

بعض الخواص الكهربائية للحدود الحبيبية: نموذج عصابات الطاقة وكثافة التيار

د. رامز إبراهيم*

(تاريخ الإيداع 2019/ 10/17. قَبِلَ للنشر في 2019/ 12/ 22)

□ ملخص □

نقدم في هذا العمل عرضاً موجزاً عن كيفية إنتاج الحدود الحبيبية في أنصاف النواقل، ونقوم بدراسة توزيع الشحنات وشدة الحقل الكهربائي على جانبي الحد الحبيبي، ونعرض نموذجاً لعصابات الطاقة مع توضيح سبب انحنائها عند الحد الحبيبي، ثم نقوم بحساب كثافة التيار على جانبي الحد الحبيبي عند سقوط حزمة إلكترونية على المادة، ونفسر سلوك هذا التيار اعتماداً على المراجع العلمية المتوفرة.

الكلمات المفتاحية: متعدد التبلور، تصلب، إعادة التبلور، فراغ الشحنة (منطقة فارغة من الشحنات)، سطح بيني، طبقة انقلاب، منطقة نضوب، إعادة الاتحاد، طول الانتشار، تيار التسرب.

*أستاذ مساعد في قسم الفيزياء بكلية العلوم بجامعة تشرين .

Some electrical properties of grain boundaries: model of energy bands and current density

Dr. Ramez Ibrahim*

(Received 17/10 /2019. Accepted 22/ 12 /2019)

□ ABSTRACT □

A briefly presentation on the production of grain boundary is given, than we study the distribution of charges and the intensity of the electric field on both sides of the grain boundary. A model of energy band is presented explaining their curvature in the vicinity of the grain boundaries, and the current density on both sides of the grain boundary will be calculated when an electronic beam falls on the material and the behavior of this current will be explained depending on the available scientific reference.
Keywords: polycrystal, solidification, recrystallization, charge space, interface, inversion layer, depletion zone, recombination, diffusion length, leak current.

* Associate Professor at Department of Physics -Tishreen University.

مقدمة

ازداد الاهتمام في السنوات الأخيرة بدراسة الحدود الحبيبية في أنصاف النواقل، بهدف تحسين أداء الخلايا الشمسية قليلة التكلفة من السليسيوم والجرمانيوم متعدد التبلور، ومن أنصاف نواقل أخرى. تبين من خلال دراسة الخلايا الشمسية الكريستالية ذات الأغشية الرقيقة $[Cu(In,Ga)Se_2]$ وخلايا نصف الناقل CdTe أنها تتمتع بكفاءة عالية عند احتوائها على حد حبيبي، حيث يمكن تعديل الحد الحبيبي كيميائياً لتحسين الخصائص الضوئية لها [1]، ويثبت دراسة المجهر الإلكتروني الماسح، ومجهر القوى الذرية على خلايا شمسية متعددة التبلور (p-CdTe/n-CdS)، أن المناطق بجوار الحد الحبيبي تعمل كموسع لحجم تجمع الشحنات، وهذا يعني أنها تشارك في عملية التحويل الضوئي، مما يؤدي إلى تحسين أداء الخلية الضوئية [2]، وهذا ويتمتع الأغشية الرقيقة لثاني أكسيد الفاناديوم (VO_2) الحاوية على حد حبيبي بسعة نقل أكبر منها في حالة عدم وجود حد حبيبي [3].

أظهرت دراسة الحدود الحبيبية في أنصاف النواقل عكس ما هو متوقع، أنها تنتج مستويات طاقة ضارة بتطبيقات الإلكترونيات البصرية، لكنها تؤدي إلى تحسينات مذهلة في هذا المجال، ولا تسبب مستويات ضارة بسبب الاسترخاء الذي [4]، كذلك فإن توجيه الحدود الحبيبية داخل أنصاف النواقل العضوية يزيد من حركية حوامل الشحنة بمقدار الضعف، وتعد أنصاف النواقل هذه أساساً في تطوير التطبيقات الإلكترونية [5]. كما أن هناك اهتماماً كبيراً بإنتاج ترانزستورات أفلام رقيقة من السيليكون متعدد التبلور [6]، حيث يؤثر الحد الحبيبي على أداء الترانزستور لارتباط أداء حركية حوامل الشحنة بحجم الحبيبية [7]، وينخفض حاجز الكمون في الترانزستورات المصنعة من ZnO، مما يؤدي إلى لا خطية تيار التصريف [8]. أوضح Matore [9] أن استخدام السيليكون متعدد التبلور في الخلايا الشمسية والدارات الميكروية على شكل أفلام رقيقة يزيد من فهم الانخلاعات ومن تأثير الحدود الحبيبية بشكل عام.

أهمية البحث وأهدافه

يهدف هذا البحث إلى عرض وصف مبسط للحدود الحبيبية في أنصاف النواقل لما تتمتع به هذه الحدود من أهمية في صناعة الخلايا الشمسية وتحسين أدائها [2]، ولكونها تستخدم في إنتاج ترانزستورات الأفلام الرقيقة والديودات متغيرة المقاومة (varistor)، كذلك تؤثر الحدود الحبيبية على أداء الديودات الضوئية الباعثة للضوء المصنعة من أنصاف نواقل عضوية لوجود حواجز طاقة عند الحد الحبيبي [10, 11].

نقدم في هذا البحث شرحاً مختصراً لكيفية إنتاج الحدود الحبيبية في أنصاف النواقل خلال عملية تنمية البلورة، ثم نعطي رسماً تخطيطياً لتوزيع الشحنة وشدة الحقل الكهربائي على جانبي الحد الحبيبي، وتصوراً لنموذج عصابات الطاقة، ونقوم بدراسة كثافة التيار على جانبي الحد الحبيبي الناتج عن الإصدار الحراري عند تطبيق جهد مستمر على جانبي الحد الحبيبي، وعند قذف المادة بحزمة إلكترونية عمودياً على سطحها، هذا التيار يدعى بالتيار المحرض بحزمة إلكترونية [Electron Beam Induced Current (EBIC)].

طرائق البحث ومواده

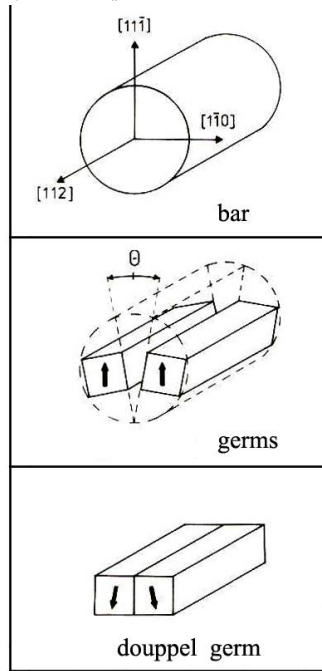
إنتاج الحد الحبيبي

الحد الحبيبي هو: سطح يفصل بين حبيبتين أو بين البلورات في مادة متعددة التبلور، ويعدّ من العيوب المستوية بين مناطق ذات اتجاهات بلورية مختلفة، حيث إن البلورات الأحادية في أنصاف النواقل لا تكون مثالية دائماً وإنما تحوي عيوباً كالحَد الحبيبي، الذي ينتج عن النمو غير المنتظم عند تبلور المادة، أو في أثناء التصلب أو إعادة التبلور [12]، وهذا العيب يعمل على تعطيل حركة الانخلاع ضمن المادة [13].

إن تنمية بلورات ثنائية من السليسيوم أو الجرمانيوم هي وسيلة لدراسة خواص السطوح، مستويات الطاقة، الروابط المقطوعة، ميكانيكية إعادة الاتحاد، انتقال الشحنات والتباين والانتشار [14].

تستخدم طريقة انصهار المنطقة الأفقية (horizontal zone melting method) للحصول على الحد الحبيبي في البلورات الثنائية [15]، حيث تنمى البلورة الثنائية ذات حد حبيبي مائل ومتناظر من بذرة مضاعفة في وسط من الأكسجين بسرعة 20mm/h، وتستخدم في التنمية مادة أولية من نصف ناقل عالي النقاوة، وللحصول على البذرة من أجل حد حبيبي مائل يستخدم قضيباً أحادي البلورة نمى بالاتجاه [112] أو [111]، ويقطع من هذا القضيب

إسفيناً مائلاً، بالنسبة إلى المستوي $(1\bar{1}0)$ بزواوية ميل محددة θ كما في الشكل (1).



الشكل (1): إنتاج بذرة مضاعفة لحد حبيبي مائل في الاتجاه [112]، البذرة المضاعفة لحد حبيبي مائل في الاتجاه [111] تنتج بشكل مشابه. تشير الأسهم الغامقة في البذرة إلى الاتجاه المعامد لمحور الميل.

يقدم القطع بشكل موازٍ ومعامد لحرف الإسفين بذرتين بلوريتين على شكل قضيب، مع توجيه طولي مشترك

مائلاً على مستوي التماثل الأصلي $(1\bar{1}0)$ بنصف زاوية الميل أي $\theta/2$.

تثبت البذرتان على حامل البذور وتوضعان في جهاز التنمية، وتقطع من البلورة الثنائية الناتجة بعد التنمية عينات على شكل مكعب، وتنظف بالأسيتون وتكوى بمحلول CP_4 (خليط من حمض النتريك المركز وحمض

الهيدروفلوبيك وحمض الخل) لاستبعاد الطبقة السطحية المشوهة، وينصف الحد الحبيبي البلورة الثنائية الناتجة بشكل عمودي او موازٍ للمحور الطولي للمكعب وفقاً لقياسات التيار عبر الحد الحبيبي.

تصنف الحدود الحبيبية في أنصاف النواقل وفقاً للزاوية θ إلى: حد حبيبي صغير الزاوية $\theta < 1^0$ ، حد حبيبي متوسط الزاوية $1^0 \leq \theta \leq 20^0$ ، وحد حبيبي كبير الزاوية $\theta \leq 20^0$.

تشير دراسة الخواص الكهربائية للحدود الحبيبية إلى أن منطقة الحد الحبيبي في البلورات ذات الناقلية من النوع n- لها خاصية النقل من النوع p- وفي البلورات من النوع p- خاصية النقل n- [16,17].

الشحنة والحقل الكهربائي ونموذج عصابات الطاقة

أدخل Taylor وزملاؤه [18] نموذجاً لحواجز الكمون عند الحد الحبيبي لإيضاح قياساته على بلورات ثنائية من الجرمانيوم، وطور هذا النموذج وأصبح اليوم معتمداً عالمياً في فيزياء الحدود الحبيبية، يسمى حاجز شوتكي المزدوج (double Schottky barrier) [19].

استناداً إلى هذا النموذج ينظر إلى الحد الحبيبي على أنه سطح بيني يتوضع عليه عدد كبير من الحالات السطحية البينية، الناتجة عن الكثافة المرتفعة للعيوب عند هذا السطح، حيث يتم شحن هذه الحالات عبر النقاط حوامل شحنة الأقلية من المادة الحبيبية المحيطة، تنشأ بذلك منطقة انفرغ للشحنة على جانبي الحد الحبيبي للحفاظ على معادلة حيادية الشحنة، ويزداد انحناء عصابة الطاقة باتجاه الحد الحبيبي، وهذا الانحناء يعيق سريان تدفق حوامل شحنة الأكثرية.

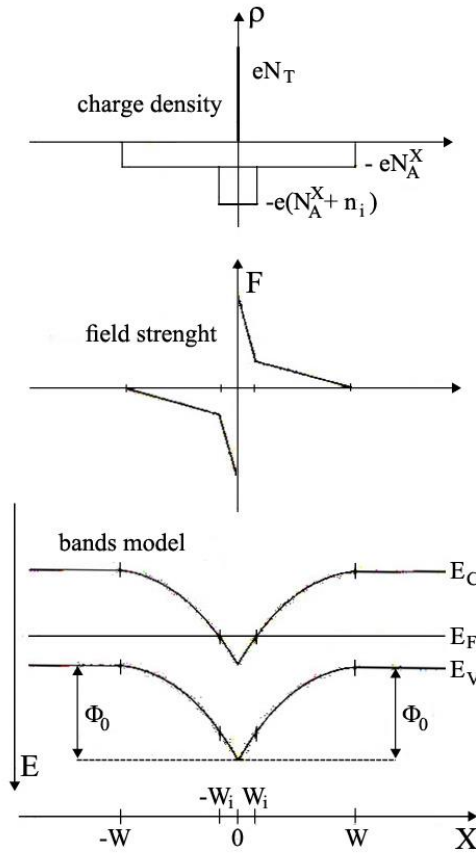
يكون تأثير الحد الحبيبي على سريان التيار في مادة نصف ناقلة من النوع p- واضحاً عند درجات الحرارة المرتفعة (جوار درجة حرارة الغرفة)، وإذا كان انحناء عصابة الطاقة كبيراً، بحيث يصل حد حرف عصابة الناقلية في جوار الحد الحبيبي إلى مستوي فرمي، تتشكل في محيط الحد الحبيبي طبقة انقلاب متحللة layer (degenerate inversion) ذات ناقلية من النوع n-، أثبت وجود هذه الطبقة من خلال دراسة الخواص الكهربائية للحد الحبيبي في بلورة ثنائية من الانديوم - انتنوم عند درجة حرارة أقل من 150K [20].

يوضح الشكل (2) نموذجاً بسيطاً أحادي البعد لكثافة الشحنة ρ ، شدة الحقل الكهربائي F ومسار عصابات الطاقة $E(x)$ لحد حبيبي في نصف ناقل P -InSb، الذي يمكن الحصول عليها بحل معادلة بواسون ضمن الشروط الحدية:

$$\nabla_x^2 \varphi(x) = -\frac{\rho(x)}{\epsilon_0 \epsilon} \quad (1)$$

تتوزع في هذا النموذج الحالات السطحية الحدية عند $x=0$ بشكل متجانس في مستوي الحد الحبيبي، وتشحن هذه الحالات عبر النقاط حوامل شحنة الأغلبية إيجاباً (الكثافة السطحية للشحنات N_T)، وتعادل كثافة الشحنات هذه عبر الشحنات السالبة في منطقة الاستنزاف إلى يمين ويسار الحد الحبيبي بعرض w والشحنات في طبقة الانقلاب التي عرضها $2w_i$ وعبر المانحات التي تركيزها الصافي N_A^X .

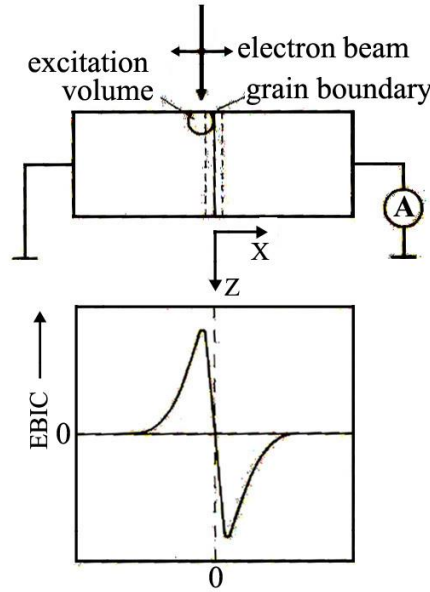
إذا فرضنا أن تركيز حوامل شحنة الانقلاب ثابت مكانياً، وأن تركيز المانحات الصافي N_A^X ، وبما أن ارتفاع حاجز الكمون ϕ_0 كبير بالمقارنة مع الطاقة الحرارية KT ، يمكن إهمال مساهمة الثقوب في كثافة الشحنات.



الشكل(2): كثافة الشحنة، شدة الحقل الكهربائي ونموذج عصابات الطاقة لحد حبيبي في نصف الناقل انديوم من النوع (P-In Sb). إن شدة الحقل الكهربائي F خطية تدريجياً على جانبي الحد الحبيبي ولها نفس القيمة، ويغير اتجاهه عند عبور الحد الحبيبي، حيث اعتمد الاتجاه x كاتجاه موجب للحقل الكهربائي، وتم وصف مسار حافة عصابة الطاقة بجزء من قطع زائد، هذا ويتركب حاجز الكمون عند حافة المنطقة الفارغة من الشحنات $x=0$ من جزأين، أحدهما ناتج من منطقة فارغة من الشحنات، والآخر من منطقة الانقلاب (كما هو بالنسبة إلى الحقل الكهربائي). يعطي الحل العددي لمعادلة بواسون من أجل $N_A^X = 10^{16} \text{cm}^{-3}$ و $N_T = 2 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ و $w_i = 30 \text{nm}$ و $w = 0.35 \mu\text{m}$ ، كما يبلغ مقدار انحناء عصابة الطاقة حوالي 400meV ، كما أن امتداد الحد الحبيبي يبلغ حوالي ضعف ثابت الشبكة البلورية ($\sim 1 \text{nm}$)، وهذا الامتداد صغير بالمقارنة مع اتساع طبقة الانقلاب، والاستنزاف [21].

كثافة التيار

عند سقوط حزمة إلكترونية بشكل عمودي على سطح نصف الناقل وبشكل مواز للحد الحبيبي - الشكل(3) القسم العلوي منه - تتولد داخل حجم الإثارة عوامل شحنة فائضة أزواج (إلكترون - ثقب) ناتجة عن التأثير المتبادل المرن للحزمة الإلكترونية مع إلكترونات ذرات المادة، وإذا وضعنا العينة في دارة قياس مناسبة نحصل على تيار كهربائي يدعى كما ذكرنا سابقاً التيار EBIC.



الشكل (3): دائرة قياس التيار EBIC لحد حبيبي (الجزء العلوي) ورسم تخطيطي لمنحني EBIC لعينة ذات حد حبيبي متناظر (الجزء السفلي). أبعاد حجم الإثارة، وحدود المنطقة الفارغة من الشحنات مكبره بالمقارنة مع أبعاد العينة.

يعود سبب نشوء التيار إلى الحقل الكهربائي وحاجز الكيون في منطقة الحد الحبيبي (كما ذكرنا سابقاً)، حيث يعمل الحقل الكهربائي في المنطقة الفارغة من الشحنات على فصل أزواج حوامل الشحنة الفائضة المتولدة بواسطة الحزمة الإلكترونية داخلها وبالتالي توليد فرق في الجهد، الذي بدوره يؤدي إلى سريان التيار في دائرة القياس، أما حوامل الشحنة المتولدة خارج المنطقة الفارغة من الشحنات (خارج منطقة الحقل الكهربائي)، تستطيع عبر الانتشار الوصول إلى حافة المنطقة وتخضع بذلك لتأثير الحقل الكهربائي، الذي يقوم بفصلها عن بعضها، ويتناقص احتمال وصول حوامل الشحنة الفائضة إلى حافة المنطقة الفارغة من الشحنات كلما ابتعدت مسافة توليدها عن الحد الحبيبي، بسبب ازدياد احتمال حدوث عملية إعادة اتحاد داخل المادة .

تتغير إشارة التيار EBIC عندما تعبر الحزمة الإلكترونية الحد الحبيبي إلى الجانب الآخر، لأن اتجاه المجال الكهربائي على الجانبين مختلف [يوضح ذلك القسم السفلي من الشكل (3)]، ويصل التيار EBIC إلى قيمته العظمى عندما تكون منطقة توليد حوامل الشحنة على تماس مع الحد الحبيبي، وذلك لأن كل حوامل الشحنة المتولدة هناك تفصل وتساهم في التيار الكهربائي.

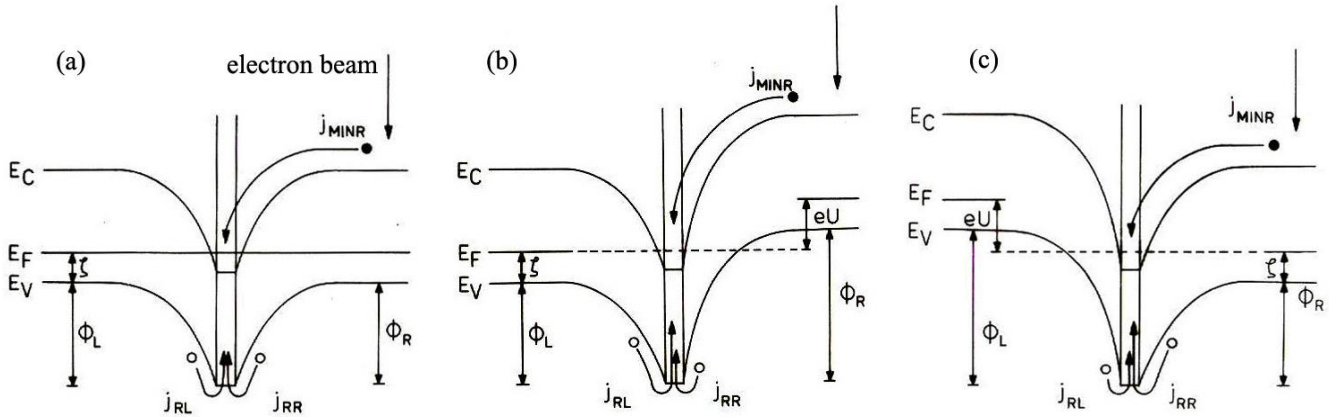
إن القيمة العظمى للتيار EBIC على جانبي الحد الحبيبي هي نفسها بالقيمة المطلقة، عندما تكون خواص حاجزي الكيون على الجانبين نفسها، هذا ويقاس التيار EBIC كتابع للمسافة x_s بين موقع سقوط الحزمة الإلكترونية وحافة المنطقة الفارغة من الشحنات [الشكل (3)]

يشار إلى أن الحالات السطحية الحدية في مستوي الحد الحبيبي المشغولة بحوامل الشحنة تعمل كمراكز إعادة اتحاد في البلورات الثنائية [22]، حيث تتجرف حوامل شحنة الأقلية إلى الحد الحبيبي وتقوم بإعادة الاتحاد مع حوامل شحنة الأكثرية الموجودة في الحالات السطحية الحدية للحد الحبيبي، مما يؤدي إلى إنقاص الشحنة الصافية عند الحد الحبيبي، الذي بدوره يسبب نقصان انحناء عصابات الطاقة عند الحد

الحبيبي، ونحصل على حالة الاستقرار عندما يتعادل سريان حوامل شحنة الأقلية على طول الانحدار الكموني مع سريان حوامل شحنة الأكثرية إلى الحالات السطحية الحدية [19].
 بفرض أن الحد الحبيبي خافض مثالي لحوامل شحنة الأقلية، وأنه لا تحدث عملية إعادة اتحاد ضمن المنطقة الفارغة من الشحنات، عندئذ يمكن أن نكتب معادلة كثافة التيار كما يأتي:

$$J_{MINR} = J_{RL} + J_{RR} \quad (2)$$

J_{MINR} كثافة تيار حوامل شحنة الأقلية، J_{RL} (J_{RR}) كثافة تيار حوامل شحنة الأكثرية عندما تسقط الحزمة الإلكترونية على الجانب الأيمن (الدليل الأول R) من اليسار أو اليمين (الدليل الثاني) للحد الحبيبي.
 يوضح الشكل (4) رسماً تخطيطياً لتوازن التيارات بفرض أن الإصدار الحراري من فوق حاجز الكمون هو الآلية الوحيدة لانتقال حوامل شحنة الأكثرية [20,23,24].



الشكل (4): تمثيل تخطيطي لتشكل إشارة EBIC لحد حبيبي متناظر في P- In Sb (إثارة حوامل الشحنة الفائضة على الجانب الأيمن للبلورة).

(a) بدون تطبيق جهد خارجي $U = 0$.

(b) جهد خارجي سالب $U < 0$ على الجهة اليمنى للبلورة الثنائية.

(c) جهد خارجي سالب على الجهة اليسرى للبلورة الثنائية، الإصدار الحراري هو آلية وحيدة لانتقال

حوامل شحنة الأكثرية. امتداد الحد الحبيبي مكبر مقارنة مع المنطقة الفارغة من الشحنات.

بفرض أن كثافة التيار J_{RL} و J_{RR} هي جزء C من كثافة تيار الإصدار الحراري عبر حاجز الكمون [25]

نحصل على:

$$J_{RL} = CA^{**} \exp(-\phi_L / KT) \quad (3)$$

$$J_{RR} = CA^{**} \exp(-\phi_R / KT) \quad (4)$$

حيث إن:

$$A^{**} = A^* T^2 \exp(-\zeta / KT)$$

حيث A^* ثابتة ريتشاردسون الفعالة ($A^* = 4\pi e K^2 m^* / h^3$) (effective Richardson Constant)

T درجة الحرارة بـ الكلفن، K ثابت بولتزمان، h ثابت بلانك

ϕ_L و ϕ_R ارتفاع حاجز الكمون على جانبي الحد الحبيبي، وهي كما نلاحظ من الشكل (4a) $\phi_L = \phi_R$ عندما $U=0$ ،

N_A^X تركيز المانحات الصافي. $\zeta = KT \ln(N_V / N_A^X)$ موقع مستوي فرمي، N_V كثافة الحالات الفعالة في عصابة التكافؤ، وذلك لأن

عند سقوط الحزمة الإلكترونية على الجانب الأيمن من العينة، يتعين التيار EBIC عبر J_{RL} وذلك لأن التيار J_{RR} تيار داخل العينة، ونحصل من العلاقات (2)، (3) و (4) على:

$$J_{RL} = \frac{J_{MINR}}{1 + \exp[(\phi_L - \phi_R) / KT]} \quad (5)$$

وعندما تسقط الحزمة الإلكترونية على الجانب الأيسر من العينة نحصل بطريقة مشابهة لحالة سقوطها على يمين العينة على:

$$J_{LR} = \frac{J_{MINL}}{1 + \exp[(\phi_R - \phi_L) / KT]} \quad (6)$$

باستخدام العلاقة:

$$\phi_R = \phi_L - eU \quad (7)$$

وبمراعاة إشارة U وفق قطبية الجهد المطبق على العينة في دائرة القياس نحصل على صيغة جديدة للعلاقتين (5) و (6) هما:

$$J_{RL} = J_{MINR} \frac{1}{1 + \exp(eU / KT)} \quad (8)$$

$$J_{LR} = J_{MINL} \frac{\exp(eU / KT)}{1 + \exp(eU / KT)} \quad (9)$$

يعطي ناتج قسمة الإشارتين EBIC اللتين تقاسان وفق شروط تحريضية متكافئة في نقطتين متناظرتين إلى يسار الحد الحبيبي ويمينه وفق العلاقتين (8) و (9) ما يأتي:

$$\frac{J_{LR}}{J_{RL}} = \exp(eU / KT) \quad (10)$$

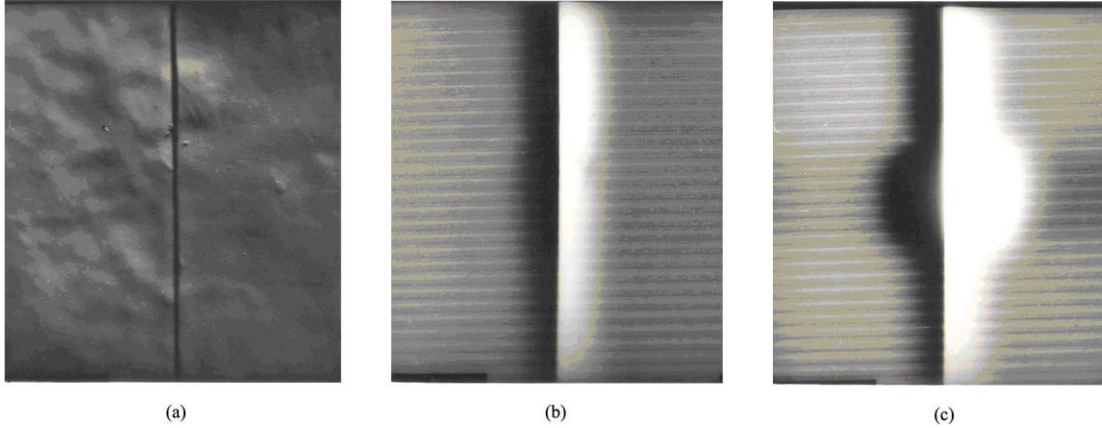
وذلك بفرض أن:

$$J_{MINR} = J_{MINL} \quad (11)$$

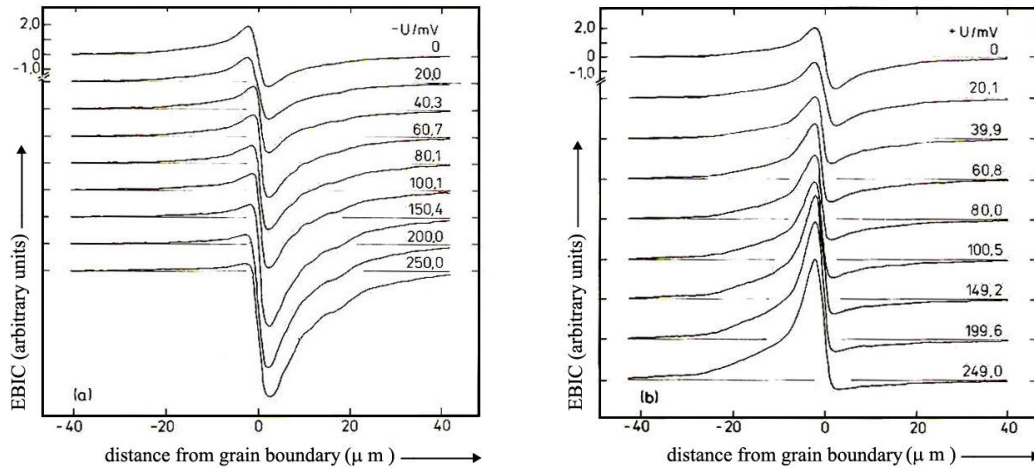
إن العلاقة (11) صحيحة عندما يكون طول الانتشار نفسه على جانبي الحد الحبيبي، وعندما يمتلك حاجز الكمون على يسار ويمين الحد الحبيبي نفس كفاءة معامل فصل الشحنات.

النتائج والمناقشة

يوضح الشكل (5) صوراً للحد الحبيبي بواسطة المجهر الإلكتروني الماسح وفق نموذج الإلكترونات الثانوية (الشكل 5a) ووفق نموذج التيار EBIC (الشكل 5b,c).



الشكل (5): صور بواسطة المجهر الإلكتروني الماسح لسطح العينة (الحد الحبيبي ينصف الصورة بالاتجاه العمودي) (a): نموذج الإلكترونات الثانوية، (b): الموقع نفسه في النموذج EBIC، (c): الموقع نفسه في النموذج EBIC ولكن خلال زمن مسح أكبر. طاقة التسريع 20 KeV و تيار الإصدار الإلكتروني 8 n A . ينصف الحد الحبيبي الصورة عمودياً، ويظهر في نموذج الإلكترونات الثانوية كمنطقة عاتمة في وسط الصورة بعرض عدة ميكرومترات، وهذا ما يتوافق مع قياسات الانعكاسية للسطوح الحاوية على عيوب شبكية [26]، كما يظهر الحد الحبيبي في نموذج EBIC على شكل تباين بين الإضاءة والظلمة عند الحد الحبيبي. يوضح الشكل (6) نموذجاً لمنحنيات EBIC عند تطبيق جهد في المجال (0 – ±300 mV)، أن منحنيات EBIC المقاسة بدون تطبيق جهد خارجي (U=0mV) تتوافق مع النموذج المعروض في الفقرة السابقة، وهذا يعني أن إشارة EBIC تكبر باتجاه الحد الحبيبي، وتغير إشارتها وتتناقص بالابتعاد عن الحد الحبيبي.

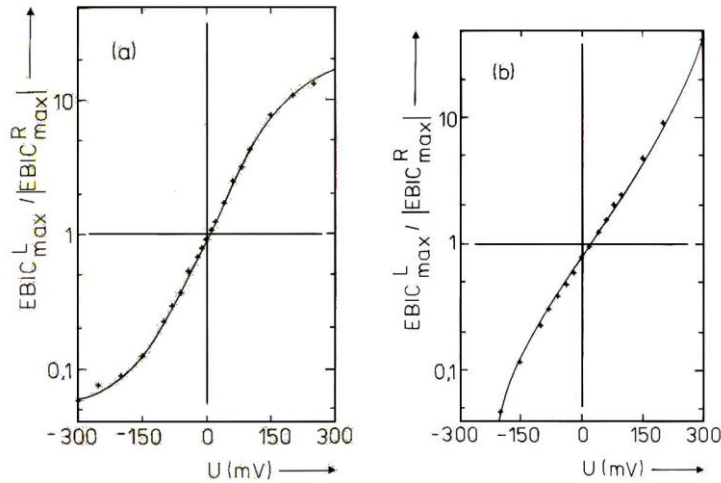


الشكل (6): منحنيات EBIC كتابع للجهد المطبق على العينة

(a): قطبية الجانب الأيمن للبلورة الشائبة سلبية، (b): U>0 على الجانب الأيسر للبلورة الشائبة. طاقة التسريع 20KeV وتيار الإصدار الإلكتروني 8n A .

تكبير الإشارة EBIC عند أحد جانبي حاجز الكمون ذي القطبية السالبة وتصغر عند الجانب الآخر، ويظهر التقييم المفصل لهذه المنحنيات بأن تمثيلها الموحد (قسمة القيمة على القيمة العظمى إلى يسار ويمين الحد الحبيبي) لا يرتبط بالجهد المطبق.

تتوافق المنحنيات في الشكل (6) نوعياً مع النموذج المقدم في الفقرة السابقة العلاقات (8) و(9)، فعندما يكون الجهد $U < 0$ تزداد قيمة EBIC لدى سقوط الحزمة الإلكترونية على الجانب الأيمن للعينة، وتتناقص عند سقوطها على الجانب الأيسر، ويحدث العكس عندما $U > 0$. يوضح الشكل (7) نسبة القيمة العظمى للتيار EBIC على الطرف الأيسر إلى قيمته العظمى على الطرف الأيمن.



الشكل (7): نسبة القيمة العظمى للتيار EBIC على يسار (L) الحد الحبيبي إلى قيمته العظمى على يمينه (R)

(a): من أجل $N_A^X = 8 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$ و (b): من أجل $N_A^X = 6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

يتضح من الشكل (7) أن المنحني في المجال ($0 - \pm 100 \text{ mV}$) يتوافق بشكل جيد مع ما هو متوقع من العلاقة (10)، مع العلم أن القيمة المطلقة للميل تختلف عن e/KT ، ويفسر هذا الاختلاف بأن جزءاً من حوامل شحنة الأقلية المأسورة في الحالات السطحية الحدية لا تتعرض لعملية إعادة اتحاد مع حوامل شحنة الأكثرية، وهذا ما يسبب ما يسمى التيارات المتسربة (leak current)، حيث تؤثر التيارات المتسربة على ميل المنحني و بشكل خاص على مساهمة حاجز الكمون ذي القطبية السالبة في تيار إعادة الاتحاد، وهذه المساهمة تميل لتكون ضعيفة إلى حد كبير عند مستوي الصفر كما هو متوقع من النموذج المقدم في الفقرة السابقة، كما أن تيارات التسرب هذه هي المسؤولة عن صغر الميل عند الجهود العالية.

نستنتج من متابعة تحليل القيم المطلقة لمنحنيات EBIC أن كفاءة الفصل لحاجز الكمون ذي القطبية الموجبة تزداد مع زيادة الجهد المطبق بمعدل أكبر من حاجز الكمون ذي القطبية السالبة، هذه الزيادة في كفاءة الفصل تؤدي إلى إنقاص ميل المنحني في الشكل (7).

إن وجود حاجز كمون منخفض بالقرب من السطح يؤدي إلى عدم التنشيط الحراري الكامل لحوامل شحنة الأكثرية وبالتالي لا تساهم في إعادة الاتحاد [25]، وهذا يتمثل في المعامل e/KT في العلاقة (9)، كما أن زيادة الميل في الشكل (7b) يحتمل أنها ناتجة عن تناقص ارتفاع حاجز الكمون ذي القطبية الموجبة، بحيث إن كفاءة الفصل لحوامل الشحنة تتخفف بالمقارنة مع حاجز الكمون ذي القطبية السالبة، هذا يعني انه

من اجل $U < 0$ يكون تيار حوامل شحنة الأقلية J_{MINL} الناتج عند سقوط الحزمة الإلكترونية على الجانب الأيسر للعيونة اصغر من ذلك التيار الناتج عند سقوط الحزمة على الجانب الأيمن J_{MINR} ، وعندما يكون $U > 0$ تتعكس الملاحظات السابقة .

عندما $U = 0$ تختلف نسبة إشارتي EBIC عن الواحد العلاقة (10) $(J_{LR}/J_{RL} \neq 1)$ ، وهذا يعني أن القيمة المطلقة للإشارتين على جانبي الحد الحبيبي غير متماثلة وتبلغ قيمة عدم التماثل حوالي % (10-15) ، لوحظ عدم التماثل في إشارة EBIC عند الحد الحبيبي في نصف الناقل غاليوم فوسفيد (GaP) [27] ، يعزى وجود عدم التماثل إلى وجود طبقة بينية في الحد الحبيبي، هذه الطبقة البينية صغيرة كفاية لتسمح لتيارات إعادة الاتحاد بالسريان على جانبي الحد الحبيبي.

يعطي النموذج الحسابي، الذي يعدّ الحد الحبيبي ديودين موصولين على التسلسل مقابل بعضهما البعض، العبارة التالية لنسبة الإشارتين EBIC على جانبي الحد الحبيبي عوضاً عن العلاقة (10):

$$\frac{J_{LR}}{J_{RL}} = \exp(\partial\phi_0 / KT) \times \exp(eU / KT) \quad (12)$$

حيث $\partial\phi_0$ الفقرة في الطاقة الكمونية عند الحد الحبيبي الناتجة عن الطبقة البينية، ونعلل عدم التماثل الضعيف في حالتنا مقارنة مع عدم التماثل الكبير في حالة GaP إلى اختلاف كفاءة فصل حاجزي الكمون على جانبي الحد الحبيبي.

تشير بعض الدراسات إلى أن ظاهرة النفق الكوانتي للإلكترونات [انبعاث الحقل (field emission)] من خلال حاجز الكمون قد يكون المسؤول عن نقل التيار عند الحد الحبيبي عندما يكون التركيز بحدود 10^{19}cm^{-3} [28] وهذا جدير بالاهتمام والدراسة عند تراكيز اخفض كما هو الحال في دراستنا .

الاستنتاجات والتوصيات

إن سبب انحناء عصابات الطاقة يعود للحالات السطحية الحديدية، كما أن كثافة التيار المستنتجة من النموذج المعروف تصف وصفاً جيداً سلوك هذا التيار وكثافة الشحنات عند الحد الحبيبي، وأعزى سبب عدم التطابق للعلاقات المستنتجة مع قيم كثافة التيار إلى عدم تماثل كفاءة فصل حاجزي الكمون على جانبي الحد الحبيبي والى تيارات التسرب السطحية، ونقترح استخدام نظرية النفق الكوانتي للإلكترونات من خلال حاجز الكمون لدراسة التيار عند الحدود الحبيبية في حالة التراكيز المنخفضة.

المراجع:

- [1]-Y. Yan, W.-J. Yin, Y. Wu, T. Shi, N.R. Pandel, J. appl. phys. 117 (2015) Google scholar, *Physics of grain boundaries in polycrystalline photovoltaic semiconductors*.
- [2]- I. Visoly-Fishev, S.R. Cohen, K. Gartsman, A. Ruzin, Advanced Functional Materials (2006), Google scholar, *Understanding the beneficial role of grain boundaries in polycrystalline solar cells from single-grain boundaries scanning probe microscopy*.
- [3]- J. Jian, W. Zhang, et al, Appl. phys. lett. 107 (2015), Google scholar, *Role of grain boundaries on the semiconductor to metal phase transition of VO₂ thin film*.
- [4]- Y. Yan, C.-S. Jiang, et al, phys. rev. letter vol. 99 (2007), Google scholar, *Electrically benign behavior of grain boundaries in polycrystalline CuInSe₂ films*.
- [5]- J. Rivnag, L.H. Jimison, J.E. Northrup, M.F. Toney, Nature Materials 8(2009)952-58, *large modulation of carrier transport by grain boundary packing and microstructure in organic thin films*
- [6]- S.D. Brotherton, semiconductor science and technology Vol. 10 No. 6 (1995), Google scholar, *polycrystalline silicon thin film transistor*.
- [7]- A. Di. Carlo and F. Piacenza, Appl. phys. letter 86(2005) Google scholar, *influence of grain size on the mobility of organic thin film-transistors*.
- [8]- F.M. Hossain, J. Nishii, S. Takage, A. Ohtomo, Physica E: Vol. 21, iss-2-4(2004)911-15, *Modeling of grain boundary modulation in ZnO invasive thin film transistors*.
- [9]- H.F. Matare, J. appl. phys. 56 (1984)2605-32, *carrier transport at grain boundaries in semiconductor*.
- [10]- C.H. Seager, *the electrical properties of semiconductor grain boundary*, published on line 15 February 2011 .
- [11]- I. Vladimirov, M. Kuhn, T. Gessener, R.T. Weitz, scientific Reports 8, Article number: 14868(2018), *Energy barriers at grain boundaries dominate charge carrier transport in an electron-conductive organic semiconductor*.
- [12]- H.F. Matare, *Defect Electronics in Semiconductors 1971*, Wiley-Interscience, A Division of John Wiley and Sons Inc., New York . London. Sydney. Toronto.
- [13]- R.L. Woo, R. Xiao, Y. Kobayashi, L. Gao, Nano Lett. Vol. 8 No. 12 (2008)4664-69, *Effect of Twinning on Photoluminescence and Photo Electrical Properties of Indium Phosphate Nano Wires Grown on Silicon (111)*.
- [14]- H.F. Matare, H.A.R. Wegener, Zeitschrift für Physik Bd 148(1957)631-45, *Oriented growth and definition of medium angle semiconductor bicrystals*.
- [15]- C. Worm, Dissertation, Humboldt-Universität Zu Berlin 1984.
- [16]- H.F. Matare, Zeitschrift für Physik, Bd. 145(1956)206-234, *Zum elektrischen Verhalten von Bikristallzwischenschichten*.
- [17]- G.E. Pike and C.H. Seager, J. appl. phys. 50(1979)3414-22, *The dc voltage dependence of semiconductor grain boundary resistance*.
- [18]- W.E. Taylor, N.H. Odell, H.Y. Fan, Phys. Rev. 88 (1952)867-75, *Grain boundary Barriers in Germanium*.
- [19]- C.R.M. Grovenor, J. Phys. C: solid state phys. 18 (1985)4079-4119, *Grain boundaries in semiconductor*.

- [20]-R.Herrman, W.Kraak, G.Nachtwei, phys.stat.sol. (b)128(1985)337-44, *Electrical Properties of Grain Boundaries in InSb Bicrystals.*
- [21]-Th.Shurig, R.Herrman, phys.stat.sol. (b) 127(1985) k159-63, *some properties of n- inversion layers at grain boundaries in InSb bicrystals.*
- [22]-J.Moseleg, W.Metzger, et al, J.appl.phys.118 (2015)25702, Google scholar, *Recombination by grain-boundary Type in CdTe .*
- [23]- R.Herrman, G.Nachtwei, W.Kraak, phys. stat. sol. (a) 83(1984) k207-210, *On the barrier height in grain boundaries of InSb bicrystals.*
- [24]-J.Werner,W.Jantsch,K.H.Fronhner and H.J.Queisser, *Grain Boundaries in Semiconductor, Proceeding of Materials Research Society Annual Meeting ,November 1981,Boston Park Plaza Hotel, Boston Massachusetts,USA .*
- [25]- C.H.Seaquer, J appl.phys.52 (1981)3960-68, *Grain boundary recombination: Theory and Experiment in Silicon.*
- [26]- S.D.Mohamed, H.A.Taha, A.R.Saed, Journal of University of Anbar for Pure Science Vol.7 I.1 (2013) 218-224, *Study of some surface defects for single crystal silicon wafer.*
- [27]-E.Ziegler, W.Siegel, H.Blumtritt, O.Breitestein, phys.stat.sol. (a) 72(1982)593-605 *Electrical and EBIC Investigation of GaP Grain boundaries.*
- [28]-N.Sommer, J.Hupkes and U.Rau, Phys.Rev.Appl. 5(2016)24009-22, *Field emission at grainboundaries: Modeling the conductivity in highly doped polycrystalline semiconductors.*