

## ظاهرة الاستقطاب في تراكيب معدن - عازل - نصف ناقل

الدكتور محمد فاهود\*

(تاريخ الإيداع 25 / 11 / 2013. قُبِلَ للنشر في 10 / 2 / 2014)

### □ ملخص □

يعدّ هذا البحث دراسة نظرية لآلية تشتت حاملات الشحنة في قنوات ناقلة لجملة مؤلفة من تركيب (MIS) (معدن - عازل - نصف ناقل).  
عندما يكون العازل مستقطباً، فإن للناقلية في المستوى السطحي لنصف الناقل سلوكاً استقطابياً نتيجة انتقال الشحنات عبر الحدود الفاصلة.  
ويهدف هذا العمل إلى دراسة تأثير الكمون الذاتي لحاملة الشحنة (إلكترون أو ثقب)، وكمون الاستقطاب على طاقة الحالة الأساسي لبولارون الإلكترون في طبقة نصف الناقل. من خلال حل معادلة شرودينغر، ومناقشة بعض الحالات الخاصة للحل، مثل الحالة التي يكون فيها للكمون الشكل المثلاثي (حالة تماس معدن-نصف ناقل).

الكلمات المفتاحية: ظاهرة التماس، الأفلام الرقيقة، بولارون، كمون التأثير الذاتي، تفاعل إلكترون-فونون، إثارات سطحية.

\* أستاذ مساعد - قسم الفيزياء - كلية العلوم - جامعة تشرين - اللاذقية - سورية.

## Polarization Effect in Metal-Insulator-Semiconductor structures

Dr. Mohammad Fahoud\*

(Received 25 / 11 / 2013. Accepted 10 / 2 /2014)

### □ ABSTRACT □

This research is a theoretical study for the scattering mechanism of the charge carrier in the transport tunnels of system consisting of metal-insulator- semiconductor (MIS)- When the insulator is polarized where the conductivity of surface for semiconductor polarization behavior due to charge transfer during interfaces. The aim of this research is to investigate the effect of self-action and polarization potentials on the ground state of electron- polaron in semiconductor layer by means of is olating the Schrodinger equation and discussion of some special cases such as the potential is triangular form (case of contact metal – semiconductor).

**Keywords:** contact effect; thin films; polarization; self – action potential; phonon; surface excitations.

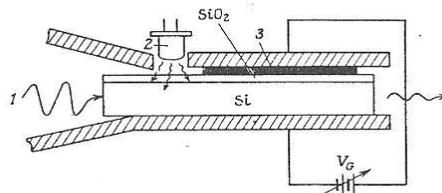
---

\*Associate Professor, Department of Physics, Science Faculty, Tishreen University, Lattakia, Syria

## مقدمة:

تتمتع المواد نصف الناقلة بعدد من الخواص يجعلها من أكثر الأجسام الصلبة أهمية في العديد من التطبيقات. تُدهشنا الأجهزة الفيزيائية التي تستخدم أنصاف النواقل بمدى تنوعها واختلافها، وما زالت هذه المواد تدخل حقولاً جديدة من التطبيقات الطبية والعلمية والتكنولوجية. وإذا كانت دراستها قد بدأت منذ عام 1920، إلا أنها لم تحظ بالاهتمام الفائق إلا بعد اختراع الترانزستور 1940. وما زال التطور جارياً منذ ذلك الحين سواء على صعيد دراسة الخواص الأساسية والتعمق في فهمها أو في استخدام هذه الخواص لاختراع وتصميم أجهزة وتطبيقات جديدة. تُبنى الترانزستورات على أنصاف نواقل عضوية تُعرف بترانزستورات الفلم الرقيق العضوي (OTFTs) [1-8]. يُستخدم نصف الناقل كطبقة نشطة للسيطرة على تدفق التيار الكهربائي [1-4] مقارنة مع نصف الناقل اللاعضوي، فإن لـ OTFTs وزناً خفيفاً وميزات فعّالة، وتتم معالجته في درجات حرارة منخفضة الأمر الذي يُساعد معه استخدام ركائز بلاستيكية مرنة، كما يستعمل في تطبيقات واسعة كالطلاء وحبر الطباعة وأشياء أخرى كثيرة، ويتم الاعتماد في الدراسات التجريبية [9] على الحقل الكهربائي لحركة حاملات الشحنة في الطبقة المتغيرة لنصف الناقل (الطبقة القريبة من منطقة التماس).

ندرس تماس معدن-عازل-نصف ناقل (MIS)، ونعدّ مثالاً على هذه الجملة، نصف الناقل عنصر السيليسيوم (السيلكون Si) - والعازل ثاني أكسيد السيليسيوم  $SiO_2$ ، ومعدن الألمنيوم كما في الشكل 1. يُعدّ عنصراً السيليسيوم والجرمانيوم أنصاف نواقل أفضل من غيرها، فهي تتبلور وفق بنية الماس التي تتميز بأن لها شبكة مكعبة مركزية الوجوه (FCC)، وأن الروابط بين ذراتها (المجموعة IV) رابطة تكافئية، وأنها تتألف من إلكترونين سبيناهما متعاكسان وواقعان تقريباً في منتصف المسافة على الخط الواصل بين الذرتين. يتغير عرض فاصل الطاقة في أنصاف النواقل مع درجة الحرارة بسبب التمدد الحراري وتغير ثابتة الشبكة، إلا أن هذا التغير في المادة طفيف (مثلاً في Si يتغير  $E_g$  من 1.17eV في الدرجة  $T=0$  K إلى 1.14eV في الدرجة  $T=300$  K)، وأن فعر عصابة الناقلية لا يقع مباشر فوق قمة عصابة التكافؤ في السيليسيوم، ولهذه الخاصية أهمية كبيرة عند دراسة امتصاص الضوء، وانتقال حاملات الشحنة بين سويات الطاقة، كما وتوجد صفات وخصائص عديدة لسنا هنا بصدد ذكرها، لأن الموضوع الأساس هو دراسة كمية لظاهرة تماس طبقات رقيقة من هذه المواد تمهيداً للاستفادة منها في التطبيقات العملية والنظرية.



الشكل 1: رسم تخطيطي لتجربة استخدام المواد (Al-SiO<sub>2</sub>-Si)

1- الإشعاع 2- دايود ضوئي 3- الكترود من الألمنيوم

إن جزيئة  $SiO_2$  هي جزيئة قطبية في طبقة العازل نتيجة لانزياح مركز شحنات الأوكسجين عن مركز شحنات السيليسيوم، فتظهر ثنائيات أقطاب، و تتشكل في البلورات الأيونية ( $SiO_2$ ) حالة خاصة لإلكترونات التكافؤ. لقد درس هذه الظاهرة بيكار (S.I.Pekar)، ودعا هذه الحالة بولارون. إلا أن أول من أثار مفهوم البولارون

لاندواو (Landau L.D) [12] عام 1933 . حيث وجد أن حقل كمون كولون للإلكترون الناقلية في البلورة الأيونية يسبب تشوهاً لمحيط الأيون الذي بدوره يتفاعل مع الإلكترون (self action) مغيراً طاقته وكتلته، يؤدي استقطاب البلورة إلى نقص طاقة الإلكترون أي يظهر في مستوى تواجد الإلكترون حفرة كمون، يوصف الإلكترون في هذه الحالة بواسطة تابع موجي متخامد (توافق ذاتي). وتشكل الحركة البطيئة للإلكترون متبوعاً بالتشوه المرافق للشبكة حول الإلكترون شبه جسيم يدعى كما ذكرنا بولارون (غمامة حول الإلكترون).

يُنتج الاهتزاز الضوئي في العازل حقلاً كهربائياً بالقرب من مستوى التماس، يتسرب هذا الحقل في السيليسيوم، ويؤدي إلى تشتت حاملات الشحنة عند الحدود الفاصلة [10]. إلا أنه إلى الآن لم يؤخذ في الأعمال السابقة دراسة ظاهرة التأثير الذاتي لحاملة الشحنة عند الحدود الفاصلة (كمون الخيال الكهربائي electrical image potential). حيث تؤثر هذه الظاهرة على حالة توضع حاملة على الشحنة عند الحدود الفاصلة [11].

### أهمية البحث وأهدافه:

يُعد أحد اتجاهات الدراسة النظرية في الجمل المتعددة الطبقات دراسة ظاهرة توضع حاملات الشحنة في مستوى التماس لأنصاف نواقل مختلفة، وكذلك في حالة تماس معدن مع عازل. كما هو معروف يظهر في تلك المستويات حقل تماس يلعب دوراً هاماً في صياغة الحواجز الكمونية لحاملات الشحنة، لهذه الحواجز الكمونية أهمية كبيرة في دراسة انتقال حاملات الشحنة عند تماس طبقات رقيقة من مواد مختلفة (الترانزستورات-الأفلام الرقيقة)، وكذلك عند تطبيق فرق جهد على طبقات التماس الخارجية أثناء التطبيقات العملية. وتأتي أهمية هذا العمل من بحثه أهمية دور كمون التأثير الذاتي على توضع حاملة الشحنة في مستوى التماس، كما أن لهذه الظاهرة خصوصية مرتبطة بظهور قوى الخيال عند الحدود الفاصلة والتي تغيب في البلورات الضخمة.

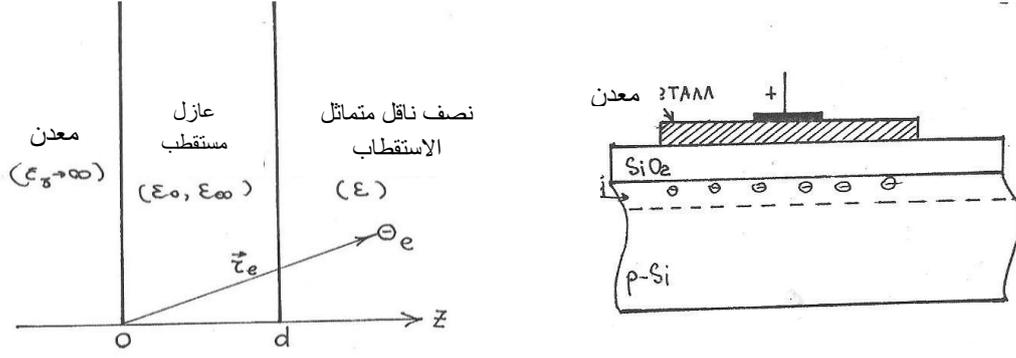
### طرائق البحث ومواده:

نستخدم في هذا العمل نتيجة حل معادلة بواسون لإيجاد الطاقة الكمونية الذاتية لحاملة الشحنة داخل طبقة نصف ناقلة، والطاقة الكمونية على السطح، وكذلك دراسة الحالات الخاصة لسماكة الطبقات، وطبيعتها بالنسبة لمعامل العازلية الكهربائية للطبقات، كما نستخدم التقريبات الكمية لعبارة الكمون الكلي المستخدم في حل هذه المسألة (تقريب الكمون المثلي)، ونستخدم طريقة التغيير (طريقة تقريب تُستخدم عندما يكون التابع الموجي غير معروف بالضبط وإنما يمكن تخمينه عن طريق إدخال معامل متغير) لحل معادلة شرودينغر .  
نشير هنا إلى أن هذا البحث نظري، تم إنجازه في قسم الفيزياء - كلية العلوم-جامعة تشرين، وهو بحث مسجل، ويندرج ضمن الخطة العلمية لقسم الفيزياء.

### النتائج والمناقشة:

#### 1. حالة الإلكترون في تركيب معدن - عازل - نصف ناقل

ندرس في هذا العمل حالة تماس نصف ناقل متمائل الاستقطاب (p-si) مع طبقة عازل مستقطبة ( $SiO_2$ )، تشغل حيز الفراغ المحدد بـ  $0 < z < d$  (المحور z عمودي على مستوى طبقات الجملة أي على مستوى التماس)، يلتصق بطبقة العازل من الجانب الآخر طبقة معدن  $z < 0$  الشكل 2 .



الشكل 2: رسم تخطيطي للجملة المدروسة

تُعطى معادلة شرودينغر للإلكترون في مستوى تماس نصف الناقل مع العازل بالعلاقة التالية:

$$\frac{\hbar^2}{2m_z^*} \frac{d^2 \Psi(z)}{dz^2} + [E_i - v(z)] \Psi(z) = 0 \quad (1)$$

$m_z^*$  مركبة الكتلة الفعالة للإلكترون وفق المحور  $z$ .

$\Psi(z)$  - تابع موجي يصف حركة الإلكترون ويحقق الشرط الحدي التالي:

$$\Psi(z=d) = 0 \quad (2)$$

$E_i$  - طاقة السوية أفي عصابة الناقلية لطبقة نصف الناقل.

تتضمن الطاقة الكمونية  $v(z)$  للإلكترون في الجملة المدروسة من الحدود التالية:

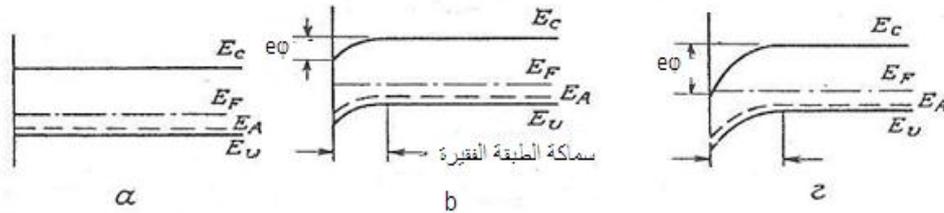
$$v(z) = v_1(z) + v_2(z) + v_3(z) + v_4(z) \quad (3)$$

$V_1(z)$  - الطاقة الكمونية للإلكترون في طبقة الالتحام. تعطى بالعلاقة [ 13 ]

$$v_1(z) = \frac{4 \pi e^2 N_0}{\epsilon} z \left(1 - \frac{z}{2z_0}\right) \quad (4)$$

$$z_0 = \left(\frac{\epsilon \phi_0}{2 \pi e N_A}\right)^{\frac{1}{2}}$$

$N_0$  - كثافة الشحنات الفراغية غير المتحركة في الطبقة الفقيرة (بالقرب من منطقة التماس)



الشكل 3: عصابات الطاقة عند السطح الفاصل لنصف الناقل نوع p. a - الحقل السطحي معدوم b - تشكل طبقة فقيرة c - تشكل طبقة الكترونية متغيرة (منطقة منحنية كفاية).  $E_c$  و  $E_v$  حدود عصابة الناقلية والتكافؤ.  $E_F$  طاقة فرمي،  $E_A$  طاقة الأخذات، توصف قيمة انحناء المنطقة بالكمون السطحي  $\phi$ .

$-N_A$  كثافة الآخذات (Acceptor) تُعتبر ثابتة تقريباً في كل طبقة الالتحام.  
 $Z_0$  إحدائي الإلكترون في طبقة نصف الناقل (المنطقة الفقيرة بالقرب من سطح التماس).  
 $-e\phi_0$  يُمثل الانحناء على سطح منطقة نصف الناقل، الشكل 3.  
 $-V_2(Z)$  الطاقة الكمونية للإلكترونات المكونة للشحنات الفراغية. ويتم الحصول على  $V_2(Z)$  من حل معادلة بواسون [13].

$$v_2 \approx \frac{4\pi e^2}{\epsilon} N_e z \quad (5)$$

$-N_e$  كثافة الإلكترونات في نصف الناقل.  
 $-V_3(Z)$  الطاقة الكمونية الذاتية (الطاقة الكمونية الناتجة عن تأثير الحقل الذي تولده الشحنة على الشحنة نفسها)، تُعطى بالعلاقة [14].

$$v_3(z) = \frac{e^2}{2\epsilon_2} \int_0^\infty e^{-2\eta(z-d)} \frac{[\epsilon - \epsilon_\infty \operatorname{cth} \eta d]}{[\epsilon + \epsilon_\infty \operatorname{cth} \eta d]} d\eta \quad (6)$$

$$\vec{\eta} = \eta_x \vec{i} + \eta_y \vec{j}$$

$\epsilon_0, \epsilon_\infty$  العازلية الكهربائية العالية التردد ( $\omega \rightarrow \infty$ )، والساكنة ( $\omega_0 \rightarrow 0$ ) في طبقة العازل (تكون حركة الشحنات في طبقة العازل المستقطب غير متماثلة باختلاف الاتجاهات، فهي مختلفة في المستوي xy عن الحركة في اتجاه المحور z المعامد لمستوى الطبقة)،  $\epsilon$  العازلية الكهربائية لنصف الناقل.

$-V_4(Z)$  مساهمة الطاقة الكمونية الناتجة من التأثير المتبادل بين الإلكترون والاهتزاز الاستقطابي للعازل (الفونونات)، وقد تم الحصول على هذا الكمون باستخدام التقريب الايدياتي (تعتبر حركة الإلكترونات في اتجاه المحور z بطيئة) [15].

$$v_4(z) = - \sum_{\bar{Q}} \frac{|C_{\bar{Q}}|^2 e^{-2Q(z-d)}}{\hbar \omega_s + \frac{\hbar^2 Q^2}{2m_z^*}} \quad (7)$$

حيث

$$(7a) |C_{\bar{Q}}|^2 = \frac{1}{L^2} \frac{4\pi \alpha_s (\hbar \omega_s)^2 R_s}{Q} \cdot \frac{(1 + \operatorname{th}^2 \frac{Qd}{2})}{2}$$

$$(7b) \alpha_s = \frac{e^2}{2\hbar \omega_s R_s} \left( \frac{1}{\epsilon + \epsilon_\infty \operatorname{cth} \frac{Qd}{2}} - \frac{1}{\epsilon + \epsilon_0 \operatorname{cth} \frac{Qd}{2}} \right)$$

$$(7c) \omega_s^2 = \omega_{T_0}^2 \left( \frac{\epsilon_0 + \epsilon \operatorname{cth} \frac{Qd}{2}}{\epsilon_\infty + \epsilon \operatorname{cth} \frac{Qd}{2}} \right)$$

$\bar{Q}$  - المنجه الموجي للفونون الضوئي السطحي.

$\omega_s$  - تردد الاهتزازات الضوئية السطحية.

$\omega_{T_0}$  - تردد الاهتزازات الضوئية العرضية الحجمية.

$$R_s = \left( \frac{\hbar}{2m_z^* \omega_s} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ - نصف قطر البولارون السطحي.}$$

بإيجاد حل لمعادلة شرودينغر (1) باستخدام طريقة التغير (variational method)، فإن التابع الموجي التغيري (تابع موجي يحتوي على معامل متغير  $\beta$ ، مقارب للتابع الموجي الدقيق الذي يصف حركة الإلكترون في غياب حدود كمون الاضطراب، يُعد اختيار التابع الموجي أساس طريقة التقريب هذه) يُعطى بالشكل التالي:

$$\psi(z) = \frac{\beta^{\frac{3}{2}}}{\sqrt{2}} z e^{-\beta z} \quad (8)$$

نحصل على طاقة التغير  $E_0(\beta)$  لأخفض سوية طاقة ( $i=0$ ) في عصابة الناقلية بالعلاقة التالية.

$$E_0(\beta) = \frac{\hbar^2 \beta^2}{8m_z^*} + \frac{12\pi e^2 N_o}{\epsilon \beta} - \frac{24\pi e^2 N_A}{\epsilon \beta^2} + \frac{33\pi e^2 N_e}{8\beta \epsilon} + \frac{\beta^3 d^2 e^2}{2\epsilon} J(\beta d) \quad (9)$$

حيث

$$J(\beta d) = \int_0^\infty dx \left\{ \frac{\epsilon - \epsilon_0 \text{cth} x}{(\epsilon + \epsilon_\infty \text{cth} x)(\beta d + 2x)^3} - \frac{2\epsilon(1 + \text{th}^2 x)(\epsilon_0 - \epsilon_\infty) \text{cth} x}{\left(1 + \frac{4R_s^2}{d^2} x^2\right)(\beta d + 4x)^3(\epsilon + \epsilon_0 \text{cth} x)(\epsilon + \epsilon_\infty \text{cth} x)} \right\} \quad (10)$$

يمكن بكتابة برنامج حاسوبي للعلاقة 9 بحساب  $E_0(\beta)$ ، وبأخذ القيمة الصغرى لـ  $E_0(\beta)$  بالنسبة للمعامل  $\beta$  ( $\frac{\partial E_0(\beta)}{\partial \beta} = 0$ )، نحصل على قيمة معامل التغير  $\beta$ ، نعوض بعد ذلك قيمة  $\beta$  في كل من علاقتي التابع الموجي (8) والطاقة (9)، يتم بذلك الحصول على حل لمعادلة شرودينغر من أجل الكمون (3). تكون عبارة الحل بدلالة كل من سماكة طبقة نصف الناقل ومعاملات العازلية الكهربائية للجمل  $\text{Me-SiO}_2\text{-Si}$ . يمكن رسم  $E_0$  بدلالة  $d$  ومناقشة تأثير السماكة ومعاملات العازلية الكهربائية للطبقات على الطاقة  $E_0$ .

## 2. تقريب الكمون المثلي

تُعطى طاقة الكمون الذاتي  $v_3(z)$  بالعلاقة التالية [14]

$$v_3(z) = -\frac{e^2 \delta}{4\epsilon z} - \frac{2\epsilon_\infty e^2}{(\epsilon + \epsilon_\infty)^2} \int_0^\infty \frac{e^{-2\eta z}}{e^{2\eta d} \delta} d\eta \quad (11)$$

$$\delta = \frac{\epsilon_\infty - \epsilon}{\epsilon_\infty + \epsilon} \text{ حيث}$$

اعتُبر مبدأ الجملة الإحداثية عند استخراج العلاقة (11) عند السطح الفاصل عازل - نصف ناقل. ينشر الحد الثاني من الطرف الأيمن في العلاقة (11) وفق قوى  $z$  (باعتبار  $z \ll 1$ ) من أجل الطبقة الرقيقة) والاكتفاء بالحد الخطي من النشر، نجد:

$$v_3(z) = -\frac{e^2 \delta}{4\epsilon z} - \frac{e^2 \epsilon_\infty}{(\epsilon + \epsilon_\infty)^2 d} \int_0^\infty \frac{dx}{e^x + \delta} + \frac{e^2 \epsilon_\infty z}{(\epsilon + \epsilon_\infty)^2 d^2} \int_0^\infty \frac{xdx}{e^x + \delta} \quad (12)$$

يسعى الكمون  $v_3(z)$  إلى اللانهاية عندما  $z \rightarrow 0$  هذا بسبب اعتبار الشحنة نقطية عند استخراج العلاقة (12). يمكن التخلص من سعي الكمون إلى اللانهاية عند اعتبار الشحنة شبه جسيمة (بولارون الإلكترون) بدلاً من دراستها كشحنة نقطية، وتكون قيمة الكمون  $(v_3^0(z \rightarrow 0) = -\frac{\pi}{2} \alpha_{ps} \hbar \omega_{ps})$ . يجد مثل هذا السلوك للكمون مكاناً في المستوى السطحي  $z \sim R_p \sim a$  (أي يجب أن تكون سماكة الطبقة ليس أصغر من نصف قطر البولارون)،  $a$  ثابتة الشبكة. بالأخذ بعين الاعتبار الدراسة الكمية (الكوانتية) يكون:

$$v_3(z) = v_3^0 + ez E_3 \quad (13)$$

$$E_3 = e \epsilon_\infty ((\epsilon + \epsilon_\infty)^2 d^2)^{-1} \int_0^\infty x (e^x + \delta)^{-1} dx$$

وبشكل مماثل للعلاقة (13) يمكن كتابة الكمون الاهتزازي (كمون إلكترون-فونون) على شكل كمون مثلثي (شكل الحاجز الكموني عند طبقة التماس على شكل مثلث)

$$v_4(z) = v_4^0 + ez E_4 \quad (14)$$

$$v_4^0 = -\frac{e^2}{2d} \int_0^\infty dx \frac{(1 + th^2 x)}{\left(1 + \frac{4R_s^2}{d^2} x^2\right)} \left[ \frac{1}{1 + \frac{\epsilon_\infty}{\epsilon} \text{cthx}} - \frac{1}{1 + \frac{\epsilon_0}{\epsilon} \text{cthx}} \right] \quad (15)$$

$$E_4 = \frac{2e}{d^2} \int_0^\infty dx \frac{x(1 + th^2 x)}{\left(1 + \frac{4R_s^2}{d^2} x^2\right)} \left[ \frac{1}{1 + \frac{\epsilon_\infty}{\epsilon} \text{cthx}} - \frac{1}{1 + \frac{\epsilon_0}{\epsilon} \text{cthx}} \right] \quad (16)$$

بالتعويض من (4) و (12) و (14) في المعادلة (3). واستثناء الحدود التي لا تعتمد على  $z$ ، نحصل على

الطاقة الكمونية، تزداد بشكل خطي مبنعدة عن الحدود الفاصلة ثم تتحني مقترية من قيمة ثابتة الشكل 3

(تُصبح  $v_2(z)$  مساهمة الطبقة المتغيرة ثابتة على مسافة  $z_0 \gg z_0$ )

$$v(z) = e \cdot E_t \cdot z \quad (17)$$

حيث

$$E_t = \frac{4\pi(N_0 + f N_s)e}{\epsilon} + E_3 + E_4 \quad (18)$$

$$E_3 = e \epsilon_\infty ((\epsilon + \epsilon_\infty)^2 d^2)^{-1} f, \quad f = \int_0^\infty x (e^x + \delta)^{-1} dx$$

يُسمى  $E_t$  الحقل الكهربائي الفعال،  $4\pi\epsilon^{-1} f N_s e$  الحقل الوسطي في المنطقة المتغيرة في نصف الناقل القريبة من طبقة العازل،  $-N_s$  كثافة الشحنة في الطبقة المتغيرة (الغنية).

يُعطى حل معادلة شرودينغر من أجل الكمون (17) والشروط الحدودية الموافقة لمساواة التابع الموجي للصفر عندما  $z=0$ ،  $z \rightarrow \infty$  بالصيغة التالية:

$$\Psi_i(z) = A_i \left[ \frac{2 m_z^* e E_z}{\hbar^2} \left( z - \frac{E_i}{e E_t} \right) \right] \quad (19)$$

$$E_i = \left( \frac{\hbar^2}{2 m_z^*} \right)^{\frac{1}{3}} \left[ \frac{3 \pi e E_t}{2} \left( i + \frac{3}{4} \right) \right]^{\frac{2}{3}} ; i=0, 1, 2, \dots \quad (20)$$

تصبح الطاقة الكلية (total) للإلكترون (الحدود المعتمدة على حوالثابتة) بالشكل التالي:

$$E_{\text{tot}} = -\frac{e \delta}{4 z_0 \varepsilon} - \frac{e^2 \varepsilon_\infty}{(\varepsilon + \varepsilon_\infty)^2 d \delta} \ln(1 + \delta) - \frac{e^2}{2d} J(d) + \left( \frac{\hbar^2}{2 m_z^*} \right)^{\frac{1}{3}} \left[ \frac{3 \pi e E_t}{2} \left( i + \frac{3}{4} \right) \right]^{\frac{2}{3}} \quad (21)$$

حيث

$$J(d) = \int_0^\infty dx \left( 1 + \text{th}^2 x \right) \left( 1 + \frac{4 R_s^2}{d^2} x^2 \right)^{-1} \left[ (\varepsilon + \varepsilon_\infty \text{cthx})^{-1} - (\varepsilon + \varepsilon_0 \text{cthx})^{-1} \right] \quad (22)$$

تُعتبر العلاقة (22) محققة للتقريب من أجل الطاقة عند سماكات طبقة العازل  $d \geq 50 \text{ \AA}$

## الاستنتاجات والتوصيات:

### الاستنتاجات

1. لا يتعلق  $v_3(z)$  (الكمون الذاتي لحاملة الشحنة) بإشارة الشحنة فهي واحدة سواء للإلكترون أو للثقب (تحتوي على  $e^2$ ).
2. يسعى الكمون  $v_3(z)$  إلى اللانهاية عندما  $z \rightarrow 0$  هذا بسبب اعتبار الشحنة نقطية [9] عند استخراج العلاقة (12).
3. يمكن التخلص من سعي الكمون إلى اللانهاية عند اعتبار الشحنة شبه جسيمة (بولارون الإلكترون)، وتكون قيمة الكمون  $(v_3^0(z \rightarrow 0) = -\frac{\pi}{2} \alpha_{ps} \hbar \omega_{ps})$ . يجد مثل هذا السلوك للكمون مكاناً في المستوى السطحي عندما  $a \sim R_p \sim z$ ،  $a$  ثابتة الشبكة.
4. يمكن بوضع برنامج حساب رسم ودراسة تغير الطاقة  $E_0$  (العلاقة 9) بدلالة  $N$  ولسماكات محددة لطبقة نصف الناقل.

### التوصيات

- لتطبيق جملة عملية يجب أن تكون سماكة الطبقة المستقطبة المدروسة رقيقة، من مرتبة نصف قطر البولارون  $a \sim R_p \sim z$ ،  $a$  ثابتة الشبكة. حيث أكد كيلدش [16] أن تأثير كولون المتبادل بين الشحنات في الطبقات (الأفلام) الرقيقة يزداد بإنقاص سماكة الطبقة  $d$  (ظاهرة كيلدش عما هو عليه في الجسم الكبير).
- تُعبر العلاقة (22) عن طاقة حاملة الشحنة في طبقة نصف الناقل بدلالة  $d$  سماكة الطبقة و معامل العازلية الكهربائية في الوسط المتباين المناحي. يمكن إظهار دور هذين المعاملين بشكل واضح إن أمكن كتابة برنامج حاسوبي لهذه العلاقة ورسم طاقة البولارون بتابعة هذين العاملين.

- يمكن في أعمال مقبلة دراسة تأثير تباين المناحي على العازلية الكهربائية للطبقات ( $\gamma = \frac{\epsilon^{\perp}}{\epsilon^{\parallel}}$ ) على طاقة حاملة الشحنة في الدراسة السابقة.
- تم في هذا العمل دراسة الاستقطاب السطحي فقط لأننا اعتبرنا أن الطبقة المدروسة جد رقيقة، يمكن تعميم الدراسة والأخذ بعين الاعتبار الاستقطاب الحجمي (دراسة الاهتزاز في عمق طبقة نصف الناقل وليس فقط بالقرب من منطقة الالتحام كما هو مبين على الشكل 2).

## المراجع:

- [1].N. Karl, *Synth. Met.*,2002, 133–134, 649.
- [2].G. Juska,K. Arlauskas,R. Osterbacka and H.Stubb, *Synth. Met.*, 2000, 109, 181.
- [3].K. Arlauskas, V. Gaidelis, K. Genevicius and G. Juska, *Synth. Met.*,2000, 109, 101.
- [4].J.S.Brooks,D.L.Eaton,J.E.Anthony,S.R.Parkin,J.W. Brill andY.Sushko, *Curr. Appl. Phys.*, 2001, 1, 301.
- [5].Y. S. Lee, J. H. Park and J. S. Choi, *Opt. Mater. (Amsterdam)*, 2002, 21, 433.
- [6].T. Minakata, H. Imai and M. Ozaki, *J. Appl. Phys.*, 1992, 72, 4178.
- [7].J. H. Schon, R. A. ChKlocLaudise and B. Batlogg, *Phys. Rev. B*, 1998, 58, 12952.
- [8]. J. H. Schon, *Synth. Met.*, 2001, 122, 157.
- [9]. Hess K. *Review of experimental aspects of hot electron transport in MOS structures//Sol.state Electron. 1978. – 21.- p. – 123 – 132.*
- [10]. Hess K.and p, *Vogl. Remote polar phonon scattering in silicon inversion layers//sol. State commun. – 1979. 30.- p. 807 – 809.*
- [11]. Beryl S.I. , Pokatilov E.P. , Fomin V.M. , Pogorilko G.A., *Wannier-Mott Exciton states in two layer periodic structures// phys.stat. sol. (6), 1995. -130. –p.278-288.*
- [12]. Landau L.D. and Lifshitz E.M., *Quantum Mechanics, Oxford, pergamon, (1965).*
- [13].Андо.Т.А.,А.Фаулер, Ф.Стрн.Электронные свойства двумерных систем.//М. Мир. -1985.- 415с.
- [13]اندو. ا ، ا. فالير، ف. سترن. الخواص الإلكترونية للجل الثنائية البعد// موسكو مير 1985 .
- [14]. Fahoud. M, *Coulomb potential of electron and holes (exciton) in thin films and the effect of anisotropic coefficient of dielectric constant. Tishreen University Journal. 2011.*
- [15].БерилС.И. ,Е. П. Покатилов. *Поверхностныйполяронслабойсвязивионныхкристаллах. // ФТТ.- 1978.- Т.20.- с.2386-2390.*
- [15] بيريل . س . ي، بكاتيلف. ي.ب. البولارون السطحي الضعيف الارتباط// مجلة فيزياء الجسم الصلب 1978 - الجزء 20 الصفحة 2386-2390.
- [16].Кельш, Л.В. *КУЛОНОВСКОЕ ВЗИМОДЕЙСТВИЕ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ ИПОУМИТАЛОВ. ЖЭТФ.1979. Т.29 N<sup>0</sup>.11. С.716-719*
- [16]كيلدش.ل.ف. تأثير كولون في طبقات أنصاف النواقل الرقيقة//مجلة فيزياء الالكترونيات 1979. الجزء 29 - العدد 11. من الصفحة 716-719.