

## تأثير طاقة الكمون الذاتي لحاملة الشحنة في طبقة رقيقة متماثلة الاستقطاب على عرض القطاع المحظور في طبقة يوديد الرصاص

د. محمد فاهود\*

د. محي الدين نظام\*\*

نضال وريدي\*\*\*

تاريخ الإيداع 13 / 10 / 2016. قُبِلَ للنشر في 1 / 6 / 2017

### □ ملخص □

تمت دراسة تأثير معاملات العازلية الكهربائية، و سماكة طبقة رقيقة على طاقة عرض القطاع المحظور في جملة مؤلفة من تماس ثلاث طبقات رقيقة من خلال إيجاد الكمون الذاتي لحاملة الشحنة في الطبقة الوسطى لهذه الجملة، ثم حساب طاقة الكمون الذاتي من حل معادلة شرودنجر من أجل الكمون الذاتي المستنتج. تبين لنا أن فجوة الطاقة لـ  $PbI_2$  تتناقص بازدياد سماكة الطبقة، بينما تتغير فجوة الطاقة إما زيادة أو نقصاناً حسب مقارنة قيم العازلية الكهربائية للطبقة الوسطى المدروسة  $\epsilon_2$  ولطبقتين المجاورتين  $\epsilon_1$  ,  $\epsilon_3$ ، على الترتيب.

**الكلمات المفتاحية:** أفلام رقيقة، ظاهرة التماس، قوى الخيال الكهربائي، يوديد الرصاص، ثابت العازلية، كمون كولون، كمون التأثير الذاتي.

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

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

\*\*\* مشرف على الأعمال ، قسم الفيزياء، كلية العلوم، جامعة تشرين، اللاذقية، سورية.

## The effect of the self action potential energy of charge carrier located in isotropic layer on the energy gape in lead iodide layer

Dr. Mohammad Fahoud\*  
Dr. Mohey-Aldin Nizam\*\*  
Dr. Nidal Worideh\*\*\*

(Received 13 / 10 / 2016. Accepted 1 / 6 / 2017)

### □ ABSTRACT □

In this work, the effect of electric permittivity and thin layer thickness on the energy gape has been studied in a system consisting of three thin layers by means of finding the self action potential of charge carrier located in the central layer of this system. Then, the self action potential energy has been found by solving Schrödinger equation at the extracted potential. This study shows that energy gape of  $PbI_2$  decreases with layer thickness while it increases/decreases according to comparison between dielectric permittivity values of central layer  $\epsilon_2$  and counterparts of two neighborhood layers  $\epsilon_3$ ,  $\epsilon_1$  on both sides, respectively.

**Key Words:** Thin Films, Contact effect, Force Image Potential, lead iodide, dielectric constant, Coulomb potential, The Self action potential.

---

\*Professor, physics department- faculty of sciences – Tishreen university - Lattakia – Syria.

\*\*Assistant professor, physics department- faculty of sciences – Tishreen university - Lattakia – Syria.

\*\*\* Work Supervisor, physics department- faculty of sciences – Tishreen university - Lattakia – Syria.

## مقدمة:

لفهم بعض الآليات الفيزيائية كالنقل للشحنة الكهربائية، التوضع المكاني للشحنة، الكواشف الكهربائية امتصاص الضوء،... الخ في جملة مكونة من تماس ثلاث طبقات رقيقة (عازل - نصف ناقل - معدن)، ينبغي الأخذ بعين الاعتبار ظاهرة التأثير الذاتي لحاملة الشحنة (قوى الخيال الكهربائي للشحنة عند الحدود الفاصلة بين الطبقات)، حيث تُهمل هذه الظاهرة في الطبقات البلورية السميكة (الضخمة). لقد تمت دراسة طاقة التفاعل لحاملة الشحنة مع الاستقطاب الإلكتروني المثار من قبل الشحنة نفسها (طاقة الكمون الذاتي the self-action potential energy) في جملة مؤلفة من تماس عدة طبقات رقيقة، لكن لم يتم دراسة تأثير هذه الظاهرة على طاقة عرض القطاع المحظور في نصف الناقل [1].

هذا ولا يمكن فهم أداء الكاشف الكهربائي ما لم تتم دراسة الخواص الإلكترونية والضوئية للطبقات (للأفلام) الرقيقة المشكلة للكاشف، وقد تم مؤخراً تحديد فجوة الطاقة والخواص الحرارية بوساطة مطيافية التصوير الضوئي، علماً أن فجوة الطاقة تعتمد على درجة الحرارة وفق العلاقة التالية [2]:

$$E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha T^2}{T + \beta} \quad (1)$$

$E_g(0)$  فجوة الطاقة لنصف الناقل عند درجة الحرارة  $T=0K$ ،  $\alpha$  و  $\beta$  ثابتان يتعلقان بخواص المادة المدروسة، يمكن تحديدها من المعطيات التجريبية [3]:

$$E_g(T) = 1.17 - \frac{4.73 \times 10^{-4} T^2}{T + 636} \quad \text{for Si} \quad (2)$$

$$E_g(T) = 1.52 - \frac{5.4 \times 10^{-4} T^2}{T + 204} \quad \text{for GaAs}$$

ينتج من هاتين العلاقتين عند درجة حرارة الغرفة ( $T=300K$ ) والضغط الجوي النظامي أن  $E_g$  فجوة الطاقة للسيليسيوم  $1.12eV$  ولأرسنيد الغاليوم  $1.42eV$ ، أي أن فجوة الطاقة تضيق بازدياد درجة حرارة.

يُعتبر يوديد الرصاص ( $PbI_2$ ) مادة هامة في الصناعات التكنولوجية، مثلاً ككاشف إشعاع عند درجة حرارة الغرفة، حيث بينت قيم الامتصاص الضوئي انتقالات مباشرة في هذه المادة، بفجوة طاقة كبيرة  $(2.15 - 2.33)eV$ ، وقيمة فجوة الطاقة لـ يوديد الرصاص عند الدرجة  $0K$  تساوي إلى  $E_g(0) = 2.485eV$  [4,5].

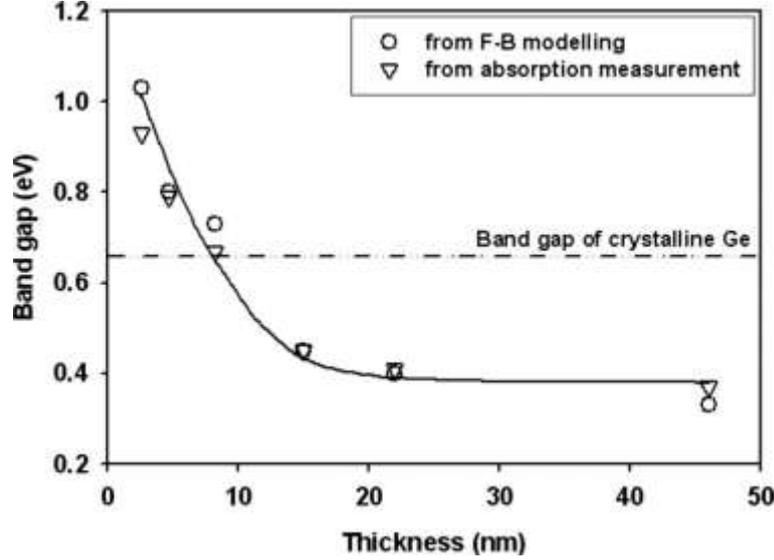
وقد تمت دراسة تغير فجوة الطاقة والخواص الضوئية للطبقات الرقيقة التي سماكتها أقل من  $50\text{ nm}$ ، المحضرة بتقنية التبخير الإلكتروني، فوجد أن فجوة الطاقة والخواص الضوئية تعتمد بشكل كبير على سماكة الطبقة، وكذلك على توابع العازلية الكهربائية للمادة. فقد تبين أن فجوة الطاقة تتناقص بازدياد سماكة الطبقة، الأمر الذي يمكن تفسيره كميّاً باعتماد الحجم الحبيبي على السماكة من خلال تناقص ارتفاع حاجز الكمون عند الحدود البلورية مع الحجم الحبيبي، وبعبارة أخرى بسبب الحجز الكمومي الأحادي البعد لحاملة الشحنة في الأفلام الرقيقة. يُبين التعبير الطيفي في قيم فجوة الطاقة

أن الحجم الحبيبي صغير وهذا متوافق مع نتائج مجهر القوى الذرية (atomic force microscopic (AFM)). ويمكن فهم تغير عرض فجوة الطاقة بدلالة سماكة الطبقة رياضياً من العلاقة المعطاة بالصيغة التالية [6]:

$$\Delta E_g \sim \frac{\hbar^2}{2md^2} \quad (3)$$

d سماكة الطبقة، m الكتلة الفعالة لحاملة الشحنة. ويوضح الشكل (1) تغير فجوة الطاقة بدلالة سماكة طبقة

من الجرمانيوم [6,7].



الشكل 1 : تغير فجوة الطاقة بتغير سماكة طبقة من الجرمانيوم

يُعتبر الجرمانيوم مادة واسعة الانتشار للدراسة وفي التطبيقات الصناعية سواء في الأجهزة الضوئية وفي الأجهزة الإلكترونية، فقد اختير الجرمانيوم كمادة تُستعمل في صناعة الترانزستور الذي اخترع عام 1949 من قبل Brattain , Bardeen and Shockley بسبب صغر فجوة الطاقة في هذه المادة التي تبلغ 0.66 eV [8,9].

### أهمية البحث وأهدافه:

تأتي أهمية هذا البحث من خلال دراسة تأثير سماكة الطبقة، ومعاملات العازلية الكهربائية للجذلة على عرض القطاع المحظور في طبقة يوديد الرصاص. و يهدف هذا البحث إلى دراسة دور كمون التأثير الذاتي لحاملة الشحنة على عرض طاقة القطاع المحظور في طبقة نصف ناقل رقيقة من خلال دراسة تأثير معاملات الطبقة (سماكة الطبقة - قيم ثوابت العازلية الكهربائية (DC)، وانزوتروبية العازلية الكهربائية للطبقات) ظاهرة اختلاف الخواص الكهربائية باختلاف الاتجاهات) على طاقة الكمون الذاتي، وبعد ذلك على طيف طاقة حاملة الشحنة، من خلال حل معادلة شرودنجر من أجل الكمون الذاتي المستنتج من حل معادلة بواسون لحاملة الشحنة في طبقة رقيقة من يوديد الرصاص  $PbI_2$ .

## طرائق البحث ومواده :

دراسة طاقة حاملة الشحنة في طبقة رقيقة في جملة مكونة من تماس عدة طبقات رقيقة (ثلاث طبقات)، يجب دراسة التأثير المتبادل إلكترون - فونون، وإلكترون - بلازمون، ففي حالة طبقة رقيقة مستقطبة، يجب أولاً دراسة مسألة طيف بلازما إلكترونات التكافؤ حيث يكون  $\omega_{pe} \gg \omega_{ph}$  ( $\omega_{pe} \sim 10^{16} s^{-1}$  ,  $\omega_{ph} \sim 10^{13} s^{-1}$ ) ،  $\omega_{pe}$  تردد بلازما إلكترونات التكافؤ،  $\omega_{ph}$  تردد اهتزاز الفونون، ولا يعتمد في هذه الحالة كمن التأثير المتبادل بين الجسيمات المشحونة مع بلازما إلكترونات التكافؤ على سرعة الجسيمات، ويتحدد هذا التأثير بالإحداثيات Z العمودية على مستوى الطبقة، لذلك فإن دراسة المسألة بدون الاستقطاب اللاعطالي يتم كلاسيكياً من خلال حل معادلة بواسون. ويُعتبر أحد أهم أسباب الاهتمام في جملة مؤلفة من تماس معدن - عازل - نصف ناقل (MIS) هو تشكل طبقات تماس غنية أو فقيرة بحوامل الشحنات الكهربائية، تُظهر هذه الطبقات خواص جمل ثنائية البعد، وأول من اهتم بذلك [9] Schrieffer. يمكن أن تكون الطبقة المتشكلة رقيقة جداً، بحيث لا يمكن النظر إلى الجملة المتشكلة على أساس كلاسيكي، فإذا كان طول موجة حاملة الشحنة من مرتبة سماكة الطبقة التي تتحرك فيها الشحنة  $\left( \lambda \sim \frac{k_B T}{e F_S} \right)$  ، فإن حركة حاملة الشحنة في الاتجاه العمودي على السطح تكون مكتمة، بينما تكون الحركة في المستوي xy حرة، وتُعطي طاقة الإلكترون في هذه الحالة بالعلاقة [10].

$$E = E_n + \frac{\hbar^2}{2m} (k_x^2 + k_y^2) \quad (4)$$

$k_x$  ,  $k_y$  مركبتا المتجه الموجي للإلكترون في مستوى سطح الطبقة xy ،  $E_n$  طاقة الإلكترون المكتمة باتجاه المحور Z في حفرة كمن ضيقة.

يمكن الحصول على  $\phi_k(\vec{r}, \vec{r}')$  كمن شحنة نقطية في طبقة رقيقة كما يلي: بفرض جملة مؤلفة من تماس ثلاث طبقات رقيقة، وبفرض شحنة نقطية معينة بالمتجه  $\vec{r}$  في الطبقة الوسطى  $k=2$  ( $k=1, 2, 3$ ). يمكن حساب الكمن الناتج عن هذه الشحنة في نقطة كيفية  $\vec{r}'$  في نفس الطبقة، من حل معادلات ماكسويل (بواسون) التالية:

$$\text{div} (\vec{\epsilon}_k \text{grad} \phi_k(\vec{r}, \vec{r}')) = \epsilon_0^{-1} \rho(\vec{r}) \quad , k=1, 2, 3 \quad (5)$$

تم في العمل [1] حل المسألة مع الأخذ بعين الاعتبار الشحنات السطحية والحجمية، وكذلك اهتزازات شبكة الاستقطاب، في الحالة الخاصة، حيث اعتُبرت الشحنة المدروسة نقطية، وبالتالي فإن  $\rho(\vec{r}, \vec{r}_e)$  كثافة الشحنة النقطية تساوي إلى  $\rho(\vec{r}, \vec{r}_e) = -e(\vec{r}, \vec{r}_e) \delta_{2k}$  ، واستخدام الشروط الحدودية، استمرارية الكمن والمركبة الناطمية لمتجهة الإزاحة الكهربائية.

تم في المعادلة (5) استخدام  $\vec{\epsilon}_k$  تتسور العازلية الكهربائية للطبقة k (بسبب كون الطبقة المدروسة غير متجانسة ومختلفة الخواص باختلاف الاتجاهات).

$$\epsilon_k^{xx} = \epsilon_k^{yy} = \epsilon_k^{\perp} \quad , \quad \epsilon_k^{zz} = \epsilon_k^{\parallel} \quad , \quad i, j = x, y, z \quad (6)$$

$\rho(\vec{r})$  كثافة الشحنة الحجمية، تُعتبر الطبقة  $k=2$  لانهائية في المستوي xy ومحددة السماكة في اتجاه المحور Z العمودي على مستوى الطبقة  $k=2$ .

بفرض أن الطبقة الوسطى ( $k=2$ ) متماثلة ومتجانسة في المستوي xy، فإن الكمن  $\phi_k(\vec{r}, \vec{r}')$  يتعلق بـ  $|\vec{\rho} - \vec{\rho}'|$  ، حيث  $\vec{\rho}$  متجه موضع يشير إلى مكان الشحنة النقطية في المستوي xy ( $\vec{\rho} = x\vec{i} + y\vec{j}$ ) ، و  $\vec{\rho}'$

متجه يُحدد النقطة في المستوي  $xy$  التي يُحسب عندها الكمون. بما أن الطبقة متماثلة في المستوي  $xy$  يُمكن نشر  $\phi(\bar{\rho}, z, z')$  وفق ثنائي تكامل فورييه:

$$\phi(\bar{\rho}, z, z_e) = \int \frac{d^2\eta}{(2\pi)^2} e^{-i\bar{\eta}\bar{\rho}} \phi(\eta, z, z_e) \quad (7)$$

حيث:

$$\phi(\eta, z, z_e) = \frac{e}{2\varepsilon_0\varepsilon_2\eta} \left\{ e^{-\gamma_2\eta|z-z_e|} + \frac{2}{(e^{2\xi_2} - \delta_1\delta_2)} [\delta_1\delta_2 \operatorname{ch}\gamma_2\eta(z-z_e) + e^{\xi_2} [f_1 \operatorname{ch}\gamma_2\eta(z+z_e) + f_2 \operatorname{sh}\gamma_2\eta(z+z_e)]] \right\} \quad (8)$$

$$\gamma_k = \left( \frac{\varepsilon_k^\perp}{\varepsilon_k^\parallel} \right)^{1/2}, \quad \varepsilon_k = \sqrt{\varepsilon_k^\perp \varepsilon_k^\parallel}, \quad \xi_2 = \gamma_2\eta d_2, \quad \delta_j = \frac{\bar{\varepsilon}_2 - \bar{\varepsilon}_j}{\bar{\varepsilon}_2 + \bar{\varepsilon}_j}; \quad j=1, 3$$

$$f_1 = \frac{\bar{\varepsilon}_2^2 - \bar{\varepsilon}_1\bar{\varepsilon}_3}{(\bar{\varepsilon}_2 + \bar{\varepsilon}_1)(\bar{\varepsilon}_2 + \bar{\varepsilon}_3)}, \quad f_2 = \frac{(\bar{\varepsilon}_1 - \bar{\varepsilon}_3)\bar{\varepsilon}_2}{(\bar{\varepsilon}_2 + \bar{\varepsilon}_1)(\bar{\varepsilon}_2 + \bar{\varepsilon}_3)}$$

(9)

$\varepsilon_3, \varepsilon_2, \varepsilon_1$  ثوابت العازلية الكهربائية للطبقة الأولى والثانية والثالثة على الترتيب.  $\gamma_k$  معامل اللاتماثل للخواص الكهربائية باختلاف الاتجاهات (معامل انزوتروبية العازلية الكهربائية)، نحصل بوضع  $\gamma_2 = 1$  في (8) على نتيجة العمل [11].

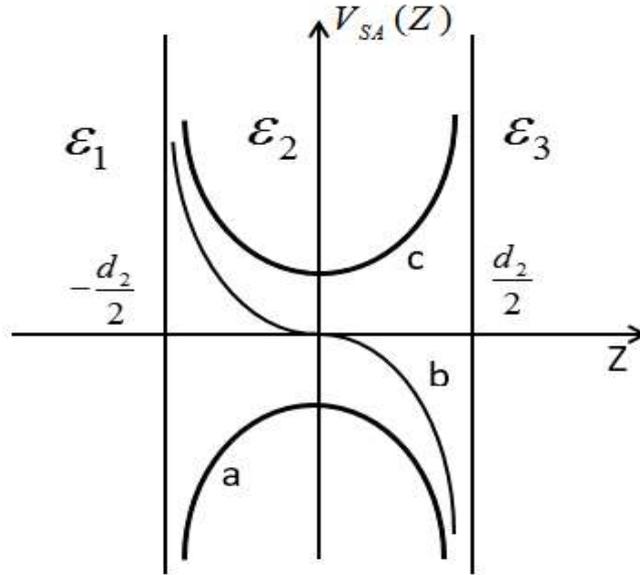
نحصل بتعويض  $z = z_e$  في العلاقتين (7) و (8) على كمون التأثير الذاتي لحاملة الشحنة بالصيغة العامة

التالية:

$$\phi_{SA}(z) = \frac{2\pi e}{\varepsilon_2\eta} \left\{ 1 + \frac{2}{e^{2\xi_2} - \delta_1\delta_3} [ \delta_1\delta_3 + e^{\xi_2} ( f_1 \operatorname{ch}2\gamma_2\eta z + f_2 \operatorname{sh}2\gamma_2\eta z ) ] \right\} \quad (10)$$

يُعبّر الحد الأول من الطرف الأيمن في (10) عن التأثير المباشر للشحنة في مكان تواجدها (كمون كولون)، لذلك سيتم حذف هذا الحد من صيغة الكمون الذاتي، لأننا نحسب الكمون الذاتي في نقطة كيفية من الطبقة، ونعلم أن الطاقة الكمونية لشحنة نقطية تساوي  $v = \frac{1}{2}e\phi$  (يحذف المضروب  $1/2$  التأثير الثنائي الجانب)، وتعطى هذه الطاقة بالصيغة التالية:

$$v_{SA}(z) = \frac{e^2}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_2} \int_0^\infty \frac{d\eta}{e^{2\gamma_2\eta d_2} - \delta_1\delta_3} \left\{ \delta_1\delta_3 + e^{\gamma_2\eta d_2} [ f_1 \operatorname{ch}2\gamma_2\eta z + f_2 \operatorname{sh}2\gamma_2\eta z ] \right\} \quad (11)$$



الشكل 2: طاقة الكمون الذاتي كتابع للإحداثية z في ثلاث حالات لمعاملات العازلية الكهربائية

$$\epsilon_2 \gg \epsilon_{1,3} \quad (c) \quad \epsilon_1 < \epsilon_2 < \epsilon_3 \quad (b) \quad \epsilon_2 \ll \epsilon_3 \quad (a)$$

يمكن تحليل سلوك  $v_{SA}(z)$  في المعادلة (11) من أجل قيم مختلفة لمعاملات العازلية الكهربائية للجملة، حيث يمكن مناقشة ثلاث حالات (a,b,c): تُبين الحالتان (2a,2b)، بأن الإلكترون ينجذب إلى السطح الفاصل ( $v_{SA}(z) < 0$ )، وتوجد حالة مشابهة للثقب، وبالتالي ينزاح قعر منطقة الناقلية بالقيمة المساوية لـ  $\Delta E_{SA}$  طاقة الإلكترون في الكمون الذاتي، أي أن تأثير الكمون الذاتي يؤدي في الحالتين (2a,2b) إلى نقصان طاقة عرض القطاع المحظور بالقيمة  $\Delta E_{SA}$ . وفي الحالة (2c) فإن الجسيم (الإلكترون أو الثقب) ينزاح في مركز الطبقة ويستقر في أخفض سوية للطاقة ( $v_{SA}(z) > 0$ )، ويزداد عرض القطاع المحظور في هذه الحالة بالقيمة  $\Delta E_{SA}$ .

### دراسة تحليلية لحركة جسيم في حقل الكمون الذاتي

يمكن في الواقع أن نحصل من المعادلة (7) في حالة كانت الطبقتان المجاورتان للطبقة الوسطى متماثلتين ( $\epsilon_1 = \epsilon_3 = \epsilon$ ) على طاقة الكمون الذاتي بالصيغة التالية:

$$v_{SA}(z) = \frac{e^2 \delta}{4\pi\epsilon_0\epsilon_2} \left\{ \frac{1}{2\gamma_2 \delta d_2} \ln \frac{1}{1-\delta^2} + \int_0^\infty \frac{e^{\gamma_2 \eta d_2} ch(2\gamma_2 \eta z)}{e^{2\gamma_2 \eta d_2} - \delta^2} d\eta \right\} \quad (12)$$

$$\delta = \frac{\epsilon_2 - \epsilon}{\epsilon_2 + \epsilon} \quad \text{حيث:}$$

عندما تكون الطبقة k=2 رقيقة ( $\eta d_2 \ll 1$ ) يمكن نشر  $ch(2\gamma_2 \eta z)$  في العلاقة (12) والاكتفاء بالنشر حتى المرتبة الثانية، فنحصل على عبارة الطاقة الكمونية بالصيغة التالية (قطع مكافئ):

$$v'_{SA}(z) = A_1 + A_2 z^2 \quad (13)$$

حيث:

$$A_1 = \frac{e^2}{8\pi\epsilon_0\epsilon_2\gamma_2 d_2} \ln \frac{\bar{\epsilon}_2}{2\bar{\epsilon}} \left(1 - \frac{\bar{\epsilon}}{\bar{\epsilon}_2}\right) \quad (14)$$

$$A_2 = \frac{e^2\gamma_2\delta}{2\pi\epsilon_0\epsilon_2} \int_0^\infty \frac{\eta^2 e^{\gamma_2\eta d_2} d\eta}{e^{\gamma_2\eta d_2} - \delta^2} \quad (15)$$

يكون حل معادلة شرودنجر من أجل الكمون (13)، هو حل من أجل حركة جسيم كهزاز توافقي يُعطى

بالصيغة التالية [12]:

$$\Delta E_{SA}^n = A_1 + \hbar\omega_i(\gamma_2, \bar{\epsilon}_2, \bar{\epsilon})(n + \frac{1}{2}), \quad n=0, 1, 2, \dots \quad (16)$$

حيث:

$$\omega_i(\gamma_2, \bar{\epsilon}_2, \bar{\epsilon}) = \frac{2}{\pi\epsilon_0\gamma_2 d} \sqrt{\frac{e^2\delta}{\epsilon_2 m_i}} \int_0^\infty \frac{x^2 e^x}{e^{2x} - \delta^2} dx \quad i=e, h \quad (17)$$

عندما يكون لكمون التأثير الذاتي لحاملة الشحنة سلوك تدافعي عند حدود الطبقة من الجانبين ( $\bar{\epsilon}_2 \gg \bar{\epsilon}$ )،

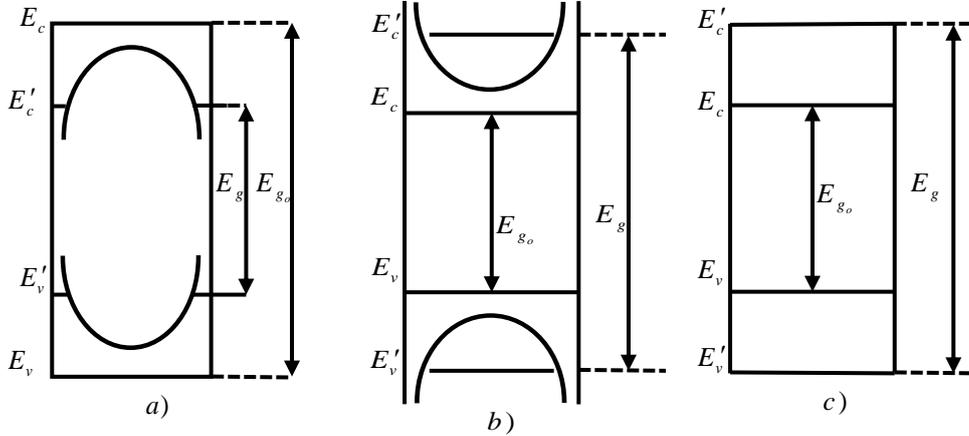
فإن قعر منطقة الناقلية (سقف منطقة التكافؤ) ينزاح وتزداد طاقة عرض القطاع المحظور (الشكل 3b) بحيث تعطى طاقة العرض الجديد للقطاع المحظور في الطبقة الرقيقة بالصيغة التالية:

$$E_g = E_{g_0} + \Delta E_{SA}^n \quad (18)$$

حيث  $E_{g_0}$  طاقة عرض القطاع المحظور في طبقة سميكة. من الجدير ذكره عند دراسة امتصاص وإصدار

الضوء في طبقة رقيقة لابد من دراسة تنظيم عرض القطاع المحظور نتيجة تأثير الكمون الذاتي للشحنات، وكذلك

الأخذ بعين الاعتبار ازدياد طاقة عرض القطاع المحظور نتيجة الطاقة الكوانتية (الشكل 3c).



الشكل 3: تغير عرض القطاع المحظور في طبقة رقيقة نتيجة تأثير الكمون الذاتي لحاملة الشحنة.

a. نقصان عرض القطاع المحظور  $\bar{\epsilon}_2 \ll \bar{\epsilon}_{1,3}$

b. زيادة عرض القطاع المحظور  $\bar{\epsilon}_2 \gg \bar{\epsilon}_{1,3}$   $\bar{\epsilon}_1 < \bar{\epsilon}_2 < \bar{\epsilon}_3$

c. زيادة عرض القطاع المحظور بمقدار الطاقة الكوانتية  $\frac{\pi^2 \hbar^2}{(2m \cdot d_2^2)}$

$E_c$  - قعر قطاع الناقلية (سقف قطاع التكافؤ) في بلورة ضخمة.  $E'_v$  - قعر قطاع الناقلية وسقف قطاع التكافؤ

في طبقة رقيقة.

يجب ألا نغفل أن إزاحة قعر منطقة الناقلية (سقف منطقة التكافؤ) في الحالتين (3a , 3b) يتعلق بمعاملات الجملة (العلاقة 12)، وهي:  $\gamma_2$  معامل لا تماثل العازلية الكهربائية بالنسبة للاتجاهات.  $d_2$ : سماكة الطبقة المدروسة،  $\bar{\epsilon}_2$  ,  $\bar{\epsilon}_3$  ,  $\bar{\epsilon}_1$  ثوابت العازلية الكهربائية لطبقات الجملة.

عندما تكون سماكة الطبقة رقيقة  $d_2 < R_{pl}^{e,h}$   $\hat{c}$   $R_{pl}^{e,h} = \left(\frac{\hbar}{2m^* \omega_{pl}}\right)^{1/2}$  نصف قطر بولارون

الإلكترون أو الثقب)، يمكن في هذه الحالة النظر إلى أن الجسيم يتحرك في حفرة كمون صغيرة ومستطيلة الشكل، ويوصف الجسيم في حفرة الكمون في هذه الحالة بالتابع الموجي:

$$\psi(z) = \sqrt{\frac{2}{d_2}} \cos\left(\frac{\pi z}{d_2}\right) \quad (19)$$

يحقق التابع الموجي الشروط الحدودية  $\psi(z \rightarrow \pm \frac{d_2}{2}) = 0$ .

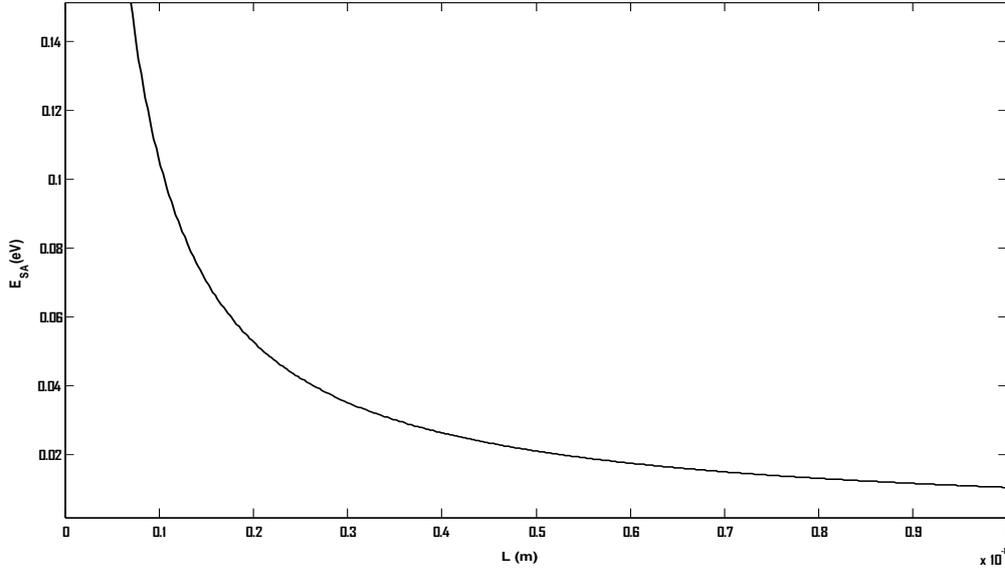
يُعطى المؤثر الهاملتوني لحركة الجسيم (الإلكترون أو الثقب) وفق المحور Z العمودي على مستوى الطبقة بالعلاقة التالية:

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}_z}{2m_i^*} + v_{SA}(z) \quad (20)$$

يُعبّر الحد الأول والثاني في العلاقة (20) عن مؤثر الطاقة الحركية والكمونية لحاملة الشحنة باتجاه المحور Z على الترتيب، ويُمكن الحصول على طاقة حاملة الشحنة في حفرة الكمون باتجاه المحور Z من حل معادلة شرودنجر بالنسبة للكمون (20)، فنحصل على الطاقة بالصيغة التالية:

$$E = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_i^* d_2^2} + \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 \bar{\epsilon}_2 d_2} \int_0^\infty \frac{dx}{(e^{2x} - \delta_1 \delta_3)} \left[ \delta_1 \delta_3 + \frac{\bar{\epsilon}_2 - \bar{\epsilon}_1 \bar{\epsilon}_3}{(\bar{\epsilon}_2 + \bar{\epsilon}_1)(\bar{\epsilon}_2 + \bar{\epsilon}_3)} e^x \left( \frac{\pi^2 sh 2x}{x(\pi^2 + x^2)} \right) \right] \quad (21)$$

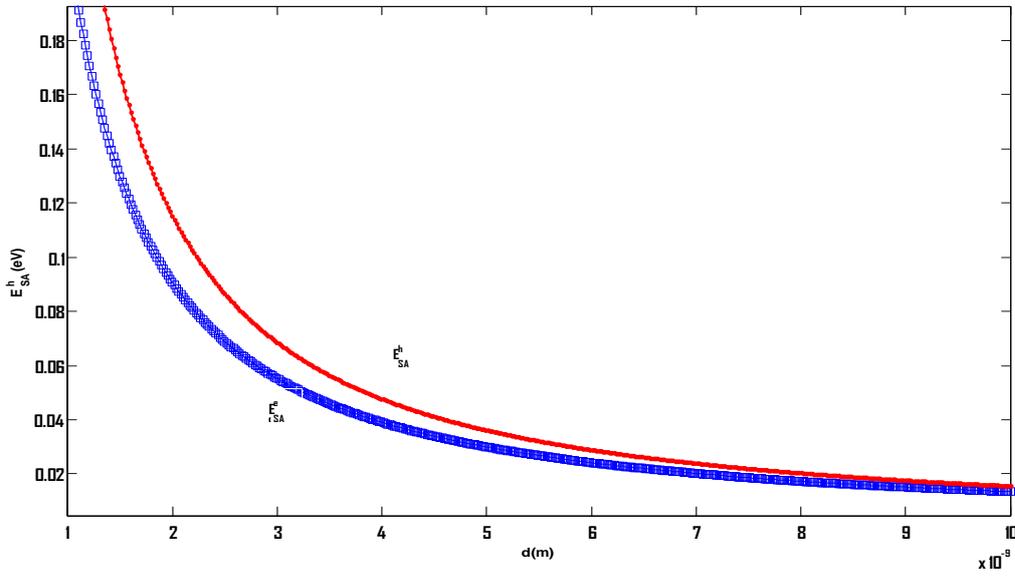
يصف الحد الأول في الطرف الأيمن من هذه المعادلة الطاقة الحركية للجسيم (الطاقة الكوانتية)، ويصف الحد الثاني الطاقة الناتجة عن كمون التأثير الذاتي (كمون الخيال الكهربائي).



الشكل 4:  $E_{SA}^e$ ، طاقة التأثير الذاتي للإلكترون (لثقب) بتابعة سماكة الطبقة البلورية  $PbI_2$ .

من أجل المعاملات التالية:

$\bar{\epsilon}_2 = 26.4$ ، هذه الطبقة على تماس من الجانبين مع طبقة معدن ( $\bar{\epsilon}_1 = \bar{\epsilon}_3 \rightarrow \infty$ ). تم الرسم باستخدام العلاقة (21).



الشكل 5:  $E_{SA}^e$  طاقة التأثير الذاتي للإلكترون، و  $E_{SA}^h$  للثقب بتابعة سماكة الطبقة البلورية  $PbI_2$ .

من أجل المعاملات التالية:

$\bar{\epsilon}_2 = 26.4$ ،  $m_e = 0.48m_0$ ،  $m_h = 0.196m_0$ ، هذه الطبقة على تماس من الجانبين مع طبقتين متماثلتين غير

مستقطبتين ( $\bar{\epsilon}_1 = \bar{\epsilon}_3 = 2.5$ ). تم رسم المنحنيين باستخدام العلاقة (20).

## النتائج والمناقشة:

عندما تتجذب الشحنة إلى سطحي الصفيحة (  $\bar{\epsilon}_2 \ll \epsilon_{1,3}$  )، فإن عرض القطاع المحظور ينقص بالمقدار  $\Delta E_{SA}$  (الحد الثاني في العلاقة (21)). يتضح من الشكل (4) أنه من أجل طبقة سماكتها أقل من  $30 \text{ \AA}$  فإن مساهمة الطاقة الكوانتية تفوق طاقة التأثير الذاتي، وبزيادة سماكة الطبقة فإن مساهمة طاقة التأثير الذاتي يقل بشكل بطئ مقارنة مع مساهمة الطاقة الكوانتية  $\frac{\pi^2 \hbar^2}{2m \cdot d_2^2}$ ، ويُعبر عن مقدار تناقص عرض القطاع المحظور بالصيغة  $\Delta E_g = E_g - E_{g_0} = E_{SA}^e + E_{SA}^h$ . ينتج من الشكلين: 4 و 5 تناقص طاقة الكمون الذاتي للإلكترون والثقب مع زيادة سماكة الطبقة. ويتضح من الشكل 5 من أجل طبقة Pbl2 سماكتها  $d = 40 \text{ \AA}$ ، وفي جملة تحقق  $\bar{\epsilon}_2 \gg \bar{\epsilon}_{1,3}$ ، فإن عرض القطاع المحظور يزداد بالمقدار  $\Delta E_g = 90 \text{ meV}$ .

## الاستنتاجات والتوصيات:

1. للطاقة الكمونية الذاتية نفس القيمة للإلكترون والثقب، كما هو واضح من الحد الثاني في العلاقة (21)، لأن طاقة الكمون الذاتي تعتمد على مربع الشحنة.
2. يتضح من سياق العمل أنه إذا أثرت على إلكترون في منطقة الناقلية قوة كمونية تدافعية (قوة الكمون الذاتي)، فإن هذه القوة ستكون بالنسبة للثقب كذلك تدافعية (11) و (16)، وبالتالي فإن اتجاه إزاحة حدود مناطق الطاقة لا يعتمد على إشارة الشحنة. يكون لهذه الخاصة دور هام في تشكل مناطق طاقة غنية أو فقيرة بالشحنات عند الحدود الفاصلة للطبقات وذلك حسب القوى التي تخضع لها الشحنة تجاذبيه أم تدافعية، وهذا متعلق بنوع الطبقة المدروسة وبنوع الطبقتين المجاورتين لها (أي حسب علاقة  $\epsilon_2$  مع  $\epsilon_1$  و  $\epsilon_3$ ).
3. تبين أن لمعامل العازلية الكهربائية تأثير كبير على مناطق الطاقة في الجمل والأفلام الرقيقة المتماصة، فعندما تكون  $\bar{\epsilon}_2 \ll \bar{\epsilon}_{1,3}$  فإن الشحنة تتجذب إلى سطح الطبقة، وأن عرض القطاع المحظور يقل بالمقدار  $\Delta E_{SA}$ . وعندما  $\bar{\epsilon}_2 \gg \bar{\epsilon}_{1,3}$ ، فإن عرض القطاع المحظور يزداد بالمقدار  $\Delta E_{SA}$ ، يمكن تفسير ذلك كما يلي: يُعبر المعامل  $\epsilon$  لمادة ما عن مقدرة هذه المادة على اختزان الشحنات الكهربائية، فكلما كان المعامل  $\epsilon$  كبير كان عدد الشحنات الحرة في المادة كبير وبالتالي فجوة الطاقة صغيرة، ففي المعادن مثلاً  $\epsilon \rightarrow \infty$  لا توجد فجوة طاقة.
4. ينتج أنه عند زيادة سماكة الطبقة فإن طاقة حاملة الشحنة تتناقص، تتفق هذه النتيجة مع ظاهرة كيلدش التي تبين أن طاقة التأثير المتبادل بين الشحنات تتناسب عكسياً مع زيادة سماكة الطبقة [14]، يمكن تفسير ذلك بأن كمون كولون لحاملة الشحنة يزداد في الطبقة الرقيقة بسبب نقص ظاهرة الحجب للشحنة، أي بسبب تناقص التأثير المتبادل بين الشحنة وخيالها عند الحدود الفاصلة بسبب زيادة سماكة الطبقة، وكما ذكرنا أعلاه بسبب الحجز الكمومي الأحادي البعد لحاملة الشحنة في الطبقة الرقيقة.

## المراجع

- [1] Coulomb potential of electron and holes (exciton) in thin films and the effect of anisotropic coefficient of dielectric constant. M, Fahoud. Tishreen University Journal for Research Scientific Studies Vol. 33.No. 2 .p.4, 2011.
- [2] JOURNAL OF APPLIED PHYSICS VOLUME 92, N<sup>o</sup>12.2002.
- [3] AMERICAN JOURNAL OF – UNDERGRADUATE RESEARCH. VOL 7, N<sup>o</sup>1.2008.
- [4] From MSc Thesis of Lars Gimmestad Johansen, Energy bands in semiconductors.
- [5] Eng& Tech . Journal, vol,29,N0.3, 2011.
- [6] JOURNAL OF APPLIED PHYSICS VOLUME 107, 024305, 2010.
- [7] W. Shockley, Bell Sys. Tech. J. 28, 435 (1949).
- [8] C. Claeys and E. Simoen, Germanium-based Technologies; from Materials to devices, 1sed.(Elsevier, Great Britain, 2007).
- [9] Schrieffer, J.R. "Mobility in inversion Layers; Theory and experiment," in Semiconductor Surface physics, (University of Pennsylvania, Philadelphia). PP. 55-69. 1957.
- [10] T. ANDO, A.FOWLER, F.STERN, ELECTRONIC PROPERTIES OF TWO-DIMENSIONAL SISTEMS,P.19, 1982.
- [11] РЫТОВА, И. С . *Экранированный потенциал точечного заряда в тонкой пленке.*, N<sup>o</sup>. 3, 30-37, 1967.
- [12] L.D. Landau, E.M. Lifshitz, Quantum Mechanics Non-Relativistic Theory 3<sup>rd</sup> edition Moscow. 1977.
- [13] L.D. Landau, E.M. Lifshitz, Electrodynamics of Continuous Media 2<sup>nd</sup> edition. Moscow 1984.
- [14] Кельш, Л.В. КУЛОНОВСКОЕ ВЗИМОДЕЙСТВИЕ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ПОУМИТАЛОВ. ЖЭТФ. Т.29 N<sup>o</sup>. 11. С.716-719. 1979.