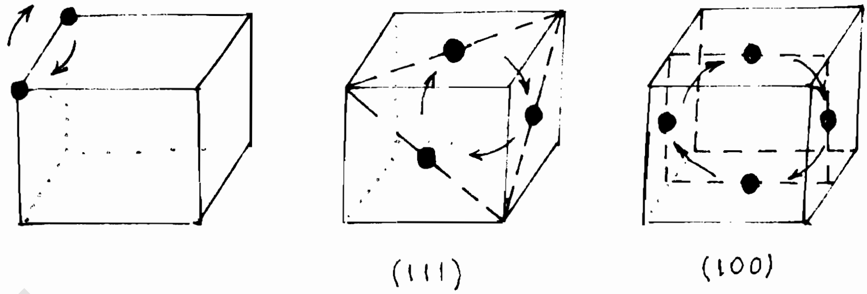
$$\frac{1}{\tau} = P \upsilon \; e^{(-E_m / k T)}$$

طرق الانتشار الذرى Mechanism of atomic difusion .

تحدث عادة وحدة الانتشار unit diffusion act بإحدى الطرق الآتية :

١ - الانتشار التبادلى Interchange diffusion :

يمكن لأى ذرتين متجاورتين أن يتبادلا الأماكن ، ويمكن أيضا أن يتم تبادل المواضع بين ثلاث ذرات أو أربع على شكل تبادل حلقى كما فى شكل (١٧ - ٣).

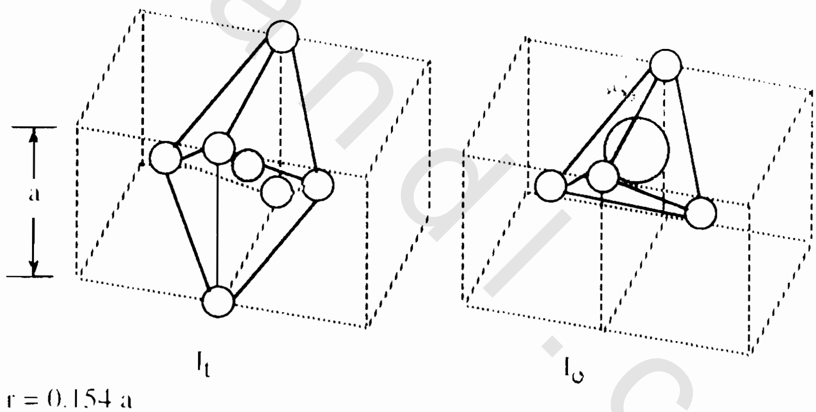


شكل (١٧ – ٣)

٢ - الانتشار التخللى :

توجد دائما بين الذرات فى أى شبيكة بعض الفراغات قد تسمح بتسكين ذرات صغيرة الحجم ، تكون مواضعها بين نقط الشبيكة ، فمثلا : فى شبيكة متمركزة الوجة التكعيبى b. c. c. توجد هذه الفراغات ين الذرات كما فى شكل (١٧ – ٤) فى 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 التخللى عندما يكون الحجم الذرى للذرات المنتشرة صغيرا بالنسة لحجم ذرات المادة المضيفة ، فمثلا فى حالة انتشار الكربون فى بلورة حديد يتم الانتشار بهذه الطريقة إذ أن حجم ذرة الكربون هى فقط ٦و٠ من حجم ذرة الحديد، وهذا يسهل عملية الانتشار التخللى .

٣ - الانشار بواسطة الشواغر Vacancy diffusion :

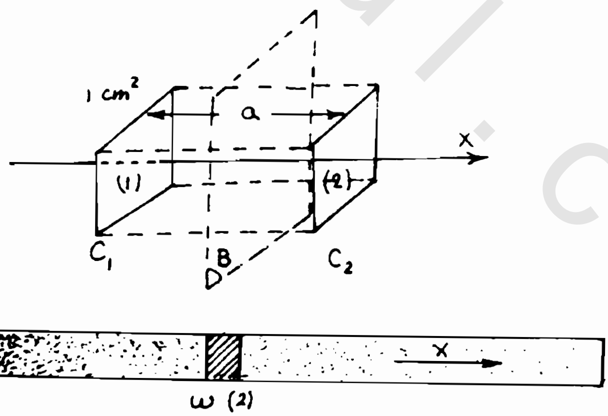
توجد الشواغر (وهى نقطة الشبيكة الغير مشغولة بذرات) عند أى درجة حرارة أعلى من الصفر المطلق ، ويتم الانتشار هنا بالانتقال المباشر للذرة من مكانها لتشغل المكان الخالى .

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 تخلليا interstitial .

قوانين الانتشار لفيك Ficks diffusion laws :

القانون الأول :

اعتبر قضيباً من شبيكة يتغير فيه بانتظام تركيز نوع معين من الذرات A مثلا 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 $\left(C_1 > C_2\right)$ ، 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_{12} , P_{21} هما الاحتمالان لوحدة الزمن لكى تقفز ذرة A المستوى (١) إلى المستوى (٢) وبالعكس . عددد 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 سم٢ فى الثانية

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

و تتوقف قيم P_{12} ، P_{21} عادة على تركيز الذرات على جانبى المستوى الذى يتم التدفق خلاله ، فإذا اعتبرنا التدفق فى نقطة ما داخل البلوره يمكن اعتبار أن $P_{12} = P_{21} = P$ أى أن احتمال القفزة واحد فى أى الاتجاهين ، ويكون التدفق فى الاتجاه السينى هو :

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

إذا كانت a هى المسافة بين المستويين (١) ، (٢) وأن التغير فى التركيز بينهما هو $dC = n_1 - n_2$ يكون ميل التركيز هو : dC /dx concentration gradient

وبتعريف C بأنها تركيز الذرات من نوع A فى وحدة الحجوم ، يكون التدفق للحجم a x 1 سم٣ هو :

$$\therefore\ F = -P\left(n_1 - n_2\right) . a \times 1$$

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

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

ويسمى F بتيار الانتشار كمايطلق على $P a^2$ معامل الانتشار ويعطى الرمز D ووحداته سم٢ / ثانية .

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

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

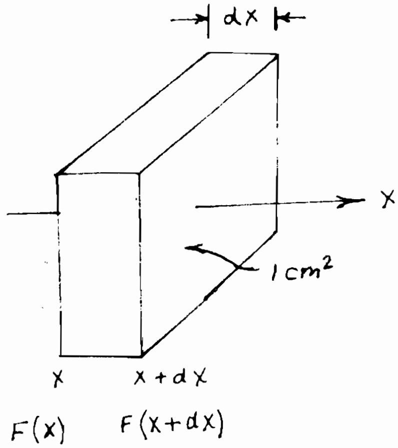
وفى حالة المواد التى ليس لها خواص اتجاهية Isotropic يكون معامل الانتشار D يتوقف على اتجاه ميل التركيز ويساوى مربع مسافة الانتشار x مقسوما على زمن الانتشار $D = x^2 / t$ ولكن بالنسبة للمواد التى تظهر تغيرا فى خواصها فى الاتجاهات المختلفة anisotropic ، نجد أن معامل الانتشار يأخذ قيما مختلفة فى الاتجاهات 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 ١سم٢ وسمكه dx ثم نعتبر الانتشار فى الاتجاه السينى فقط إلى داخل المنشور الواقع بين النقطتين x . x + dx شكل (١٧ - ٦) يكون تيار التدفق الفعلى هو الفرق بين تيارى التدفق من الجهتين أى أن :



شكل (١٧ - ٦)

$$(F)_X - (F)_{X+dX} = D\left[\left(\frac{dC}{dx}\right)_{X+d\times} - \left(\frac{dC}{dx}\right)\right]_X$$

$$= D\frac{d^2C}{dx2}d\times + ...$$

بقسمة طرفى المعادلة على حجم المنشور وهو $dx \times 1$ تكون كمية المادة المنتشرة فى وحدة الحجوم عند النقطة x فى لحظة ما هى :

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

عندما يكون الانتشار فى جميع الاتجاهات داخل المادة ، تضاف حدود تمثل الانتشار فى الاتجاهين y , z

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

$$= D\nabla^2 C$$

حيث ∇^2 هو معامل تشغيل لابلاس Laplace's operator ويلاحظ هنا أن كمية المادة الكلية التى تنتشر تظل دون تغيير مع الزمن The diffusing material is always conserved

فإذا كان التركيز عند النقطة x, y, z داخل البلورة هو $C(x, y, z)$ فإن كمية المادة المنتشرة داخل حجم صغير $dxdydz$ فى هذا المكان هو $C\,dx\,dy\,dz$ ويعطى تكامل هذا المقدار الكمية الكلية للمادة المنتشرة .

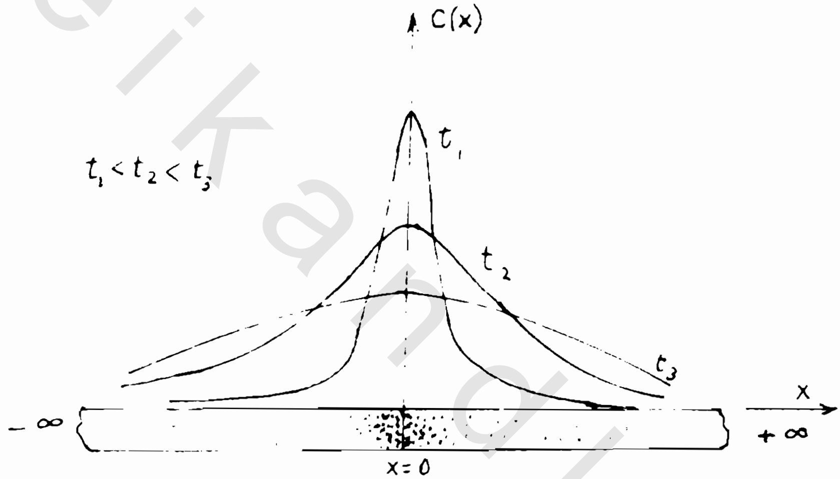
أى أن
$$\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} C\ dx\,dy\,dz = S$$

حيث S هو مقدار ثابت عبارة عن كمية المادة المنتشرة .

حل معادلة الانتشار فى بعد واحد :

1 - D solution of the difusion 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 السينى من $-\infty$ إلى ∞



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

$$\therefore \int_{-\infty}^{\infty} C\ dx = S \qquad \ldots\ldots\ \ldots\ldots (1)$$

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

$$\frac{dC}{dt} = D\frac{d^2C}{dx^2} \qquad \text{...... ...(2)}$$

وجد بالتجربة فى معظم حالات الانتشار التى درست أن المتغيرات t , x تدخل دائما فى العلاقة المستنتجة على شكل دالة أسية من النوع

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

حيث λ مقدار ثابت وعلى هذا الأساس يكون الحل المقترح للمعادلة التفاضلية trial solution هو

$$C = f(x) . h(t) . \exp\left(-\lambda \frac{x^2}{t}\right) \qquad \text{..... ....(3)}$$

ويقضى الحل أن يكون التركيز C دائما محدودا فى كل مكان ، وكذلك عند $x = 0$ إلا عند ابتداء الزمن $t = 0$

إذا كان الحل المقترح صحيصه فإنه يجب أن يحقق المعادلة التفاضلية

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

ثم بحل المعادلة نجد أن :

$$\left(\frac{dC}{dt}\right)_x = f(x)\left[h(t)\, e^{-\lambda x^2/t}\,\frac{\lambda x^2}{t^2} + e^{-\lambda x^2/t} . h^1(t)\right]$$

$$= f(x)\, h(t)\, e^{-\lambda x^2/t}\left(\frac{\lambda x^2}{t^2} + \frac{h^1(t)}{h(t)}\right) \qquad \text{.....(4)}$$

$$\left(\frac{dC}{dt}\right)_t = h(t)\left[f(x)\, e^{-\lambda x^2/t} - \frac{2\lambda x}{t} + e^{-\lambda x^2/t} . f^1(x)\right]$$

نفرض هنا$f(x)$ مقدار ثابت محدود تكون المشتقة $f^1(x)$ تساوى صفرا فيحذف الحد الثانى من المعادلة السابقة ثم نفاضل مرة ثانية بالنسبة إلى x $\left(f^1(x) \neq \infty ، f(x) \neq 0\right)$

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

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

$$\therefore D\left(\frac{d^2C}{d x^2}\right)_t = - D\, h(t)\, f(x)\, e^{-\lambda x^2/t} . \frac{2\lambda}{t}\left(1 - \frac{2\lambda x^2}{t}\right) \qquad .... (5)$$

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

$$- D\,\frac{2\lambda}{t}\left(1 - \frac{2\lambda x}{t}\right) = \frac{\lambda x^2}{t^2} + \frac{h^{\prime}(t)}{h(t)} \qquad ..... (6)$$

تتحقق هذه المعادلة فقط إذا كان :

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

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

الطرف الأيمن من المعادلة يصبح باستخدام .... $<< h^{\prime}(t) = - \frac{1}{2\, t^{3}/^{2}} >>$

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

والطرف الأيسر يصبح :

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

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

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 :

$$C = \frac{\propto}{\sqrt{t}} \exp\left(- \frac{x^2}{4Dt}\right) \qquad \text{...... (7)}$$

هذه المعادلة متماثلة على جانبى $x = 0$ ويمكن تعيين قيمة الثابت $\propto$ باستخدام المعادلة (١)

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

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

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

نحصل على :

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

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

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

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

ويكون الحل الكامل لمعادلة الانتشار فى بعد واحد هو :

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

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 التى نحصل عليها بالتجربة ، مما يحقق صحة الفروض والنتائج الرياضية السابقة .

الحيود عن قوانين فيك :

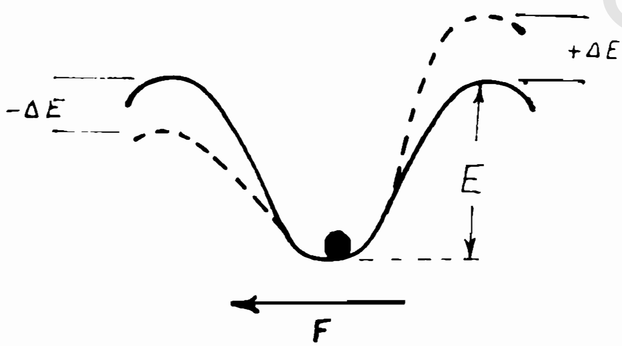
لا يصح تطبيق قوانين الانتشار لفيك فى بعض الحالات الآتية :

١ – عند انتشار ذرات الكربون فى فلز يحدث أن تتحد كميائيا ذرات الكربون مع ذرات الفلز محدثة كربيدات .

ومن البديهى أن ذرات الكربون التالية سيكون انتشارها فى كربيد الفلز وليس فى الفلز النقى .

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 الانتشارحسب نوع شحنة الجزىء << 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 ΔE ، بينما يزداد ارتفاع هذا الحاجز فى الاتجاه المضاد بنفس المقدار ΔE



شكل (١٧ – ٨)

إذا كـانت E هى طاقة تنشيط الانتشـار أى ارتفاع حاجز الطاقة activation energy for diffusion ، وإذا كان υ هو التردد الذرى ، يكون درجة احتمال الانتشار للأمام .

Probability of diffusion in forward direction

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

واحتمال الانتشار فى الاتجاه العكسى .

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

ويكون الانتشار الفعلى فى الاتجاه الأمامى .

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

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

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

فتصبح $\Delta E = 1/2 \; F a$

يصبح معدل الانتشار مساويا :

$$= \upsilon e^{-E/kT} \cdot 2 \times 1/2 \, Fa / kT$$

$$= \upsilon \cdot e^{-E/kT} \frac{Fa}{kT}$$

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

$F = e E$

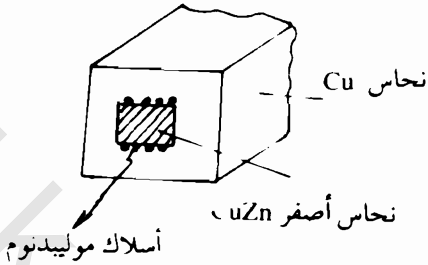
٣ - عندما تنتشر أيونات ثنائية الشحنة فى بلورات أحادية التأين مثلا انتشار أيونات الرصاص Pb^{2+} أو الكادميوم Cd^{2+} فى بلورات Ag Br لا يمكن أن يحل أيون ثنائى محل أيون أحادى الشحنة إلا إذا صاحب ذلك خلق فراغ مشحون ، vacancy حتى تحتفظ البلورة بتعادلها الكهربى الداخلى .

وبذلك يكون انتشار الأيونات الثنائية فى البلورات أحادية التأين 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 الشبيكة تتكون من إطار من الخلايا تنتقل وتقفز الذرات بداخله أثناء عملية الانتشار .



شكل (١٧ - ٩)

لا يحدث أى تغير فى توزيع الذرات بالنسبة للإطار الشبيكى عند حدوث انتشار تبادلى ، ولكن لا يكون الأمر كذلك فى حالة الانتشار الفراغى أو بالذرات البينية حيث تزاح بعض الذرات بالنسبة للإطار الشبيكى ، كأن يكون هناك مثلا تيار من الفراغات من جانب إلى آخر عند وجود ميل لهذه الفراغات داخليا على انخلاع حدى مثلا ، 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 الأتجاه ، 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 فى عدد ذرات الزنك فى سبيكة النحاس الأصفر فتنكمش ، ولذلك تقترب أسلاك المولبدنوم من بعضها كما أثبتت التجربة العملية ، ويلاحظ هنا أن مصادر الفراغات - وكذلك أماكن تلاشيها - يكون بداخل المادة عند الانخلاعات الحدية والسطوح الحبيبية أو الحرة داخل البلورة .

مسائل علي الباب السابع عشر

١ – أوجد معامل انتشار الألومينيوم فى السيليكرن عند درجة $1300^{o}C$ علما بأن طاقة التنشيط للانتشار $73\ Kcal / mole$.

٢ – إذا كان معامل انتشار الليثيوم فى الجرامانيوم عند درجة $500^{o}C$ هو $10^{-6}\ im / sec$ أوجد مسافة الانتشار فى زمن ساعة .

٣ – اثبت أنه فى حالة الانتشار فى بعد واحد مع التغير المستمر فى ميل التركيز يكون تركيز المادة المنتشرة عند البعد × وبعد الزمن t هو

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

حيث D معامل الانتشار .

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

٤ – اوجد حل معادلة فيك الثانية للانتشار فى بعدين .