كلية العلوم

القسم : **الفيزياء**

السنة : **الرابعة**

المادة : الكترونيات نانوية

المحاضرة : الثانية/نظري/

الانتقال الإلكتروني في أنصاف النواقل والتراكيب النانوية
Electron Transport in Semiconductors and Nanostructures

5-6 النقل الإلكتروني في التراكيب النانوية Electron Transport in Nanostructure:

لقد أشرنا في الفقرة 6-2 إلى وجود أنظمة مميزة للحركة الإلكترونية في التراكيب النانوية. سندرس في هذه الفقرة بعض الأمثلة حول النقل الإلكتروني المتحرِّض تحت تأثير انحيازٍ كهربائيٍ. نبدأ بأبسط نقل إلكتروني تقليدي– تبددي يتحقق عند المسافات الكبيرة بين التماسين العلوي والسفلي (الشكل 6-2) تبعاً للمعادلتين (6-10) و (6-12)، وذلك لدى تطبيق حقول كهربائية ضعيفة. يمكن أن يحدث نظام النقل هذا في عينات حجميةٍ، وبئرٍ كموميةٍ، وتراكيب الأسلاك الكمومية.

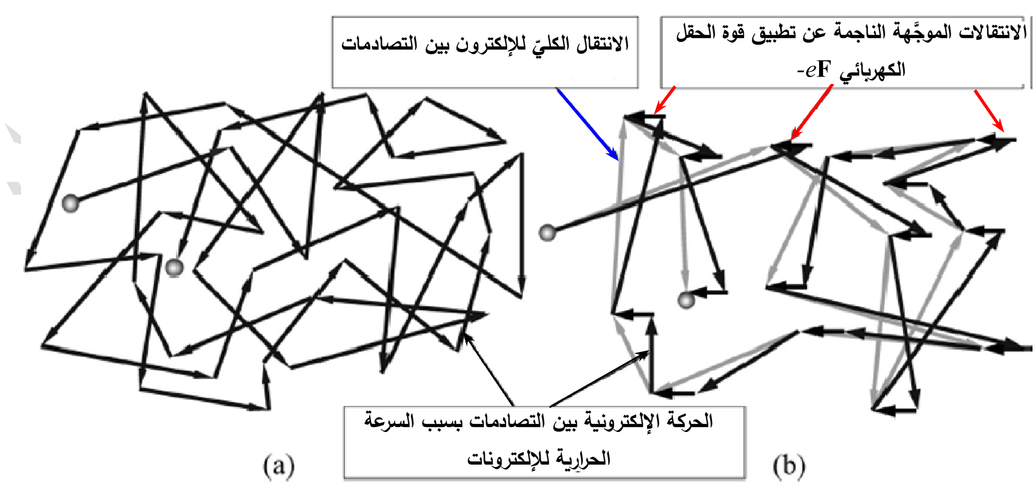
النقل التبددي التقليدي Classical Dissipative Transport:

تكون الإلكترونات في الجسم الصلب في حركةٍ دائمةٍ ولكنها عشوائية بسبب تبعثرٍ عشوائيٍ يحدث على كلٍ من الشوائب، واهتزازات الشبكة البلورية، وخشونة السطح الفاصل، الخ؛ ومن ثمَّ لا يوجد اتجاه مفضَّل للحركة الإلكترونية؛ وعليه، يساوي التدفق الإلكتروني الإجمالي والتيار الكهربائي الصفر.

إذا طُبِّق الآن حقل كهربائي، $\vec{F}$ ، على الجسم الصلب، فإن قوة كهربائية، $-e\vec{F}$، تؤثر في كل إلكترون من الإلكترونات المتوفّرة فيه (نفرض هنا أن الشحنة الكهربائية تساوي $-e$).

على الرغم من أن السلوك العشوائي للحركة الإلكترونية يمكن أن يبقى، إلاَّ أن انسياقاً إجمالياً موجهاً للإلكترونات ينتج من القوة الكهربائية المطبقة على الجسم الصلب. يوضح الشكل (6-7) حركة إلكترونية عشوائية من دون تطبيق حقل كهربائي وبوجوده: لوصف هذه الحركة يمكننا تطبيق معادلة نيوتن من أجل السرعة الوسطية للإلكترونات، $\vec{\upsilon}$. وبهدف الأخذ بالحسبان عمليات التبعثر التي تؤدي إلى فقدٍ في المركبة الموجَّهة للسرعة، نُدخل حداً إضافياً يُعبِّر عن قوة الاحتكاك:

$$m^* \frac{d\vec{\upsilon}}{dt} = -\frac{m^*}{\tau_e}\vec{\upsilon} - e\vec{F}, \qquad (48\text{-}6)$$



الشكل (6-7): حركة انتشارية عشوائية لإلكترون في حالة التوازن (a) وعند تطبيق حقل كهربائي $\vec{F}$ (b).

حيث يمكن تفسير τ_e على أنه **استرخاء الاندفاع الإلكتروني** أو **زمن الطيران الحر**.

ومن الواضح، أن الحركة الإلكترونية الموصوفة بالمعادلة المذكورة أعلاه تبددية بطبيعتها.

نحصل من أجل الحالة المستقرة على المعادلة الآتية:

$$\boxed{\vec{\upsilon} = -\frac{e\tau_e}{m^*}\vec{F} = -\mu\vec{F}\,,} \tag{49-6}$$

حيث أدخلنا الوسيط μ إلى هذه المعادلة الذي يسمى **الحركية الإلكترونية** *Electron Mobility* ووحدة قياسها هي $m^2.V^{-1}.s^{-1}$؛ إنَّ الحركية الإلكترونية هي إحدى الصفات الأساسية المميزة للنقل الإلكتروني في حالة تطبيق حقول منخفضة القيمة.

يُظهر تعريف μ الآتي

$$\mu = \frac{e\tau_e}{m^*} \tag{50-6}$$

أنَّ الحركية الإلكترونية تكون أكبر من أجل مواد بكتلٍ فعالةٍ m^* صغيرةٍ وتبعثرٍ مسحوقٍ، أي من أجل قيمٍ كبيرةٍ لـ τ_e.

← تعكس الإشارة السالبة في المعادلة (6-49) حقيقة أن الإلكترونات تنتقل في اتجاه معاكس لاتجاه الحقل الكهربائي، لأن شحناتها سالبة.

يمكننا لدى اكتساب الإلكترون سرعة (انسياق) وسطية، $\vec{\upsilon}$، وتركيز إلكتروني، n، حساب كثافة التيار الكهربائي بالعلاقة الآتية:

$$\vec{J} = -e\vec{\upsilon}\,n = e\mu n\vec{F} = \sigma\vec{F}. \tag{51-6}$$

حيث يسمى المقدار

$$\sigma = e\mu n \tag{52-6}$$

الناقلية الكهربائية النوعية (**الناقلية النوعية** باختصار) *Specific Conductivity*، ويتعلق، كما سنرى، بكل من تركيز الإلكترونات n وحركيَّتها μ. وتُعرف النتيجة المعطاة بالمعادلة (6-51) **بقانون أوم**. إذا كانت الناقلية النوعية والأبعاد الهندسية لعينة معلومةً، يمكننا حساب التيار الكهربائي الإجمالي بسهولةٍ:

$$\vec{I} = \vec{J}\cdot S = \sigma S\vec{F}\,, \quad \left|\vec{I}\right| = \frac{\Phi_0}{R}\,, \tag{53-6}$$

حيث أدخلنا في هذه المعادلة المقطع العرضي للعينة S، وهبوط الجهد بين طرفيها، $\Phi_0 = L_x\cdot F$، وطولها L_x. تساوي مقاومة العينة إلى:

$$R = \frac{L_x}{\sigma\cdot S}. \tag{54-6}$$

إن المعادلات (6-49)-(6-51) صالحة من أجل جملٍ فيزيائيةٍ أياً تكن أبعادها حيث يحدث النقل التبددي؛ إذْ تشمل جملاً ثلاثية البعد، وثنائية البعد، وأحادية البعد؛ وتُعدُّ الحركية الإلكترونية من أجلها جميعاً **صفة تمثيلية مميزة** Representative Characteristic **لنظام النقل التقليدي**.

يجب أن نؤكد من خلال العودة إلى مناقشة الحركيّة أن قيمتها تتعلق بنوع المادة وآليات التبعثر في هذه المادة؛ تشمل هذه الآليات في أنصاف النواقل عادةً على:

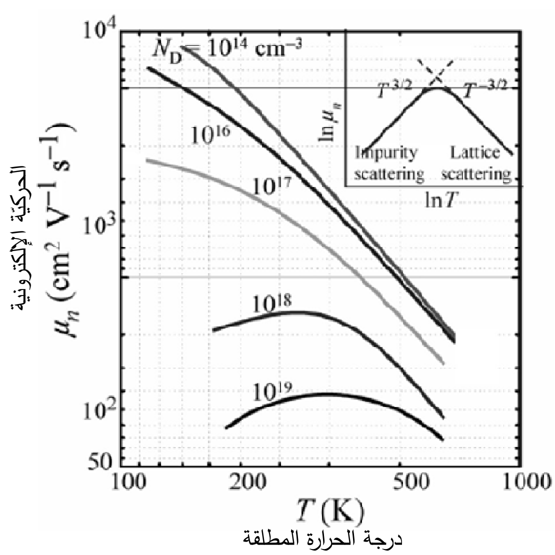
- الشوائب، والنواقص (العيوب النقطية والانخلاعات وغيرها)، واهتزازات الشبكة البلورية.

إذا أمكن تفادي آليتي التبعثر الأوليتين في عينات نقية وعالية الجودة، فيمكن من حيث المبدأ تفادي التبعثر على الشبكة، أو كما يُقال أحياناً **التبعثر الفونوني**.

يساوي المعدّل الإجمالي للتبعثر مجموع معدّلات التبعثر بسبب الآليات الخاصة المختلفة؛ إذْ تتناسب كل آلية من هذه الآليات طردياً مع احتمال التبعثر وعكسياً مع الزمن الحر الوسطي. وهذا يقودنا إلى استنتاجٍ مفاده، أنه لا بد أيضاً من جمع مقاليب الحركيّات الناجمة عن آليتي تبعثر أو أكثر:

$$\boxed{\frac{1}{\mu}=\frac{1}{\mu_{\rm ph}}+\frac{1}{\mu_{\rm im}}+\cdots,} \qquad (55\text{-}6)$$

حيث $\mu_{\rm ph}$ و $\mu_{\rm im}$ حركيات جزئية تُعيَّن بتبعثرٍ فونونيٍ وتبعثرٍ شوائبيٍ، على الترتيب.



الشكل (8-6): تابعية الحركيّة الإلكترونية لدرجة الحرارة في السيلكون Si من أجل جملةٍ فيها نظاما تبعثرٍ؛ التبعثر على الشبكة البلّورية والتبعثر على الشوائب. تمت الإشارة إلى تركيز الشوائب، N_D ، بجوار كل منحنٍ

يتعلق التبعثر الفونوني بدرجة الحرارة بشكل واضح؛ إذْ في درجات الحرارة المنخفضة، عند سحق اهتزازت الشبكة البلورية، يكون معدّل هذا النوع من التبعثر صغيراً، ولكنه يرتفع بازدياد درجة الحرارة. وهذا ما يؤدي إلى قيمة محدودة للحركيّة **حتى في البلورات النقية**؛

فمثلاً، الحركيّتان الإلكترونيّتان من أجل بلورات حجمية من Si و GaAs، في درجة حرارة الغرفة، محدودتان بالقيمتين $1350\ {\rm cm^2.V^{-1}.s^{-1}}$ و $8500\ {\rm cm^2.V^{-1}.s^{-1}}$ **على الترتيب**؛ ويمكن بلوغ قيم حركية μ من نفس المرتبة في جملٍ منخفضة الأبعاد في درجة حرارة الغرفة.

وعند تناقص درجة الحرارة تزداد الحركيّة ويُصبح التبعثر على النواقص والشوائب عاملاً مسيطراً، كما يوضح الشكل (8-6). يمكن تفادي آليات التبعثر هذه في جملٍ منخفضة الأبعاد حيث يمكن أن تبلغ الحركية قيماً تفوق القيمة $\left(10^5-10^6\right){\rm cm^2.V^{-1}.s^{-1}}$.

يصلح التيار الإلكتروني الذي له شكل المعادلة (51-6) من أجل **النواقل المنتظمة**، ولكن إذا ارتبط التركيز الإلكتروني n بالإحداثيات المكانية، فإن الإلكترونات تنتشر، تلقائياً وبشكل طبيعي، من منطقة التركيز العالي إلى منطقة التركيز الأخفض، مما يسبب تدفقاً إلكترونياً **معاكساً** لتدرج التركيز الإلكتروني، $\sim -dn/d\vec{r}$: يمكن كتابة المساهمة الانتثارية في التيار بالعلاقة الآتية:

$$\vec{J}_{\rm D}=eD\frac{dn}{d\vec{r}}\equiv eD\vec{\nabla}_{\vec{r}}n\,, \qquad (56\text{-}6)$$

حيث D معامل الانتثار الذي تمت مناقشته في الفقرة 6-2.

إذن، يتألف التيار الكليّ في ناقلٍ غير منتظم من كلتا المساهمتين؛ الانسياقية والانتثارية:

$$\boxed{\vec{J}=e\mu\,\vec{F}\,n+eD\vec{\nabla}_{\vec{r}}n} \qquad (57\text{-}6)$$

يمكننا الحصول على العلاقة الأساسية بين المعاملين الحركيين؛ الحركية μ والانتشار D بسهولة، ولتحقيق ذلك نطبق المعادلة (57-6) في **شروط التوازن:** في هذه الحالة، لا يوجد تيار كهربائي، أي أنَّ $\vec{J}=0$.
وعندها يمكن التعبير عن التركيز الإلكتروني، $n(\vec{r})$، من خلال الكمون الكهربائي، $\Phi(\vec{r})$، تبعاً لتوزّع بولتزمان:

$$n(\vec{r})=n_0\,\mathrm{e}^{\frac{e\Phi(\vec{r})}{k_\mathrm{B}T}}$$

وبالتعويض عن هذه العلاقة والحقل الكهربائي، $\vec{F}(\vec{r})=-d\Phi/d\vec{r}$، في المعادلة (57-6) ثم مساواة التيار بالصفر نحصل على ما يسمى **بعلاقة اينشتاين** المألوفة كما وجدنا في أكثر من مكان:

$$\frac{D}{\mu}=\frac{k_\mathrm{B}T}{e}. \qquad (58\text{-}6)$$

وهكذا، نستطيع بمعرفة الحركية الإلكترونية μ حساب معامل الانتشار D بسهولة.

تُعدُّ النتائج التي تمت مناقشتها للتو مناسبةً للنقل الإلكتروني في الحالة المستقرة $\omega=0$، ولكن، من جهة أخرى، **بمقدور معادلة نيوتن (48-6)**، $m^*\frac{d\vec{\upsilon}}{dt}=-\frac{m^*}{\tau_\mathrm{e}}\vec{\upsilon}-e\vec{F}$، **وصف سلوك الإلكترونات في حقل كهربائي اختياري متغيرٍ مع الزمن**، $\vec{F}(t)$. طالما أنه يمكن تمثيل أي تابعية للزمن، $\vec{F}(t)$، باستخدام تحويل فورييه، فيمكننا تحليل حالة التابعية الهارمونية للحقل الكهربائي:

$$\vec{F}(t)=\vec{F}_\omega\cos(\omega t), \qquad (59\text{-}6)$$

حيث $\vec{F}_\omega$ قيمة الحقل و ω تواتر اهتزازات الحقل.

نستخدم من أجل التحليل اللاحق العلاقة المعروفة جيداً، $\cos(\omega t)=\mathrm{Re}[\,...\,]$، حيث يعني $\mathrm{Re}[\,...\,]$ حساب القسم الحقيقي للمقدار الموجود ضمن القوسين المتوسطين.

إذن، شكل الحقل الفيزيائي هو

$$\boxed{\vec{F}(t)=\mathrm{Re}\left[\vec{F}_\omega\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t}\right].}$$

يجدر بالذكر أن الحسابات بوجود توابع أُسية من الشكل $\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t}$ أبسط دوماً من تلك بوجود توابع جيبية وتجيبية. ولهذا السبب، تُستخدم الطريقة الآتية على نحو شائع: عوضاً عن الشكل التجيبي للحقل المستعمل في المعادلة (59-6) في معادلة نيوتن يُستعمل **التمثيل العقدي** للحقل الكهربائي:

$$\tilde{\vec{F}}(t)=\vec{F}_\omega\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t}.$$

لدى إيجاد حل للمعادلة (48-6) التي تحوي حقلاً عقدياً يمكن حساب القسم الحقيقي بسهولة من الحل الذي يمتلك معنى فيزيائياً. لتطبيق هذه الطريقة **نبحث عن حلٍ** للمعادلة (48-6) بحقلٍ عقديٍ من الشكل الأسي $\vec{\upsilon}_\omega\,\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t}$. وبالتعويض عن هذا الشكل في المعادلة (48-6) نحصل مباشرةً على العلاقة:

$$\vec{\upsilon}_\omega=-\frac{e}{m^*}\frac{\tau_\mathrm{e}}{1-\mathrm{i}\omega\tau_\mathrm{e}}\vec{F}_\omega. \qquad (60\text{-}6)$$

في هذه الحالة، يجب أن تُحسب السرعة الإلكترونية وفق الشكل

$$\vec{\upsilon}(t)=\mathrm{Re}\,[\vec{\upsilon}_\omega\mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t}]=\vec{\upsilon}_\omega\,\mathrm{Re}\,(\cos\omega t-\mathrm{i}\sin\omega t);$$

$$\vec{\upsilon}(t)=-\frac{e\tau_{\rm e}}{m^{*}}\,\vec{F}_{\omega}\,\frac{\tau_{\rm e}}{1-{\rm i}\omega\tau_{\rm e}}\,{\rm e}^{-{\rm i}\omega t}=-\frac{e\tau_{\rm e}}{m^{*}}\,\vec{F}_{\omega}\,\frac{\tau_{\rm e}}{1-{\rm i}\omega\tau_{\rm e}}\left(\cos\omega t-{\rm i}\sin\omega t\right)$$

ولفعل ذلك، نضرب بسط ومقام الطرف الأيمن من العلاقة (6-60) بمرافق المقام، $1+{\rm i}\omega\tau_{\rm e}$، فنحصل على علاقة تحوي جزأين؛ حقيقي وتخيلي $\vec{\upsilon}_{\omega}=-\frac{e\tau_{\rm e}}{m^{*}}\,\vec{F}_{\omega}\left(\frac{1}{1+\omega^{2}\tau_{\rm e}^{2}}+{\rm i}\,\frac{\omega\tau_{\rm e}\sin(\omega t)}{1+\omega^{2}\tau_{\rm e}^{2}}\right)$. ومن ثمَّ تأخذ علاقة السرعة الإلكترونية الشكل:

$$\vec{\upsilon}(t)=-\frac{e\tau_{\rm e}}{m^{*}}\,\vec{F}_{\omega}\left[\left(\frac{\cos(\omega t)}{1+\omega^{2}\tau_{\rm e}^{2}}+\frac{\omega\tau_{\rm e}\sin(\omega t)}{1+\omega^{2}\tau_{\rm e}^{2}}\right)+{\rm i}\left(\frac{\omega\tau_{\rm e}\cos(\omega t)}{1+\omega^{2}\tau_{\rm e}^{2}}-\frac{\sin(\omega t)}{1+\omega^{2}\tau_{\rm e}^{2}}\right)\right].$$

وبعد ذلك، نأخذ **القسم الحقيقي فقط** بما ينسجم مع المعادلة (6-59) ونُهمل القسم التخيلي، فنجد أنَّ:

$$\vec{\upsilon}(t)=-\frac{e\tau_{\rm e}}{m^{*}}\,\vec{F}_{\omega}\left(\frac{\cos(\omega t)}{1+\omega^{2}\tau_{\rm e}^{2}}+\frac{\omega\tau_{\rm e}\sin(\omega t)}{1+\omega^{2}\tau_{\rm e}^{2}}\right). \qquad (61\text{-}6)$$

وهكذا، نجد أن **تجيب** الحقل الكهربائي في المعادلة (6-59) يُنتج حركة إلكترونية بمساهمتي الجيب والتجيب معاً. ومن المناسب إعادة كتابة المعادلة الأخيرة (6-61) بالشكل الآتي بعد فرض، $\tan\varphi=\omega\tau_{\rm e}$ والأخذ بالحسبان أنَّ $\sqrt{1+\tan^{2}\varphi}=1/\cos\varphi=\sqrt{1+\omega^{2}\tau_{\rm e}^{2}}$ نجد:

$$\boxed{\vec{\upsilon}(t)=-\frac{e\tau_{\rm e}}{m^{*}}\,\vec{F}_{\omega}\,\frac{\cos(\omega t-\varphi)}{\sqrt{1+\omega^{2}\tau_{\rm e}^{2}}}}\,, \qquad (62\text{-}6)$$

حيث أدخلنا الانزياح الطَّوري φ للسرعة الإلكترونية بالنسبة لطَّور الحقل الكهربائي (6-59).

نلخص الاستنتاج الأول الذي يرشح من هذه الدراسة بالشكل الآتي:

يمكن إيجاد **الانزياح الطَّوري** من المعادلة $\tan\varphi=\omega\tau_{\rm e}$. وهنا $\varphi>0$، مما يفترض،حسب المعادلة (6-62)، أنَّ **الإلكترونات تتأخر** بالطَّور بالنسبة لتغيرات الحقل الكهربائي. ومن الواضح، أن **التأخر** موجود من أجل الترددات ω اللاصفرية **فقط** (وإلاَّ سينعدم الجزء التخيلي المعبّر عن فقد الطاقة) **ويزداد** بسبب وجود حدّ قوة الاحتكاك في معادلة نيوتن.

أما **الاستنتاج الآخر** الذي يرشح من المعادلة (6-62) فيكمن في أن **قيمة اهتزازات السرعة تتناقص عند ازدياد تردد** الحقل الكهربائي؛ إذْ في **حدود الترددات العالية جداً**، $\omega\tau_{\rm e}>>1$، **تتلاشى** السرعة الإلكترونية المتناوبة.

والآن إذا كان لدينا معلوماً كل من السرعة الإلكترونية $\vec{\upsilon}(t)$ وتركيز الإلكترونات n، فإننا نستطيع حساب التابعية الزمنية لتيارٍ كهربائيٍ يتدفق عبر العيّنة المدروسة بشكلٍ مشابهٍ للمعادلتين (6-51) و (6-52)؛ غير أنه يشيع أكثر استخدام التمثيل العقدي لكثافة التيار:

$$\tilde{\vec{J}}(t)=e\vec{\upsilon}\,n=e\mu\,n\vec{F}\equiv\sigma(\omega)\,\vec{F}_{\omega}\,{\rm e}^{-{\rm i}\omega t}\,, \qquad (63\text{-}6)$$

حيث أدخلنا **الناقلية العقدية** *Complex Conductivity* $\sigma(\omega)$ الآتية:

$$\boxed{\sigma(\omega)=\frac{e^2\tau_e n}{m^*}\left(\frac{1}{1+\omega^2\tau_e^2}+\mathrm{i}\,\frac{\omega\tau_e}{1+\omega^2\tau_e^2}\right)}. \quad \text{(64-6)}$$

(علاقة درودي)

- وفي حدود $\omega\tau_e\to 0$ تنخفض هذه الناقلية إلى قيمتها الموافقة للحالة المستقرة $\sigma(0)$، ومن ثمَّ القسم التخيلي للناقلية مهمل، $\mathrm{Im}[\sigma]\to 0$؛ $\sigma(\omega)|_{\omega=0}=e^2\tau_e n/m^*$.
- ومن أجل الترددات المحدودة تكون كلتا المساهمتين؛ $\mathrm{Re}[\sigma]$ و $\mathrm{Im}[\sigma]$ مهمَّتين من أجل تيارٍ متناوبٍ؛ وعلى وجه الخصوص، تكون المساهمتان متساويتين عددياً عندما $(\omega\tau_e=1)$ $\omega=1/\tau_e$.
  - → وهذه الخاصيّة تُستعمل عادةً لتعيين زمن التبعثر الإلكتروني، τ_e، عبر تعديل التردد ω؛
  - → ومن المهم الإشارة إلى أن الزمن τ_e يُحدِّدُ خصائص المادة في حالة الترددات العالية.
  - → وبالتحديد، إذا تحقق الشرط $\omega\tau_e>>1$، فإن الناقلية تتلاشى والجملة الجزئية الإلكترونية للمادة لن تستجيب لحقلٍ تردده عال. تُعرف العلاقة المعطاة بالمعادلة (64-6) **بعلاقة درودي**.

يوضح الشكل (9-6) تابعية كل من $\mathrm{Re}[\sigma(\omega)]$ و $\mathrm{Im}[\sigma(\omega)]$ لتردد ω الحقل الكهربائي المطبق على العيّنة.

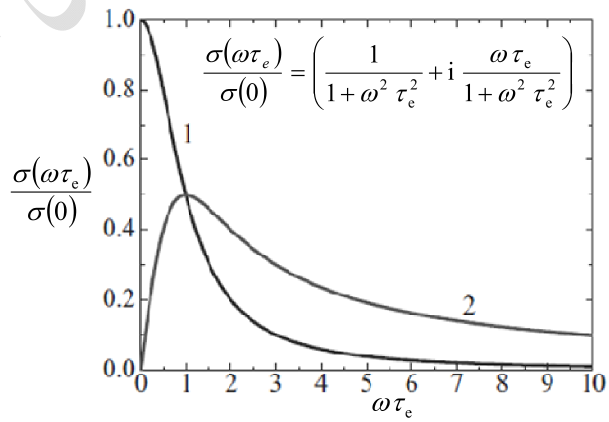
تُعدُّ الناقلية $\sigma(\omega)$ صفة مميزة للمادة؛ فإذا كانت متجانسةً ومتحولاتها الهندسية معلومةً، فيمكننا استعمال σ لربط التيار المتناوب الكلّي $\tilde{I}$ بالجهد الكلّي $\tilde{\Phi}=\Phi_\omega \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t}$ (كلاهما ممثلٌ عقدياً):

$$\vec{I}(t)=\vec{I}_\omega \mathrm{e}^{-\mathrm{i}\omega t}\ ,\quad I_\omega=\frac{\Phi_\omega}{Z(\omega)},\quad Z(\omega)=\frac{L_x}{\sigma(\omega)\,S}. \quad \text{(65-6)}$$

حيث L_x المسافة بين تماسي العينة و S مقطعها العرضي.

لقد أزلنا إشارة المتجه في العلاقة الثانية من المعادلة الأخيرة.

بمقارنة هذه النتائج مع قريناتها في الحالة المستقرة والمعطاة بالمعادلتين (53-6) و (54-6) يمكن أن نلاحظ أنه بدلاً من **المقاومة** R يوجد متحول آخر مرتبط بالتردد، رُمِّز بالرمز $Z(\omega)$، ويسمى **الممانعة** *Impedance*؛ وهي تابع عقدي يصف الخصائص الكهربائية لكامل العينة ويمكن إدخالها من أجل أي عينة **غير متجانسة**.



الشكل (9-6): تابعية القسمين الحقيقي (المنحني 1) والتخيلي (المنحني 2) للناقلية الكهربائية العقدية للتردد ω؛ $\sigma(0)=\sigma(\omega=0)$.

النقل التبددي في التراكيب القصيرة Dissipative Transport in Short Structures:

تُعدُّ الحركيّة صفة مميزة للمادة الناقلة المنتظمة؛ إذْ أن الحقل الكهربائي في عيّنة، بُعدها الممتد L_x مثلاً، يكون منتظماً على الأغلب، ويمكن تقييمه من العلاقة $F = \Phi_0/L_x$ حيث Φ_0 هو الجهد المطبَّق على العيّنة؛ فالحركيّة تُحدِّدُ بصورة أساسية المقاومة الكهربائية والتيار الكهربائي وفقاً للمعادلة (6-53)، $I = \Phi_0/R$.

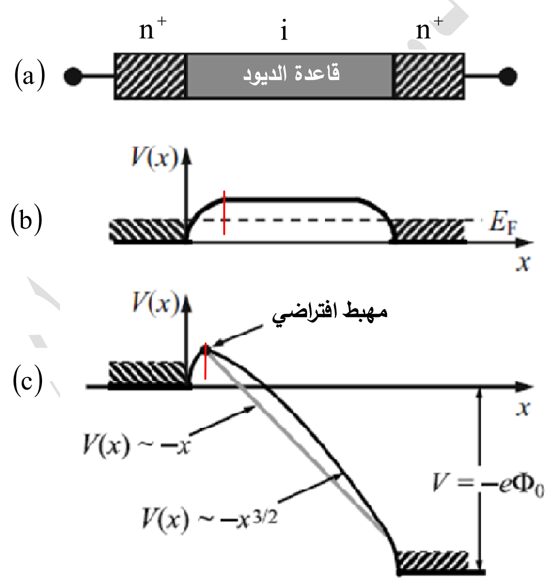
في العيّنات القصيرة ثمَّة مفعول كهربائي آخر يمكن أن يُسهم في النقل الإلكتروني والتيار الكهربائي بشكلٍ كبيرٍ جداً. ينشأ هذا المفعول **بسبب إعادة التوزّع اللامنتظم للإلكترونات**، ومن ثمَّ **إعادة توزّع الشحنة الكهربائية** بين طرفي العينة القصيرة. **فالشحنة المتحرِّضة بالتيار** (تيار حقن الإلكترونات من باعث الديود نحو قاعدته) تؤثر على **توزّع الكمون على طول العيّنة** جاعلةً **هذا التوزّع** شديد عدم الانتظام **ومرتبطاً** بالتيار ارتباطاً وثيقاً؛ وبنتيجة ذلك، **لم تعُدْ** تابعية التيار الكلّي للجهد المطبَّق **خطيّةً**؛

يسمى النقل الإلكتروني في هذا النظام **النقل المحدود بالشحنة الفراغية** *Space-Charge-Limited Transport*.

طالما أننا ركَّزنا في هذه الفقرة على التراكيب القصيرة جداً على وجه الخصوص، فمن المناسب تقديم عرض موجز عن النقل المحدود بالشحنة الفراغية عند تحقق الشرط $\lambda << L_x, L_y, L_z$ (راجع المعادلة 6-2)، حيث نستطيع إدخال الحركيّة في الدراسة.

لندرس عيّنة قصيرة بتماسين، كما في الشكل (6-2b): تسمى النبيطة ثنائية التماس **ديوداً** وجسم العيّنة الواقع بين التماسين **قاعدة الديود** The Diode Base.

- لنفرض بغرض التبسيط، أن القاعدة ليست مطعَّمة (لا تحوي شوائب)، أي أنها خالية من إلكترونات الناقلية.
- يمكن تصنيع التماسين بتطعيم منطقتي التماس بشدةٍ بمطعِّمات من النوع-n؛ حيث نحصل على ما يسمى منطقتين من النوع– n^+.
- وفي حالة كهذه، تكون هذه النبيطة بمثابة ديودٍ من الشكل $n^+ - \mathrm{i\,(insulator)} - n^+$، كما يظهر في الشكل (6-10a).
- لنرمز للكمون الكهرساكن بالرمز Φ؛ وعندها تساوي الطاقة الكامنة للإلكترونات $V = -e\Phi$.



الشكل (6-10): (a) رسم تخطيطي لديود n^+-i-n^+؛ (b) و (c) منحنيا الطاقة الكامنة، $V(x)$، من أجل ديودٍ ذي ناقلية تبددية ناتجة عن الشحنة الفراغية في حالتي عدم الانحياز والانحياز على الترتيب.

يوضح الشكل (6-10b) الطاقة الكامنة لديودٍ غير منحازٍ (أي لمّ يُطبَّق بين طرفيه فرق كمون خارجي): في هذه الحالة، **تنفصل** الإلكترونات في منطقتي التماس اليسارية واليمينة **بحاجز** كمونٍ عالٍ موجودٍ في القاعدة (على اعتبار أنَّ المنطقة الوسطى للديود مادة عازلة للتيار الكهربائي).

إذا طُبِّق الآن جهد كهربائي Φ_0 بين طرفي الديود، فإن منحني الكمون يتغير، كما يوضح الشكل (6-10c)؛ فالطاقة الكامنة $V(x) = -e\Phi(x)$

تنخفض، ويُصبح بمقدور بعض الإلكترونات تجاوز الحاجز الكموني، والعبور من القطب الباعث (**المهبط**) إلى قاعدة الديود، والمساهمة في التيار.

يُنظر إلى هذا المفعول المتحرّض بالانحياز الكهربائي على أنه **حقنٌ** *Injection* للإلكترونات من القطب الباعث إلى القاعدة. ومن الواضح، أنه بازدياد جهد الانحياز تنزاح القيمة القصوى للكمون (**ذروة الكمون**) باتجاه المهبط **وتُصبح أخفض** مما سبق، وتيار الحقن يزداد بطبيعة الحال.

يمكن وصف هذه الظاهرة الفيزيائية بالنموذج البسيط الآتي الذي يكون **صالحاً** من أجل الانحيازات الكهربائية **الكبيرة**؛ يمكن كتابة علاقة كثافة التيار بدلالة الحركيّة المميزة من أجل قاعدة غير مُطَعَّمة، μ، وتركيز الإلكترونات المحقونة، $n(x)$، والحقل الكهراكدي، $F(x)=-d\Phi/dx$، كما في المعادلة (51-6):

$$J = e\mu\, n(x)\, F(x). \tag{66-6}$$

- من أجل هيكل الديود الذي تمّ اختياره في الشكل (10a-6)، تجدر الإشارة إلى أن المهبط يقع من جهة اليسار والمصعد من جهة اليمين:
- يزداد الكمون Φ بازدياد البعد x ثمّ إنَّ **الحقل الكهربائي** F **وكثافة التيار** J **سالبان**.
- وبنتيجة شرط الاستمرارية، في الحالة المستقرة، **تُصان كثافة التيار** المتدفقة عبر الديود: $J=-J_0=\text{constant}$ حيث J_0 القيمة المطلقة لكثافة التيار.

يمكننا تعيين تركيز الإلكترونات المحقونة $n(x)$ من الباعث من العلاقة الأخيرة (66-6) فنكتب:

$$\boxed{n(x) = -\frac{J_0}{e\mu\, F(x)}}. \tag{67-6}$$

ونستطيع تطبيق معادلة بواسون من أجل الحقل الكهراكدي:

$$\frac{d^2\Phi}{dx^2} = -\frac{dF}{dx} = \frac{e}{\epsilon_0\epsilon}\left(-\frac{J_0}{e\mu\, F(x)}\right), \tag{68-6}$$

حيث ϵ ثابت العزل لمادة القاعدة و ϵ_0 السماحية الكهربائية للخلاء.

بعد التعويض عن $n(x)$ بقيمته من المعادلة (67-6) يمكننا إعادة كتابة المعادلة (68-6) بدلالة الحقل F:

$$F\frac{dF}{dx} = \frac{J_0}{\epsilon_0\epsilon\,\mu} \qquad \text{or} \qquad F\,dF = \frac{J_0}{\epsilon_0\epsilon\,\mu}dx. \tag{69-6}$$

لا بد من تدعيم هذه المعادلة بشرطٍ حدي يخصُّ الحقل؛ إذْ يمكننا الاعتماد على حقيقة أنَّ المساواة الآتية محققة **عند ذروة الحاجز** الكموني:

$$-\frac{d\Phi}{dx} = F = 0. \tag{70-6}$$

تنزاح هذه الذروة عند انحيازٍ كهربائيٍ كبيرٍ مقتربةً جداً من المهبط؛ إذْ نستطيع أن نضع $F(x=0)\approx 0$.

تهمِلُ هذه الطريقة العمليات التي تجري في **منطقة ضيقة جداً بين المهبط الحقيقي وذروة الكمون**، ولذلك، تسمى الطريقة المتبعة في هذه الدراسة **تقريب المهبط الافتراضي** *Virtual-Cathode Approximation* الذي يُستخدم على نطاق واسع من أجل هكذا تحليل مبسطٍ. إذن، نحصل على الحل المنشود من المعادلة (69-6):

$$\frac{1}{2}F^2(x) = \frac{J_0}{\epsilon_0\epsilon\,\mu}x \qquad \text{or} \qquad \boxed{F(x) = -\left(\frac{2J_0}{\epsilon_0\epsilon\,\mu}\right)^{1/2} x^{1/2}}, \tag{71-6}$$

حيث اختيرت القيمة **السالبة** للجذر التربيعي من أجل الحل المنشود تبعاً لإشارة الحقل الكهربائي التي تمت مناقشتها أعلاه.

وهكذا، نجد أن توزّع الكمون يُعطى بالعلاقة الآتية:

$$\boxed{\Phi(x) = -\int_0^x F(x)\,dx = \left(\frac{8J_0}{9\in_0\in\mu}\right)^{1/2} x^{3/2}\,.} \qquad (72\text{-}6)$$

بمقدورنا إيجاد العلاقة بين الكثافة التيارية J_0 والانحياز Φ_0، أي الخاصية المميزة (أمبير − جهد) للديود التي تُمثِّل تغيّر التيار بتغيّر الجهد، وذلك من الهبوط الكلّي للجهد $\Phi(x = L_x) = \Phi_0$، حيث نربِّع طرفي العلاقة (6-72)، فنجد:

$$\Phi_0^2 = \frac{8J_0}{9\in_0\in\mu} L_0^3\,;$$

ومن ثمَّ

$$\boxed{J_0 \equiv J_{0,\mathrm{d}} = \frac{9\in_0\in\mu}{8}\frac{\Phi_0^2}{L_0^3}\,.} \qquad \textit{Mot- Gurney Law} \qquad (73\text{-}6)$$

وهذا ما يسمى **قانون موت− غيرني** من أجل الديود الذي يتصف بنقلٍ إلكترونيٍ تبددي.

إذن، لقد وجدنا أن الخاصية المميزة (أمبير− جهد) تُصبح **غير خطيّة** $(J_0 \sim \Phi_0^2)$ تماماً **بسبب** مفعول الشحنة الفراغية Space-Charge Effect. يمكن وصف مفعول الشحنة الفراغية، على وجه الخصوص، **بالتركيز الوسطي للإلكترونات المحقونة**، $\bar{n}$ حيث نستفيد هنا من العلاقتين (6-71) و (6-73)، فنجد:

$$\bar{n} = \frac{1}{L_x}\int_0^{L_x} n(x)\,dx = \frac{1}{L_x}\int_0^{L_x} -\frac{J_0}{e\mu F(x)}\,dx = \frac{1}{L_x}\int_0^{L_x} -\frac{J_0}{-e\mu\left(\dfrac{2J_0}{\in_0\in\mu}\right)^{1/2} x^{1/2}}\,dx =$$

$$= \frac{1}{L_x}\int_0^{L_x} \frac{\sqrt{\in_0\in J_0}}{e\sqrt{2\mu}} x^{-1/2}dx = \frac{1}{L_x}\frac{\sqrt{\in_0\in\dfrac{9\in_0\in\mu\Phi_0^2}{8L_x^3}}}{e\sqrt{2\mu}}\int_0^{L_x} x^{-1/2}dx$$

ومن ثمَّ

$$\int_0^{L_x} x^{-1/2}dx = 2\sqrt{L_x} \qquad \text{حيث} \qquad \boxed{\bar{n} = \frac{3}{2}\frac{\in_0\in}{eL_x^2}\Phi_0\,,} \qquad (74\text{-}6)$$

والذي يزداد بازدياد الجهد المطبَّق خطياً.

إن المعادلة (6-49) والحقل $F(x)$ الممثل بالمعادلة (6-71) يُسهِّلان حساب الزمن الوسطي للنقل الإلكتروني عبر الديود، $t_{\mathrm{tr,d}}$ حيث نجد باتباع الأسلوب الموضح أعلاه أنَّ:

$$t_{\mathrm{tr,d}} = \int_0^{L_x}\frac{1}{\upsilon(x)}dx = \int_0^{L_x}\frac{1}{\mu F(x)}dx = \int_0^{L_x}\frac{x^{-1/2}dx}{\mu\left(\dfrac{2J_0}{\in_0\in\mu}\right)^{1/2}} = \frac{1}{\mu\left(2\dfrac{9\in_0\in\mu}{8}\dfrac{\Phi_0^2}{L_x^3}\dfrac{1}{\in_0\in\mu}\right)^{1/2}}\int_0^{L_x} x^{-1/2}dx$$

ومنه:

$$t_{\mathrm{tr,d}} = \frac{4}{3}\frac{L_x^2}{\mu \Phi_0}$$ ومن ثمَّ

$$\boxed{t_{\mathrm{tr,d}} = \frac{4}{3} t_{0,\mathrm{d}}\,,} \tag{75-6}$$

عماً بأن المقدار

$$\boxed{t_{0,\mathrm{d}} = \frac{L_x^2}{\mu \Phi_0}\,.} \tag{76-6}$$

يمثِّل **زمن العبور الإلكتروني الإنسياقي** Transit Time أي الزمن الذي يستغرقه انتقال الإلكترونات المنسَّاقة تحت تأثير الحقل الكهربائي الوسطي، Φ_0 / L_x، **والموافق لإهمال مفعول الشحنة– الفراغية**.

وكما ينتج من المعادلة (6-75)، فإن **هذه المفعول يُزيد من زمن نقل الإلكترونات** بمقدار العامل $4/3$.

بشكل عام، تتصف الخصائص الكهربائية اللامستقرة لنبيطةٍ بالتيار المتحرِّض فيها **استجابةً** لتطبيق جهد انحياز خارجي– **متغير** مع الزمن؛ فإذا كان الانحياز بترددٍ ω، فإن الاستجابة التيارية تُعطى بالممانعة تبعاً للمعادلة (6-65). ومن أجل ديود Mott-Gurney المنحاز بجهدٍ مستقرٍ، Φ_0، يمكن حساب الممانعة العقدية بدقة:

$$\boxed{Z(\omega) = \frac{6R_{\mathrm{d}}}{\Omega^3}\left[(\Omega - \sin\Omega) + \mathrm{i}\left(\frac{\Omega^2}{2} - 1 + \cos\Omega\right)\right],} \tag{77-6}$$

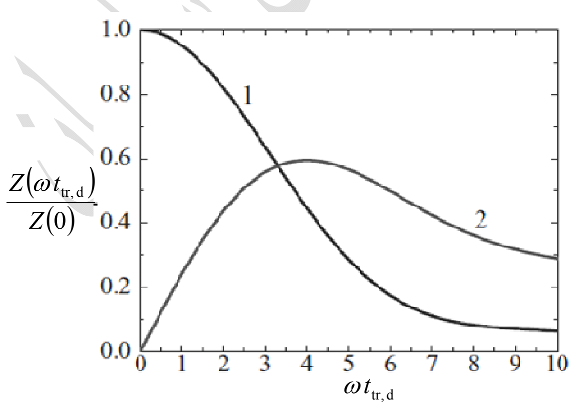
حيث

$$\boxed{R_{\mathrm{d}} = \frac{d\Phi_0}{dJ_0} = \frac{4L_x^2}{9\in_0\in \mu S \Phi_0}}$$

المقاومة التفاضلية للديود في الحالة المستقرة المحسوبة من المعادلة (6-73)، و $I_0 = J_0 S$، و $S = L_y \times L_z$ المقطع العرضي للعينة، و $\Omega = \omega t_{\mathrm{tr,d}}$ الطَّور؛ أي أن الممانعة تُعيَّن بالزمن الوسطي للنقل الإلكتروني عبر الديود، راجع المعادلة (6-75).

يوضح الشكل (6-11) التابعيتين $\mathrm{Re}[Z(\Omega)]$ و $\mathrm{Im}[Z(\Omega)]$؛ تختلف الممانعة الممثلة بالمعادلة (6-77) بشكل ملحوظ عن ممانعة مادة تتصف بسلوك الترددات العالية– الشبيه بسلوك درودي؛

- فحالما يزداد جهد الانحياز **تتناقص الممانعة** وترتفع الاستجابة التيارية متناسبة مع هذا الجهد، $\propto \Phi_0$،
- فضلاً عن أن عرض مجال الترددات (**العرض الطيفي) للاستجابة يُصبح أكبر** $(\propto 1/t_{\mathrm{tr,d}} \propto \Phi_0)$.



الشكل (6-11): تابعية القسمين الحقيقي (المنحني 1) والتخيلي (المنحني 2) للممانعة الكهربائية العقدية للتردد ω؛ $Z(0) = Z(\omega = 0)$.

يؤكد كلا الاستنتاجين أن **ديوداً قصيراً ذا نقلٍ تبددي محدودٍ بشحنة– فراغية** وواقعاً تحت تأثير انحيازٍ عالٍ **يمكن أن يعمل عند ترددات أعلى** من الترددات التي يعمل عندها ديودٌ آخر مُطَّعَّمٌ يتصف بناقلية درودي.

يُستحسَن في ختام هذا التحليل للنقل الإلكتروني التبددي في العينات القصيرة الإشارة إلى أن النتائج الرئيسية الحاصلة صالحة من أجل الانحيازات الكبيرة أي لدى تطبيق فروق كمون بقيم كبيرة؛ حيث يمكن عندها إهمال المساهمة الانتشارية في التيار:

$$\mu\left|\vec{F}(x)\right| >> D\left|\frac{dn(x)}{dx}\right|. \qquad (78\text{-}6)$$

→ ومن أجل هكذا شروط يتحدد النقل الإلكتروني إلى حدٍ كبيرٍ بمفعول الشحنة– الفراغية،

→ ثمَّ إنَّ الحقل الكهربائي يكون غير منتظمٍ للغاية،

→ **وتيار الحقن الإلكتروني يزداد مع مربع الانحياز الكهربائي المطبَّق بين طرفي الديود**، كما تُظهر المعادلة (73-6)، $J_0 \equiv J_{0,\mathrm{d}} = \frac{9 \in_0 \in \mu}{8}\frac{\Phi_0^2}{L_0^3}$.

→ **وعندما يكون الانحياز كبيراً ينخفض زمن النقل الانسياقي للإلكترونات** عبر الديود **وتبقى النبيطة نشطةً كهربائياً في مجالٍ ترددِيٍّ يتوسع بازدياد الانحياز طردياً**.

دراسة مفهوم الإلكترونات الحارة Concept of Hot Electrons:

نعود الآن إلى البلورات الكبيرة المنتظمة لدراسة **تأثير الحقول الكهربائية عالية القيم على السرعة الانسياقية** فيها **والخصائص المميزة** (تيار – جهد) لها. لقد تم الحصول على المعادلات (6-49)-(6-51) **شريطة ثبات زمن الاسترخاء**، τ_e ؛ أي إنه لا يتعلق بقيمة الحقل الكهربائي المطبَّق. لدى ازدياد قيمة الحقل المطبَّق على البلورة المدروسة يبتعد الغاز الإلكتروني عن حالة التوازن. وعلى وجه الخصوص، تزداد الطاقة الإلكترونية الوسطية للغاز؛ يمكن فهم ذلك من الدراسات الوصفية الآتية:

$$\boxed{\frac{dE}{dt} = e\left(\vec{\upsilon}\cdot\vec{F}\right) - \frac{E - E_{eq}}{\tau_E}}. \qquad (79\text{-}6)$$

- يوافق الحد الأول في الطرف الأيمن من المعادلة (6-79) الاستطاعة التي يكتسبها الإلكترون من الحقل الكهربائي؛
- ويُمثِّل الحد الثاني معدَّل ضياعات الطاقة الإلكترونية Electron-Energy Losses.

تتناسب هذه الضياعات تناسباً طردياً مع انحراف الطاقة الإلكترونية، E، عن قيمتها في حالة التوازن، E_{eq} ، وعكسياً مع زمن استرخاء الطاقة، τ_E ، الذي تمت دراسته في الفقرة 6-2.

- تزداد الطاقة الإلكترونية في الحقل الكهربائي وتستمر بذلك إلى أن يترسَّخ التوازن الطاقي الإجمالي.

وفي الحالة المستقرة، عندما $dE/dt = 0$ ، نحصل من المعادلة (6-79) على طاقة الإلكترون، E، التي تُعطى بالمعادلة الآتية:

$$E = E_{eq} + e\left(\vec{\upsilon}\cdot\vec{F}\right)\tau_E . \qquad (80\text{-}6)$$

وتبعاً للمعادلة (6-49)، $\vec{\upsilon} = -\mu\vec{F}$ ، تتناسب السرعة، $\vec{\upsilon}$ ، تناسباً خطيّاً مع الحقل الكهربائي $\vec{F}$.

بناءً على ما تقدم **تتناسب الطاقة الإلكترونية الوسطية مع مربع الحقل الكهربائي وتفوق** قيمتها المتوازنة، E_{eq} . ومن الملائم هنا دراسة **درجة الحرارة الإلكترونية الفعَّالة**، T_e ، بدلاً من الطاقة الإلكترونية **الوسطية**؛ مثل هذه الدراسة شائعة في إلكترونيات أنصاف النواقل؛ إذْ يمكن إيجاد العلاقة بين درجة الحرارة والطاقة الوسطية في حالة التوازن: $E = \frac{1}{2}\alpha\, k_B T_e$ حيث يُمثِّل العامل α أبعاد البنية المدروسة. من الواضح، أن درجة الحرارة الإلكترونية، T_e ، تتطابق في شروط التوازن الحراري مع **درجة حرارة الشبكة البلّورية**، T، وفي شروط عدم التوازن يمكن أن تختلفان. يُعبَّر عن درجة الحرارة الإلكترونية الفعَّالة من خلال الطاقة الإلكترونية الوسطية التي تُستخدم؛ كمعيارٍ لحالة عدم التوازن.

- فإذا تجاوزت درجة الحرارة الإلكترونية الفعَّالة T_e درجة حرارة الشبكة البلورية T **بشكلٍ طفيف فقط**، وبقي النقل الإلكتروني خاضعاً لقانون أوم، يكون لدينا ما يسمى **بالإلكترونات "الساخنة"** *Warm*.
- وإذا تفوقت درجة الحرارة الإلكترونية الفعَّالة على درجة حرارة الشبكة **بشكلٍ كبيرٍ**، $T_e >> T$ فنحصل على حالة تبتعد فيها الإلكترونات عن حالة التوازن؛ وعندها يمكن تسمية الإلكترونات **بالإلكترونات "الحارَّة"** *Hot*.
- يمكن لدرجة الحرارة الإلكترونية أن تبلغ قيماً من **رتبة بضعة آلاف درجات الكلفن**، في حين إن الشبكة البلورية تبقى باردةً.

وضمن تقديرات بسيطة؛ من المتفق عليه أن الانتقال من نظام الإلكترونات الساخنة إلى نظام الإلكترونات الحارة يحدث عند الحقل الكهربائي $F = F_{\mathrm{he}}$، عندما $e\left(\vec{\upsilon}\cdot\vec{F}\right)\tau_{\mathrm{E}}$ يساوي $E_{\mathrm{eq}} = \alpha\, k_{\mathrm{B}}T$. يمكن بسهولة تقدير **حقل التسخين الكهربائي**، F_{he}، *Heating Electric Field*. في الواقع، يمكن تقدير سرعة الانسياق، $\vec{\upsilon}$، الداخلة في المعادلة (6-80) من المساواة $\vec{\upsilon} = -\mu\vec{F}$. إذن، $\alpha\, k_{\mathrm{B}}T = e\left(-\mu F_{\mathrm{he}}\right)\left(F_{\mathrm{he}}\right)\tau_{\mathrm{E}}$، ومن ثمَّ يساوي **حقل التسخين المعياري**:

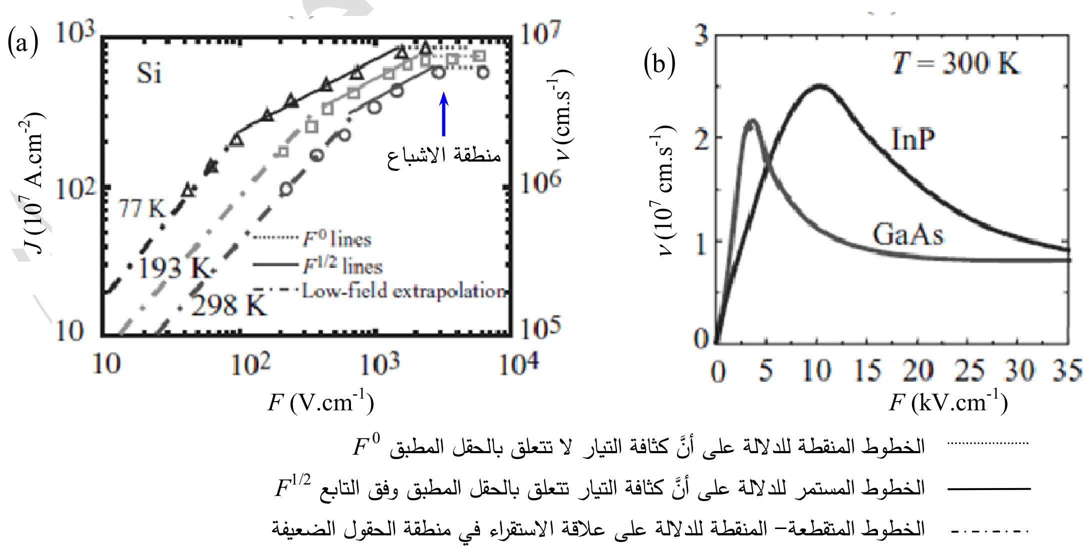
$$F_{\mathrm{he}} = \boxed{\sqrt{\frac{\alpha\, k_{\mathrm{B}}T}{e\mu\tau_{\mathrm{E}}}}}. \tag{81-6}$$

ومن أجل الإلكترونات الحارة تُصبح عمليات التبعثر بحد ذاتها متعلقةً بالحقل. وفي هذا السياق، فإن العلاقة الخطيّة لقانون أوم المُمثَّل بالمعادلة (6-51)، لم تعدْ صالحةً والخصائص المميزة (تيار – جهد)، $J = J(F)$، وتابعية سرعة الانسياق للحقل، $\upsilon = \upsilon(F)$، يمكن أن تُبدي وبشدة **سلوكاً غير خطيٍّ يتعلق** ببنية عصابات الطاقة للإلكترونات Electron Band-structure وآليات التبعثر النوعي؛ وعلى وجه الخصوص، تكون هذه التابعيات مختلفة الشكل في أهم مادتين؛

→ في المواد نصف الناقلة العائدة للمجموعة الرابعة IV من الجدول الدوري **تُظهر** التابعيتان $\upsilon = \upsilon(F)$ و $J = J(F)$ **مفعول الإشباع** Saturation Effect عند توفر حقول كبيرة، كما يوضح الشكل (6-12a)،

→ في حين يتعرَّض منحنيا التيار والسرعة من أجل مركبات المجموعتين III-V، **بعد جزءٍ متزايدٍ بشكلٍ غير خطيٍّ، لتناقصٍ** في مجالٍ ما للحقل الكهربائي، كما يوضح الشكل (6-12b).

→ وكما ينتج من التحليل الذي أُجري على أنظمة النقل الإلكتروني المختلفة في الفقرة 6-2، من أجل النبائط عالية السرعة، **يتمثل المتحول الأساسي لمادة النبيطة في القيمة القصوى لسرعة الانسياق** التي يمكن بلوغها بوجود الحقول الكهربائية الكبيرة.



الشكل (6-12): المنحنيات المميزة (تيار – جهد) من أجل حقول كهربائية كبيرة: (a) من أجل Si و (b) من أجل GaAs و InP.

يشمل الجدول (6-2) مقارنةً بين السرعات المشبعة والسرعات القصوى من أجل مواد ذات صلة: يمكننا أن نرى أن بعض المركبات III-V (بما فيها GaAs، و InP، و InSb) تمتلك سرعات أكبر بعددٍ من المرات من تلك التي تمتلكها مواد Si، و GaP، و AlAs؛

→ فمن أجل Si تُقيَّد سرعة الانسياق بقيمة تساوي نحو 10^7 cm/s والتي يمكن بلوغها من أجل حقول كهربائية تتجاوز بضعة كيلوفولطات لكل سنتيمتر (kV/cm)،

→ ومن أجل GaAs تبلغ ذروة سرعة الانسياق القيمة 2×10^7 cm/s والتي يمكن بلوغها عند الحقول المساوية $\approx 3.5\,\mathrm{kV/cm}$.

الجدول (6-2): قيم سرعات الانسياق المشبعة (من أجل Si, SiC, SiO$_2$, AlAs, GaP) وسرعات الانسياق القصوى (من أجل GaAs, InP, InAs, InSb) في درجة حرارة الغرفة:

اسم المادة	السرعة القصوى (10^7 cm/s)
Si	1
SiC	2
SiO_2	1.9
AlAs	0.65
GaP	1.1
GaAs	2
InP	2.5
InAs	4.4
InSb	6.5

دراسة ظاهرة السرعة العابرة (السرعة الانتقالية) *Transient Overshooting Effects*:

يمكن تجاوز الحدود المفروضة على سرعة الانسياق المميزة لمادة معيَّنة باستخدام **مفعول الإلكترون الحار** المعروف بإسم **ظاهرة السرعة العابرة** *Velocity Overshoot*؛ بهدف شرح هذه الظاهرة لنتذكر الاستنتاجات التي حصلنا عليها من أجل مسألة **الحالة المستقرة**، التي يكون فيها توزّع الإلكترونات مستقراً؛ بتعبير آخر، نسبنا التحليل السابق إلى الخصائص الإلكترونية المتوسطة على أزمنةٍ أطول بكثير من الأزمنة المميزة للجمل المدروسة؛

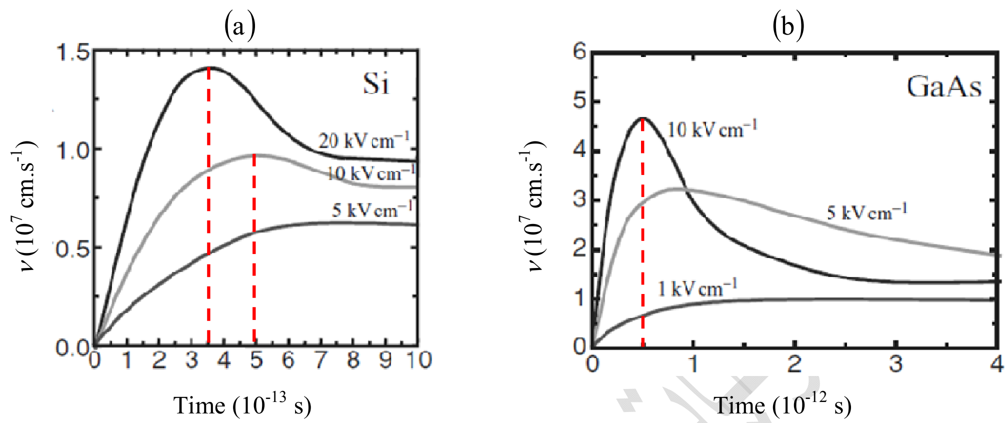
- كزمن الطيران الحر الوسطي، وزمن استرخاء الطاقة وزمن استرخاء الاندفاع، الخ.

سندرس الآن العمليات التي تَحدثُ في الجملة الإلكترونية بعد انحرافها عن حالة التوازن **مباشرةً**؛ إذْ **سنركّز** في هذه الحالة الخاصة **على استجابتها للحقل الكهربائي النبضي** الذي له شكل تابع- الخطوة (الدَّرْجَّة) Step-Function.

- إن زمن **استرخاء الاندفاع**، τ_e، الداخل في المعادلة (6-49)، بشكل عام، **أقصر** من زمن **استرخاء الطاقة**، τ_E، الذي يُحدد الطاقة الإلكترونية؛ راجع المعادلة (6-79)؛ ولهذا السبب، فإن **استجابة السرعة** لخطوة الحقل الكهربائي **أسرع** من **استجابة الطاقة** لها من أجل الحالة الموصوفة بالمعادلة (6-79).
- وعادةً، إذا ازداد معدّل التبعثر **بازدياد الطاقة الإلكترونية**، فيمكن للسرعة الإلكترونية أن تفوق السرعة المستقرة خلال فاصلٍ زمنيٍ من رتبة τ_E؛ بتعبير آخر، **السرعة العابرة** *Transient Velocity* ليست مجرد تابعٍ للحقل الكهربائي وحسب، **بل للطاقة الإلكترونية** أيضاً:
- فعلياً، "**تُكيِّف السرعة نفسها**" Adjusts، **بسرعةٍ**، مع التغيرات البطيئة جداً للطاقة و"تواكبها "Follows، بمعنى تتعقبها، حتى تبلغ هذه الطاقة الحالة المستقرة؛ إذْ في البداية، عندما لا تبلغ الطاقة الإلكترونية القيمة المستقرة تكون السرعة الإلكترونية الموافقة **للطاقة العابرة** أعلى من السرعة الموافقة للطاقة المستقرة.

يوضح الشكل (13-6) ظاهرة السرعة العابرة من أجل Si و GaAs:

تُمثَّل سرعة الانسياق كتابعٍ للزمن من أجل بضعة حقول كهربائية؛ إذْ يُفترض تطبيق الحقل الكهربائي بين طرفي العينة المدروسة في اللحظة $t=0$؛ تبرز ظاهرة السرعة العابرة عند توفّر حقول كهربائية عالية القيمة ويمكن لذروة السرعة العابرة أن تتجاوز سرعة الإشباع– المستقرة بمرتين إلى أربع مرات.



الشكل (13-6): مفعول السرعة العابرة– الاستجابة الانتقالية لسرعة الانسياق الإلكترونية لنبضات حقل كهربائي لها شكل الدَّرَجَة في درجة حرارة الغرفة. أُشير لقيمة الحقل بجانب كل رسم: (a) من أجل Si و (b) من أجل GaAs.

يمكننا من خلال الشرح الفيزيائي لظاهرة السرعة العابرة أن نُدرك ما هي إمكانية الاستفادة منها:

- لنتصور أن إلكترونات باردة دخلت منطقة نشطة لنبيطة نصف ناقلة من أحد تماساتها؛

فإذا توفّر في المنطقة النشطة حقلٌ كهربائيٌ كبيرٌ، فإن الإلكترونات ستتسارع؛ وعلى مسافة ما من التماس الحاقن **ستبلغ** الإلكترونات **السرعة العابرة القصوى**، وبعد ذلك، ستتناقص سُرعها تدريجياً نحو القيمة المستقرة.

- فإذا كانت المنطقة النشطة للنبيطة قصيرةً **وأمكن مقارنتها بالمسافة التي تحصل فيها** الظاهرة العابرة، فإن نقلاً إلكترونياً يحدث عبر هذه المنطقة النشطة بسرعة أعلى من السرعة المستقرة **ويُصبح زمن النقل الإلكتروني الإجمالي أقصر**، ومن ثمَّ ستكون النبيطة قادرةً على العمل بمعدل سرعةٍ وترددٍ أعلى.
- يساوي الزمن المميز للظاهرة العابرة من أجل **GaAs**، كما يبدو من الشكل (13-6)، نحو $\tau_{tr}=0.5\times10^{-12}$ s. **وعند تقدير** السرعة الوسطية، في شروط العبور، بالقيمة $\upsilon_m=(2-4)\times10^7$ cm/s يمكننا الحصول على تقديرٍ لطول النبيطة اللازم لتحقيق ظاهرة السرعة العابرة قيد الدراسة:

$$L_x\le\upsilon_m\tau_{tr}=(2-4)\times10^7\ \text{cm/s}\times0.5\times10^{-12}\ \text{s}$$

ومن ثمَّ

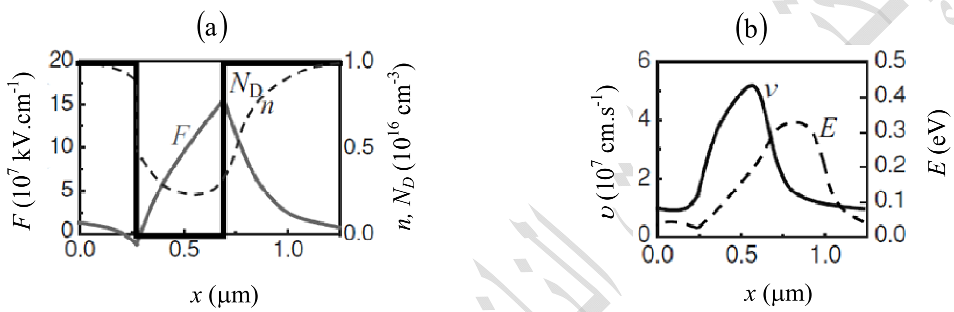
$$\boxed{L_x\le(0.1-0.2)\,\mu\text{m}}$$

وهذا يعني أنه يمكن بلوغ ظاهرة السرعة العابرة والحصول على إلكترونات فائقة السرعة Ultra-High-Speed Electrons في عينات قصيرة (من رتبة أجزاء من واحد ميكرون).

عند توفّر انحيازات وتيارات عالية لا بد من الأخذ بالحسبان مفعول الشحنة– الفراغية وكذلك ظاهرة السرعة العابرة. **يعرض الشكل** (6-14) **حسابات** النقل الإلكتروني المحدود بالشحنة– الفراغية في ديودٍ قصيرٍ $n^+ - \mathrm{i} - n^+$ من مادة GaAs، حيث:

- يرمز n^+ إلى تماسات شديدة التطعيم
- و i إلى قاعدة الديود الخالية من التطعيم.
- يُشار إلى التطعيم الشبيه بتابع– الخطوة لمناطق التماس بالرمز N_D ؛

إذْ يوضح الشكل (6-14) كلاً من الحقل، وتركيز الإلكترونات المحقونة وسرعات انسياقها الوسطية، وطاقاتها الوسطية:

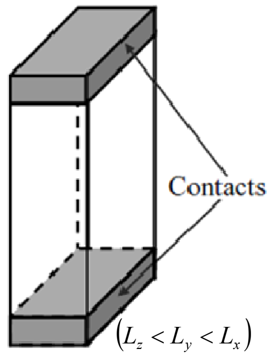


الشكل (6-14): النقل الإلكتروني المحدود بالشحنة الفراغية تبعاً للظاهرة العابرة في ديود n^+-i-n^+ **مصنوع من GaAs في الشروط** $L_x = 0.37\ \mu\mathrm{m}$, $T = 77$ K, $\Phi_0 = 0.5$ V: **يوضح الشكل (a) كلاً من مناطق التطعيم، والحقول الكهربائية،** F**، وتركيز الإلكترونات المحقونة،** n**، والشكل (b) يوضح سرعة الانسياق،** υ**، والطاقة الوسطية للإلكترونات المحقونة،** E**، من أجل GaAs.**

- إنَّ الحقل الكهربائي وتركيز الإلكترونات المحقونة غاية في عدم الانتظام بصورة مشابهة لحالة النقل الإلكتروني التبددي التي تم تحليلها سابقاً.
- **ولكن** من أجل ديود قصير، تُرصد السرعة العابرة بوضوحٍ في قاعدة الديود.
- حيث تزداد الطاقة الوسطية في القاعدة **وتهبط فقط** في التماس المُستَقْبِل للإلكترونات بسبب التبعثر الشديد الذي يحدث لها في المنطقة شديدة التطعيم.
- وتجدر الإشارة إلى أن سرعة الانسياق تبلغ **قيمةً تفوق** 4×10^7 cm/s والطاقة الإلكترونية **تتجاوز** الـ 3500K في بلّورة درجة حرارتها 77K .

إنَّ عمليات التبدد Dissipation Processes **من أجل أنظمة النقل المدروسة إلى الآن؛** نظام النقل في حقول ضعيفة، ونظام نقل الإلكترونات الحارة، ونظام النقل تبعاً للظاهرة العابرة، **تؤدي دوراً رئيساً في التحكم بسرعة انسياق الإلكترونات. وبتخفيض أبعاد العينة تدريجياً يمكن بلوغ نقلٍ إلكترونيٍ عديم التصادم– وفائق السرعة.**

The relations between the various units are: 1 eV = 8065.5 cm^{-1} = 2:418 x 10^{14} Hz = 11,600 K.
Also 1 eV corresponds to a wavelength of 1.2398 μm, and 1 cm^{-1} = 0.12398 meV = 3x10^{10} Hz.



الشكل (2b-6)

دراسة النقل الباليستي التقليدي Classical Ballistic Transport:

يحدث النظام الباليستي التقليدي (بدون تصادم)، تبعاً للمعادلة (11-6)، $l_e > L_x$، في العينات القصيرة جداً حيث لا تتعرَّض الإلكترونات أثناء طيرانها لأي تبعثرٍ. فالتيار والمقاومة الكهربائية المحدودان يحدثان في حالة كهذه – بصورة استثنائية– **بسبب مفاعيل الشحنة الفراغية**.

بمقدورنا تفسير هذه المفاعيل في ديودٍ باليستيٍ يوضح الشكل (2b-6) شكله الهندسي. **إذْ** بصورة مشابهة لحالة الديودات القصيرة المذكورة أعلاه التي تعمل بنظام النقل التبددي Dissipative ونظام السرعة العابرة Overshoot **لا بد من تعيين** توزّع الكمون الكهربائي، $\Phi(x)$، وتركيز الإلكترونات، $n(x)$، والسرعة، $\upsilon(x)$، في شروط طيران الإلكترونات من دون تصادم.

سنستفيد هنا من **معادلة بواسُّون** (68-6)، $\frac{d^2\Phi}{dx^2} = -\frac{dF}{dx} = \frac{en(x)}{\epsilon_0 \epsilon}$، ونستعمل علاقة كثافة التيار ذات الشكل الآتي:

$$\vec{J} = -en(x)\,\vec{\upsilon}(x). \tag{82-6}$$

يمكننا إيجاد السرعة، $\vec{\upsilon}$، من **قانون نيوتن** في التحريك الأساسي المألوف (2-8)؛ إلاَّ أننا سنستعمل قانون انحفاظ الطاقة الذي يُقرأ كالآتي:

$$\frac{1}{2}m^*\upsilon^2(x) - e\Phi(x) = \frac{m\upsilon_c^2}{2} - e\Phi_c = \text{constsnt}, \tag{83-6}$$

حيث υ_c و Φ_c وسيطان يوافقان القطب الحاقن (المهبط Cathode).

يمكننا تبسيط المعادلة الأخيرة، في حالة تطبيق انحيازٍ كهربائيٍ كبيرٍ، باعتبار أن الإلكترونات تُحقن من فوق الحاجز بسرعة صغيرة $\upsilon_c \to 0$؛ وعندها، نستعمل تقريب المهبط الافتراضي الذي تمت مناقشته سابقاً؛ إذْ من الملائم في هذه الحالة وضع $\Phi_c = 0$ والحصول على العلاقتين الآتيتين:

$$\upsilon(x) = \sqrt{\frac{2e\Phi(x)}{m^*}}, \tag{84-6}$$

$$n(x) = \frac{J_0}{e\upsilon(x)}, \tag{85-6}$$

حيث J_0 القيمة المطلقة لكثافة التيار المتدفق عبر الديود؛ $J = -J_0 = -en(x)\,\upsilon(x)$.

وكما أشرنا في الفقرة المكرسة للنقل التبددي، تكون الكثافة J **سالبة**، ومن ثمَّ من الملائم إدخال قيمة مطلقة لكثافة التيار، J_0، التي تكون ثابتة خلال كامل العينة.

ونحصل بجمع المعادلة الأخيرة مع معادلة بواسُّون، المعادلة (68-6)، على معادلة من أجل الكمون الكهربائي $\Phi(x)$:

$$\frac{d^2\Phi(x)}{dx^2} = \frac{J_0}{\epsilon_0 \epsilon}\sqrt{\frac{m^*}{2e\Phi(x)}}. \tag{86-6}$$

وبضرب طرفي المعادلة الأخيرة بالمقدار $d\Phi(x)/dx$ نحصل على معادلة يمكن تكاملها؛ إذْ إن نتيجة التكامل تكون من الشكل الآتي:

$$\frac{d\Phi(x)}{dx}\frac{d}{dx}\frac{d\Phi(x)}{dx}=\frac{J_0}{\epsilon_0\epsilon}\frac{d\Phi(x)}{dx}\sqrt{\frac{m^*}{2e\Phi(x)}}.$$

$$\frac{1}{2}\frac{d}{dx}\left(\frac{d\Phi(x)}{dx}\right)^2=\frac{J_0}{\epsilon_0\epsilon}\sqrt{\frac{m^*}{2e}}\,\Phi^{-1/2}(x)\frac{d\Phi(x)}{dx}$$

$$\frac{1}{2}\int d\left(\frac{d\Phi(x)}{dx}\right)^2=\frac{J_0}{\epsilon_0\epsilon}\sqrt{\frac{m^*}{2e}}\int\Phi^{-1/2}(x)d\Phi(x)$$

ومن ثمَّ

$$\frac{1}{2}\left(\frac{d\Phi(x)}{dx}\right)^2=\frac{2J_0}{\epsilon_0\epsilon}\sqrt{\frac{m^*\Phi(x)}{2e}}+C. \tag{87-6}$$

يمكن وضع ثابت التكامل، C، مساوياً الصفر، طالما أن $d\Phi/dx\to 0$ و $\Phi\to 0$ عندما $x\to 0$ في دراستنا التقريبية. إذن، بمقدورنا إعادة كتابة النتيجة الأخيرة،(87-6)، وفق الشكل الآتي:

$$\frac{d\Phi(x)}{dx}=\sqrt{\frac{4J_0}{\epsilon_0\epsilon}\sqrt{\frac{m^*\Phi(x)}{2e}}}.$$

ومن ثمَّ

$$\frac{1}{\Phi^{1/4}}\frac{d\Phi(x)}{dx}=2\sqrt{\frac{J_0}{\epsilon_0\epsilon}\sqrt{\frac{m^*}{2e}}}. \tag{88-6}$$

ويعطي التكامل اللاحق للمعادلة الأخيرة شكلاً نهائياً لتوزّع الكمون الكهربائي:

$$\int\Phi^{-1/4}d\Phi(x)=2\sqrt{\frac{J_0}{\epsilon_0\epsilon}\sqrt{\frac{m^*}{2e}}}\int dx;$$

$$\frac{4}{3}\Phi^{3/4}(x)=2\left(\frac{J_0}{\epsilon_0\epsilon}\left(\frac{m^*}{2e}\right)^{1/2}\right)^{1/2}x;$$

ومن ثمَّ

$$\boxed{\Phi(x)=\frac{3}{2}\left(\frac{J_0}{\epsilon_0\epsilon}\right)^{2/3}\left(\frac{m^*}{2e}\right)^{1/3}x^{4/3}.} \tag{89-6}$$

وبالأخذ بالحسبان أن، $\Phi(L_x)=\Phi_0$، يمكننا إيجاد الصفة المميزة (تيار – جهد) للديود الباليستي:

$$\boxed{J_{0,\mathrm{b}}=\left(\frac{2}{3}\right)^{3/2}\frac{\epsilon_0\epsilon}{L_x^2}\sqrt{\frac{2e}{m^*}}\,\Phi_0^{3/2}.} \tag{90-6}$$

تُعرف هذه المعادلة **بقانون تشايلد** *Child Law*. وتم التحقق منها في البداية من أجل الديودات الخلائية (الصمامات المفرغة من الهواء) Vacuum Diodes حيث غابت تصادمات الإلكترونات فيها تماماً. يختلف قانون تشايلد كثيراً عن الصفة المميزة (تيار – جهد) للديود التبددي التي تم التعبيّر عنها بالمعادلة (73-6)، $J_0\equiv J_{0,\mathrm{d}}=\frac{9\,\epsilon_0\epsilon\,\mu}{8}\frac{\Phi_0^2}{L_0^3}$.

بمقدورنا حساب وسطاء أخرى للديود الباليستي من خلال تطبيق المعادلة (6-89)؛ فعلى سبيل المثال، يساوي زمن انتقال الإلكترونات:

$$t_{\mathrm{tr,\,b}} = \frac{3}{2} t_{0,\,\mathrm{b}}\,, \quad t_{0,\,\mathrm{b}} = L_x \sqrt{\frac{2m^*}{e\Phi_0}}\,, \tag{91-6}$$

حيث $t_{0,\,\mathrm{b}}$ زمن انتقال الإلكترونات المقذوفة بغياب مفعول الشحنة– الفراغية؛ إذْ يُزيد هذا المفعول زمن انتقال الإلكترونات، $t_{\mathrm{tr,\,b}}$، بمقدار العامل $3/2$.

من المناسب هنا مقارنة النتائج التي تم الحصول عليها من أجل **الانتقال الإلكتروني المحدود بالشحنة– الفراغية** في كلا الديودين **التبددي والباليستي**.

ولفعل ذلك، نفرض أن طولي الديودين، L_x، متساويان وأنّهما منحازان بجهدين متساويين؛ وعندها، نحصل على نسبة أزمنة النقل الموافقة لها من المعادلتين (6-75)، $t_{\mathrm{tr,\,d}} = \frac{4}{3} t_{0,\,\mathrm{d}} = \frac{4}{3}\frac{L_x^2}{\mu\Phi_0}$، و (6-91):

$$\frac{t_{\mathrm{tr,\,b}}}{t_{\mathrm{tr,\,d}}} = \frac{9\sqrt{m^*\Phi_0}\ \mu}{4\sqrt{2e}\ L_x} = \frac{9\tau_{\mathrm{e}}\sqrt{e\Phi_0}}{4\sqrt{2m^*}\ L_x} = \frac{9 l_{\mathrm{e}}}{8L_x} << 1\,, \tag{92-6}$$

حيث استعملنا العلاقة $\mu = e\tau_{\mathrm{e}}/m^*$ وأدخلنا المسار الحر الوسطي الأعظمي، $l_{\mathrm{e}} = \tau_{\mathrm{e}}\upsilon_{\mathrm{m}}$، والسرعة الإلكترونية القصوى، $\upsilon_{\mathrm{m}} = \sqrt{2e\Phi_0/m^*}$:

- إن النسبة التي تم الحصول عليها صغيرة القيمة وتنسجم مع شرط النقل التبددي، الممثَّل بالمعادلة (6-12)، $L_x >> l_{\mathrm{e}}$. وهذا يعني أنَّ **الديودات الباليستية تستطيع تأمين منظومات عمل أسرع بكثير من تلك التي يمكن أن تؤمنها الديودات التبددية**.
- وبشكل مشابهٍ، يمكن أن نجد، أنه من أجل انحياز كهربائي معطى، تكون **التيارات في الديود الباليستي أكبر بكثير منها في الديود التبددي**:

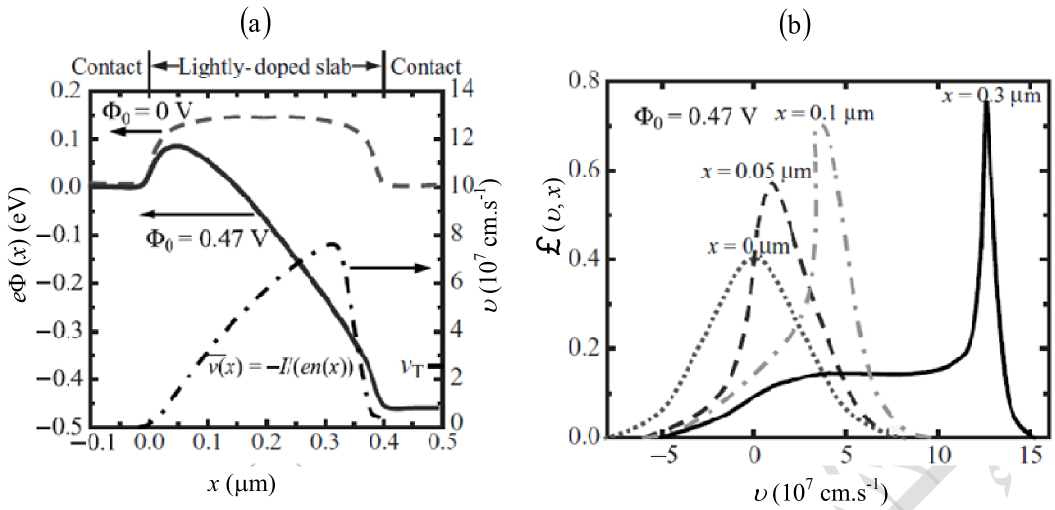
$$\frac{J_{0,\,\mathrm{b}}}{J_{0,\,\mathrm{d}}} = \frac{8}{9}\left(\frac{2}{3}\right)^{3/2}\frac{L_x}{l_{\mathrm{e}}} >> 1\,.$$

ولهذا السبب، **يتصف النقل الإلكتروني الأعظمي– الخالي من التصادمات** The Ultimate Collisinless Transport **بعددٍ من المزايا** يتفوق فيها على النقل الإلكتروني التبددي، وذلك، بفضل سرعة الإلكترونات الأعلى في النقل الباليستي.

في الواقع، في الحالة الحقيقة ثمَّة تصادمات تحدث دوماً؛ وعندها يمكن معالجة هذه الحالة "الوسطية" "Intermediate" (بين النقل الإلكتروني الباليستي والنقل الإلكتروني التبددي) **عددياً** باستعمال نموذج أكثر تعقيداً: يوضح الشكلان (6-15a) و (6-15b) نتائج مثل هذا النموذج العددي **من أجل ديود** GaAs طوله $L_x = 0.4\ \mu\mathrm{m}$ وفي درجة الحرارة $T = 300\mathrm{K}$، حيث تمّ تحصيل النتائج الآتية:

→ تساوي القيمة النموذجية للحركيّة الإلكترونية من أجل مادة GaAs عالية النقاوة إلى $\mu = 7500\ \mathrm{cm^2/V\cdot s}$.

→ ومن أجل هذه الحركيّة يساوي زمن الطيران الحر القيمة: $\tau_{\mathrm{e}} = 2.9\times10^{-13}\ \mathrm{s}$.



الشكل (15-6): نتائج النمذجة العددية لديود مصنوعٍ من GaAs**: (a) توزّع الطاقة الكامنة للإلكترونات،** $e\Phi_x$**، والسرعة الوسطية،** $\bar{v}(x)$**، بين طرفي الديود؛ والشكل (b) يوضح توزّع التابع** $\pounds(v,x)$ **عند المسافات** $0.05, 0.1, 0.3\ \mu m$**؛ الجهد المطبَّق** $\Phi_0 = 0.47$ V**؛ والسرعة الحرارية،** v_T**، تساوي** 2.6×10^7 cm/s

← وتبلغ السرعة الحرارية للإلكترونات في درجة الحرارة المعطاة $v_T = \sqrt{k_B T / m^*} \approx 2.6\times10^7$ cm/s.

← ومن ثمَّ يبلغ المسار الحر الوسطي لإلكترونٍ القيمة $l_e = 0.075\ \mu m$، ومن ثمَّ $L_x / l_e \approx 5$.

← **وهذا يعني الإلكترونات** التي سرعاتها الحرارية تساوي v_T **تتعرَّض أثناء طيرانها عبر عينة منتظمة** بطولٍ اختياري، L_x **لعددٍ من التصادمات تبلغ** وسطياً حتى **الخمسة** تصادمات. ومن أجل عينة كهذه، سيكون **النقل تبددياً** على الأغلب.

← أمَّا من أجل ديودٍ واقعٍ تحت تأثير انحيازٍ شديدٍ بمقدورنا التوصل لاستنتاجات مختلفة تماماً؛ إذْ يعرض الشكل (15a-6) الشكل العام للطاقة الكامنة للإلكترونات والسرعة الإلكترونية الوسطية من أجل جهد مُطبقٍ قيمته $\Phi_0 = 0.47$ V، وبغرض المقارنة، تمت الإشارة إلى السرعة الحرارية في هذا الشكل أيضاً: يمكننا أن نرى هنا أن السرعة الوسطية القصوى تزيد عن 7×10^7 cm/s. فضلاً عن أن المسار الحر الوسطي الفعلي يُقدَّر بقيمة أكبر، $0.07\ \mu m \le l_e \le 0.2\ \mu m$.

وهكذا نجد أن هذا المثال يوافق حالة وسطية بين نقلٍ باليستيٍ صرف ونقلٍ تبددي. ومن أجل هكذا حالة، ثمة إلكترونات مختلفة تمتلك سرعات مختلفة ومن المحتمل توصيف هذه الإلكترونات بتابع توزّع، $\pounds$، على السرعات v: يتعلق التوزّع بالمسافة على طول الديود أيضاً، x: $\pounds(v,x)$.

يوضح الشكل (15b-6) تابع التوزّع من أجل مسافاتٍ مختلفةٍ، x. يُشار إلى **التوزّع الحراري** للإلكترونات في المهبط **بالخط المتقطِّع**؛ إذْ من الواضح، أن توزّع مكسويل الممثل بالمعادلة (16-6) يوافق درجة الحرارة $T = 300$K.

فعلياً، يُحدِّدُ هذا التوزّع سرعات الإلكترونات المحقونة. ويُعدُّ "التناثر Spreading" الأولي للإلكترونات على السرعات في المهبط أحد الفوارق الرئيسية عن النموذج البسيط الذي جرى تحليله سابقاً والذي تكون الإلكترونات فيه محقونةً بسرعةٍ قريبةٍ من الصفر. ويُصبح التوزّع داخل الديود **شديد التناحي** (الأنزوتروبية) Anisotropic:

- فالإلكترونات ذات السرعات السالبة تغيب بمعظمها.
- ومع ازدياد المسافة يُصبح التوزّع المتناحي أكثر فأكثر مترافقاً بقيمة قصوى (ذروة) Maximum أكثر وضوحاً. إذْ من أجل مسافات أكبر توافق هذه الذروة– تقريباً– قيماً أُعطيت في نموذج النقل الباليستي الصرف الذي تمت مناقشته سابقاً.

يُبرِزُ هذا المثال الطبيعة الحقيقية لديودٍ باليستيٍ تقريباً: تُسهم بعض الإلكترونات في النقل ويحدث بعض الانتثار على السرعة. ولكن الخصائص الوسطية للديود قريبة جداً من الخصائص التي تم الحصول عليها في النموذج البسيط الذي تأسس على معادلات نيوتن وبواسُّون التقليدية.

يسمح النموذج البسيط الذي تمت مناقشته سابقاً بالتحري عن **خصائص الديود الباليستي في حالة الترددات العالية وحساب ممانعته**. إذْ يُعطى الجزأن الحقيقي Real والتخيلي Imaginary للممانعة بالمعادلتين الآتيتين:

$$\operatorname{Re}\left[Z(\Omega)\right]=\frac{12R_{\mathrm{d}}}{\Omega^{4}}\left[2\left(1-\cos\Omega\right)-\Omega\sin\Omega\right], \tag{93-6}$$

$$\operatorname{Im}\left[Z(\Omega)\right]=\frac{12R_{\mathrm{d}}}{\Omega^{4}}\left[2\sin\Omega-\Omega\left(1+\cos\Omega\right)-\frac{\Omega^{3}}{6}\right], \tag{94-6}$$

حيث $R_{\mathrm{d}}=d\Phi_0/dJ_0$ المقاومة التفاضلية المحسوبة عبر استخدام الخاصة المميزة (تيار– جهد) في الحالة المستقرة، المعادلة (6-90)، و $\Omega=\omega t_{\mathrm{tr,b}}$، أي **التردد المُقاس بوحدة قياس مقلوب زمن النقل الإلكتروني** المُعرَّف بالمعادلة (6-91).

يوضح الشكل (6-16) كلتا التابعيتين $\operatorname{Re}\left[Z(\Omega)\right]$ و $\operatorname{Im}\left[Z(\Omega)\right]$؛ فتبعاً للمعادلتين (6-93) و (6-94) وتعريف المقاومة التفاضلية R_{d}، تتناقص قيمتا الممانعتين الحقيقية والتخيلية $\operatorname{Re}\left[Z(\Omega)\right]$ و $\operatorname{Im}\left[Z(\Omega)\right]$ بازدياد جهد الانحياز Φ_0، لأن:

$$\boxed{R_{\mathrm{d}}=\frac{d\Phi_0}{dJ_0}=\frac{1}{2}\sqrt{\frac{3m^{*}}{e\Phi_0}\,\frac{L_x^{2}}{\epsilon_0\epsilon}}.}$$

→ هذا يعني أن **استجابة التيار تُصبح أكبر عند الانحيازات الأكبر بحكم التابعية** $\left(R_{\mathrm{d}}\propto 1/\sqrt{\Phi_0}\right)$.

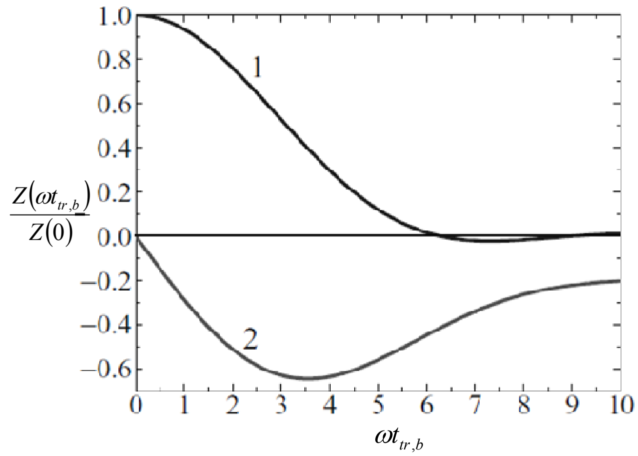
→ وبنفس الوقت **تتوسع المنطقة الترددية، التي يبقى ضمنها الديود نشطاً، مع الانحياز بحكم التابعية** $\omega=t_{\mathrm{tr,b}}^{-1}\propto\sqrt{\Phi_0}$.

→ إن هذه الصفات تشابه تلك التي تم تحصيلها من أجل **ديود موت– غيرني التبددي** Dissipative Mott-Gurney Diode تماماً، راجع المعادلة (6-77).

→ ومن حيث المبدأ، **ثمّة صفة جديدة** تكمن في الاهتزازات الممكن رصدها للكميتين $\operatorname{Re}\left[Z(\Omega)\right]$ و $\operatorname{Im}\left[Z(\Omega)\right]$ مع التردد ω وتبرز "**النوافذ الترددية** Frequency Windows" **بقيمٍ سالبةٍ** للكمية الحقيقية $\operatorname{Re}\left[Z(\Omega)\right]$؛

→ "**فالنافذة الأولى**" الموافقة لـ $\operatorname{Re}\left[Z(\Omega)\right]<0$ تحدث من أجل الترددات ω الواقعة بين $6.3/t_{\mathrm{tr,b}}$ و $9/t_{\mathrm{tr,b}}$، ومن المعلوم أن **الكمية** $\operatorname{Re}\left[Z(\Omega)\right]$ **السالبة توافق عدم استقرار كهربائي عند التردد** ω. ويمكن استعمال عدم الاستقرار هذا في **توليد اهتزازات كهرطيسية عالية التواتر**.

يجدر بالذكر في الختام أن **النبيطة النانومترية الباليستية هي أسرع النبائط التي تستند إلى النقل الإلكتروني التقليدي** في آلية عملها؛ إذْ ينشأ تيارٌ كهربائيٌ محدودٌ ومقاومةٌ كهربائيةٌ محدودةٌ من دون تبعثرٍ إلكتروني **بفضل** المفاعيل الكهراكدة **المتحرِّضة نتيجةً لإعادة توزّع الإلكترونات المشحونة في النبيطة**؛ وهذا هو السبب، الذي يجعل هذه الحالة مرتبطةً **بالنقل المحدود بالشحنة. وتمتاز الديودات الباليستية** أيضاً "**بنوافذ ترددية**" تكون فيها المقاومة الديناميكية للنبيطة **سالبة مما يؤدي إلى تقوِّية اللاستقرار الكهربائي واحتمال توليد إشعاع كهرطيسي فائق التردد**.



الشكل (6-16): تابعية القسمين الحقيقي (المنحني 1) والتخيلي (المنحني 2) للممانعة الكهربائية العقدية للتردد ω المعرَّفين بالمعادلتين (6-93) و (6-94)؛ $Z(0) = Z(\omega = 0)$.