

دراسة تأثير طاقة الكمون الذاتي لحاملة الشحنة على عرض القطاع المحظور في طبقة تيلوريد (CdTe) الكادميوم

د.حسن عبد الكريم سليمان *

د. محمد حسن فاهود **

هيفاء حسين يونس ***

(تاريخ الإيداع 13 / 9 / 2021 - تاريخ النشر 22 / 12 / 2021)

□ ملخص □

تمت دراسة تأثير معاملات العازلية الكهربائية، و سماكة طبقة رقيقة على 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 شرودنغر من أجل الكمون الذاتي المستنتج. تبين أن فجوة الطاقة ل CdTe تتناقص بازدياد سماكة الطبقة، بينما تتغير فجوة الطاقة إما زيادة أو نقصاناً حسب مقارنة قيم العازلية الكهربائية للطبقة الوسطى المدروسة ϵ_2 ولطبقتين المجاورتين ϵ_1 , ϵ_3 على الترتيب

الكلمات المفتاحية : أفلام رقيقة، ظاهرة التماس، قوى الخيال الكهربائي، تيلوريد الكادميوم، ثابت العازلية، كمون كولون، كمون التأثير الذاتي، عرض القطاع المحظور .

* أستاذ في قسم الفيزياء ، كلية العلوم ، جامعة طرطوس ، سوريا

** أستاذ في قسم الفيزياء ، كلية العلوم ، جامعة تشرين ، اللاذقية ، سوريا

*** طالبة ماجستير في قسم الفيزياء ، كلية العلوم ، جامعة طرطوس ، سوريا

Studying effect of the self action potential energy of charge carrier located in isotropic layer on the forbidden region in Cadmium telluride layer(CdTe)

Dr.Hasan Abdelkarim Sliman*
Dr.Mohammad Hasan Fahoud**
Haifaa Hussin Younes***

(Received 13/9 /2021.Accepted 22/12/2021)

□ABSTRACT □

In this work, the effect of dielectric coefficients and thin layer thickness on the energy gape has been studied in a system consisting of three thin layers of contact by finding the self-action potential of charge carrier located in the central layer of this system. Then, the self-action potential energy has been calculated by solving Schrödinger equation for self-potential. This study shows that energy gape of CdTe decreases with layer increasing thickness while it increases/decreases according to comparison between dielectric permittivity values of central layer ϵ_2 and respectively. counterparts of two neighborhood layers ϵ_1, ϵ_3

Key Words: Thin Films, Contact effect, Force Image Potential, CdTe, dielectric constant, Coulomb potential, The Self action potential, forbidden zone

*Professor, physics department- faculty of sciences – Tartous university – Syria.

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

*** Master student at physics department – factory of science -- Tartous university – Syria .

1- مقدمة:

أحدث تطور أنصاف النواقل ثورة في صناعة الأجهزة الإلكترونية، إذ أنها تشكل أساس جميع الدبوبات والترانزستورات والدارات المتكاملة والمعالجات المكروية. كما أنها ذات استجابة سريعة جداً للوصل والفصل وهي متوفرة جداً في الطبيعة. وتقدم التكنولوجيا الحديثة أحجام صغيرة جداً من أنصاف النواقل من رتبة نانو متر. ولفهم بعض الآليات الفيزيائية كالنقل للشحنة الكهربائية، 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 (حجمية). لقد تمت دراسة طاقة التفاعل لحاملة الشحنة مع الاستقطاب الإلكتروني المثار من قبل الشحنة نفسها.

(طاقة الكمون الذاتي The self- action potential I 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 $T = 0k$ ، α و β ثابتان يتعلقان بخواص المادة المدروسة، يمكن تحديدها من المعطيات التجريبية [3]:

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

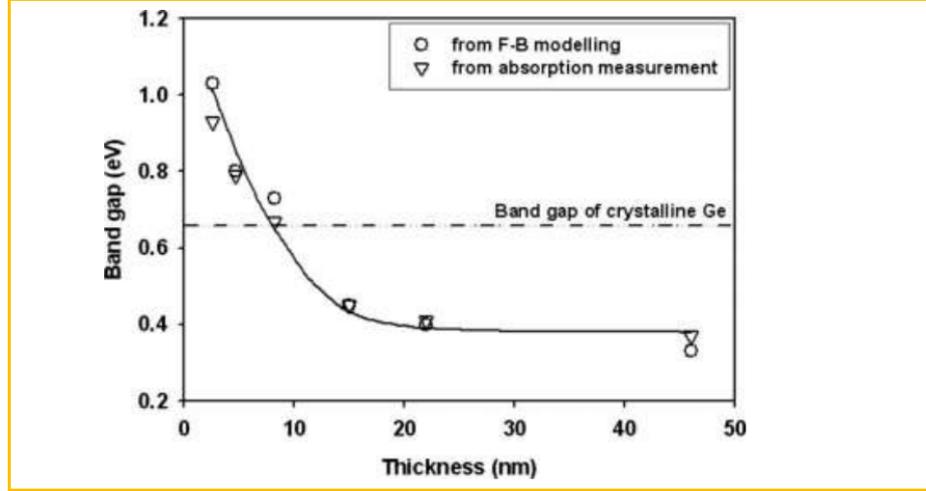
$$E_g(T) = 1.52 - \frac{5.4 \times 10^{-4} T^2}{T + 204} \quad \text{for GaAs}$$

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

إضافة لما سبق يُعتبر تيلوريد الكاديوم 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 (2.33- 2.15) eV، وقيمة فجوة الطاقة لتوريد الكاديوم عند الدرجة $T = 0k$ تساوي إلى $E_g(0) = 2.485 eV$ [5]. وقد تمت دراسة تغير فجوة الطاقة والخواص الضوئية للطبقات الرقيقة التي سماكتها أقل من 50nm المحضرة بتقنية التبخير الإلكتروني، فُوجد 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 الكومومي الأحادي البعد لحاملة الشحنة في الأفلام الرقيقة. يُبين التغير الطفيف في قيم فجوة الطاقة أن الحجم الحبيبي صغير وهذا متوافق مع نتائج مجهر القوى الذرية. ويمكن فهم تغير عرض فجوة الطاقة بدلالة سماكة الطبقة رياضياً من العلاقة المعطاة بالصيغة التالية [6]:

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

d : سماكة الطبقة، m : الكتلة الفعالة لحاملة الشحنة.



الشكل (1) تغير فجوة الطاقة بدلالة سماكة طبقة من الجرمانيوم [6].

يُعتبر الجرمانيوم مادة واسعة الانتشار للدراسة وفي التطبيقات الصناعية سواء في الأجهزة الضوئية أو في 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 $E_g(0) = 0.66 \text{ eV}$ عند درجة الحرارة $T = 0 \text{ K}$ [8, 9].

2- أهمية البحث وأهدافه:

تأتي أهمية هذا البحث من خلال دراسة تأثير سماكة الطبقة، ومعاملات العازلية الكهربائية للجملة على عرض القطاع المحظور في طبقة تيلوريد الكاديوم. ويهدف 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)، 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 شرودنغر من أجل الكمون الذاتي المستنتج من حل معادلة بواسون لحاملة الشحنة في طبقة رقيقة من تيلوريد الكاديوم CdTe.

3- طرائق البحث ومواده:

لدراسة طاقة حاملة الشحنة في طبقة رقيقة في جملة مكونة من تماس ثلاث طبقات رقيقة، يجب دراسة التأثير المتبادل إلكترون- فوتون، وإلكترون- بلازمون، ففي حالة طبقة رقيقة مستقطبة، يجب أولاً دراسة مسألة طيف بلازما إلكترونات التكافؤ حيث يكون $\omega_{ph} \gg \omega_{pl}$ ($\omega_{ph} \sim 10^{13} \text{ s}^{-1}$, $\omega_{pl} \sim 10^{16} \text{ s}^{-1}$)، ω_{pl} تردد بلازما إلكترونات التكافؤ، ω_{ph} تردد اهتزاز الفوتون، ولا يعتمد في هذه الحالة كمون 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 $(\lambda \sim (k_B T) / (eF_S))$ ، فإن حركة حاملة الشحنة في الاتجاه العمودي على السطح تكون مكممة، بينما تكون الحركة في المستوي xy حرة، وتعطى 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 المكممة باتجاه المحور Z في حفرة كمون ضيقة.

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

من حل معادلات ماكسويل (بواسون) التالية:

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

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 كثافة الشحنة النقطية تساوي إلى: $\rho(\vec{r}, \vec{r}_e) = -e(\vec{r}, \vec{r}_e) \delta_{2k}$ ، واستخدام الشروط الحدية، استمرارية الكمون والمركبة الناقضية لمتجهة الإزاحة الكهربائية.

تم في المعادلة (5) استخدام $\vec{\epsilon}_k$ تتسور العازلية الكهربائية للطبقة K (لأن الطبقة المدروسة لا متجانسة وغير متماثلة المناحي).

$$\epsilon_k^{xx} = \epsilon_k^{yy} = \epsilon_k^1 \quad , \quad \epsilon_k^{zz} = \epsilon_k^n \quad , \quad i, j = x, y, z \quad (6)$$

$\rho(\vec{r})$ كثافة الشحنة الحجمية، تُعتبر الطبقة $k=2$ لا نهائية 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 الكمون $\Phi_k(\vec{r}, \vec{r}')$ يتعلق ب: $|\vec{\rho} - \vec{\rho}'|$ ، 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 يحدد النقطة في المستوي xy التي يُحسب عندها الكمون.

بما أن الطبقة متماثلة في المستوي xy يمكن نشر $\phi(\vec{\rho}, z, z')$ وفق ثنائي تكامل فورييه: [11]

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

حيث:

$$\Phi(\eta, z, z_e) = \frac{e}{2\varepsilon_0 \bar{\varepsilon}_2 \eta} \left\{ e^{-\gamma_2 \eta |z-z_e|} + \frac{2}{(e^{2\xi_2} - \delta_1 \delta_2)} [\delta_1 \delta_2 \operatorname{ch} \gamma_2 \eta (z - z_e) + e^{\xi_2} [f_1 \operatorname{ch} \gamma_2 \eta (z + z_e) + f_2 \operatorname{sh} \gamma_2 \eta (z + z_e)]] \right\} \quad (8)$$

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

$$f_1 = \frac{\bar{\varepsilon}_2^2 - \bar{\varepsilon}_1 \bar{\varepsilon}_3}{(\bar{\varepsilon}_2 + \bar{\varepsilon}_1)(\bar{\varepsilon}_2 + \bar{\varepsilon}_3)}, \quad f_2 = \frac{(\bar{\varepsilon}_1 - \bar{\varepsilon}_3)\bar{\varepsilon}_2}{(\bar{\varepsilon}_2 + \bar{\varepsilon}_1)(\bar{\varepsilon}_2 + \bar{\varepsilon}_3)} \quad (9)$$

γ_k معامل اللاتماثل $\varepsilon_3, \varepsilon_2, \varepsilon_1$ ثوابت العازلية الكهربائية للطبقة الأولى والثانية والثالثة على الترتيب. معامل اللاتماثل للخواص الكهربائية باختلاف الاتجاهات (معامل انزوتروبية العازلية الكهربائية)، نحصل بوضع $\gamma_2 = 1$ في (8) على نتيجة العمل [12].

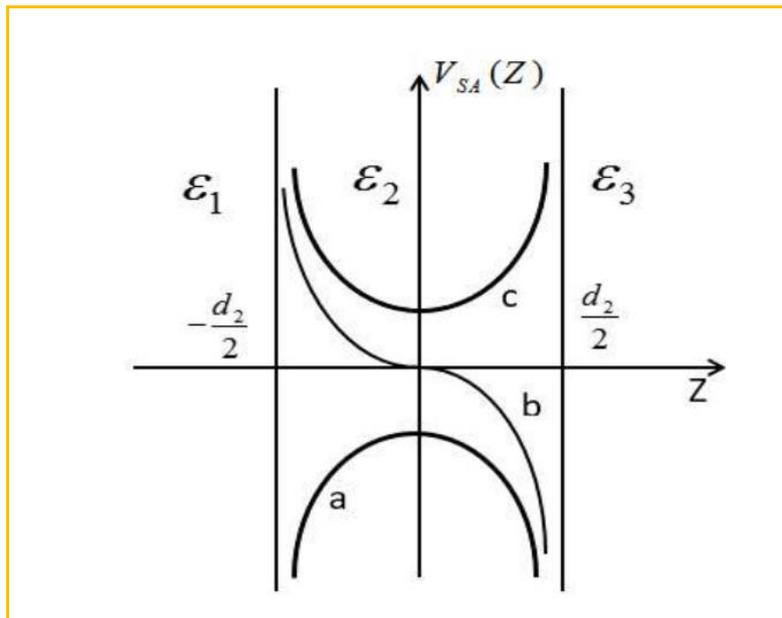
نحصل بتعويض $z = z_e$ في العلاقتين (7) و (8) على كمون التأثير الذاتي لحامل الشحنة $\Phi_{SA}(z)$ بالصيغة العامة التالية:

$$\Phi_{SA}(z) = \frac{2\pi e}{\bar{\varepsilon}_2 \eta} \left\{ 1 + \frac{2}{(e^{2\xi_2} - \delta_1 \delta_3)} [\delta_1 \delta_3 + e^{\xi_2} [f_1 \operatorname{ch} 2\gamma_2 \eta z + f_2 \operatorname{sh} 2\gamma_2 \eta z]] \right\} \quad (10)$$

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:

$$V_{SA}(z) = \frac{e^2}{4\pi \varepsilon_0 \bar{\varepsilon}_2} \int_0^{\infty} \frac{d\eta}{e^{2\gamma_2 \eta d_2} - \delta_1 \delta_3} \left\{ \delta_1 \delta_3 + e^{\gamma_2 \eta d_2} [f_1 \operatorname{ch} 2\gamma_2 \eta z + f_2 \operatorname{sh} 2\gamma_2 \eta z] \right\} \quad (11)$$



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

$$\epsilon_{13} \gg \epsilon_2 \text{ (c) } \epsilon_3 < \epsilon_2 < \epsilon_1 \text{ (b) } \epsilon_2 \ll \epsilon_{1,3} \text{ (a)}$$

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): تبين الحالتان (2a, 2b) بأن الإلكترون يجذب إلى السطح الفاصل $(v_{SA}(z) < 0)$ ، وتوجد حالة مشابهة للتقب، وبالتالي ينزاح قعر منطقة الناقلية بالقيمة المساوية ل ΔE_{SA} طاقة الإلكترون في الكمون الذاتي، أي أن تأثير الكمون الذاتي يؤدي في الحالتين (2a, 2b) إلى نقصان طاقة عرض القطاع المحظور بالقيمة ΔE_{SA} .

وفي الحالة (2c) فإن الجسميم (الإلكترون أو التقب) ينزاح في مركز الطبقة ويستقر في أخفض سوية للطاقة $(v_{SA}(z) > 0)$ ، ويزداد عرض القطاع المحظور في هذه الحالة بالقيمة ΔE_{SA} .

4- دراسة تحليلية لحركة جسميم 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:

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

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

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

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

حيث:

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

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

يكون حل معادلة شرودنغر من أجل الكمون في العلاقة (13)، هو حل من أجل حركة جسيم كهزاز توافقي يُعطى بالصيغة التالية [13]:

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

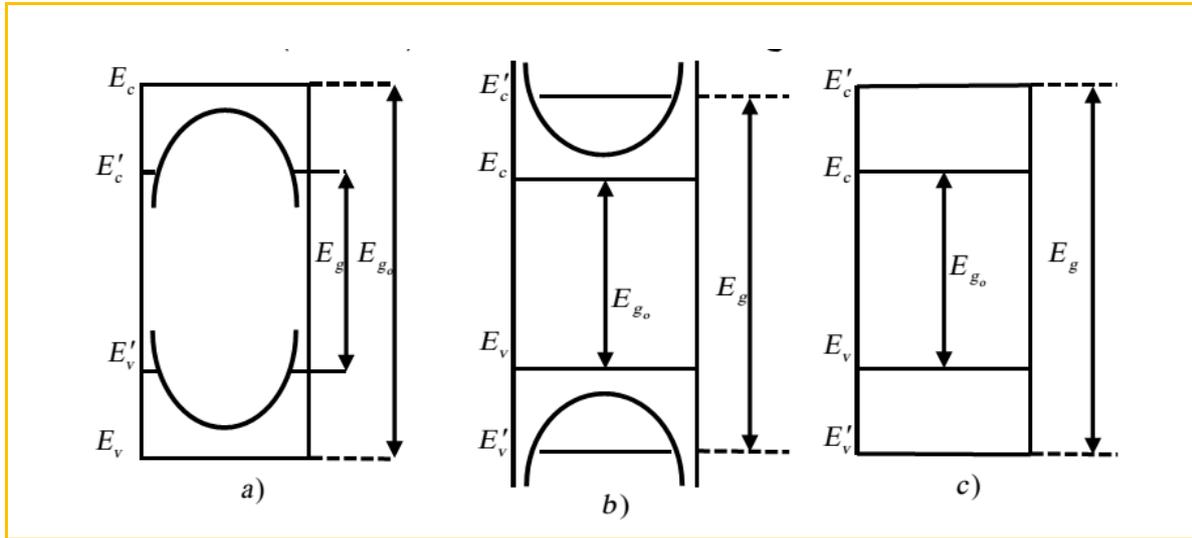
$$\omega_i (\gamma_2, \bar{\epsilon}_2, \bar{\epsilon}) = \frac{2}{\pi \epsilon_0 \gamma_2 d} \sqrt{\frac{e^2 \delta}{\bar{\epsilon}_2 m_i}} \int_0^\infty \frac{x^2 e^x}{e^{2x} - \delta^2} dx \quad i = e, h \quad (17)$$

حيث: h, e الكترون، تُقَب على الترتيب.

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 للمنطقة المحظورة في الطبقة الرقيقة بالصيغة التالية:

$$E_g = E_{g0} + \Delta E_{SA}^n \quad (18)$$

حيث E_{g0} طاقة عرض القطاع المحظور في طبقة سميكة. من الجدير ذكره، عند دراسة امتصاص وإصدار الضوء في طبقة رقيقة، لا بد 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.

$$\bar{\epsilon}_2 \ll \epsilon_{1,3} \quad (a) \quad \text{نقصان عرض القطاع المحظور.}$$

$$\bar{\epsilon}_1 < \bar{\epsilon}_2 < \bar{\epsilon}_3 \quad (b) \quad \text{زيادة عرض القطاع المحظور} \quad \frac{\pi^2 \hbar^2}{(2md^2)}$$

$(E_v)E_c$ - قعر منطقة الناقلية (سقف منطقة التكافؤ) في بلورة حجمية.

$(E'_v)E'_c$ - قعر منطقة الناقلية و(سقف منطقة 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: γ_2 معامل انزوتروبية العازلية الكهربائية بالنسبة للاتجاهات.

d_2 : سماكة الطبقة المدروسة، $\bar{\epsilon}_1, \bar{\epsilon}_2, \bar{\epsilon}_3$ ثوابت العازلية الكهربائية لطبقات الجملة. عندما تكون سماكة الطبقة رقيقة حيث $(d_2 < R_{P\ell}^{e,h})$ ، $R_{P\ell}^{e,h} = \left(\frac{\hbar}{2m\omega_{p\ell}}\right)^{1/2}$ نصف قطر بولارون الإلكترون أو الثقب، يمكن في هذه الحالة النظر إلى أن الجسم يتحرك في حفرة كمون صغيرة ومستطيلة الشكل، ويوصف الجسم 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 الحدية $\psi\left(z \rightarrow \pm \frac{d_2}{2}\right) = 0$ يعطى المؤثر الهاملتوني لحركة الجسم (إلكترون أو ثقب) وفق المحور Z العمودي على مستوى الطبقة بالعلاقة التالية:

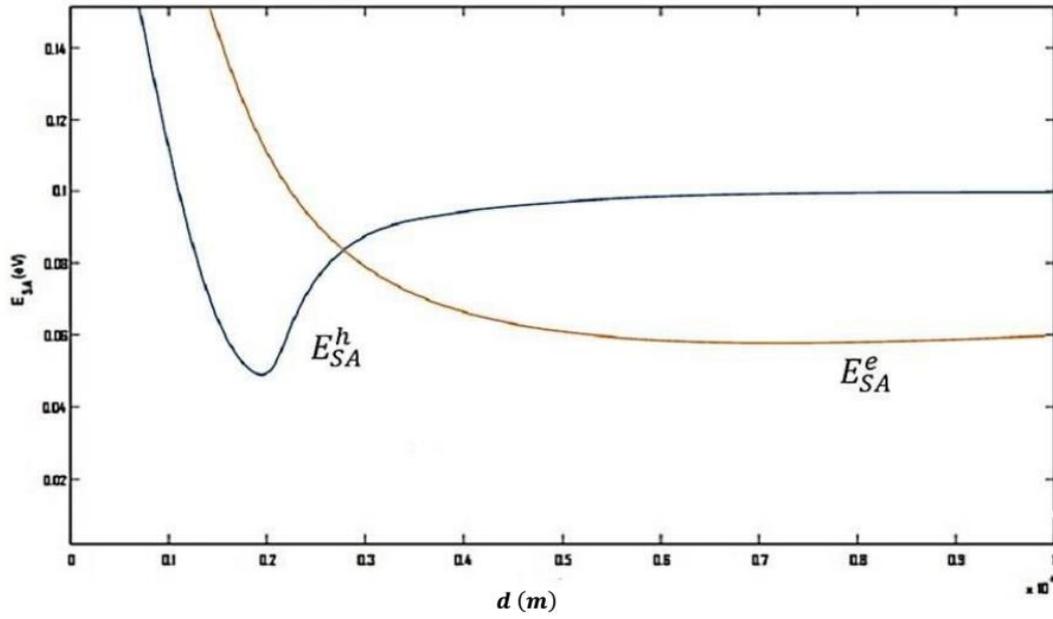
$$\hat{H} = \frac{\hat{p}_z^2}{2m_i} + V_{SA}(z) \quad (20)$$

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

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

(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 طاقة التأثير الذاتي للإلكترون E_{SA}^e ولثقب E_{SA}^h بتابعة d سماكة الطبقة البلورية CdTe

من أجل المعاملات التالية

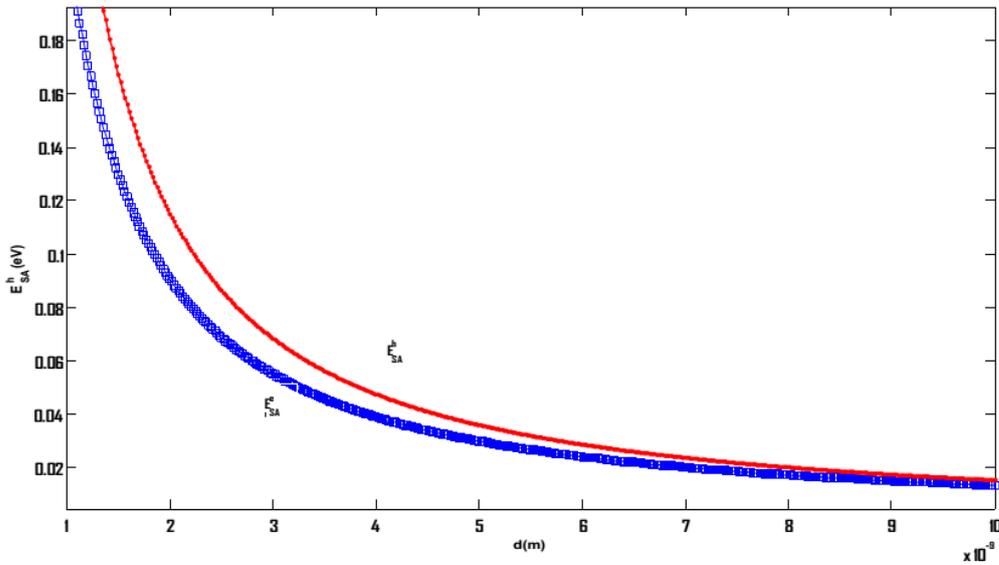
$$\varepsilon_2 = 26.4, \varepsilon_1 = \varepsilon_3 \rightarrow \infty$$

تماس من الجانبين

هذه الطبقة ε_2 على

مع طبقة معدن

تم الرسم باستخدام العلاقة (21)، وباستخدام برنامج الماتلاب.



الشكل 5 طاقة التأثير الذاتي للإلكترون E_{SA}^e ولثقب E_{SA}^h بتابعة d سماكة الطبقة البلورية CdTe.

من أجل المعاملات التالية:

$$\varepsilon_2 = 26.4 , \varepsilon_1 = \varepsilon_3 = 2.5$$

هذه الطبقة ε_2 على تماس من الجانبين مع طبقتين متماثلتين غير مستطبتين تم الرسم باستخدام العلاقة (21).

5- النتائج والمناقشة:

عندما تتجذب الشحنة إلى سطحي الطبقة ($\bar{\varepsilon}_2 \ll \varepsilon_{1,3}$)، فإن عرض القطاع المحظور ينخفض بالمقدار ΔE_{SA} (الحد الثاني في العلاقة (21)). يتضح من الشكل (4) أنه من أجل طبقة سماكتها أقل من 30 \AA فإن مساهمة الطاقة الكوانتية تفوق طاقة التأثير الذاتي، وبزيادة سماكة الطبقة فإن مساهمة طاقة التأثير الذاتي تتناقص ببطئ مقارنة مع مساهمة الطاقة الكوانتية $\frac{\pi^2 \hbar^2}{2md_2^2}$ ، ويعبر عن مقدار تناقص عرض القطاع المحظور بالعلاقة:

$$\Delta E_g = E_g - E_{g0} = E_{SA}^e + E_{SA}^h$$

يبين الشكلان: 4 و 5 تناقص طاقة الكمون الذاتي للإلكترون والنقب مع زيادة سماكة الطبقة. ويتضح من الشكل 5 من أجل طبقة CdTe سماكتها 40 \AA ، وفي جملة تحقق: $\bar{\varepsilon}_2 \gg \bar{\varepsilon}_{1,3}$ ، فإن عرض القطاع المحظور يزداد بالمقدار $\Delta E_g \cong 90 \text{ meV}$.

6- الاستنتاجات والتوصيات:

1. لطاقة الكمونية الذاتية نفس القيمة للإلكترون والنقب، كما هو واضح من الحد الثاني في العلاقة (21)، لأن طاقة الكمون الذاتي يتناسب مع مربع الشحنة.
2. يتضح من سياق البحث أنه إذا أثرت على إلكترون قوة كمونية تدافعية (قوة الكمون الذاتي) في منطقة الناقلية، فإن هذه القوة ستكون بالنسبة للنقب 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 تجاذبية أم تدافعية، وهذا متعلق بنوع الطبقة المدروسة وبنوع الطبقتين المجاورتين لها (أي حسب علاقة ε_2 مع ε_1 و ε_3).
3. تبين أن لمعامل العازلية الكهربائية تأثير كبير على مناطق الطاقة في الجمل والأفلام الرقيقة المتماسة، فعندما تكون $\bar{\varepsilon}_2 \gg \bar{\varepsilon}_{1,3}$ فإن الشحنة تتجذب إلى سطح الطبقة. وأن عرض القطاع المحظور يقل بالمقدار ΔE_{SA} . وعندما $\bar{\varepsilon}_2 \gg \bar{\varepsilon}_{1,3}$ ، فإن عرض القطاع المحظور يزداد بالمقدار ΔE_{SA} ، يمكن تفسير ذلك كما يلي: يُعبر المعامل ε لمادة ما عن مقدرة هذه المادة على اختزان الشحنات الكهربائية، فكلما كان المعامل ε كبير ازداد عدد الشحنات الحرة في المادة وبالتالي قلت فجوة الطاقة، ففي المعادن مثلاً $\varepsilon \rightarrow \infty$ لا توجد فجوة طاقة.

4. نستنتج أيضاً أنه عند زيادة سماكة الطبقة تنخفض طاقة حاملة الشحنة ، 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] M, Fahoud .Coulomb potential of electron and holes (exciton) in thin films and the effect of anisotropic coefficient of dielectric constant. Tishreen University Journal for Research Scientific Studies Vol. 33.No. 2 .p.4, 2011.
- [2] AMERICAN JOURNAL OF – UNDERGRADUATE RESEARCH. VOL 7, N01.2002.
- [3] From MSc Thesis of Lars Gimmestad Johansen, Energy bands in semiconductors.
- [4] Eng& Tech . Journal, vol,29,N0.3, 2018.
- [5] thickness effect on the band gap and optical properties of germanium thin films JOURNAL OF APPLIED PHYSICS VOLUME 107, 024305, 2010.
- [6] C. Claeys and E. Simoen, Germanium-based Technologies; from Materials to devices, 1sed.(Elsevier, Great Britain, 2007).
- [7] Schrieffer, J.R. "Mobility in inversion Layers; Theory and experiment," in Semiconductor Surface physics, (University of Pennsylvania, Philadelphia). PP. 55-69. 1957.
- [8] T. ANDO, A.FOWLER, F.STERN, ELECTRONIC PROPERTIES OF TWODIMENSIONAL SISTEMS,P.19, 1982.
- [9] РЫТОВА, И. С . Экранированный потенциал точечного заряда в тонкой пленке., N0. 3, 30-37, 1967.
- [10] L.D. Landau, E.M. Lifshitz, Quantum Mechanics Non-Relativistic Theory 3 rd edition Moscow. 1977.
- [11] L.D. Landau, E.M. Lifshitz, Electrodynamics of Continuous Media 2nd edition. Moscow 1984.