

كلية العلوم

القسم : المهنرياء

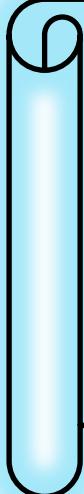
السنة : الرابعة



٩

المادة : الكترونيات نانوية

المحاضرة : الثالثة/نظري/



{{{ A to Z مكتبة }}}}

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 الكمومي وعلاقة لاندويرو:

Quantum Ballistic Transport: the Landauer Formula

يُعد الوصف النظري العام لأنظمة النقل الكمومي 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 اللامنة.

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

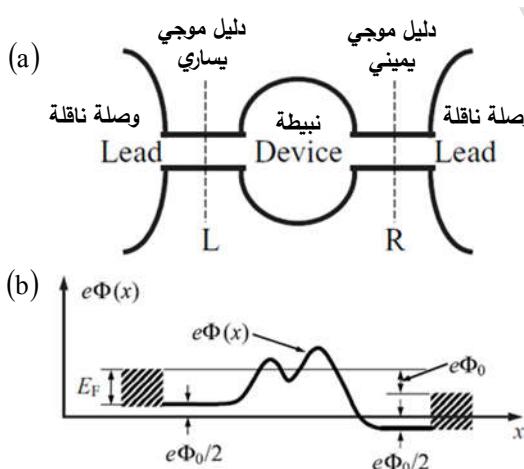
يوضح الشكل (6-17) الصفات الجوهرية للنموذج المبسط؛ فالجملة تتألف من:

→ توصيلتين يطبقن عليهما جهد انحياز،

→ ولليلي موجة إلكترونيين؛ L و R (يمكن عدهما بمتابة أسلاك كمومية)،

→ والنبيطة بحد ذاتها.

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



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

إذن، يفترض أن تكون الشروط الediّة عند السطح الفاصل بين التوصيلات والنبيطة معينةً بتابع **توزيع فيرمي المتوازن**، الممثل بالمعادلة (18-6). إن التركيز الإلكتروني في التوصيلات كبير جداً لدرجة أن الكمون الكهراكتي في كل توصيلة يجب عده 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 $E - \frac{1}{2}e\Phi_0$

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

■ ولذلك، تكون توابع التوزع الإلكتروني في التوصيلتين اليسرى واليمينى من الشكل

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

على الترتيب، حيث E الطاقة الحركية للإلكترونات.

وجدنا في مقرر علم النانو أثناء دراسة **الأسلاك الكمومية** أن الطيف الإلكتروني يتتألف من سلسلة عصابات- جزئية أحادية البعد ببطاقات مساوية:

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

حيث n و m عددان صحيحان و k_x متجه موجي أحادي البعد يتوجه 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 مركبة التابع الموجي $(\psi_{\perp}(y, z))$ التوزع العرضاني للإلكترونات في السلك الكمومي،

→ في حين تصف المركبة $(\psi_{\parallel}(x))$ الحركة الانسحابية للإلكترونات على طول أسلاك التوصيل الكمومية،

وهي تتتألف بشكل عام من أمواج مستوية $e^{\pm ik_x x}$.

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

أشير إلى هذه السطوح الفاصلة في الشكل (17-6) بالمقطعين العرضيين المُرْمَزَيْن بالحرفين L و R.

يُعبر عن التابع الموجي، $(\psi_{\parallel, 1}(x))$ ، للإلكترونات القادمة من السلك اليساري بالعلاقة الآتية:

$$\psi_{\parallel, 1}(x) = \begin{cases} e^{ik_1(x-x_1)} + r_1 e^{-ik_1(x-x_1)}, & x \sim x_1 \\ t_r e^{ik_r(x-x_r)}, & x \sim x_r \end{cases}, \quad (98-6)$$

حيث x_1 و x_r يرمزان لإحداثيات المقطعين العرضيين L و R على الترتيب، وهذا يعني أن التابع الموجي عند المقطع العرضي - L يتتألف من أمواج واردة ومنعكسة، في حين تتوفر عند المقطع العرضي - R فقط تلك الموجة التي ستعبر النبيطة: و يُمثل المعاملان t_r مطال الأمواج النافذة و r_1 مطال الأمواج المنعكسة.

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

$$\psi_{\parallel, r}(x) = \begin{cases} t_1 e^{-ik_1(x-x_1)}, & x \sim x_1 \\ e^{-ik_r(x-x_r)} + r_r e^{ik_r(x-x_r)}, & x \sim x_r \end{cases}. \quad (99-6)$$

تمثّل الكميتان k_1 و k_r في المعادلتين (98-6) و (99-6) المتجهين الموجيين في المقطعين العرضيين اليساري واليميني على الترتيب.

إن المعاملات t_r ، t_l ، v_r ، v_l تترابط فيما بينها ببعض العلاقات الأساسية التي بدورها لا ترتبط بتصميم معين للنبيطة. يعطي مطلب استمرارية التيار من أجل كلا التابعين الموجيين $(x)_{||,r}$ و $\psi_{||,r}(x)$ العلاقات الآتية:

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

وثمة علاقات مهمة أخرى هي:

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

وونتها 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 التابع الموجية من المعادلين (98-6) و (99-6) في **المعادلة**

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

التي تعرف **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.

تُعرف نسبة هاتين الكميتين معامل النفوذ من أجل الإلكترونات المنقلة 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 المُوافق للإلكترونات المنقلة 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 المُوافقة للمركبة الطولانية للاندفاع الإلكتروني.

نستنتج مما سبق أن معاملات النفوذ هي نفسها من أجل كلا الاتجاهين للإلكترونات القادمة. تُعرف نسبة التدفقات الإلكترونية المنككة 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 بالحساب مساهمات كل الإلكترونات الداخلة إلى النبطة من كلتا التوصيلتين في التيار الكهربائي.

لدرس حالة طافية للإلكترونات الواقعة في التوصيلة اليسارية مثلاً، ذات الأعداد الكومومية k_x ، و n ، و m : يعطى عدد الإلكترونات في هذه الحالة الطافية بالمقدار $2F_F(E(k_x, n, m) + \frac{1}{2}e\Phi_0 - E_F)$ ، حيث ينشأ العامل 2 من التحلل السيني. إذا كان L_c طول الوصلة، فإن عدد الإلكترونات في وحدة طول الوصلة يساوي $2F_F(L_c)$ ، ومن ثم 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 مشابه، 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 ثم يساوي التيار الكلي المار في النبطة:

$$I = I_l - I_r ;$$

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

بما أن السرعة الإلكترونية، $v_{||}$ ، ومعامل التفود، T ، من أجل النموذج المدروس هنا، مستقلتان عن الأعداد الكومومية العرضانية، n و m ، فإننا نستطيع حساب المجموع بالعديدين n و m : وبالأخذ بالحساب الشكل البسيط لتابع توزع فيرمي، F_F ، فمن المناسب إدخالتابع التوزع المرتبط بالطاقة الحركية $E_{||}$ فقط:

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

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 الكلي 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 ماكروسکوبيا في الاتجاهات العرضانية:

A Device Macroscopically Large in the Transverse Directions

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

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

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 في هذه النبيطة الواقعية تحت تأثير جهد انحياز حيث لا يوجد تبعثر، مما يعني أن النبيطة تمتلك مقاومة كهربائية يمكن تفسيرها بمعاملين؛

الأول بالانعكاس الكومومي للموجات الإلكترونية داخل النبيطة،

والثاني بعدد الإلكترونات المحدود الذي يمكن حفظه في النبيطة.

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

ثانياً- حالة نبيطة ناقلة للتيار في درجات الحرارة المنخفضة؛ علاقه لانداوير:

Device Conductance at Low Temperatures - The Landauer Formula

نعود هنا إلى النتيجة العامة المتمثلة بالمعادلة (6-112)، $I = I_1 - I_r$ ؛ إذ يمكن تبسيطها بشكلٍ كبيرٍ 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 (6-112)، 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 ثم تصبح المعادلة (6-112) من الشكل الآتي:

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

حيث أخذنا بالحساب حقيقة أن مشتق تابع توزع فيرمي الشبيه بالخطوة يُعد تابع- δ .
إذن، **يتناسب التيار مع جهد الانحياز، Φ_0 ، تناصباً طردياً**.

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

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

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

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

حيث يمتد المجموع على الحالات الطاقية الإلكترونية (n, m) ذات الطاقات $E < E_F$ فقط.
يسمى المعامل الواقع أمام إشارة المجموع في المعادلة (6-121):

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

كم الناقلية الكهربائية *Quantum of Conductance*

إن **كم الناقلية** يساوي $1/G_0 = 25.2 \text{ k}\Omega$ ، ومقلوب هذا **كم** يساوي $1 \text{ siemens} = 1 \text{ S}$ ، $G_0 = 39.6 \mu\text{S}$ ، ومقلوب هذا **كم** يساوي $1/G_0 = 25.2 \text{ k}\Omega$.
تسمى المعادلة (121-6) عادةً **علاقه لانداوير 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، (6-121)، 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 **شُهِم كل قناة** (n, m) **في الناقلة**, G , **بالمقدار** $G_0 T_{n, m}$. فإذا كانت القناة **الموافقة لحالة الكمومية** (n, m) **شفافة للإلكترونات**, فإن $T_{n, m} = 1$, ومساهمة هذه القناة تساوي **كم الناقلة الممثل** **بالمعادلة** (122-6).

يُعزى هذا النظام- نظام النقل الإلكتروني المدروس أعلاه إلى ما يسمى **النقل الباليستي الكمومي** أيضاً. وهكذا نجد أن نبيطة نانوية تتصف بنقل باليستي كمومي **ثُبِي ناقلة محدودة** (وبطبيعة الحال مقاومة محدودة). وعموماً، تتعلق الناقلة بكل من:

- **معامل النفوذ للنبيطة**
- **وتتابع توزع فيرمي في التوصيلات**؛

وعلى وجه الخصوص، حتى وإن كانت النبيطة شفافة للموجة الإلكترونية تماماً، $T = 1$, فإن الناقلة تبقى محدودة وتساوي **كم الناقلة** G_0 . إن أي زيادة في إسكان **العصابات - الجزئية العلوية منخفضة البعد**, تؤدي إلى سلوك غير اعتيادي للناقلة: في الواقع، في درجة الحرارة المنخفضة، لاسيما عندما $E_F < k_B T$, فإن العصابات- الجزئية التي من أجلها طاقة قياعها $E_{n, m} < E_F$, تكون هي **المشغلة** دون **سواها بالإلكترونات**. وإذا بدأت عصابة- جزئية جديدة بالانشغال، بنتيجة تغير طاقة فيرمي F_F , فإن **ناقلة النبيطة تزداد بأسلوب شبيه بتتابع - الخطوة** بصورة مستقلة عن كمية الإلكترونات التي تشغله هذه العصابة- **الجزئية الجديدة**.

وفي الختام، يجدر بالذكر أن **علاقة لانداوير تصف نقلًا كمومياً للإلكترونات في نباتٍ ميوزوكوبية**، وهي **صالحة من أجل درجة حرارة منخفضة** وعند تطبيق **جهد احياز صغير**.

تطبيق على التماس النقطي الكمومي *Quantum Point Contact*:

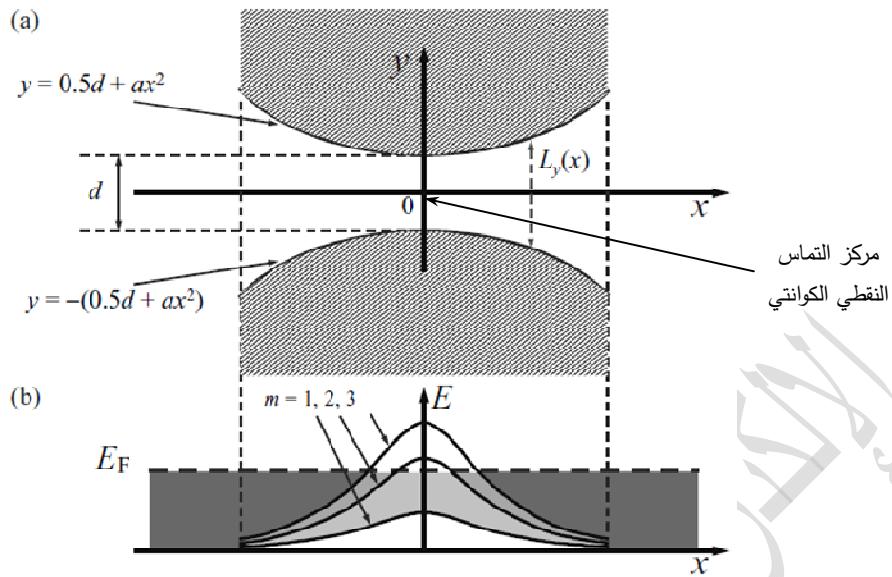
تسمى أبسط نبيطة تتصف بنقل إلكتروني باليستي بالتماس النقطي الكمومي الذي يمكن تصنيعه بأشكال ونماذج مختلفة؛ يمكن جوهر هذا التماس في اتصال خزانين إلكترونيين بمنطقة توصيل ذات **بعدين عرضانين**, L_y و L_z , **يمكن مقارنتهما بطول موجة دوبروي للإلكترونات**, والشكل (18a-6) يوضح مقطعاً لتماسٍ نقطيٍ في المستوى-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

يحدث النقل والتيار الإلكتروني في الاتجاه x . وبغرض التبسيط يمكننا أن نفرض أنَّ للقناة بعد ثابتٌ، L_x , في الاتجاه- x . إذا كان التغير في بعد القناة في الاتجاه y , (x, L_y) , "سلساً" أدياباتيًّا، نستطيع تطبيق **المعادلة** (50-3) من أجل العصابات الطافية- **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 تكميّة تقريرية 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 $L_z < L_{y, \min}$: لدينا من أجل طاقة فيرمي المشار إليها بوضوح في الشكل (18b-6) قناة واحدة فقط مفتوحة أمام الحركة الإلكترونية وقناة أخرى تملك حاجز كمون صغير.



الشكل (18): تمثيل هندسي لتماس نقطي (a) وطاقة مكثف E_m ، في منطقة التماس النقطي ($L_z \ll L_{y, \min}$). (b). أشير هنا تخاططياً أنه بمقدور الإلكترونات التواجد في الصبابات الجزئية الثلاث في المنطقة المظللة الأكثر كثافةً (العاتمة)؛ وبمقدور الإلكترونات التواجد في العصابة الجزئية E_1 في المنطقة المشار إليها بالمنطقة المظللة الأقل كثافةً (الفاتحة).

وحالما تبلغ طاقة فيرمي قاع العصابة-الجزئية اللاحقة تفتح قناة جديدة أمام توصيل الإلكترونات وتتعرض ناقليه هذا التماس النقطي لزيادة شبيهة بسلوك الدرج Step. وعادةً، مثل هذه **المرات الضيقة Constrictions** تُظهر تكمية الناقليه بوضوح. وبما أن الحاجز الكموني في ممرات التوصيل الإلكتروني هذه عريضة نسبياً، فإن عمليات عبورها بطريقة النفق تكون قليلة الاحتمال؛ وبالتالي،

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

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

وبمثابة مثال، لندرس **المر الضيق** الذي تم تحصيله بالتميشه الخفيف على التركيب المتأغير **AlGaAs/GaAs** ذي الغاز الإلكتروني-ثنائي البعد. يُنجز التميشه الخفيف بحافة مضبوطةً جيداً وفق الآتي:

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

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

(c) وبعد إزالة القناع المُنمّش تم ترسيب مسرب بوابة من الألمنيوم Al غطّى **مر التوصيل**.

(d) وعندها يمكن ضبط الكثافة الإلكترونية ومن ثم التحكم بطاقة فيرمي بتطبيق جهد كهربائي على البوابة.

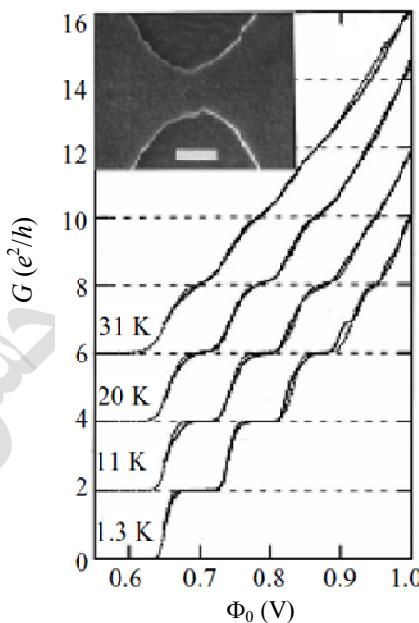
والشكل (19-6) (في الزاوية العلوية اليسارية من الشكل) يُظهر صورة **مر توصيل** تم تحصيله بطريقة التميشه الخفيف تم التقاطها بمصورة الإلكترون الماسح SEM. **يُوصَف شكل المر المُنمّش** بمتحولين اثنين،

إذا وضعنا جملة الإحداثيات $-\{x, y\}$ في مركز تناول الممر، فإن الجذر المنشأة توصف بالمعادلة الآتية:

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

يتصف التماس الكموي الذي يوضحه الشكل (19-6) بالتحولين $d = 50\text{nm}$ 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 20meV ، و 16meV ، و 11meV ، الخ.

تُبَدِّي العينة المدروسة تكمينة الناقليّة الكهربائيّة المُعَيَّنة جيداً في درجات الحرارة المنخفضة، كما يُظَهِّر في الشكل (19-6) من أجل سلسلة من القياسات في درجات حرارة مختلفة. إنّ مقدار نمو الناقليّة من أجل كل خطوة قریب من القيمة العامة $2G_0$.



الشكل (6-19): تكمينة الناقلة، G ، عند درجات الحرارة $K = 1.3, 11, 20, 31$: توجد في الزاوية العلوية اليسرى من الشكل صورة لتمر توسيع إلكترونات تم تحصيله بالتنبیش الخفیف.

Single-Electron Transport

افتراضنا في حالات النقل الإلكتروني التي تمت مناقشتها سابقاً أنَّ عدد الإلكترونات المُسَاهم في هذا النقل كبيرٌ جداً لدرجة أنَّ الطبيعة الانفصالية للإلكترونات ليست ذات قيمة: **إنَّ هذا الافتراض لا يُعد صالحًا بعد الآن من أجل نبائط صغيرة تعمل بتيارات ضعيفة**; وبدلاً منه طُور نوع جديد من **النقل الإلكتروني المرتبط بالشحنة** هو النقل بـ**إلكترون فردي** *Single-Electron Transport*; سنعرض في هذه الفقرة المفاهيم الأساسية لنظام النقل هذا. عموماً، إنَّ الانفصال (التفرد) الإلكتروني في المواد شبه الحجمية والنبائط الماكروسโคبية لا يظهر في خصائصها المميزة الوسطية؛ كالكثافة الإلكترونية الموضعية، والتيار الكهربائي الكلّي، الخ؛ غير أنه من المعلوم جيداً أنَّ هذا الانفصال يُعلن عن نفسه من خلال مساهمته في ضجيج تيار Current Noise (ترجمات Shot Noise) حتى من أجل عينات ماكروسโคبية. فمثلاً ينتج ما يسمى **الضجيج الطليقي Fluctuations** بسبب انفصال الشحنة الإلكترونية؛ إذ ينشأ بسبب عشوائية عملية دخول الإلكترونات النبوطة.

يزداد دور انفصال الشحنة لدى تخفيف أبعاد النبائط:

وفي حالة النبائط فائقة الصغر يؤدي انفصال الشحنة الإلكترونية إلى مفاعيل جيدة تماماً في ظاهرة النقل الإلكتروني؛ إذ يُصبح هذا النقل **متربطاً Correlated**، أي أنَّ انتقال إلكترون واحد عبر النبوطة مرتبٌ بانتقال الإلكترونات الأخرى. ويظهر هذا الترابط **بفضل التأثير الكولوني** بين الإلكترونات الفردية؛ إذن، هناك فئة جديدة من النبائط تُنسب إلى ما يسمى **نبائط إلكترون الفردي Single-Electron Devices** قوامها العمليات المذكورة أعلاه.

إنَّ مفعول الإلكترون الفردي **يعتمد على عملية شحن** تحدث لدى دخول الإلكترونات عينة ناقلة صغيرة جداً. فعندما تكون عينة ناقلة باللغة الصغر (تُسمى **جزيره فلزية Metallic Island** عادةً)، فإنَّ الكمون الكهراكتي للجزيره الفلزية يزداد بشكلٍ ملحوظ حتى لدى دخولها إلكترون واحد فقط؛ وبشكل عام، تساوي طاقة الشحن لعينة:

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

حيث Q الشحنة و C سعة العينة.

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

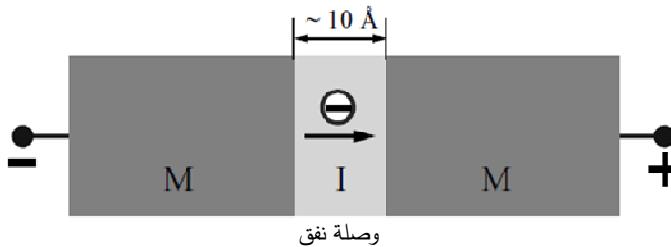
$$C = 4\pi \epsilon_0 r. \quad (127-6)$$

فعلى سبيل المثال:

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

وعندما، عند **ازدياد الجهد**، $\Delta E = e\Delta\Phi$ ($\Delta\Phi = \Delta Q/C$ ، الذي يساوي e/C ، **تزداد الطاقة** بمقدار)، 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 الجزيره، فإنَّ التدفق الكولوني يمنع الإلكترونات الأخرى من الدخول إليها **ما لم يُخفِّض كمون الجزيره قصداً** من خلال تطبيق جهد انحياز خارجي؛ فإذا **خفِّض كمون الجزيره تدريجياً** يُصبح بمقدور إلكترونات أخرى دخول الجزيره **إلكترونًا - إلكترونًا فقط** وباستطاعة تبدِّي مهملاً.

يمكنا تعريف **نبيطة الإلكترون** - الفريدي بأنها تركيبٌ نانويٌّ بسعةٍ صغيرةٍ لدرجة أنَّ إضافةً إلكترون واحد إلى النبيطة تؤدي فيها تغيرٌ جهديٌّ يمكن قياسه. بمقدورنا وصف الخصائص الأساسية لنبائط الإلكترون الفريدي على مثال "جملة فيزيائية بأبعاد خاصة"؛ يوضح الشكل (20-6) هذه الجملة المؤلفة من:



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

لتكن لدى الجملة شحنة، Q ، ومن ثم عند تسلُّب الإلكترون واحد عبر العازل، فإن حادثة كهذه تُغيّر الشحنة الكهراكدة الأولى **فقط** بمقدار الشحنة العنصرية، e : $(Q - e) \rightarrow Q$. ومن ثم تبعاً للمعادلة (126-6)،

الطاقة الكهراكدة للوصلة تتغير بمقدار: $E_C = Q^2 / 2C$

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

$$\Delta E_C = -\frac{e(2Q - e)}{2C}.$$
(128-6)

ويتغير فرق الكمون بين الصفيحتين من القيمة

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

إلى القيمة

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

وعندها يؤدي انتقال الإلكترون الفريدي إلى ترجح جهدي بين طرفي الوصلة يساوي:

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

والترجح الموافق لتيار التسرب يساوي إلى:

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

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

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

يمكنا فرض السعة متناسبة طرداً تقريباً مع المقطع - العرضي، S ، لهذه الوصلة. في هذه الحالة يفترض المقطع - العرضي الصغير سعةً صغيرةً. ثم إن ناقلة الوصلة، G ، تكون صغيرةً بشكلٍ كافٍ لدراسة الجملة كمكثفة تسرب Capacitor.

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،

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

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

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

إذا **فأك** هذا التيار، I_t ، ترددات التيار نفسه، ΔI ، بسبب ترددات 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 وتحكم به. ينتج من المترادفة الأخيرة، (136-6)، المعيار الآتي:

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

ومن ثم

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

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

نستطيع بنتيجة هذا التحليل أن نضع قانوناً مفاده أنه إذا كانت الطاقة الكولونية لشحن النبطة أكبر من الطاقة الحرارية، T_{kB} ، وأن التيار، I ، المرتبط بنقل الإلكترون الفردي أكبر من ترددات تيار التسرب، فإن **النقل الإلكتروني يكون مترابطاً وتكون مقاييس الإلكترون الفردي ملحوظة ولها أهميتها**. ويمكن صياغة معيار من أجل نقل الإلكترون الفردي هذا بالشكل الآتي:

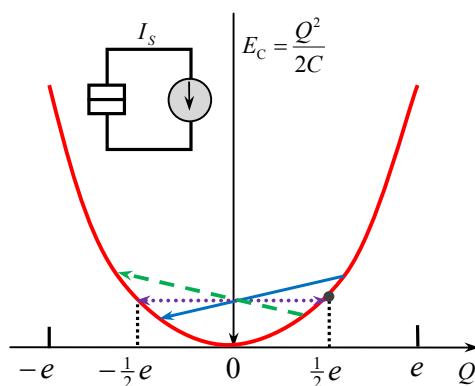
$$G \ll \frac{e^2}{h} \quad \text{و} \quad C \ll \frac{e^2}{k_B T} \quad (138-6)$$

أي أن سعة النبطة ونقاقية التسرب الخاصة بها يجب أن تكونان صغيرتين.

بمقدورنا الآن أن نناقش فيزياء نقل الإلكترون الفردي من خلال استعمال دارة 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 ببطء.



الشكل (21-6): تغيرات طاقة الشحن، E_C ، لوصلة نفقي سعتها، C ، عند تغير شحنة، Q ، إحدى صفيحتي المكثفة M-I-M. يُشير السهم المستمر إلى حوادث النفقي المفضلة طاقتياً، والسهيم المنقطع إلى حادثة نفقي إلكتروني غير مفضلة طاقتياً، والسهيم المنقط المضاعف إلى حوادث النفقي من دون أن يحدث تغير في طاقة المكثفة، E_C . في الجزء العلوي من الرسم توجد دارة فيها وصلة النفقي ومنبع تيار 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 ماكروسโคبية أن تتشحن بشحنة أقل من شحنة إلكترونٍ فرديٍ بإزاحة إلكترونات الناقليّة في الصفائح بالنسبة لأيونات الشبكة البلوريّة الموجبة (أي بما يسمى استقطاب الشحنة *Polarization*).

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

- وعندما تبلغ الطاقة الكهراكدة للوصلة القيمة المُشار إليها بالنقطة المصنمة Dot في الشكل (21-6)؛ ومن ثم بمقدور الشحنة $1e$ أن تعيّر الوصلة بطريقة النفقي، وفق السهم المنقط الأفقي في الشكل (21-6).

- إذن، قبيل العبور النفقي كانت الشحنات الأولى على الصفائح متساوية $(+ \frac{1}{2}e, - \frac{1}{2}e)$ ، في حين إن الشحنات عليها، بعد العبور بطريقة النفقي، أصبحت تتساوى $(-\frac{1}{2}e, +\frac{1}{2}e)$.

- نرى من الشكل (21-6) أن انتقال الشحنة لم يُغيّر طاقة الوصلة:

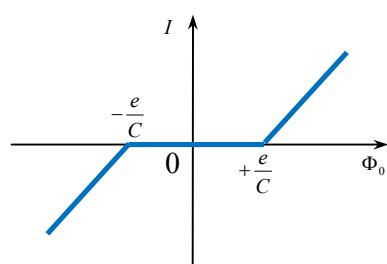
- فعلياً، إنّ هيكلية الشحنات متطابقان، وبسبب ذلك، لا شيء بمقدوره إيقاف الإلكترون ويعنده من النفقي عبر الوصلة عائداً إلى موضعه الأولي (أي حالته الطاقية الأولى)، وهكذا دواليك.

- غير أنّ منبع التيار يستمر بشحن الصفيحتين ويُصبح العبور النفقي للإلكترون المُشار إليه، في الشكل (21-6)، بالسهيم المتصل مفضلاً طاقتياً (يُصبح المقدار ΔE_C في المعادلة (128-6) سالباً)، وغير مفضلاً طاقتياً من أجل عبوره النفقي في الاتجاه المعاكس ليعود إلى صفيحته الأولى.

- بهذه الطريقة، نحصل في حقيقة الأمر على عبور نفقي للإلكترون فردي وجملة (فلز - عازل - فلز) تبدأ بتكميل الشحنة بغرض تأمين العبور النفقي للإلكترون اللاحق - هذا العبور الذي يجري بعد انقضاء برهة من الزمن. إنّ نجاح حوادث عبور الإلكترون بطريقة النفقي يعني أن التدفق الإلكتروني متربّط بشدة.

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

يمكّنا أن نرى من الدراسات القائمة على المعادلة (128-6)، أنّ أيّ انتقال إلكتروني يكون ممنوعاً (المقدار ΔE_C موجب من أجل هكذا شحنة، Q)، إذا كانت الشحنة الأولى للمكثفة صغيرةً،



الشكل (6-22): 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 مفضلٍ طاقتياً، وفي درجة الحرارة المنخفضة يكون العبور بالفق 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 بالدارة الخارجية التي تربط بها وصلة عبور الإلكترون - الفردي بطريقة النفق. لتكن $Z(\omega)$ ممانعة الدارة الخارجية؟

I. فإذا كانت صغيرة إلى درجة تتحقق عندها المترابطة $|Z(\omega)| < G_0^{-1}$ من أجل الترددات الأكثُر أهميةً، فإن ترددات الشحنة ΔQ في الدارة تكون أكبر من الشحنة الأولية، e ، ومن ثم تُنسحق كل مفاعيل الترابط.

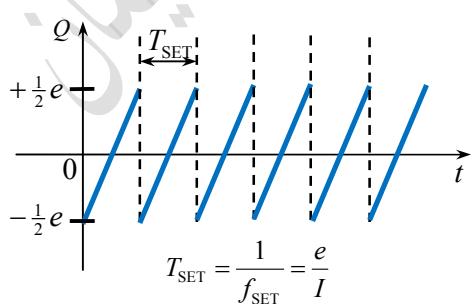
II. إذا وقعت ممانعة الدارة الخارجية في مجال وسطي $|Z(\omega)| > G_0^{-1}$ ، فإن الوصلة تُنْبَدِي حصار كولون في مجال الانحياز من $-e/C$ إلى $+e/C$ ، كما يوضح الشكل (6-22)، ولكن خارج هذا المجال لا يوجد ترابط بين حوادث النفق.

III. أخيراً، يحدث نظام تيار ملتف لانتباه إذا تحقق الشرط، $|Z(\omega)| > G_0^{-1}$ ، الموافق لإمكانية دراسة الدارة الخارجية؛ كمنبع لتيار مستمر ثابت، I. يُسَبِّبُ 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 إلكترونًا 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 نوَقَّشت سابقاً تقودنا إلى اكتشاف طريقة جديدة تماماً تُعنَى



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

بالإلكترونيات الطاقة المنخفضة Low-Energy Electronics. إن مجال نبائط الإلكترون - الفردي يتطور بسرعةٍ ولديه العديد من التطبيقات المهمة. لقد اقتربت وتحقق 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 بُشّرت بإمكانية أن تشمل هذه النتائج درجة حرارة إسالة النيتروجين، وحتى درجة حرارة الغرفة.

6- ملاحظات ختامية:

وَصَحَّنا في هذا الفصل أن عدداً من أنظمة النقل الإلكتروني المختلفة يمكن أن يحدث في أنصاف التوابل وبنياتها النانوية. توصف هذه الأنظمة بقيم مختلفة للسرعة الإلكترونية والتيار الكهربائي، وتبعيات (تيار - جهد) مختلفة تماماً، الخ. إذ بمقدور الإلكترونات أن تسلك سلوك جسيمات شبه تقليدية Semi-classical Particles أو جسيمات مكمأة Quantum Particles. إذا كان بعد النبطة على طول التيار الكهربائي أكبر بكثير من طول موجة دوبروي، فإن الحركة الإلكترونية تكون تقليدية عادةً؛ يمكن أن تحدث هذه الحركة بأسلوب تبديي لدى تعرُّض الإلكترونات لتصادمات متعددة مع العيوب البلورية واهتزازات الشبكة البلورية. ومعَّد هذه التصادمات يُحدِّد السرعة الإلكترونية الوسطية التي يمكن بلوغها عند تطبيق حقل كهربائي بقيمة معينة.

إذا كان الحقل الكهربائي صغيراً، فإن السرعة الوسطية تابعٌ خطياً للحقل، ومعامل التناسُب الخطى بين السرعة الوسطية والحقل يُمثّل الحركة الإلكترونية (الثقبية). تكون الحركة في المواد والتركيب المثالية عالية ومحدودة بالتبعثر على اهتزازات الشبكة البلورية. تبلغ الحركة من أجل هذه الجمل، في درجات الحرارة المنخفضة، التي تتخلص عنها تلك الاهتزازات، قيمة قصوى تُقيّد بتبعُّر على الشوائب. تُعدُّ الحركة إحدى أكثر الصفات المميزة أهميةً من أجل التطبيقات الإلكترونية. إن تركيز الإلكترونات وحركتها في عينة إلى جانب هندسيتها (أي أبعاد العينة) تُحدِّد ناقليتها أو مقاومتها الكهربائية. لقد حَلَّنا تعديل الانتقال في الحقول الكهربائية المهمزة ووجدنا أن الاستجابة التيارية تُعَيَّن بصفة مميزة عَدِيَّة تابعةٌ للتردد - هذه الصفة هي المانعة.

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 معَّد سرعة عالٍ جداً خالٍ دور زمني قصير والذي يُعَدُّ 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 التبديي حتى النبطة البالستي. لقد وجدنا أن خصائصها الكهربائية مختلفة بشكل واضح عن العينات شبه الحجمية. إذ وجدنا على وجه الخصوص، أن الصفات المميزة (تيار - جهد) ليست خطية بصورة جلية. أظهرت حسابات الممانعة التي تُحدِّد الخصائص في حالة الترددات العالية لهذه الديودات، أن مجال الترددات التي من أجلها تكون استجابة النبطة عالية، مرتبطة بزمن عبور الإلكترون مباشرةً. ومن ثم يمكن بلوغ ترددات عالية جداً فقط من أجل نبائط قصيرة جداً (نانومترية).

لقد قمنا بتحليل أبسط أنواع النقل الإلكتروني الكومي وتوصلنا إلى استنتاج غير عادي على الإطلاق، مفاده أن النبطة الكومية 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) لأمواج إلكترونية عن السطوح الفاصلة بين أطراف نبطة كومية. ولقد ناقشنا تكميّة الناقلية في نبطة كومية تتصف بحركة إلكترونية أحادية - **البعد** بصورة رئيسية. ترتبط تكميّة الناقلية بتكميّة الطاقة الإلكترونية ويظهر سلوكها في التيار الكهربائي مشابهاً **لشكل الدّرّج** *Multiple-Like-step Behavior*.

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



مكتبة
A to Z