

## خصائص نقل الالكترون خلال نقطتين كميتين مقتربتين: تأثير التفاعل غير المباشر

\* جنان مجید المخ، \*\*هيفاء عبد النبي جاسم، \*\*\*محمد عبد الزهرة نجدي  
 \*قسم الفيزياء، كلية التربية للعلوم الصرفة، جامعة البصرة، البصرة، العراق.  
 \*قسم الفيزياء، كلية العلوم، جامعة البصرة، البصرة، العراق.  
 \*مديرية تربية البصرة، البصرة، العراق

تاریخ الاستلام: 2017 / 6 / 7

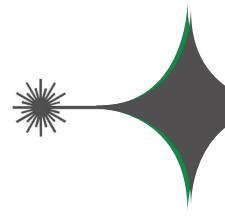
تاریخ قبول النشر: 2017 / 11 / 23

### **Abstract**

In this paper, we investigate the indirect interaction effect between each quantum dots and other lead, on the electron tunneling properties through created system a serially coupled double asymmetric quantum dots, embedded between two nonmagnetic leads (source and drain). In this treatment, the time independent Anderson-Newns Hamiltonian model is considered as a basis to study the system dynamics and then to derive spin-dependent analytical formula to calculate the tunneling current considering the strong coupling regime, the differential conductance is calculated numerically and discussed in detail. These results review for the current and conductance as a function of bias voltage, for different values of indirect interaction and many values of the exchange interaction between the double quantum dots. And we concluded that when additional values of the positive indirect interaction energy for bias voltage it led to increased distance bias voltage and less the differential conductance, but when additional values of negative indirect interaction energy for bias voltage it led to decrease distance bias voltage and increases the differential conductance.

### **Keywords**

Coupled Double Quantum Dots; Electron transport; indirect interaction.



## الخلاصة

في هذا البحث قدمنا معالجة نظرية لفحص تأثير التفاعل غير المباشر بين كل نقطة كمية والقطب البعيد عنها على خصائص نقل الالكترون خلال نظام مكون من نقطتين كميتين غير متناظرتين مفترضتين بهيئة سلسلة، موضوعة بينقطبين معدنيين غير مغناطيسيين (واهب ومستقبل). في هذه المعالجة اعتمدنا هاميلتونين أندرسون-نيونز كأساس لدراسة ديناميكية النظام ومن ثم استيقاق صيغة تحليلية لحساب تيار النفق والتوصيلية التفاضلية عددياً ونوقشت تفصيلياً. حيث تم استعراض النتائج الخاصة بالتيار والتوصيلية كدالة لفولتية الانحياز ولقيم مختلفة من قيم التفاعل غير المباشر وأيضاً لعدة قيم لتفاعل تبادل البرم بين النقطتين الكميتين. واستنتجنا أنه عند إضافة قيم طاقة التفاعل غير المباشر الموجبة إلى فولتية الانحياز فإن ذلك يؤدي إلى زيادة فاصلة فولتية الانحياز وتقليل التوصيلية التفاضلية، أما عند إضافة قيم طاقة التفاعل غير المباشر السالبة إلى فولتية الانحياز فأن ذلك يؤدي إلى نقصان فاصلة فولتية الانحياز وتزداد التوصيلية التفاضلية.

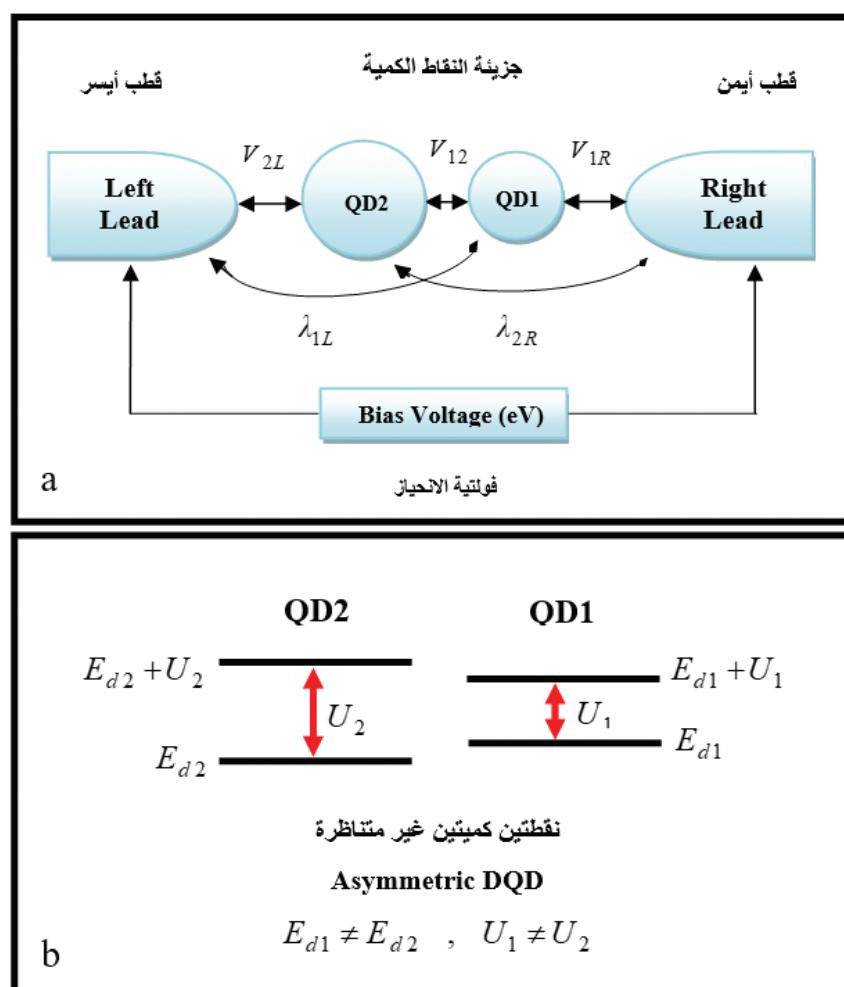
## الكلمات المفتاحية

النقطتين الكميتين المفترضتين، نقل الالكترون، التفاعل غير المباشر.

Spin manipulation [12]. وتستخدم طبقة من النقاط الكمية لتكوين ثنائي النفق الرئيسي والذي يعتبر أهم التطبيقات العملية المهمة والخاصة بالكشف عن الفوتونات المفردة [13]. إن خصائص نقل الالكترون والتي تم حسابها نظرياً للنظام Left Lead- QD2-QD1- Right Lead والتي استعرضت بصورة مفصلة في عملنا السابق [14]، قد تم استخدامها لدراسة تأثير ادخال التفاعل الغير مباشر (indirect interaction effect) بين كل نقطة كمية والقطب البعيد عنها ( $\lambda_{2R}^{\sigma}$ ،  $\lambda_{1L}^{\sigma}$ ).

## 1. المقدمة:

خصائص نقل الالكترون خلال نقطتين كميتين مقتربتين تعد من الظواهر المهمة التي جذبت الاهتمام مؤخراً [5-11]. وذلك بسبب كون هذه التراكيب هي أنظمة مثالية لدراسة التفاعلات الأساسية بين الالكترونات والبرم [8-6]. وأحد هذه التطبيقات والتي تخص النقاط الكمية المزدوجة هو استخدامها في تكنولوجيا الحوسبة الكمية Quantum Computer [9,10]. كما يمكن استخدام نظام النقاط الكمية المزدوجة في البيئة ككافش للضوابط [11]، كما وظفت النقاط الكمية في المعالجة البرمية البصرية Optical Computer.



الشكل (1): (a) يستعرض نظام نقطتين كميتين غير متاظرتين ببيئة سلسلة موضوعة بين قطبين أيمن وأيسر موضحاً فيه طاقة التبادل الغير مباشر بين كل نقطة كمية والقطب البعيد و (b) مخطط الطاقة لنقطتين كميتين غير متاظرتين.

يمثل  $\Gamma_0$  دالة التعرض عند القطب ( $Z = 0$ ) بينما تعطى  $\alpha_i^\sigma$  (بالوحدات الذرية) بالصيغة التالية [24]:

$$\alpha_i^\sigma(X, Z) = \sqrt{2|E_{di}^\sigma|} \quad (3)$$

ويعرف زخم الالكترون ( $K$ ) الوارد في العلاقة (1) بدلاً من حزمة الطاقة للمعدن  $u_0$  وفقاً لما يأتى:

$$K = \sqrt{2u_0} \quad (4)$$

وبذلك فإن حد التداخل بين النقطتين الكميتيين بوجود التفاعل الغير مباشر يكون:

$$V_{12}^2 = |V_{12} + \lambda_{12}^\sigma|^2 \quad (5)$$

### 3. حسابات خصائص النقل للإلكترون:

أن التيار المار من القطب اليسرى إلى القطب اليمين خلال المنطقة الفعالة (جزئية النقطتين الكميتيين)، وفي حالة عدم الانتزان وتحت تسلیط فولتية انحياز ( $eV_{bias}$ ) يمكن ان يحسب من العلاقة [25-27]:

$$I = \frac{e}{\hbar} \sum_{\sigma} \int_{\mu_L}^{\mu_R} dE \Gamma^\sigma \rho^\sigma(E) \quad (6)$$

وعند تسلیط جهد انحياز  $eV_{bias}$  على القطبين فأذ ذلك يؤدي الى تغيير موقع الجهد الكيميائي للقطبين حيث يكون:

$$eV_{bias} \neq L = -R \quad (7)$$

علماً بأن ( $E$ ) و  $\tilde{A}^\sigma(E)$  في العلاقة (6) تعطى بما يلي:

$$\tilde{n}^\sigma(\Delta E) = \tilde{n}_{1R}^\sigma(E) + \tilde{n}_{2L}^\sigma(E) ; \quad \tilde{A}^\sigma = \frac{\tilde{A}_{1L}^\sigma \tilde{A}_{2R}^\sigma}{\tilde{A}_{2L}^\sigma + \tilde{A}_{1R}^\sigma} \quad (8)$$

حيث ان  $\tilde{n}_{1R}^\sigma(E)$  ،  $\tilde{n}_{2L}^\sigma(E)$  تمثل كثافة الحالات الالكترونية للنقطة الكمية  $i$  على القطب  $\dot{a}$  وللبرم  $\dot{o}$  وتحسب بدلاً من ذلك دوال كرين  $G_{\dot{a}}^\sigma(E)$  :

$$\tilde{n}_{1R}^\sigma(E) = -\frac{1}{\delta} \text{Im} G_{1R}^\sigma(E) ; \quad \tilde{n}_{2L}^\sigma(E) = -\frac{1}{\delta} \text{Im} G_{2L}^\sigma(E) \quad (9)$$

حيث تمثل دوال كرين للنقطة الكمية  $i$  والبرم  $\dot{o}$  دوال كرين دوال كرين للنقطة الكمية  $i$  والبرم  $\dot{o}$

## 2. الأنماذج الحسابية: The Model Calculation

في هذا البحث سنستخدم نظاماً مكوناً من نقطتين كميتيين غير متناظرتين مفترضتين بهيئة سلسلة كما في الشكل (1a). في نظام النقطتين الكميتيين الغير متناظرتين تكون معدلات نفق الالكترون إلى المنطقة الفعالة (منطقة النقاط الكمية) منها مختلفة لذا من المتوقع أن يكون هنا لك مظاهر مختلفة علماً بأن اختلاف معدلات النفق هو بسبب اختلاف النقطتين الكميتيين.

في هذا البحث سنتعلم دراسة خصائص نقل الالكترون بالاعتماد على دوال كرين المعتمدة على البرم للنقطة الكمية الواحدة. وبالاعتماد على انموذج اندرسون غير المعتمد على الزمن يمكن تحديد تفاعلات الاقتران بتفاعلين اساسيين هما [17-15]:

A. التفاعل المباشر ( $V_{12}$  direct interaction) بين  $QD1$  و  $QD2$  حيث تظهر هذه الطاقة بسبب انتقال الشحنة الالكترونية وإعادة توزيعها بين النقطتين بسبب قربها من بعض [18].

B. التفاعل غير المباشر (indirect interaction) بين النقطتين الكميتيين عبر مستويات حزمة الطاقة للقطب والناتج بسبب الاضطراب المتبادل بين النقطتين الكميتيين من خلال القطب لكون النقاط الكمية قريبة من بعضها [19-20].

الجدير بالذكر ان هذا التفاعل يرمز له عادة بالرمز  $\lambda_{ia}^\sigma$  حيث يكون دالة للبرم بسبب اعتماده على دالة التعرض لمستوى النقطة الكمية  $\Gamma_{ia}^\sigma$  وفقاً لما يلي [21]:

$$\lambda_{12}^\sigma(E, Z, X) = -i\Gamma_{ia}^\sigma(E, Z) \sin(KX)/KX \quad (1)$$

حيث تمثل  $X$  المسافة بين النقاط الكمية. وبإهمال اعتماد  $\Gamma_{ia}^\sigma$  على الطاقة [22] فإن دالة التعرض تأخذ الصيغة الآتية [23]:

$$\Gamma_{ia}^\sigma(X, Z) = \Gamma_{0i} e^{-2\alpha_i^\sigma z} \quad (2)$$

اما التوصيلية التفاضلية فقد تم حسابها عددياً باستخدام طريقة الفروقات المحددة [34-32]:

$$G_{diff} = \frac{\partial I}{\partial (eV_{bias})} \quad (16)$$

#### Results and discussion: 4. النتائج والمناقشة:

في دراستنا سنركز على نظام غير متوازن مكون من نقطتين كميتين غير متماثلتين ومتقرين إلى قطبين (أيمين وأيسر). حيث ركزنا فقط على نهج الاقتران القوي الذي يكون فيه  $\Gamma_{ia}^{\sigma}$  وان قيمة  $V_{12} > \Gamma_{1R}^{\sigma} \neq \Gamma_{2L}^{\sigma}$  وبمعدل اقتران غير متساوٍ لكل منها، اي معدل نفق الالكترون من القطب اليسار إلى المنطقة الفعالة اقل من معدل نفق الالكترون من المنطقة الفعالة إلى القطب اليمين حيث اخذ بالحالة التي يكون فيها  $\Gamma_{1R}^{\sigma} \neq \Gamma_{2L}^{\sigma}$ . لغرض حساب تيار النفق والتوصيلية قمنا اولاً بحساب اعداد الاشغال للنقطة الكمية  $n_{di}^{\delta}$  ومستويات الطاقة المقابلة لها  $E_{di}^{\delta}$  وكذلك "مستويات الطاقة الخيالية الجزئية"  $E_{i\pm}^{\delta}$  ، أذ حسبت اعداد الأشغال ومستويات الطاقة كلها كدالة لفولتية الانحياز  $eV_{bias}$  على الاقطاب حيث  $\mu_L = \mu_R = -eV_{bias}$  . أن فولتية الانحياز تعمل عادة على تغيير موقع الجهد الكيميائي  $\mu_L$  و  $\mu_R$  بالنسبة لمستوى طاقة النقطة الكمية. أما المعاملات الخاصة بحساباتنا فكانت كالتالي:  $E_2 = -0.1 \text{ eV}$  و  $E_1 = 0.05 \text{ eV}$  و  $V_{12} = 0.3 \text{ eV}$  و  $\Gamma_{1R}^{\sigma} = 0.1 \text{ eV}$  و  $\Gamma_{2L}^{\sigma} = 0.2 \text{ eV}$  وطاقة تفاعل كولوم التنافري على النقطة الكمية فكان مساوياً إلى  $U_1 = 0.05 \text{ eV}$  و  $U_2 = 0.09 \text{ eV}$  . اما تفاعل التبادل في البرم بين النقطتين الكميتين فيأخذ القيم التالية  $J = (0, \pm 0.1, \pm 0.2, \pm 0.3, \pm 0.4) \text{ eV}$

ولكل قيمة التفاعل غير المباشر المختارة  $\lambda_{ia}^{\sigma} = (\pm 0.1, \pm 0.2)$  الملاحظ من الاشكال الخاصة بالتيار (a10-2))

انه ذو سلوك درجي stair case للمنطقة الواقعه بين  $V_{12} = 0.3 \text{ eV}$  وخاصه لقيمة التفاعل غير المباشر الموجبة اما للقيمه السالبه فإنه ذو سلوك خطى للمنطقة

بسبب الاقتران مع القطب  $\dot{a}$  والتي تم كتابتها بالاستفاده من المصدر [28] بالصيغه التالية:

$$G_{2L}^{\delta}(E) = \frac{1}{\dot{A}} \left\{ \frac{(1-W_2^{\delta}/V_2^{\delta})}{(E-E_{2+}^{\delta}) + i \frac{\delta}{2L}\dot{A}} + \frac{(1+W_2^{\delta}/V_2^{\delta})}{E-E_{2-}^{\delta} + i \frac{\delta}{2L}} \right\} \quad (10b)$$

$$G_{1R}^{\delta}(E) = \frac{1}{\dot{A}} \left\{ \frac{(1+W_1^{\delta}/V_1^{\delta})}{(E-E_{1+}^{\delta}) + i \frac{\delta}{1R}\dot{A}} + \frac{(1-W_1^{\delta}/V_1^{\delta})}{E-E_{1-}^{\delta} + i \frac{\delta}{1R}} \right\} \quad (10a)$$

تمثل  $\Gamma_{ia}^{\sigma}$  التعريض في مستوى طاقة النقطة الكمية  $i$  بسبب الاقتران مع القطب ( $\dot{a}$ ) وهي دالة لطاقة النظام والمسافة بين النقطة الكمية والقطب. باستخدام تقريب الحزمة العريضة ( Wide Band ) للأقطاب الأيمين والأيسر، فأذال التعريض  $\Gamma_{ia}^{\sigma}$  تكون غير معتمدة على الطاقة [29,30]. اما الطاقات  $E_{i\pm}^{\delta}$  فتعرف بما يلي [31]:

$$E_{i\pm}^{\delta} = E_i + U_i n^{-\delta} - J n^{\delta} \pm V_i^{\delta} \quad (11)$$

$$E_{i\pm}^{-\delta} = E_i + U_i n^{\delta} - J n^{-\delta} \pm V_i^{-\delta}$$

تمثل  $U_i$  طاقة تفاعل كولوم التنافري ذات البرم المتعاكس للنقطة الكمية QDi (انظر الشكل (1b)).

يعطي  $V_i^{\delta}$  بالعلاقة التالية:

$$V_i^{\delta} = \sqrt{V_{12}^2 + (W_i^{\delta})^2} \quad ; \quad W_i^{\delta} = U_i M^{\delta} + J M^{\delta} \quad (12)$$

حيث أن

$$n^{\delta} = \frac{n_{d1}^{\delta} + n_{d2}^{\delta}}{2} \quad ; \quad M^{\delta} = \frac{n_{d1}^{\delta} - n_{d2}^{\delta}}{2} \quad (13)$$

تمثل اعداد اشغال النقطة الكمية  $n_{di}^{\delta}$  بعد تعويض  $(E)$   $\tilde{n}_{\dot{a}}^{\delta}(E)$  المحسوبة من العلاقة (9) بالعلاقة (8) واستخدام  $\tilde{n}_{\dot{a}}^{\delta}(E)$  بالعلاقة الخاصة بالتيار (6)) نحصل على صيغة تحليلية للتيار المار بالنظام في الصيغة التالية:

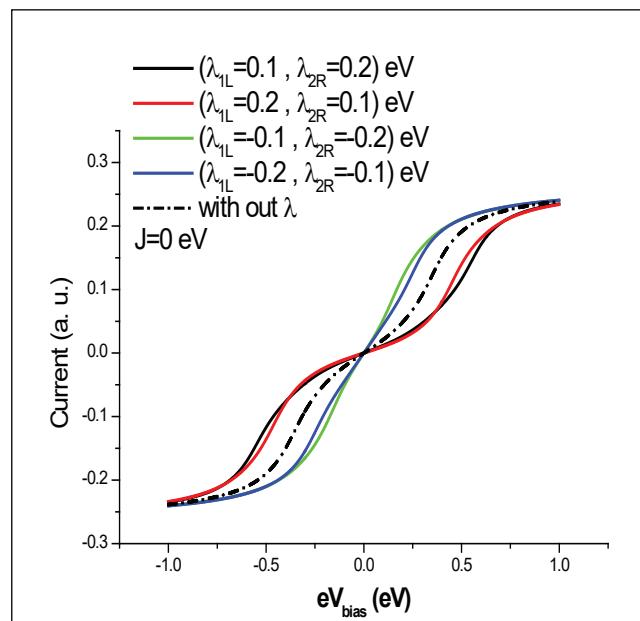
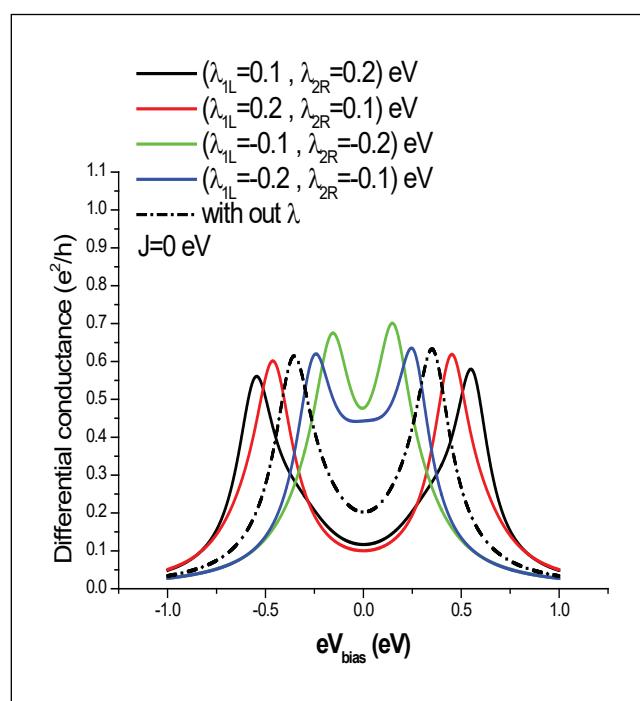
$$I = \frac{-e}{\hbar} \sum_{\sigma} \sum_{j=i,-} [\Gamma^{\sigma} S_{1j}^{\sigma} \tan^{-1}(\frac{\mu_R - E_{1j}^{\sigma}}{\Gamma_{1R}^{\sigma}}) - \Gamma^{\sigma} S_{1j}^{\sigma} \tan^{-1}(\frac{\mu_L - E_{1j}^{\sigma}}{\Gamma_{1R}^{\sigma}}) + \Gamma^{\sigma} S_{2j}^{\sigma} \tan^{-1}(\frac{\mu_R - E_{2j}^{\sigma}}{\Gamma_{2L}^{\sigma}}) - \Gamma^{\sigma} S_{2j}^{\sigma} \tan^{-1}(\frac{\mu_L - E_{2j}^{\sigma}}{\Gamma_{2L}^{\sigma}})] \quad (14)$$

اما الدوال  $S_j^{\delta}$  فتم تعريفها بالعلاقات التالية:

$$S_{1j}^{\delta} = \frac{1}{2\delta} (1 + j \frac{W_1^{\delta}}{V_1^{\delta}}) \quad ; \quad S_{2j}^{\delta} = \frac{1}{2\delta} (1 - j \frac{W_2^{\delta}}{V_2^{\delta}}) \quad (15)$$

السالبة فأأن هذه الفاصلة اقل من الحالة التي يتم فيها اهمال تأثير التفاعل غير المباشر.

هذه الملاحظات مفيدة جداً لدعم مظاهر الجهاز النانوي الذي يعتمد في عمله على تفاعل نقطتين كميتين.

**a****b**

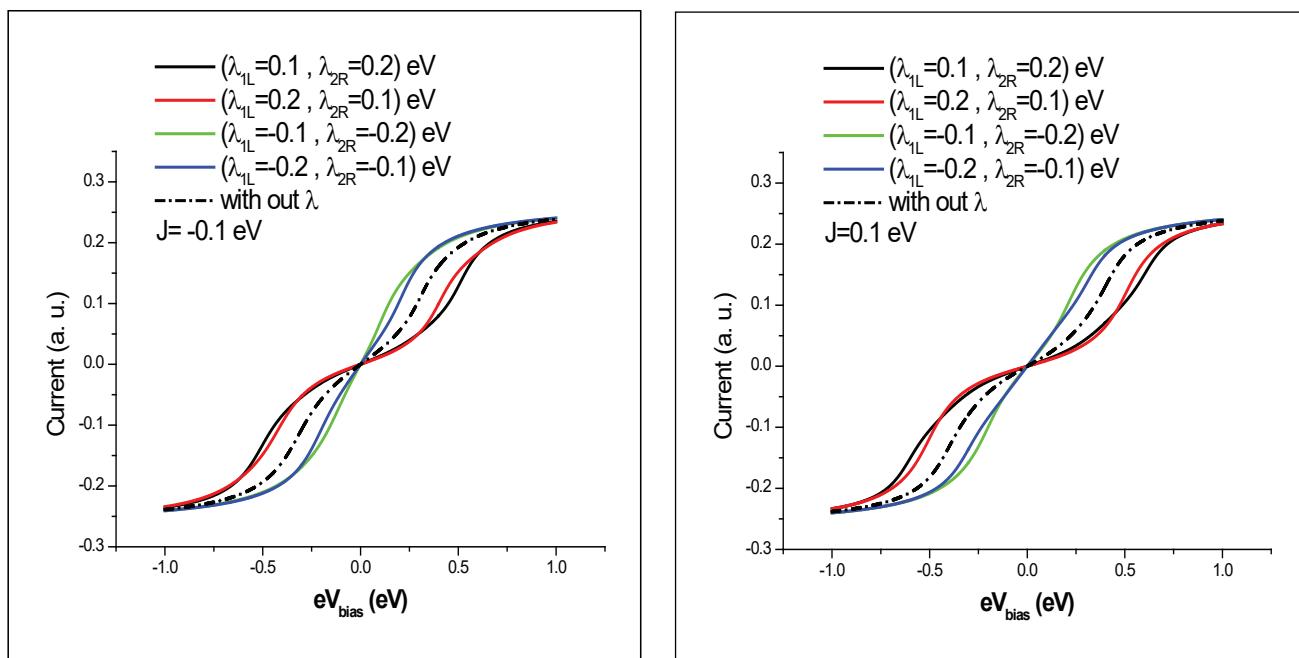
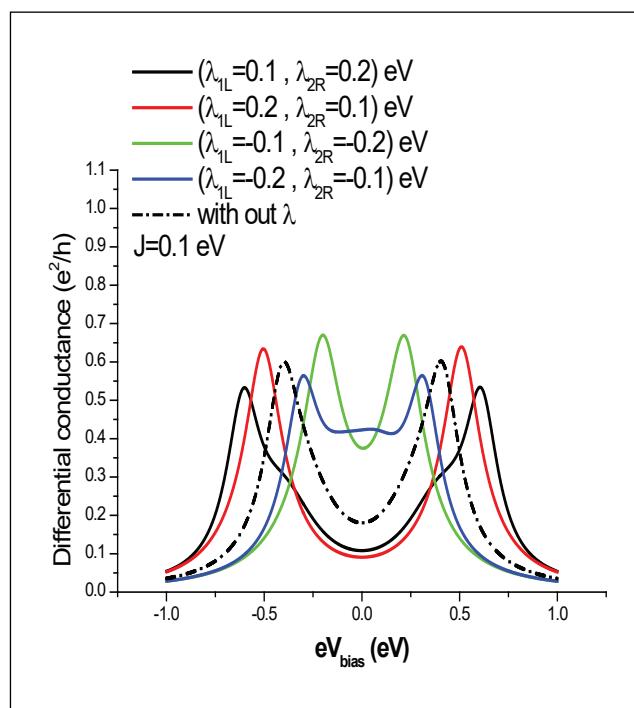
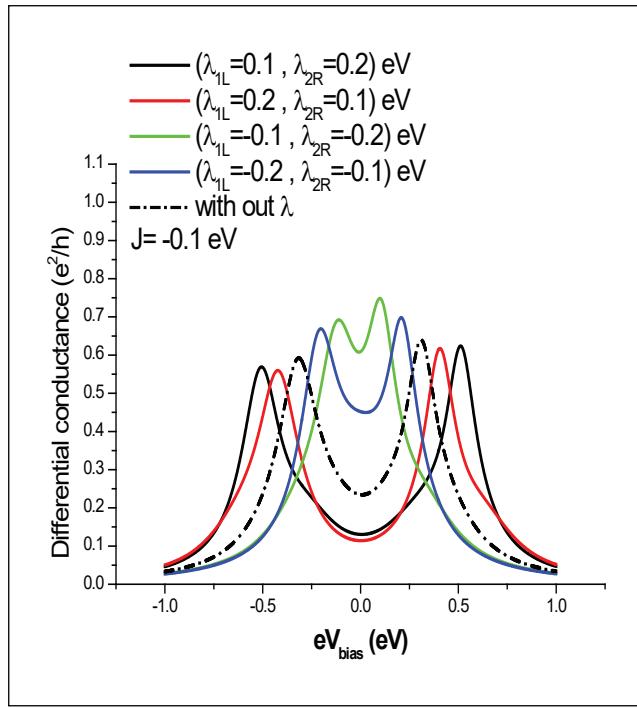
الشكل (2): (a) يوضح التيار كدالة لفولتية الانحياز و (b) التوصيلية التفاضلية كدالة لفولتية الانحياز عندما:  $J = 0 \text{ eV}$ .

( $\pm V_{12} = 0.3 \text{ eV}$ ) وهذا السلوك يكون اوضح عندما ( $\lambda_{1L}^\sigma = 0.1 \text{ eV}$ ,  $\lambda_{2R}^\sigma = 0.2 \text{ eV}$ ). حيث يوضح هذا السلوك منطقة حصار كولوم والتي تعني ان الكترون واحد سوف ينفق خلال منطقة الحاجز وبذلك يحدث احمد للتيار عند قيم فولتيات الانحياز الصغيرة، وفي حالة الحصار لا تكون هنالك مستويات طاقة للنقطة الكمية متوفرة ضمن مدى نفق الالكترون، كل المستويات تكون في حالة طاقة ادنى وملوءة حيث هذه الظاهرة تعطي امكانية استخدام النظام كمفتاح الكتروني.

الجدير بالذكر انه لكي يكون التيار في حساباتنا بالوحدات الذرية ( $e = \hbar = 1$ ) يجب ان نقسم كل قيمة من قيم التيار على (27.21).

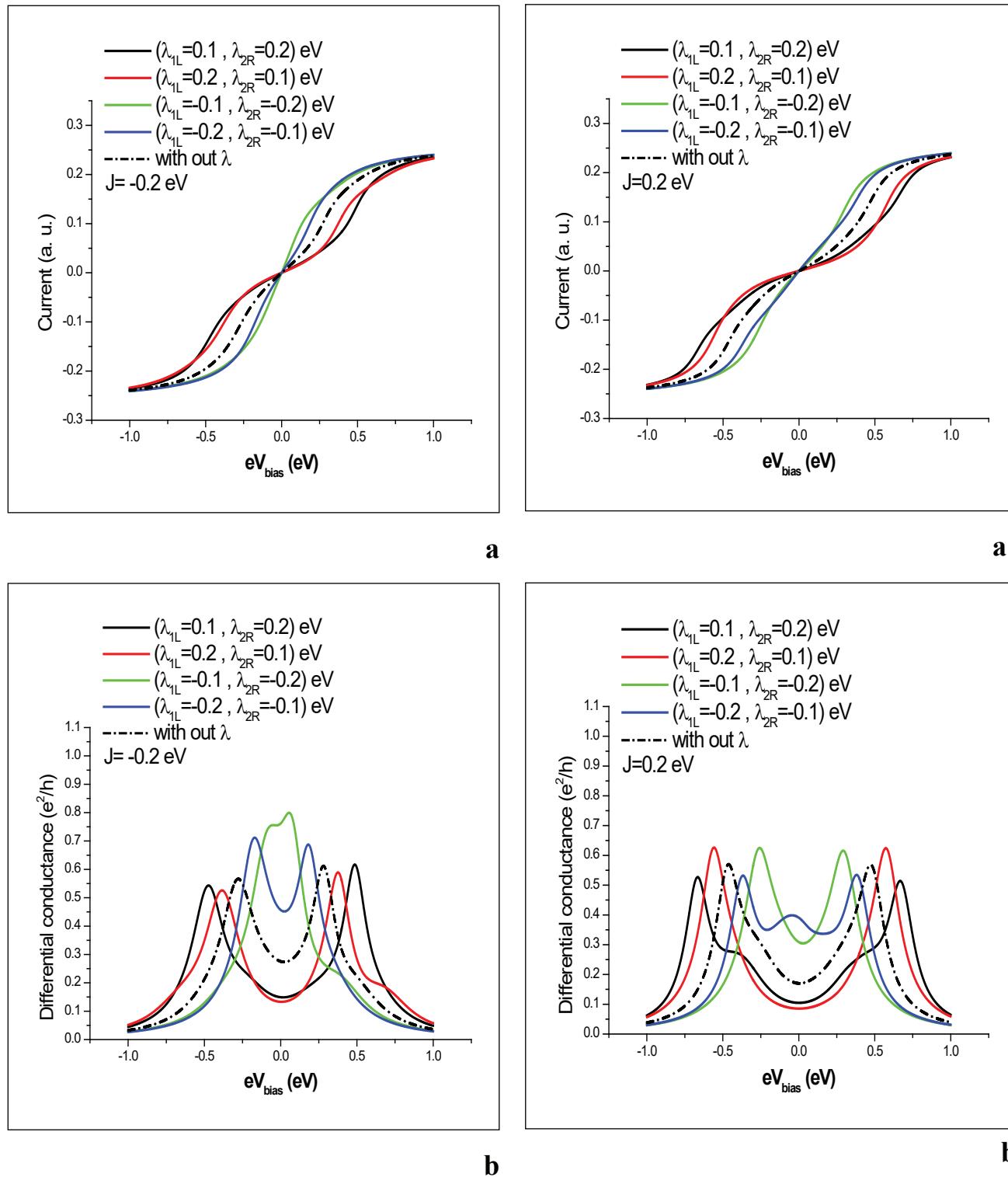
اما بالنسبة للتوصيلية التفاضلية فأنها تكون متاظرة حول العمود المار في نقطة الاتزان  $eV_{bias} = 0$  لقيم  $J \leq 0.2 \text{ eV}$  (2b,3b,5b) ولقيم  $J \geq 0.2 \text{ eV}$  فأنها تكون غير متاظرة حول العمود المار في نقطة الاتزان مع ظهور قمم جديدة للتوصيلية التفاضلية والتي تدل على ان طبيعة التفاعل بين النقطتين تجاذبی.

الواضح من اشكال التوصيلية التفاضلية انها ذات قيمة دنيا تقع عند  $eV_{bias} = 0$  وقيمتان عظمى لقيم  $\lambda_{ia}^\sigma \leq J$  ذات مواقع مختلفة بالاعتماد على قيم  $|J| < 0.2 \text{ eV}$  فها اذا كانت سالبة او موجبة، عندما تكون ذات قمة واحدة وخاصة لقيم التفاعل غير المباشر بين النقطتين تنااري، وبذلك تسلك النقطتين كما لو كانت نقطة كمية واحدة. عند استخدام  $V_{12}$  سالبة هذا يعني نقصان قيمة  $\lambda_{ia}^\sigma$  وبالتالي سوف تقل فاصلة فولتية الانحياز. بينما اذا كانت  $\lambda_{ia}^\sigma$  موجبة فأن قيمة التوصيلية عند نقطة الاتزان تكون اقل مما عليه في حالة  $\lambda_{ia}^\sigma$  السالبة وجميع قيم  $J$  المختارة. كما أن فاصلة فولتية الانحياز لقيم  $\lambda_{ia}^\sigma$  الموجبة اكبر من الحالة التي يتم فيها اهمال تأثير التفاعل غير المباشر. أما في حالة

**a****a****b**

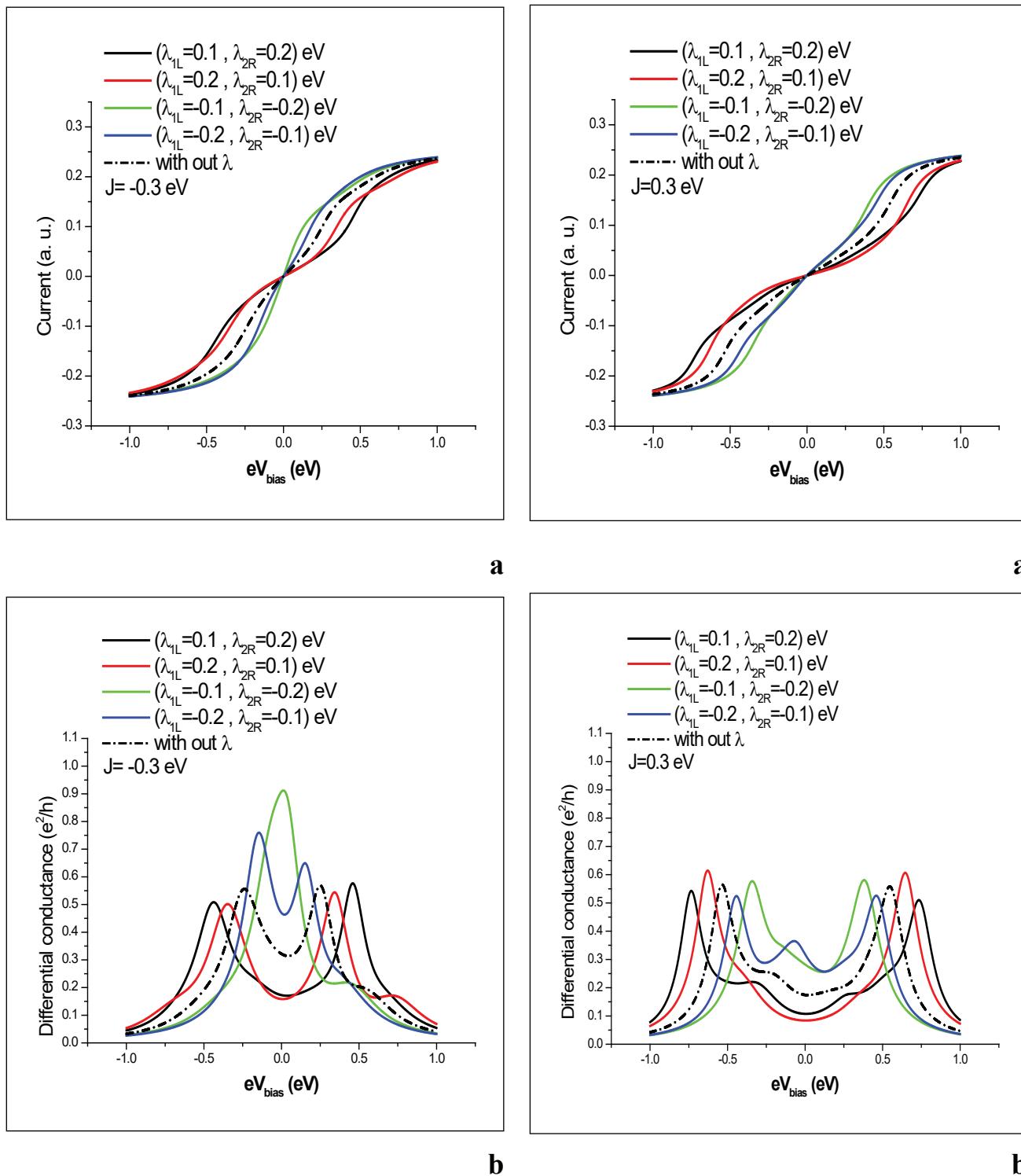
الشكل (4): (a) يوضح التيار كدالة لفولتية الانحصار و (b) التوصيلية التفاضلية كدالة لفولتية الانحصار عندما:  $J = -0.1$  eV .

الشكل (3): (a) يوضح التيار كدالة لفولتية الانحصار و (b) التوصيلية التفاضلية كدالة لفولتية الانحصار عندما:  $J = 0.1$  eV .

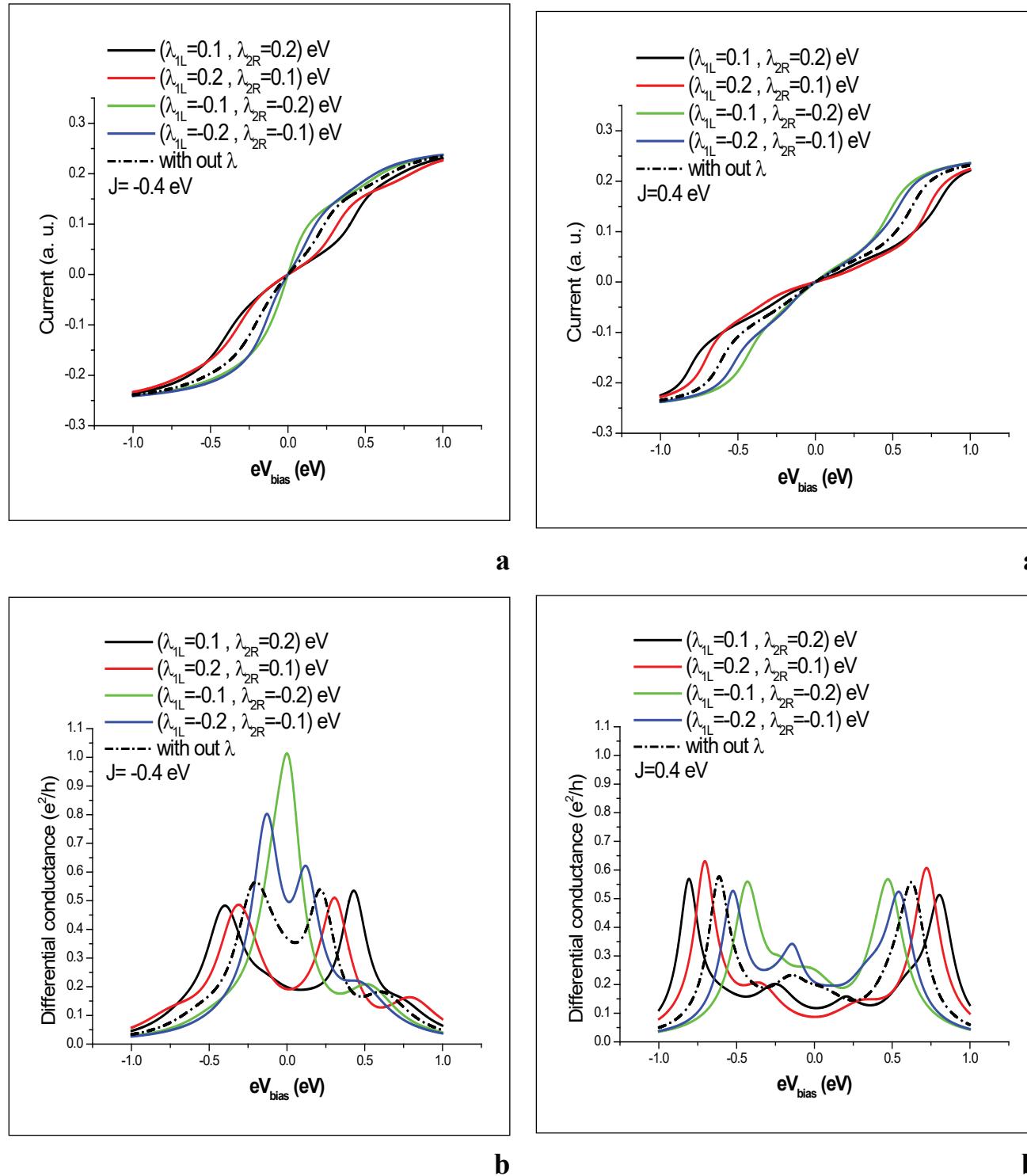


الشكل (5): (a) يوضح التيار كدالة لفولتية الانحياز و (b) التوصيلية التفاضلية كدالة لفولتية الانحياز عندما:  $J = -0.2$  eV .

الشكل (6): (a) يوضح التيار كدالة لفولتية الانحياز و (b) التوصيلية التفاضلية كدالة لفولتية الانحياز عندما:  $J = 0.2$  eV .



الشكل (8): (a) يوضح التيار كدالة لفولتية الانحياز و (b) التوصيلية التفاضلية كدالة لفولتية الانحياز عندما:  $J = -0.3 \text{ eV}$  .



الشكل (9): (a) يوضح التيار كدالة لفولتية الانحصار و (b) التوصيلية التفاضلية كدالة لفولتية الانحصار عندما:  $J = -0.4$  eV .

- [11] Shi, P., Hu, M., Ying, Y., Jina, J., AIP Advances 6, 095002, (2016).
- [12] Kim, D., Economou, S. E., Badescu, S. C., Scheibner, M., Bracker, A. S., Bashkansky, M., Reinecke, T. L., Gammon, D., Naval Research Laboratory, 4555 Overlook Ave, SW, Washington, D.C., 20375, (2013).
- [13] Li, H. W., Kardynal, B. E., See, P., Shields, A. J., Simmonds, P., Beere, H. E., Ritchie, D. A., Appl. Phys. Lett. 91, 073516, (2007).
- [14] Najdi, M. A., AL-Mukh, J. M., Jassem, H. A., Journal of Bas. Res. (Sciences), Vol. (42). No. (1) B, (2016).
- [15] Stepanyuk, V. S., Niebergall, L., Baranov, A. N., Hergert, W., Bruno, P., Comp. Mat. Sci. 35, pp. 272 – 274, (2006).
- [16] Stepanyuk, V. S., Niebergall, L., Longo, R. C., Hergert, W., Bruno, P., Phys. Rev. B 70, 075414, (2004).
- [17] Pietzsch, O., Kubetzka, A., Bode, M., Wiesendanger, R., Phys. Rev. Lett. 92, 057202, (2004).
- [18] Slater, J. C., “Quantum Theory of Molecules and Solid”, Vol.1, McGraw- Hill BookCompany, INC, New York, (1960).
- [19] Grimley, T. B., Proc. of Phys. Soc., 90, 751-764, (1967).
- [20] Lebosse, J. A., Lopez, J., Rousseau-Violet, J., Surf. Sci. 81, L329-L332, (1979); Lebosse, J.C., Lopez, J., Rousseau-Violet, J., Surf. Sci. 81, 329-332,

**المصادر:**

- [1] Golovach, V. N., Loss, D., Phys. Rev. B 69 , 245327, (2004).
- [2] McClure, D. T., DiCarlo, L., Zhang, Y., Engel, H. A., Marcus, C. M., Hanson, M. P., Gossard, A. C., Phys. Rev. Lett. 98, 056801, (2007).
- [3] Kuo, D. M. T., Chang, Y., Phys. Rev. B 89, 115416, (2014).
- [4] Li, R., Hudson, F. E., Dzurak, A. S., Hamilton, A. R., Nano Lett., 15 (11), pp. 7314–7318, (2015).
- [5] Tsukanova, A. V., Chekmachevb, V. G., Russ. Micro. Vol. 45, No. 1, pp. 1–10, (2016).
- [6] Wolf, S. A., Awschalom, D. D., Buhrman, R. A., Daughton, J. M., Von Molnar, S., Roukes, M. L., Chtchelka, A. Y., Treger, D. M., Sci. 294, 1488, (2001).
- [7] Awschalom, D. D., Loss, D., Samarth, N., “Semiconductor Spintronics and Quantum Computation”, Spr., Berlin, (2002).
- [8] Maekawa, S., Shinjo, T., “Spin Dependent Transport in Magnetic Nanostructures”, Taylor & Francis, London, (2002).
- [9] Liu, Y. Y., Stehlik, J., Eichler, C., Gullans, M. J., Taylor, J. M., Petta, J. R., Sci. Vol. 347, Issue 6219, pp. 285-287, (2015).
- [10] Baart, T. A., Eendebak, P. T., Reich, C., Wegscheider, W., Vandersypen, L. M. K., Appl. Phys. Lett., Vol. 108, Issue 21, (2016).



(1979).

- [21] Alexander, S., Anderson, P. W., Phys. Rev., 133, 6, A1594, (1964).
- [22] Newns, D. M., Phys. Rev. 178, 1123, (1969).
- [23] Kjollerstorm, B., Scalapino, D. J., Shrief-fer, J. R., Phys. Rev., 148(2), 665, (1966).
- [24] [24] Grimley, T. B., Jyothibhasu, V. C., Surf. Sci., 124, 305, (1983).
- [25] Fujii, T., Ueda, K., Phys. E 22, 498-501, (2004).
- [26] Hershfield, S., Davies, J. H., Wilkins, J. W., Phys. Rev. Lett. 67, (1991).
- [27] Hershfield, S., Davies, J. H., Wilkins, J. W., Phys. Rev. B 46, 7046, (1992).
- [28] Tafarner, W. T., Davision, S. G., Cha. Phys. Lett., 269, 171, (1997).
- [29] Sulston, K. W., Amos, A. T., Davision, S. G., Surf. Sci. 197, L555-L566, (1989).
- [30] Sulston, K. W., Amos, A. T., Davision, S. G., Phys. Rev. B 37, No.16, (1988).
- [31] Muda, Y., Bull-Nara. Univ. Educ., 32, 2, 85, (1983).
- [32] Nielsen, S. K., Brandbyge, M., Hansen, K., Stokbro, K., van Ruitenbeek, J. M., Besenbacher, F., Phys. Rev. Lett. 89, 066804, (2002).
- [33] Smit, R. H. M., Noat, Y., Untiedt, C., Lang, N. D., van Hemert, M. C., Ruitenbeek, J. M., Nat. 419, 906, (2002).
- [34] Thygesen, K. S., and Jacobsen, K.W., Phys. Rev. Lett. 94, 036807, (2005).