



كلية العلوم

القسم : الفيزياء

السنة : الرابعة

المادة : الكترونيات نانوية

المحاضرة : الثالثة / نظري /

{{ مكتبة A to Z }}

مكتبة A to Z : Facebook Group

كلية العلوم ، كلية الصيدلة ، الهندسة التقنية

يمكنكم طلب المحاضرات برسالة نصية (SMS) أو عبر (What's app-Telegram) على الرقم 0931497960

دراسة النقل الباليستي الكومومي وعلاقة لاندوير:

Quantum Ballistic Transport: the Landauer Formula

يُعدّ الوصف النظري العام لأنظمة النقل الكومومي المختلفة مسألة معقدة جداً، يصعب عرضها هنا. وعوضاً عن ذلك ندرس أبسط حالة للنقل الإلكتروني المستقل عن الزمن وفي درجة حرارة منخفضة حيث يمكن إهمال العمليات اللامرنة.

إذن، تبعاً للتصنيف المعطى في الجدول 6-1 سندرس الآن النظام الميزوسكوبي للنقل الإلكتروني. فكما أشرنا سابقاً يتعلق النقل في النماذج الميزوسكوبية نانوية البنية بكل من هندسة البنية النانوية و"وسائط التوصيل Leads" (مساري، وتماسات، وأسلاك توصيل، ووصلات بينية، الخ) التي تربط النبيلة بدارة كهربائية خارجية، ولذلك، سندرس الجملة كاملةً: (جملة النبيلة - توصيلات).

يوضح الشكل (6-17) الصفات الجوهرية للنموذج المبسط؛ فالجملة تتألف من:

- توصيلتين يُطبّق عليهما جهد انحياز،
- و"دليلي موجة إلكترونيين"؛ L و R (يمكن عدّهما بمثابة أسلاك كمومية)،
- والنبيلة بحد ذاتها.

بهذه تقادي ضرورة التوصيف المفصل للتوصيلات نعدّها خزانات إلكترونية حيث تكون عمليات استرخاء الطاقة والاندفاع فعّالة إلى درجة تبقى عندها الإلكترونات في حالة توازن حتى في شروط الانحياز بالجهد المطبق المعطى.

إذن، يُفترض أن تكون الشروط الحديثة عند السطح الفاصل بين التوصيلات والنبيلة معينةً بتابع توزّع فيرمي المتوازن، الممثل بالمعادلة (6-18). إنّ التركيز الإلكتروني في التوصيلات كبير جداً لدرجة أنّ الكمون الكهراكمي في كل توصيلة يجب عدّه ثابتاً، كما في حالة فلز.

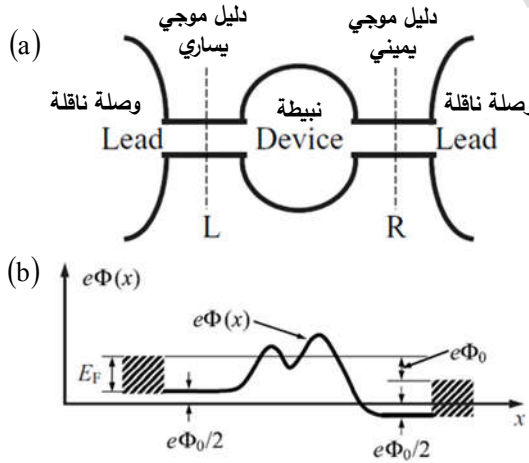
■ ليكن E_F طاقة فيرمي للإلكترونات في التوصيلات بغياب الانحياز؛

■ وبتطبيق جهد انحياز Φ_0 ، يُصبح مستوى فيرمي مساوياً في إحدى التوصيلتين $E - \frac{1}{2}e\Phi_0$

وفي التوصيلة الأخرى $E + \frac{1}{2}e\Phi_0$ ، كما يوضح الشكل (6-17b).

■ ولذلك، تكون توابع التوزّع الإلكتروني في التوصيلتين اليسرى واليمنى من الشكل

$$F_F\left(E - \frac{1}{2}e\Phi_0 - E_F\right) \quad \text{و} \quad F_F\left(E + \frac{1}{2}e\Phi_0 - E_F\right) \quad (95-6)$$



الجدول (6-17): (a) رسم تخطيطي لنبيلة ميزوسكوبية نانوية البنية (b) شكل الطاقة الكامنة، $e\Phi(x)$ ، في نبيلة ميزوسكوبية منحازة.

على الترتيب، حيث E الطاقة الحركية للإلكترونات. وجدنا في مقرر علم النانو أثناء دراسة **الأسلاك الكمومية** أن الطيف الإلكتروني يتألف من سلسلة عصابات - جزئية أحادية البعد بطاقات مساوية:

$$E_{k_x, n, m} = \varepsilon_{n, m} + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*}. \quad (96-6)$$

حيث n و m عدنان صحيحان و k_x متجه موجي أحادي البعد يتجه على طول محور السلك الكمومي. يمكن كتابة التابع الموجي الإلكتروني بالشكل الآتي:

$$\psi(x, y, z) = \psi_{\perp}(y, z) \psi_{\parallel}(x). \quad (97-6)$$

→ تصف مُركبة التابع الموجي $\psi_{\perp}(y, z)$ التوزع العرضي للإلكترونات في السلك الكمومي،
→ في حين تصف المُركبة $\psi_{\parallel}(x)$ الحركة الانسحابية للإلكترونات على طول أسلاك التوصيل الكمومية، وهي تتألف بشكل عام من أمواج مستوية $e^{\pm i k_x x}$.

بما أن النقل الإلكتروني يحدث على طول الأسلاك، فلا بد من تحليل التابع الموجي $\psi_{\parallel}(x)$: إذ بمقدورنا كتابة التابع الموجي للإلكترونات، $\psi_{\parallel}(x)$ ، عند السطوح الفاصلة بين التوصيلات والنبیطة.

أشير إلى هذه السطوح الفاصلة في الشكل (6-17) **بالمقطعين العرضيين المُرْمَزين بالحرفين L و R**. يُعبّر عن التابع الموجي، $\psi_{\parallel, l}(x)$ ، **للإلكترونات القادمة من السلك اليساري** بالعلاقة الآتية:

$$\psi_{\parallel, l}(x) = \begin{cases} e^{i k_l (x - x_l)} + r_l e^{-i k_l (x - x_l)}, & x \sim x_l \\ t_r e^{i k_r (x - x_r)}, & x \sim x_r \end{cases}, \quad (98-6)$$

حيث x_l و x_r يرمزان لإحداثيات المقطعين العرضيين L و R على الترتيب، وهذا يعني أن التابع الموجي عند المقطع العرضي - L يتألف من أمواج واردة ومنعكسة، في حين تتوفر عند المقطع العرضي - R فقط تلك الموجة التي ستعبر النبیطة:

ويُمثّل المعاملان t_r مطال الأمواج النافذة و r_l مطال الأمواج المنعكسة.

يتعلق هذان المعاملان **بشكل الكمون الخاص Potential Profile** في النبیطة، **وبأبعاده الهندسية**، الخ. وبشكلٍ مشابهٍ نستطيع كتابة التابع الموجي **للإلكترونات القادمة من السلك اليميني**، $\psi_{\parallel, r}(x)$ ، بالشكل الآتي:

$$\psi_{\parallel, r}(x) = \begin{cases} t_l e^{-i k_l (x - x_l)}, & x \sim x_l \\ e^{-i k_r (x - x_r)} + r_r e^{i k_r (x - x_r)}, & x \sim x_r \end{cases}. \quad (99-6)$$

تمثّل الكميتان k_l و k_r في المعادلتين (98-6) و (99-6) المتجهين الموجيين في المقطعين العرضيين اليساري واليميني على الترتيب.

إن المعاملات t_r و r_l و t_l و r_r تتربط فيما بينها ببعض العلاقات الأساسية التي بدورها لا ترتبط بتصميم معين للنبيطة. يُعطي مطلب استمرارية التيار من أجل كلا التابعين الموجيين $\psi_{||,r}(x)$ و $\psi_{||,l}(x)$ العلاقات الآتيتين:

$$k_r(1 - |r_r|^2) = k_l |t_l|^2 \quad \text{و} \quad k_l(1 - |r_l|^2) = k_r |t_r|^2 \quad (100-6)$$

وثمة علاقات مهمة أخرى هي:

$$t_r^* t_l = t_l^* t_r \quad \text{و} \quad |r_l|^2 = |r_r|^2 \quad (101-6)$$

وعندها نحصل باستخدام المعادلة (100-6) على المساواة الآتية:

$$k_r^2 |t_r|^2 = k_l^2 |t_l|^2. \quad (102-6)$$

وبعد التعويض عن التوابع الموجية من المعادلتين (98-6) و (99-6) في **المعادلة**

$$i = -\frac{i\hbar}{2m} (\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*)$$

التي تُعرّف **تدفق الجسيمات**، يمكننا حساب **التدفقات الإلكترونية** القادمة إلى النبيطة، i_{in} ، والخارجة منها، i_{out} :

$$i_{out} = v_r |t_r|^2 \quad \text{و} \quad i_{in} = v_l \quad (103-6)$$

حيث $v_l = \hbar k_l / m^*$ سرعة الإلكترونات عند المقطع العرضي L

و $v_r = \hbar k_r / m^*$ سرعة الإلكترونات عند المقطع العرضي R.

تُعرّف نسبة هاتين الكميتين **معامل النفوذ** من أجل الإلكترونات المنتقلة عبر النبيطة من اليسار نحو اليمين:

$$T_{l \rightarrow r}(E) = \frac{i_{out}}{i_{in}} = \frac{k_r}{k_l} |t_r|^2. \quad (104-6)$$

كما يساوي معامل النفوذ الموافق للإلكترونات المنتقلة عبر النبيطة من اليمين نحو اليسار إلى:

$$T_{r \rightarrow l}(E) = \frac{i_{out}}{i_{in}} = \frac{k_l}{k_r} |t_l|^2. \quad (105-6)$$

وهكذا يمكننا أن نجد من المعادلات (102-6) و (104-6) و (105-6) العلاقة الآتية:

$$T_{l \rightarrow r}(E) = T_{r \rightarrow l}(E) = T(E_{||}), \quad (106-6)$$

حيث

$$E_{||} = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*} \quad (107-6)$$

الطاقة الحركية الموافقة للمركبة الطولية للاندفاع الإلكتروني.

نستنتج مما سبق أن معاملات النفوذ هي نفسها من أجل كلا الاتجاهين للإلكترونات القادمة. تُعرّف نسبة

التدفقات الإلكترونية المنعكسة والواردة معامل الانعكاس الآتي:

$$R(E) = \frac{i_r}{i_{in}} = |r_l|^2 = |r_r|^2. \quad (108-6)$$

ومن الواضح هنا أن:

$$T(E) + R(E) = 1. \quad (109-6)$$

بمقدورنا الآن أن نأخذ بالحسبان مساهمات كل الإلكترونات الداخلة إلى النبيلة من كلتا التوصيلتين في التيار الكهربائي.

لندرس حالة طاقة للإلكترونات الواقعة في التوصيلة اليسارية مثلاً، ذات الأعداد الكمومية k_x ، و n ، و m : يُعطى عدد الإلكترونات في هذه الحالة الطاقة بالمقدار $2F_F(E(k_x, n, m) + \frac{1}{2}e\Phi_0 - E_F)$ ، حيث ينشأ العامل 2 من التحلل السبيني. إذا كان L_c **طول الوصلة**، فإن عدد الإلكترونات في وحدة طول الوصلة يساوي $2F_F/L_c$ ، ومن ثمّ تساوي المساهمة الإجمالية للإلكترونات **الداخلة من جهة اليسار** في التيار الكهربائي:

$$I_l = -\frac{2e}{L_c} \sum_{n,m} \sum_{k_x > 0} v_{||} T(E_{||}) F_F(E(k_x, n, m) + \frac{1}{2}e\Phi_0 - E_F). \quad (110-6)$$

وبشكلٍ مشابهٍ، نحصل على المساهمة الإجمالية للإلكترونات **الداخلة من جهة اليمين** في التيار الكهربائي:

$$I_r = \frac{2e}{L_c} \sum_{n,m} \sum_{k_x < 0} v_{||} T(E_{||}) F_F(E(k_x, n, m) - \frac{1}{2}e\Phi_0 - E_F). \quad (111-6)$$

ومن ثمّ يساوي التيار الكليّ المار في النبيلة:

$$I = I_l - I_r;$$

$$I = -\frac{2e}{L_c} \sum_{n,m} \sum_{k_x > 0} v_{||} T(E_{||}) [F_F(E(k_x, n, m) + \frac{1}{2}e\Phi_0 - E_F) - F_F(E(k_x, n, m) - \frac{1}{2}e\Phi_0 - E_F)]. \quad (112-6)$$

بما أن السرعة الإلكترونية، $v_{||}$ ، ومعامل النفوذ، T ، من أجل النموذج المدروس هنا، مستقلتان عن الأعداد الكمومية العرضانية، n و m ، فإننا نستطيع حساب المجموع بالعددين n و m : وبالأخذ بالحسبان الشكل المبسط لتابع **توزع فيرمي**، F_F ، فمن المناسب إدخال تابع التوزع المرتبط بالطاقة الحركية $E_{||}$ فقط:

$$F_F(E_{||}) = 2 \sum_{n,m} \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{E_{||} + \varepsilon_{n,m} - E_F}{k_B T}\right)}. \quad (113-6)$$

وبعد ذلك، كما في المعادلة (30-6)، يمكن استبدال المجموع على k_x في المعادلة (112-6) بالتكامل:

$$\sum_{k_x} \{ \dots \} \rightarrow \frac{L_c}{2\pi} \int dk_x \{ \dots \} = \frac{L_c}{2\pi} \int \frac{dE_{||}}{\hbar v_{||}} \{ \dots \}. \quad (114-6)$$

وأخيراً، نحصل على علاقة التيار الكليّ الآتية:

$$I = -e \int \frac{1}{2\pi \hbar} T(E_{||}) [F_F(E_{||} + \frac{1}{2}e\Phi_0 - E_F) - F_F(E_{||} - \frac{1}{2}e\Phi_0 - E_F)] dE_{||}, \quad (115-6)$$

حيث يشمل مجال التكامل الطاقة الحركية للحركة الطولانية $E_{||}$ ؛ نلاحظ هنا، أن السرعة الإلكترونية لا تظهر في العلاقة النهائية للتيار الكلي، I .

يمكن تطبيق هذه النتيجة العامة على مجموعة متنوعة من الحالات المختلفة، ندرس اثنتين منها؛

أولاً- حالة نبيطة كبيرة ماكروسكوبياً في الاتجاهات العرضانية:

A Device Macroscopically Large in the Transverse Directions

الأعداد الكوانتية في هذه الحالة هي المتجهات الموجية $n = k_y$ و $m = k_z$ ؛ ثم إن:

$$\varepsilon_{n,m} = \frac{\hbar^2}{2m^*} (k_y^2 + k_z^2).$$

ويمكن حساب التابع الممثل بالمعادلة (113-6) بسهولة؛

$$F_F(E_{||}) = S \frac{m^* k_B T}{\pi \hbar^2} \ln \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_{||}}{k_B T} \right) \right], \quad (116-6)$$

حيث S مساحة المقطع- العرضي.

إن الحد $F_F(E_{||})$ يحمل معنى عدد الإلكترونات التي طاقاتها تساوي $E_{||}$.

وهكذا، نجد أن كثافة التيار الكلية، $J = I/S$ ، تساوي:

$$J = -e \frac{m^* k_B T}{\pi \hbar^2} \int \frac{dE_{||}}{2\pi \hbar} T(E_{||}) \ln \left[\frac{1 + \exp \left(\frac{E_F - E_{||} + \frac{1}{2} e \Phi_0}{k_B T} \right)}{1 + \exp \left(\frac{E_F - E_{||} - \frac{1}{2} e \Phi_0}{k_B T} \right)} \right]. \quad (117-6)$$

وهذه النتيجة مفيدة فعلياً، طالما أن المعادلة (117-6) تسمح لنا بحساب الخاصية المميزة (تيار- جهد) لنبيطة

نانوية البنية، وإيجاد تابعيتها لتركيز الإلكترونات، ودرجة الحرارة، الخ؛ ومن المفيد الحصول على تيار محدود *Finite Current* في هذه النبيطة الواقعة تحت تأثير جهد انحياز حيث لا يوجد تبعثر، مما يعني أن النبيطة

تمتلك مقاومة كهربائية يمكن تفسيرها بمعاملين؛

الأول بالانعكاس الكمومي للموجات الإلكترونية داخل النبيطة،

والثاني بعدد الإلكترونات المحدود الذي يمكن حقه في النبيطة.

يجدر بالذكر أن إعادة توزع الشحنة الكهربائية لم تُدرس هنا، مما يعني أنها فرضت تيارات صغيرة نسبياً.

ثانياً - حالة نبيطة ناقلة للتيار في درجات الحرارة المنخفضة؛ علاقة لاندواير:

Device Conductance at Low Temperatures - The Landauer Formula

نعود هنا إلى النتيجة العامة المتمثلة بالمعادلة (112-6)، $I = I_1 - I_r$ ؛ إذ يمكن تبسيطها بشكل كبير من أجل النقل الإلكتروني شبه المتوازن في درجات الحرارة المنخفضة: نعلم الآن أن تابع توزع فيرمي، F_F ، يُصبح في حدود درجة الحرارة الصفرية تابع - خطوة:

$$\lim_{T \rightarrow 0} F_F(E - E_F) = \Theta(E_F - E). \quad (118-6)$$

وإذا كان الجهد المطبق، Φ_0 ، بين طرفي النبيطة صغيراً، فإن الفارق بين تابعي التوزع الموجودين في المجموع، في المعادلة (112-6)، يساوي:

$$F_F(E(k_x, n, m) + \frac{1}{2}e\Phi_0 - E_F) - F_F(E(k_x, n, m) - \frac{1}{2}e\Phi_0 - E_F) = e\Phi_0 \delta(E_F - E), \quad (119-6)$$

ومن ثمّ تصبح المعادلة (112-6) من الشكل الآتي:

$$I = -\frac{2e}{L_c} \sum_{n,m} \sum_{k_x > 0} v_{||} T(E_{||}) [e\Phi_0 \delta(E_F - E)].$$

حيث أخذنا بالحسبان حقيقة أن مشتق تابع توزع فيرمي الشبيه بالخطوة يُعدّ تابع δ .

إذن، يتناسب التيار مع جهد الانحياز، Φ_0 ، تناسباً طردياً.

نستطيع أن ندخل في هذه الدراسة ناقلية Conductance نبيطة نانوية البنية، تُعرّف بالنسبة:

$$G = \frac{I}{\Phi_0} = -\frac{2e^2}{L_c} \sum_{n,m} \sum_{k_x} v_{||} T(E_{||}) \delta(E_F - E). \quad (120-6)$$

نحصل من المعادلات (112-6)، و(114-6)، و(119-6)، و(120-6) على الناقلية في درجات الحرارة المنخفضة التي تأخذ الشكل الآتي:

$$G = \frac{e^2}{h} \sum_{n,m,s} T(E_F, n, m) = 2 \frac{e^2}{h} \sum_{n,m} T(E_F, n, m), \quad (121-6)$$

حيث يمتد المجموع على الحالات الطاقية الإلكترونية (n, m) ذات الطاقات $E < E_F$ فقط.

يسمى المعامل الواقع أمام إشارة المجموع في المعادلة (121-6)؛

$$G_0 = \frac{e^2}{h} \quad (122-6)$$

كمّ الناقلية الكهربائية Quantum of Conductance.

إن كمّ الناقلية يساوي $G_0 = 39.6 \mu S$ ، $(1 \text{ siemens} = 1 S)$ ، ومقلوب هذا الكمّ يساوي $1/G_0 = 25.2 \text{ k}\Omega$.

تسمى المعادلة (121-6) عادةً **علاقة لاندواير Landauer Formula**.

من الملائم أحياناً دراسة حالات إلكترونية توافق أعداد كمومية (n, m) مختلفة في إطار قنوات منفصلة

لنقل الإلكترونات؛ وفي هذا السياق، يمكن إعادة كتابة العلاقة الأخيرة، (121-6)، بالشكل الآتي:

$$G = 2 G_0 \sum_{n,m} T_{n,m} \quad \text{with } T_{n,m} = T(E_F, n, m), \quad (123-6)$$

حيث تُسهم كل قناة (n, m) في الناقلية، G ، بالمقدار $G_0 T_{n,m}$. فإذا كانت القناة الموافقة للحالة الكمومية (n, m) شفافةً للإلكترونات، فإن $T_{n,m} = 1$ ، ومساهمة هذه القناة تساوي كم الناقلية الممثل بالمعادلة (122-6).

يُعزى هذا النظام - نظام النقل الإلكتروني المدروس أعلاه إلى ما يسمى النقل الباليستي الكمومي أيضاً. وهكذا نجد أن نبيطةً نانويةً تتصف بنقلٍ باليستيٍّ كموميٍّ تُبدي ناقليةً محدودةً (وبطبيعة الحال مقاومة محدودة). وعموماً، تتعلق الناقلية بكل من:

- معامل النفوذ للنبيطة

- وتوابع توزع فيرمي في التوصيلات؛

وعلى وجه الخصوص، حتى وإن كانت النبيطة شفافةً للموجة الإلكترونية تماماً، $T=1$ ، فإن الناقلية تبقى محدودةً وتساوي كم الناقلية G_0 . إنَّ أي زيادة في إسمكان العصابات - الجزئية العلوية منخفضة البعد، تؤدي إلى سلوكٍ غير اعتياديٍّ للناقلية: في الواقع، في درجة الحرارة المنخفضة، لاسيما عندما $k_B T \ll E_F$ ، فإن العصابات - الجزئية التي من أجلها طاقة قيعانها Bottoms أقل من طاقة فيرمي، $E_{n,m} < E_F$ ، تكون هي المشغولة دون سواها بالإلكترونات. وإذا بدأت عصابة - جزئية جديدة بالانشغال، بنتيجة تغير طاقة فيرمي E_F ، فإن ناقلية النبيطة تزداد بأسلوبٍ شبيه بتابع - الخطوة بصورة مستقلة عن كمية الإلكترونات التي تشغل هذه العصابة - الجزئية الجديدة.

وفي الختام، يجدر بالذكر أن علاقة لاندواير تصف نقلاً كمومياً للإلكترونات في نبائط ميزوسكوبية؛ وهي صالحة من أجل درجة حرارة منخفضة وعند تطبيق جهد انحيازٍ صغير.

تطبيق على التماس النقطي الكمومي Quantum Point Contact:

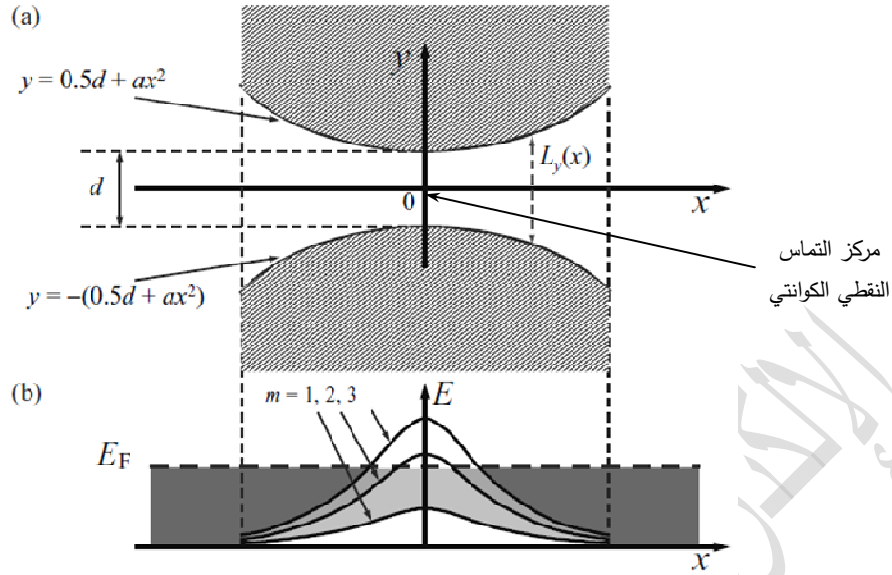
تسمى أبسط نبيطة تتصف بنقلٍ إلكتروني باليستي بالتماس النقطي الكمومي الذي يمكن تصنيعه بأشكال ونماذج مختلفة؛ يكمن جوهر هذا التماس في اتصال خزانين إلكترونيين بمنطقة توصيل ذات بعدين عرضانيين، L_y و L_z ، يمكن مقارنتهما بطول موجة دوبروي للإلكترونات، والشكل (18a-6) يوضح مقطعاً لتماسٍ نقطيٍّ في المستوي $\{x, y\}$.

يحدث النقل والتيار الإلكترونيين في الاتجاه x . وبغرض التبسيط يمكننا أن نفرض أنَّ للقناة بُعداً ثابتاً، L_x ، في الاتجاه x . إذا كان التغير في بعد القناة في الاتجاه y ، $L_y(x)$ ، "سلساً" أدياباتياً، نستطيع تطبيق المعادلة (3-50) من أجل العصابات الطاقية - الجزئية أحادية البعد:

$$E(k_x, n, m) = \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m^* L_z^2} + \frac{\hbar^2 \pi^2 m^2}{2m^* (L_y(x))^2} + \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m^*}, \quad (124-6)$$

حيث استخدمنا تكمية تقريبية للحركة الإلكترونية في الاتجاه y .

يوضح الشكل (18b-6) الأشكال العامة الناتجة للكمون من أجل بضعة عصابات - جزئية في البنية التي يتحقق من أجلها الشرط $L_z \ll L_{y, \min}$: لدينا من أجل طاقة فيرمي المشار إليها بوضوح في الشكل (18b-6) قناة واحدة فقط مفتوحة أمام الحركة الإلكترونية وقناة أخرى تملك حاجز كمونٍ صغير.



الشكل (18-6): تمثيل هندسي لتماس نقطي (a) وطاقة مكثاة، $\epsilon_{1,m}$ ، في منطقة التماس النقطة (b) $(L_z \ll L_y, \min)$. أشر هنا تخطيطياً أنه بمقدور الإلكترونات التواجد في العصابات الجزئية الثلاث في المنطقة المظلة الأكثر كثافة (العامة)؛ وبمقدور الإلكترونات التواجد في العصابة الجزئية $\epsilon_{1,1}$ في المنطقة المشار إليها بالمنطقة المظلة الأقل كثافة (الفاتحة).

وحالما تبلغ طاقة فيرمي قاع العصابة- الجزئية اللاحقة تفتح قناة جديدة أمام توصيل الإلكترونات وتتعرض ناقلية هذا التماس النقطة لزيادة شبيهة بسلوك التزجئة Step. وعادةً، مثل هذه **الممرات الضيقة** *Narrow Constrictions* تظهر تكمية الناقلية بوضوح. وبما أن الحواجز الكمومية في ممرات التوصيل الإلكتروني هذه عريضة نسبياً، فإن عمليات عبورها بطريقة النفق تكون قليلة الاحتمال؛ وبالنتيجة،

→ إما أن تكون كل قناة من القنوات مفتوحة تقريباً (معامل النفوذ يساوي الواحد $(T=1)$)

→ وإما مغلقة تقريباً $(T=0)$ ؛ وبالعودة إلى العلاقة (6-221) هذا يعني، أنه من المتوقع ارتفاع الناقلية إلى قيمة قريبة جداً من قيمتها العامة $2G_0$.

وبمثابة مثال، لندرس الممر الضيق الذي تمّ تحصيله بالتنميش الخفيف على التركيب المتغاير AlGaAs/GaAs ذي الغاز الإلكتروني- ثنائي البعد. يُنجز التنميش الخفيف بحواف مضبوطة جيداً وفق الآتي:

(a) يُشكّل قناعاً من الألمنيوم Al بسماكة 13 nm بطريقة الرسم الهندسي المادي والإزالة Lift-Off بحزمة إلكترونية باستعمال مصورة الإلكترون الماسح SEM الذي يعمل بالإصدار الحثلي Field-Emission بجهد تسريع مقداره 2.5 kV؛

(b) وبعد ذلك يُجرى تنميش العينة قليلاً، كما مرّ معنا في مقرر علم النانو وتطبيقاته (الفصل الرابع).

(c) وبعد إزالة القناع المُنمَّش تمّ ترسيب مسرى بوابة من الألمنيوم Al غطّى **ممر التوصيل**.

(d) وعندها يمكن ضبط الكثافة الإلكترونية ومن ثمّ التحكم بطاقة فيرمي بتطبيق جهد كهربائي على البوابة. والشكل (6-19) (في الزاوية العلوية اليسارية من الشكل) يُظهر صورة **لممر توصيل** تمّ تحصيله بطريقة التنميش الخفيف تم التقاطها بمصورة الإلكترون الماسح SEM. **يوصّف شكل الممر المُنمَّش** بمحولين اثنين،

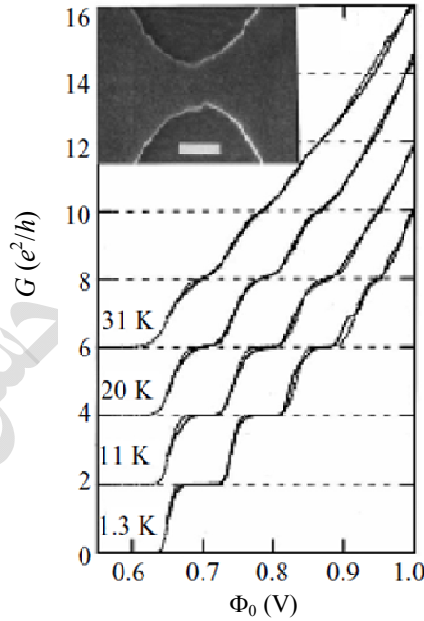
هما عرض الممر، d ، وتقوس، a ، القطعيتين المكافئتين - التقوس الذي يصف الجذر المنمّشة قليلاً (جذر الممر الظاهر في الصورة).

إذا وضعت جملة الإحداثيات $\{x, y\}$ في مركز تناظر الممر، فإن الجذر المنمّشة توصف بالمعادلة الآتية:

$$y = \pm (0.5d + ax^2). \quad (125-6)$$

يتصف التماس الكمومي الذي يوضحه الشكل (19-6) بالمتحولين $d = 50 \text{ nm}$ و $a = 0.00125 \text{ nm}^{-1}$ ؛ **نستطيع** من خلال استخدام الحد الثاني في المعادلة (124-6) **تقدير** المسافات الطاقية بين أخفض العصابات الطاقية الجزئية في ممر توصيل الإلكترونات ذي المقطع العرضي الضيق؛ وهي 20 meV ، و 16 meV ، و 11 meV ، الخ.

تُبدي العينة المدروسة تكمية الناقلية الكهربائية المُعَيَّنة جيداً في درجات الحرارة المنخفضة، كما يظهر في الشكل (19-6) من أجل سلسلة من القياسات في درجات حرارة مختلفة. إنَّ مقدار نمو الناقلية من أجل كل خطوة قريب من القيمة العامة $2G_0$.



الشكل (19-6): تكمية الناقلية، G ، عند درجات الحرارة $T = 1.3, 11, 20, 31 \text{ K}$: توجد في الزاوية العلوية اليسرى من الشكل صورة لممر توصيل إلكترونات تمّ تحصيله بالتنميش الخفيف.

النقل الإلكتروني الفردي Single-Electron Transport

افترضنا في حالات النقل الإلكتروني التي تمت مناقشتها سابقاً أن عدد الإلكترونات المُساهم في هذا النقل كبير جداً لدرجة أن الطبيعة الانفصالية للإلكترونات ليست ذات قيمة: **إنَّ هذا الافتراض لا يُعدُّ صالحاً بعد الآن من أجل نبائط صغيرة تعمل بتيارات ضعيفة**؛ وبدلاً منه طُوِّر نوعٌ جديدٌ من النقل الإلكتروني المرتبط بالشحنة هو النقل بالإلكترون فردي *Single-Electron Transport*؛ سنعرض في هذه الفقرة المفاهيم الأساسية لنظام النقل هذا. عموماً، إنَّ الانفصال (التفرد) الإلكتروني في المواد شبه الحجمية والنبائط الماكروسكوبية لا يظهر في خصائصها المميزة الوسطية؛ كالكثافة الإلكترونية الموضعية، والتيار الكهربائي الكلي، الخ؛ غير أنه من المعلوم جيداً أن هذا الانفصال يُعلن عن نفسه من خلال مساهمته في ضجيج تيار *Current Noise* (ترجُّحات *Fluctuations*) حتى من أجل عَيِّنات ماكروسكوبية. فمثلاً ينتج ما يسمى الضجيج الطَّلقي *Shot Noise* بسبب انفصال الشحنة الإلكترونية؛ إذ ينشأ بسبب عشوائية عملية دخول الإلكترونات النبيتية.

يزداد دور انفصال الشحنة لدى تخفيض أبعاد النبيت:

ففي حالة النبيت فائقة الصغر يؤدي انفصال الشحنة الإلكترونية إلى مفاعيل جديدة تماماً في ظاهرة النقل الإلكتروني؛ إذ يُصبح هذا النقل **متربطاً *Correlated***، أي أن انتقال إلكترون واحد عبر النبيتية مرتبطٌ بانتقال الإلكترونات الأخرى. ويظهر هذا الترابط **بفضل التأثير الكولوني** بين الإلكترونات الفردية؛ إذن، هناك فئة جديدة من النبيت تُنسب إلى ما يسمى **نبيت الإلكترون الفردي *Single-Electron Devices*** قوامها العمليات المذكورة أعلاه.

إنَّ مفعول الإلكترون الفردي **يعتمد على عملية شحن** تحدث لدى دخول الإلكترونات عَيِّنة ناقلة صغيرة جداً. فعندما تكون عَيِّنة ناقلة بالغة الصغر (تسمى **جزيرة فلزية *Metallic Island*** عادةً)، فإن الكمون الكهراكمي للجزيرة الفلزية يزداد بشكل ملحوظ حتى لدى دخولها إلكترون واحد فقط؛ وبشكل عام، تساوي طاقة الشحن لعَيِّنة:

$$E_C = \frac{Q^2}{2C}, \quad (126-6)$$

حيث Q الشحنة و C سعة العَيِّنة.

ومن أجل جزيرة كروية نصف قطرها r يمكن أن تُقدَّر السعة، C ، بالمساواة الآتية:

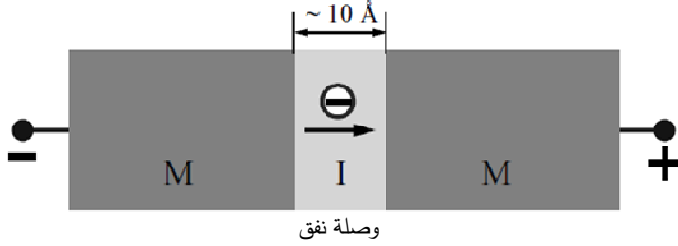
$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon_r. \quad (127-6)$$

فعلى سبيل المثال:

تملك جزيرة نصف قطرها $r = 10 \text{ nm}$ سعة من رتبة $10 \text{ aF} = 10^{-17} \text{ F}$ ؛
 $(1 \text{ aF} = 1 \text{ attofarad} = 10^{-18} \text{ F and } 1 \text{ F} = 1 \text{ C V}^{-1})$.

وعندها، عند **ازدياد الجهد**، $(\Delta\Phi = \Delta Q/C)$ ، **الذي يساوي e/C** ، **تزداد الطاقة** بمقدار $\Delta E = e\Delta\Phi$ ،
 يبلغ القيمة 16 meV ، التي يمكن مقارنتها **"بطاقة الضجيج الحراري"** في درجة حرارة الغرفة، $k_B T \approx 26 \text{ meV}$.
فإذا انتقل إلكترون واحد إلى الجزيرة، فإن التدافع الكولوني يمنع الإلكترونات الأخرى من الدخول إليها **ما لم يُخَفَّض كمون الجزيرة قصداً** من خلال تطبيق جهد انحياز خارجي؛ **فإذا خُفِّض كمون الجزيرة تدريجياً يُصبح بمقدور إلكترونات أخرى دخول الجزيرة إلكتروناتاً - إلكتروناتاً فقط وباستطاعة تبدي مهمة.**

يمكننا تعريف **نبيلة الإلكترون - الفردي** بأنها تركيب نانوي بسعة صغيرة لدرجة أن إضافة إلكترون واحد إلى النبيلة تولّد فيها تغير جهد يمكن قياسه. بمقدورنا وصف الخصائص الأساسية لبنائط الإلكترون الفردي على مثال "جملة فيزيائية بأبعاد خاصة"؛ يوضح الشكل (6-20) هذه الجملة المؤلفة من:



الشكل (6-20): رسم تمثيلي لأبسط جملة في إلكترونيات الإلكترون الفردي مؤلفة من (فلز - M - عازل - I - فلز - M)، حيث تم التعبير عن وصلة النفق ذات السعة، C، الصغيرة والانتقال الإلكتروني الفردي تخطيطياً.

وصلة نفق عازلة، I، تقع بين مسريين ناقلين، M (هما مناطق نصف ناقلة مطعّمة بشدة أو فلزات)، حيث يظهر في الشكل جملة فلز - عازل - فلز (M-I-M). لتكن هذه الوصلة موصوفة بالسعة، C، والناقلية، G:

يمكننا فرض السعة متناسبة طردياً تقريباً مع المقطع - العرضي، S، لهذه الوصلة. في هذه الحالة يفترض المقطع - العرضي الصغير سعة

صغيرة. ثم إن ناقلية الوصلة، G، تكون صغيرة بشكل كافٍ لدراسة الجملة كمكثف تسريب Leakage Capacitor.

لتكن لدى الجملة شحنة، Q، ومن ثمّ عند تسرب إلكترون واحد عبر العازل، فإن حادثة كهذه تُغيّر الشحنة الكهراكية الأولية فقط بمقدار الشحنة العنصرية، e: $Q \rightarrow (Q - e)$. ومن ثمّ تبعاً للمعادلة (6-126)،

$$\Delta E_C = \frac{(Q - e)^2}{2C} - \frac{Q^2}{2C} = \frac{Q^2}{2C} + \frac{e^2}{2C} - \frac{2Qe}{2C} - \frac{Q^2}{2C}; \quad (128-6)$$

$$\Delta E_C = -\frac{e(2Q - e)}{2C}.$$

ويتغير فرق الكمون بين الصفيحتين من القيمة

$$\Phi_1 = \frac{Q}{C} \quad (129-6)$$

إلى القيمة

$$\Phi_2 = \frac{(Q - e)}{C}. \quad (130-6)$$

وعندها يؤدي انتقال الإلكترون الفردي إلى ترجّح جهد بين طرفي الوصلة يساوي:

$$\Delta \Phi = \Phi_1 - \Phi_2 = \frac{e}{C}, \quad (131-6)$$

والترجّح الموافق لتيار التسرب يساوي إلى:

$$\Delta I = G \Delta \Phi. \quad (132-6)$$

يمكن تقدير التيار المرتبط بنقل الإلكترون الفردي من الدراسات الوصفية الآتية:

تسمح علاقة الشك؛ $\Delta E \Delta t \geq h$ ، بين الطاقة والزمن بتقييم الحد الفاصل لزمن النفق (العبور بالنفق)، τ_t ، من أجل الوصلة المدروسة أعلاه:

$$\tau_t \geq \frac{h}{\Delta E_C}. \quad (133-6)$$

وبدوره التيار الكهربائي؛

$$I_t = \frac{\Delta Q}{\Delta t} \quad (134-6)$$

المرتبطة بانتقال إلكترون فردي بطريقة النفق ($\Delta Q = e$ ، و $\Delta t = \tau_t$ ، و $\Delta E_C = -e^2 / 2C$) يساوي:

$$I_t \approx \frac{e}{\tau_t} \geq \frac{e^3}{2hC}. \quad (135-6)$$

إذا فاق هذا التيار، I_t ، ترجّحات التيار نفسه، ΔI ، بسبب ترجّحات الجهد، $\Delta \Phi$ ، وبوجه خاص، إذا

$$I_t \geq \Delta I = G \Delta \Phi = G \frac{e}{C}, \quad (136-6)$$

فإن عمليات نقل الإلكترون الفردي تضبط التيار الكهربائي المار في الوصلة وتتحكم به.

ينتج من المتراجحة الأخيرة، (136-6)، المعيار الآتي:

$$\frac{e^3}{2hC} \geq G \frac{e}{C} \Rightarrow \frac{e^2}{2h} \geq G$$

ومن ثَمَّ

$$\frac{e^2}{h} \gg G. \quad (137-6)$$

نلاحظ أن القيمة في الطرف الأيسر من هذا المعيار تُطابق كمّ الناقلية، $G_0 \equiv e^2 / h$ ، تماماً والذي تم الحصول عليه من علاقة لاندواير Landauer، المعادلة (121-6).

نستطيع بنتيجة هذا التحليل أن نضع قانوناً مفاده أنه إذا كانت الطاقة الكولونية لشحن النبيلة أكبر من الطاقة الحرارية، $k_B T$ ، وأن التيار، I ، المرتبط بنقل الإلكترون الفردي أكبر من ترجّحات تيار التسرب، فإن النقل الإلكتروني يكون مترابطاً وتكون مفاعيل الإلكترون الفردي ملحوظة ولها أهميتها. ويمكن صياغة معيار من أجل نقل الإلكترون الفردي هذا بالشكل الآتي:

$$G \ll \frac{e^2}{h} \quad \text{و} \quad C \ll \frac{e^2}{k_B T} \quad (138-6)$$

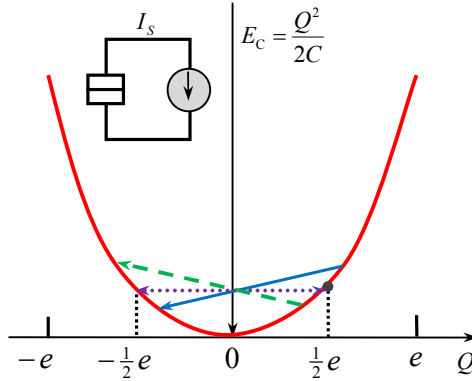
أي أن سعة النبيلة وناقلية التسرب الخاصة بها يجب أن تكونان صغيرتين.

بمقدورنا الآن أن نناقش فيزياء نقل الإلكترون الفردي من خلال استعمال دائرة كهربائية يوضحها الشكل

(21-6).

نفترض حالة، تكون فيها وصلة النفق في الدارة مشحونة بمصدر تيار، I_S .

■ انطلاقاً من عدم توافر شحنة إجمالية على صفيحتي المكثفة في اللحظة الزمنية $t = 0$ ، يبدأ منبع التيار بشحن الوصلة بببطء.



الشكل (21-6): تغيرات طاقة الشحن، E_C ، لوصلة نفقٍ سعتها، C ، عند تغير شحنة، Q ، إحدى صفيحتي المكثفة M-I-M. يشير السهم المستمر إلى حوادث النفق المفضلة طاقياً، والسهم المتقطع إلى حوادث نفق إلكتروني غير مفضلة طاقياً، والسهم المنقط المضاعف إلى حوادث النفق من دون أن يحدث تغير في طاقة المكثفة، E_C . في الجزء العلوي من الرسم توجد دائرة فيها وصلة النفق ومنبع تيارٍ لشحنها.

■ من أجل معدل شحنٍ معطى وتدرجات زمنية قصيرة تكون الشحنة الإضافية على صفيحتي المكثفة أقل من الشحنة العنصرية؛ $Q < e$.

■ من المهم الإشارة هنا إلى أنه بمقدور صفائح ماكروسكوبية أن تتشحن بشحنة أقل من شحنة إلكترونٍ فرديٍّ بإزالة إلكترونات الناقلية في الصفائح بالنسبة لأيونات الشبكة البلورية الموجبة (أي بما يسمى استقطاب الشحنة Polarization Charge).

■ عندما يشحن منبع التيار إحدى صفيحتي المكثفة بحيث تُصبح الشحنة عند هذه الصفيحة مساويةً $+\frac{1}{2}e$ والشحنة على الصفيحة الأخرى $-\frac{1}{2}e$ ، فإنه ينشأ فرق شحنة بين الصفيحتين مقداره $1e$.

■ وعندها تبلغ الطاقة الكهراكية للوصلة القيمة المشار إليها بالنقطة المصمتة Dot في الشكل (21-6)؛ ومن ثمَّ بمقدور الشحنة $1e$ أن تعبر الوصلة بطريقة النفق، وفق السهم المنقط الأفقي في الشكل (21-6).
■ إذن، قبيل العبور النفقي كانت الشحنات الأولية على الصفائح مساويةً $(+\frac{1}{2}e, -\frac{1}{2}e)$ ، في حين إنَّ الشحنات عليها، بعد العبور بطريقة النفق، أصبحت تساوي $(-\frac{1}{2}e, +\frac{1}{2}e)$.
■ نرى من الشكل (21-6) أن انتقال الشحنة لم يُغيّر طاقة الوصلة:

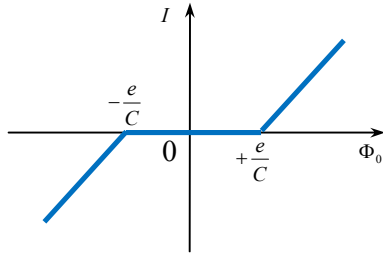
→ فعلياً، إنَّ هيكليتي الشحنتين متطابقتان، وبسبب ذلك، لا شيء بمقدوره إيقاف الإلكترون ويمنعه من النفق عبر الوصلة عائداً إلى موضعه الأولي (أي حالته الطاقية الأولى)، وهكذا دواليك.

→ غير أنَّ منبع التيار يستمر بشحن الصفيحتين ويُصبح العبور النفقي للإلكترون المشار إليه، في الشكل (21-6)، بالسهم المتصل مُفضلاً طاقياً (يُصبح المقدار ΔE_C في المعادلة (128-6) سالِباً)، وغير مفضلٍ طاقياً من أجل عبوره النفقي في الاتجاه المعاكس ليعود إلى صفيحته الأولية.

■ بهذه الطريقة، نحصل في حقيقة الأمر على عبور نفقيٍّ لإلكترونٍ فرديٍّ وجملة (فلز - عازل - فلز) تبدأ بتكدس الشحنة بغرض تأمين العبور النفقي للإلكترون اللاحق - هذا العبور الذي يجري بعد انقضاء برهة من الزمن. إنَّ نجاح حوادث عبور الإلكترون بطريقة النفق يعني أن التدفق الإلكتروني مترابط بشدة.

يوضح الشكل (21-6) كل حوادث العبور النفقي التي تمت مناقشتها أعلاه تخطيطياً.

يمكننا أن نرى من الدراسات القائمة على المعادلة (128-6)، $\Delta E_C = -\frac{e(2Q-e)}{2C}$ ، أنَّ أيَّ انتقالٍ إلكتروني يكون ممنوعاً (فالمقدار ΔE_C موجب من أجل هكذا شحنة، Q)، إذا كانت الشحنة الأولية للمكثفة صغيرة،



الشكل (22-6): الخاصية المميزة (تيار- جهد) في ظروف الحصار الكولوني: في مجال الانحياز بالجهد من $-e/C$ إلى $+e/C$ ينسحق التيار بسبب الترابطات الكولونية.

$-\frac{1}{2}e < Q < \frac{1}{2}e$. يسمى هذا المفعول الفيزيائي حصاراً كولونياً *Coulomb Blockade*: إذن، إذا تحقق الشرطان في العلاقة (6-138)، فإن طاقة الشحن تؤدي دوراً حاسماً في الجملة، ويكون عبور الإلكترون بطريقة النفق غير مفضل طاقياً، وفي درجة الحرارة المنخفضة يكون العبور بالنفق غير مسموح على الإطلاق (إذا كان محاصراً). هذا كله يقودنا إلى الحصول على صفة مميزة (تيار- جهد) نوعية يوضحها الشكل (22-6). السمة الرئيسية لمثل هذه الصفة المميزة تكمن في

سحق التيار تماماً في مجال محدود لانحيازات الجهد الخارجية، $-e/C < \Phi_0 < +e/C$.

من المهم الإشارة إلى أن ظهور Manifestation الانتقال المترابط يتعلق بشدة بالدائرة الخارجية التي تربط بها وصلة عبور الإلكترون- الفردي بطريقة النفق. لتكن $Z(\omega)$ ممانعة الدارة الخارجية؛
I. فإذا كانت صغيرة إلى درجة تتحقق عندها المتراجحة $|Z(\omega)| \ll G_0^{-1}$ من أجل الترددات الأكثر أهمية،
 $\omega \sim 1/\tau_t \sim e^2/(hC)$ ، فإن ترجحات الشحنة ΔQ في الدارة تكون أكبر من الشحنة الأولية، e ، ومن ثم تُسحق كل مفاعيل الترابط.

II. إذا وقعت ممانعة الدارة الخارجية في مجال وسطي $G^{-1} < |Z(\omega)| < G_0^{-1}$ ، فإن الوصلة تُبدي حصار كولون في مجال الانحياز من $-e/C$ إلى $+e/C$ ، كما يوضح الشكل (22-6)، ولكن خارج هذا المجال لا يوجد ترابط بين حوادث النفق.

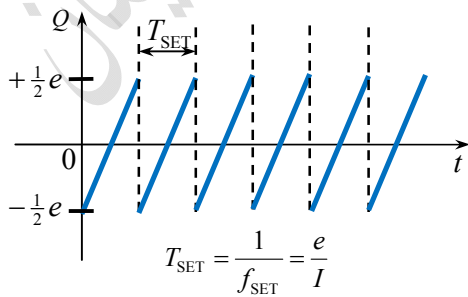
III. أخيراً، يحدث نظام تيار ملفت للانتباه إذا تحقق الشرط، $|Z(\omega)| \gg G^{-1} \gg G_0^{-1}$ ، الموافق لإمكانية دراسة الدارة الخارجية؛ كمنبع لتيار مستمر ثابت، I. يُسبب هذا التيار إعادة شحن الوصلة ضمن مجال حصار كولون من دون عبور إلكتروني بطريقة النفق؛ وهذا ما يوافق تغيراً خطياً في الشحنة مع الزمن: $dQ/dt = I \approx \text{constant}$. لدى بلوغ حد مجال الحصار، فإن إلكترونات يعبر الوصلة بالنفق؛ ومرة أخرى تجد الجملة نفسها في مجال الحصار- بجوار الحد المقابل- فتتكرر العملية، كما يوضح الشكل (23-6). بهذه الطريقة يمكن الحصول على اهتزازات

زمنية للشحنة بتردد، f_{SET} ، يُعَيَّن بالتيار:

$$f_{\text{SET}} = \frac{I}{e}. \quad (139-6)$$

وهذا ما يسمى بتردد اهتزازات نفق الإلكترون الفردي أو تردد اهتزازات بلوخ *Frequency of Bloch Oscillations*.

إن الصفات المميزة (تيار- جهد) اللاخطية، والاهتزازات، ومفاعيل (الإلكترون- الفردي) الأخرى التي **نوقشت** سابقاً تقودنا إلى اكتشاف طريقة جديدة تماماً تُعنى



الشكل (23-6): اهتزازات بلوخ التي تُظهر تابعة شحنة الوصلة بالزمن.

بالإلكترونيات الطاقة المنخفضة Low-Energy Electronics. إن مجال نبائط الإلكترون- الفردي يتطور بسرعة ولديه العديد من التطبيقات المهمة. لقد اقترحت وتحققت نبائط؛ كترانزستور الإلكترون- الفردي، والبوابات الدوارة Turnstile، ومضخة الإلكترون- الفردي على أساس هذه المفاعيل. وعلى الرغم من أن هذه النتائج تم تحصيلها عند درجات حرارة منخفضة، إلا أن التكنولوجيا الحديثة بثّرت بإمكانية أن تشمل هذه النتائج درجة حرارة إسالة النيتروجين، وحتى درجة حرارة الغرفة.

6-6 ملاحظات ختامية:

وصّحنا في هذا الفصل أن عدداً من أنظمة النقل الإلكتروني المختلفة يمكن أن يحدث في أنصاف النواقل وبنياتها النانوية. توصف هذه الأنظمة بقيم مختلفة للسرعة الإلكترونية والتيار الكهربائي، وتابعيات (تيار - جهد) مختلفة تماماً، الخ. إذ بمقدور الإلكترونات أن تسلك سلوك جسيمات شبه تقليدية Semi-classical Particles أو جسيمات كمّاء Quantum Particles. إذا كان بعد النبيلة على طول التيار الكهربائي أكبر بكثير من طول موجة دوبروي، فإن الحركة الإلكترونية تكون تقليدية عادة؛ يمكن أن تحدث هذه الحركة بأسلوب تبديدي لدى تعرّض الإلكترونات لتصادمات متعددة مع العيوب البلورية واهتزازات الشبكة البلورية. ومعّدل هذه التصادمات يُحدّد السرعة الإلكترونية الوسطية التي يمكن بلوغها عند تطبيق حقل كهربائي بقيمة معيّنة.

إذا كان الحقل الكهربائي صغيراً، فإن السرعة الوسطية تابع خطّي للحقل، ومعامل التناسب الخطّي بين السرعة الوسطية والحقل يُمثّل الحركة الإلكترونية (الثقبية). تكون الحركة في المواد والتراكيب المثالية عالية ومحدودة بالتبعثر على اهتزازات الشبكة البلورية. تبلغ الحركة من أجل هذه الجمل، في درجات الحرارة المنخفضة، التي تنقلص عندها تلك الاهتزازات، قيمة قصوى تُقيّد بتبعثر على الشوائب. تُعدّ الحركة إحدى أكثر الصفات المميزة أهمية من أجل التطبيقات الإلكترونية. إن تركيز الإلكترونات وحركيتها في عينة إلى جانب هندستها (أي أبعاد العينة) تُحدد ناقليتها أو مقاومتها الكهربائية. لقد حلّلنا تعديل الانتقال في الحقول الكهربائية المهمة ووجدنا أن الاستجابة التيارية تُعَيّن بصفة مميزة عقديّة تابعة للتردد - هذه الصفة هي الممانعة.

درسنا بعد ذلك سلوك الإلكترونات في حقول كهربائية كبيرة، وشرحنا مفعولات الإلكترونات الحارة ومفعولات زمن العبور. ومن ضمن هذه المفعولات ظاهرة تجاوز السرعة، أي أن بلوغ معدّل سرعة عالٍ جداً خلال دور زمني قصير والذي يُعدّ بالغ الأهمية من أجل النبائط التي تعمل بالسرعات الفائقة.

في الواقع، ثمة نوع آخر من المفاعيل الفيزيائية وجب دراستها أيضاً في النبائط القصيرة، وعلى وجه الخصوص، صياغة تأثيرات الشحنة- الفراغية في التيار. فالشحنة الإلكترونية الفراغية ترفع من قيمة المقاومة الكهربائية؛ تُعرف هذه الحالة بما يسمى النقل الإلكتروني المحدود بشحنة- فراغية. لقد قمنا بدراسة ومقارنة بعض الديودات القصيرة بأطوال مختلفة، بدءاً من الديود التبددي حتى النبيلة الباليستي. لقد وجدنا أن خصائصها الكهربائية مختلفة بشكل واضح عن العينات شبه الحجمية. إذ وجدنا على وجه الخصوص، أن الصفات المميزة (تيار - جهد) ليست خطيّة بصورة جليّة. أظهرت حسابات الممانعة التي تُحدد الخصائص في حالة الترددات العالية لهذه الديودات، أن مجال الترددات التي من أجلها تكون استجابة النبيلة عالية، مرتبطٌ بزمن عبور الإلكترون مباشرة. ومن ثمّ يمكن بلوغ ترددات عالية جداً فقط من أجل نبائط قصيرة جداً (نانومترية).

لقد قمنا بتحليل أبسط أنواع النقل الإلكتروني الكمومي وتوصلنا إلى استنتاج غير عادي على الإطلاق، مفاده أن النبيلة الكمومية تمتلك مقاومة (ناقلية) محدودة حتى وإن غاب التبعثر تماماً. والسبب الفيزيائي الكامن وراء هذه المقاومة المحدودة بغياب التبعثر هو الانعكاس الكوانتي (أي الانعكاس من وجهة نظر ميكانيك الكم) لأمواف إلكترونية عن السطوح الفاصلة بين أطراف نبيلة كمومية. ولقد ناقشنا تكمية الناقلية في نبيلة كمومية تتصف بحركة إلكترونية أحادية- **البعد** بصورة رئيسية. ترتبط تكمية الناقلية بتكمية الطاقة الإلكترونية ويظهر سلوكها في التيار الكهربائي مشابهاً **لشكل الدّج** Multiple-Like-step Behavior.

أخيراً، درسنا تيارات كهربائية في نبائط صغيرة للغاية إلى درجةٍ تستطيع عندها الإلكترونات الانتقال فرادى، إلكترونًا- إلكترونًا، بفضل تدافع كولون؛ ولقد اتصف نظام الانتقال المرتبط بالإلكترون- الفردي بخصائص غير عادية يمكن استثمارها في نبائط إلكترونية فائقة الصغر.



مكتبة
A to Z