مجلة جامعة تشرين للدراسات والبحوث العلمية – سلسلة العلوم الأساسية المجلد (18) العدد (5) 1996
Tishreen University Journal for Studies and Scientific Research –Basic Science Series Vol. (18) No (5) 1996

تحديد طول الانتشار في نصف الناقل كتابع لدرجة الحرارة بمساعدة التيار المحرض بحزمة إلكترونية

الدكتور رامز إبراهيم*

(قبل للنشر في 1995/6/19)

☐ ملخص ☐

نعرض هنا طريقة لتحديد طول انتشار حوامل شحنة الأقلية كتابع لدرجة الحرارة وذلك على أساس التأثير المتبادل ما بين الحزمة الإلكترونية ونصف الناقل. يحسب طول الانتشار من علاقة التيار المحرض بحزمة إلكترونية الذي يمثل كتابع أسي للبعد عن الوصلة P-n ويقارن مع نموذج نظري لحساب هذا التيار.

* مدرس في قسم الفيزياء – كلية العلوم – جامعة تشرين – اللاذقية – سورية.

مجلة جامعة تشرين للدراسات والبحوث العلمية - سلسلة العلوم الأساسية المجلد (18) العدد (5) 1996
Tishreen University Journal for Studies and Scientific Research –Basic Science Series Vol. (18) No (5) 1996

Determination of Diffusion Length in Semiconductor as a Function of Temperature by Means of Electron Beam Induced Current

Dr. Ramez IBRAHIM*

(Accepted 19/6/1995)

❐ ABSTRACT ❐

A method for determination the diffusion length of minority carrier as a function of temperature is presented. This is based on interaction between the electron beam and semiconductor. The diffusion length is calculated from the electron beam induced current. It is represented as an exponential function of distance the p-n junction and is compared with a theoretical model.

* Lecturer, Physics Department, Faculty of Science, Tishreen University, Lattakia, Syria.

1- مقدمة:

عندما يقذف نصف الناقل بحزمة إلكترونية تتولد في منطقة القذف أزواج إلكترون-ثقب (Electron-hole pair)، حيث تبلغ طاقة إنتاج زوج إلكترون-ثقب 3.6 ev في السيليسيوم[1].

تزداد بذلك الناقلية الكهربائية في موضع سقوط الحزمة الإلكترونية غير أنه بسبب إعادة الاتحاد السريعة (Recombination) لحوامل الشحنة الفائضة وبسبب قلة تركيز حوامل الشحنة المتولدة مقارنة بتركيزها في حالة التوازن يكون التغير في الناقلية الكهربائية لنصف الناقل غير ملحوظ.

يصبح التغير في الناقلية الكهربائية واضحاً إذا احتوى نصف الناقل على حاجز كموني مثل وصلة p-n (p-n junction)[2] أو حاجز شوتكي (Schottky-barrier)[3] أو حد حبيبي (Grain boundary)[4،5].

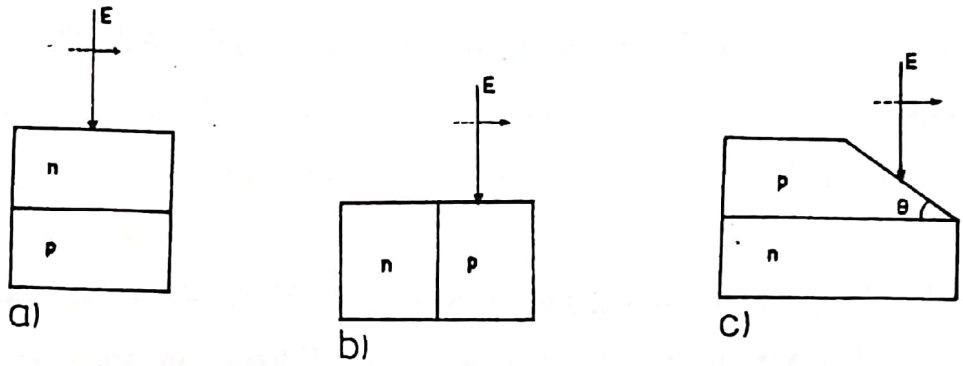
فعندما تتولد الأزواج (إلكترون-ثقب) داخل منطقة الشحنة (Space charge) تنفصل هذه الأزواج بفعل حقل حاجز الكمون، أما عندما تتولد الأزواج خارج منطقة الشحنة ولكن بالقرب منها فإن حوامل شحنة الأقلية التي طول انتشارها Diffusion length كاف يمكنها الوصول إلى حاجز الكون عبر عملية الانتشار ثم تسرع حوامل الشحنة هذه في حقل حاجز الكمون ويعرف طول الانتشار بأنه المسافة الوسطية التي يقطعها حامل الشحنة عبر الانتشار خلال فترة حياته (عمره)(Life time).

وعند ربط نصف الناقل الحاوي على حاجز كمون بدارة قياس مناسبة تعمل حوامل الشحنة على امرار تيار كهربائي في الدارة الخارجية. يدعى هذا التيار بالتيار المحرض بحزمة إلكترونية (Electron beam induced current EBIC) أو تيار الحواجز كونه ناتج عن التحريض بالإلكترونات، ولكي تكون قيمة هذا التيار كبيرة يجب أن تكون مقاومة دارة القياس صغيرة أو حتى معدومة.

إن دراسة هذا التيار تقدم معلومات مختلفة عن أنصاف النواقل، فبالإضافة إلى تحديد طول الانتشار، يمكن استخدامه لدراسة التألق المهبطي (Cathode luminescence) ودراسة تغير ارتفاع حاجز الكمون بتطبيق جهد خارجي في أنصاف النواقل[4] ودراسة الخسارة الإلكترونية (Electronic damage) الناجمة عن الحفر الايوني في أنصاف النواقل[6]، تجدر الملاحظة إلى انه يمكن استخدام التحريض بواسطة حزمة ضوئية للحصول على تيار الحواجز[7].

2- طريقة القياس والوصف التجريبي:

طورت طرق مختلفة لقياس تيار الحواجز (EBIC) وذلك من أجل تحديد طول انتشار حوامل شحنة الأقلية في أنصاف النواقل، حيث يوضح الشكل (1) ثلاث نماذج هندسية مختلفة لقياس تيار الحواجز (التيار EBIC).



القطع المائل للعينات | الحزمة الإلكترونية موازية لحاجز الكمون | الحزمة الإلكترونية عمودية على حاجز الكمون

الشكل (1) بعض الطرق المستخدمة لقياس التيار EBIC.

تسقط الحزمة الإلكترونية في الشكل (1-a) عمودية على حاجز الكمون[8] ويتم قياس تيار الحواجز كتابع لطاقة الإلكترونات المسرعة الساقطة على نصف الناقل حيث يبلغ التيار قيمة عظمى كتابع للطاقة. ومن أجل تحديد طول الانتشار بهذه الطريقة لابد من الوصف الرياضي للتيار كتابع لطاقة تسريع الحزمة الإلكترونية باعتبار طول الانتشار متحولاً في هذا الوصف. إن تيار الحواجز في دارة الشكل (1-c) يتعلق بزاوية الميل θ إضافة لكونه تابع لموضع سقوط الحزمة الإلكترونية بالنسبة للوصلة p-n ومن خلال هذه التابعية يمكن حساب طول الانتشار[9]، تتميز هذه الطريقة بصعوبة تحضير وتجهيز العينات للقياس. يوضح الشكل (1-b) أكثر الطرق استخداماً وسهولة حيث تسقط الحزمة الإلكترونية بشكل مواز لمستوى الوصلة p-n (الحاجز الكموني)[10].

يقاس تيار الحواجز في هذه الحالة كتابع للمسافة x_s عن مستوى الوصلة p-n وذلك من أجل طاقة تسريع معينة للحزمة الإلكترونية. يتعلق تيار الحواجز في هذه الحالة بعاملين أساسيين هما إعادة اتحاد حوامل الشحنة عند سطح العينة وشكل تابع توليد أزواج إلكترون-ثقب وعندما يكون طول الانتشار كبيراً بالمقارنة مع أبعاد المنطقة التي يتم داخلها توليد

حوامل الشحنة فإنه يمكن اعتبار تابع التوليد كمنبع نقطي والحصول على طول الانتشار من التابع الأسي الذي يصف التيار الناتج:

$$I_{BS} \sim \exp(-x_s / L) \qquad (1)$$

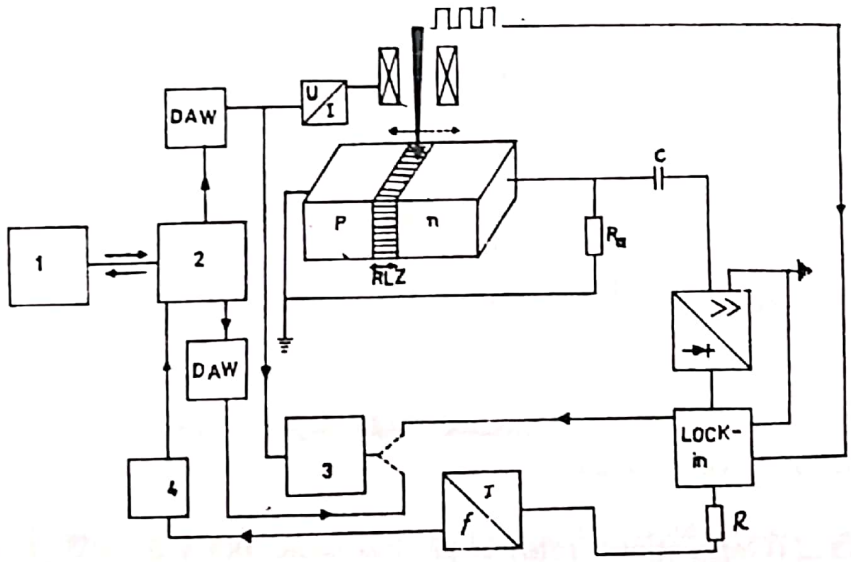
I_{BS}: التيار المحرض بحزمة إلكترونية أو تيار الحواجز.

x_s: البعد بين موقع سقوط الحزمة الإلكترونية ومستوى الوصلة p-n.

L: طول انتشار حوامل شحنة الأقلية.

تتميز طريقة الشكل (1-b) مقارنة بالطرق الأخرى بأن تحضير العينات وتجهيزها للقياس قليل التكلفة، كما أنه يمكن إجراء القياس في المنطقة ذات الناقلية n والمنطقة ذات الناقلية p على السواء، كذلك يمكن استخدام العينات لقياسات أخرى.

أجريت قياسات تيار الحواجز بواسطة مجهر إلكتروني نموذج SEM X Q ويوضح الشكل (2) آلية القياس بواسطة المجهر.



1- لوحة طباعة، 2- حاسب، 3- راسم، 4- عداد، DAW- محول الأرقام إلى إشارة.

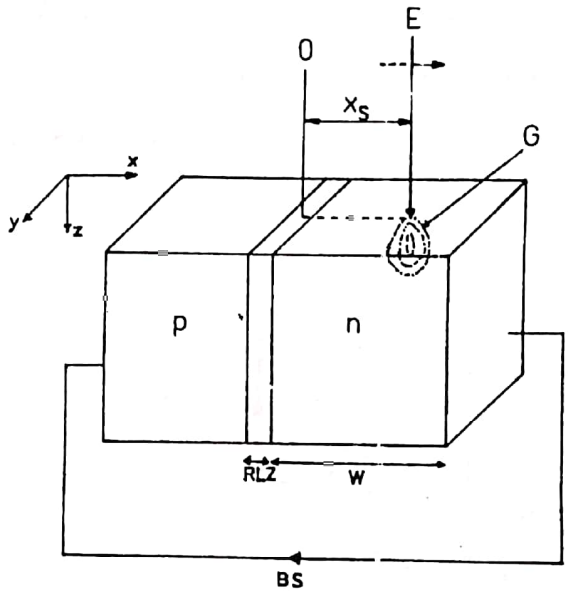
الشكل (2) مخطط دارة قياس التيار بواسطة المجهر الإلكتروني.

تنتج الإلكترونات عبر تسخين سلك معدني (مهبط) إلى درجة عالية من الحرارة ثم تجمع بواسطة المصعد مشكلة الحزمة الإلكترونية، وتسرع الحزمة الإلكترونية المنطلقة من ثقب صغير في المصعد بتطبيق جهد كهربائي حيث تتراوح طاقة التسريع للحزمة الإلكترونية KeV (5-50)، كما ويتم انحراف الحزمة الإلكترونية في الاتجاه المرغوب عن مسارها

بوساطة حقل كهربائي. هذا وتفرغ حجرة المجهر بواسطة مضـــخة زيتيـــة وذلـــك لتجنـــب امتصاص الإلكترونات وتبعثرها على جزيئات الهواء داخل الحجرة حيث يبلغ الضغط داخلهـــا حوالي 0.1 mpa ميلي باسكال، كما ويعمل حاسب صغير عل توجيه وتسجيل الإشارة المـــراد قياسها بعد تضخيمها وفصلها عن الإشارات غير المرغوبة.

3- الوصف الرياضي لتابعية تيار الحواجز للموضع:

نناقش تابعية تيار الحواجز للموضع عندما تقاد الحزمة الإلكترونية بشكل عمودي على المستوى العمودي على مستوى الاتصال p-n الشكل (3).



الشكل (3) طريقة القياس المستخدمة.

إذا فرضنا أن التابع $\Phi(x,y,z)$ يصف معدل التوليد (Generation rate) لـــلأزواج إلكترون-ثقب في واحدة الحجم فإن تركيز حوامل الشحنة الفائضة يحقق خارج منطقة الشحنة معادلة الاستمرار التالية[11]:

$$D \text{ div grad } n(x,y,z) - \frac{1}{\tau} n(x,y,z) + \Phi(x,y,z) = 0 \qquad (2)$$

τ: عمر حوامل الشحنة.

D: ثابتة انتشار حوامل شحنة الأقلية.

حيث انه في حالة كون تركيز حوامل الشحنة الفائضة أقل من التركيز في حالة التوازن يمكـــن اعتبار كل من D وτ ثابتين.

يرتبط طول الانتشار بعمر حوامل الشحنة بالعلاقة التالية:

$$L^2 = D.\tau \qquad (3)$$

تأخذ بذلك العلاقة (2) الصيغة التالية:

$$\text{div grad } n(x,y,z) - \frac{1}{L^2} n(x,y,z) + \frac{1}{D}\Phi(x,y,z) = 0 \qquad (4)$$

تحقق هذه العلاقة الشروط الحدية التالية:

يتم فصل جميع حوامل الشحنة عند حافة منطقة الشحنة ($x = 0$) بواسطة الحقل الكهربائي لحاجز الكمون وهذا يعني انه يمكن إهمال إعادة الاتحاد عند تلك الحافة أي:

$$n(x = 0, y, z) = 0 \qquad (5)$$

ويعبر عن إعادة الاتحاد على سطح نصف الناقل ($z = 0$) وعند حافته ($x = w$) بما يسمى سرعة إعادة الاتحاد السطحية v (Surface recombination velocity)

$$D\frac{\partial n(x,y,z)}{\partial z}\Big|_{z=0} = vn(x,y,z=0) \qquad (6)$$

$$n(x = w, y, z) = 0 \qquad (7)$$

باعتبار امتداد العينة كبير ($w>>L$).

تساهم حوامل الشحنة التي تصل إلى حافة منطقة الشحنة في تيار الحواجز ويعبر عن ذلك بالعلاقة:

$$I_{BS} = e.D\int_{-\infty}^{\infty} dy \int_{0}^{\infty} dz \frac{\partial n(x,y,z)}{\partial x}\Big|_{x=0} \qquad (8)$$

وبمراعاة الشرط الحدي (5) نحصل على قيمة التيار عند النقطة $x = 0$:

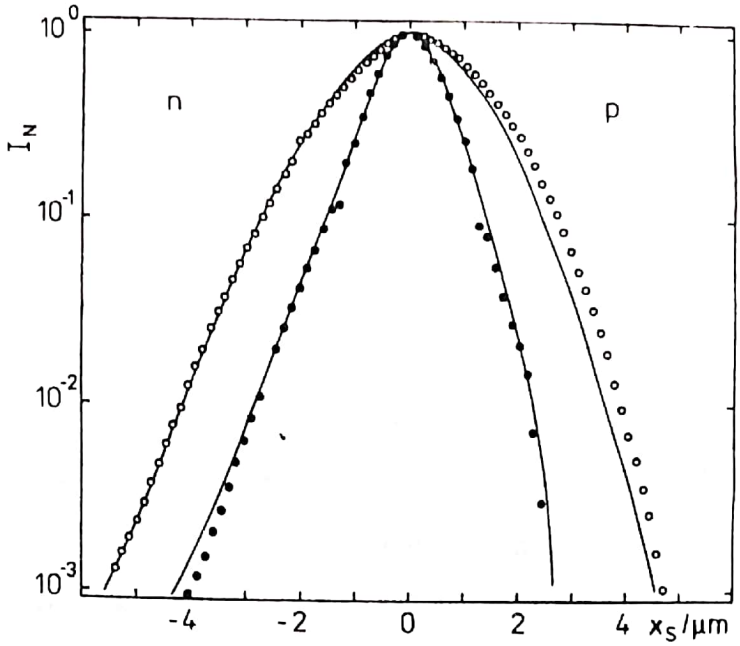
$$I_{BS}^0 = e\int_0^{\infty} dx \int_{-\infty}^{\infty} dy \int_0^{\infty} dz \Phi(x,y,z) \qquad (9)$$

طورت نماذج مختلفة لوصف توليد حوامل الشحنة وحساب ناتج التكاملات (8) و(9) نذكر منها اعتبار تابع التوليد منبع نقطي[11] وتابع أحادي الأبعاد وثلاثي الأبعاد[12] والحلول كانت جميعها موافقة للعلاقة (1).

4- النتائج والمناقشة:

4-1: تحديد طول الانتشار:

يوضح الشكل (4) نموذجا لتابعية تيار الحواجز المنظم $I_N = I_{BS}/I_{BS}^0$ للموضع x_s من القياسات على ديود من الـ Ga As P في درجة حرارة قدرها 295 k.



الشكل (4) تيار الحواجز المنظم I_N كتابع للموضع عند درجة الحرارة 295 k.
طاقة التسريع 10 KeV لـــ.. و20 KeV لـــoo
ـــــــ المنحنيات النظرية.

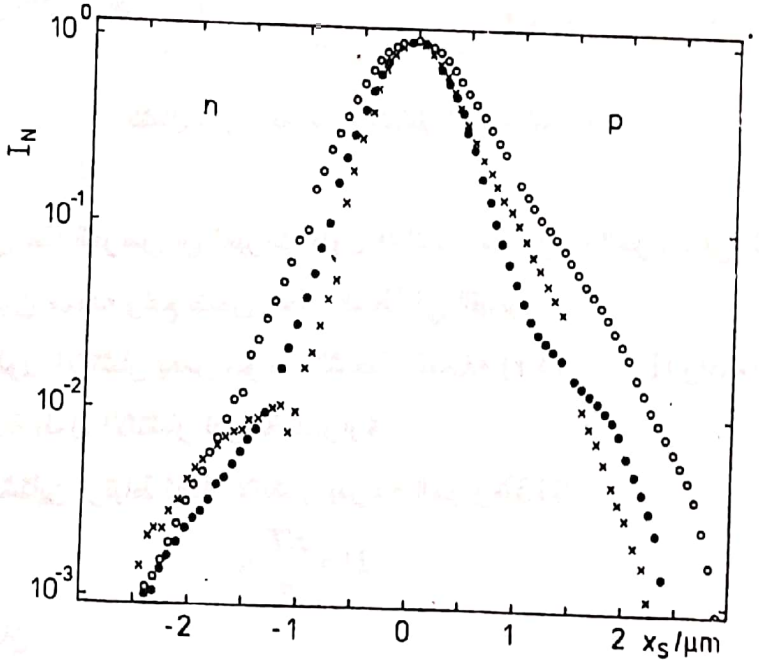
بالرغم من أن القياسات أجريت باستخدام قيمتين مختلفتين لطاقة تسريع الإلكترونـــات E_0 فإن المنحنيين متوازيان في الجزء الأكبر منهما وهذا يعني أن تيار الحـــواجز نـــاتج عـــن انتشار حوامل شحنة الأقلية إلى الوصلة p-n وان سرعة إعادة الاتحاد على سطح العينة فـــي كلا الحالتين ثابتة.

تظهر المنحنيات بالقرب من الوصلة p-n تحدباً واضحاً ويفسر هـــذا التحـــدب عبـــر انجراف (Drift) حوامل شحنة الأقلية عوضاً عن الانتشار في المجـــال البعيـــد نســـبياً عـــن الوصلة p-n واحتمال ان تكون سرعة إعادة الاتحاد السطحية معدومة في هذا المجـــال. كمـــا يلاحظ من منحنيات الشكل (4) انه مع نقصان طاقة تسريع الحزمة الإلكترونية يـــزداد عـــدد حوامل الشحنة التي تصل إلى السطح حيث تتلاشى هناك عبر إعادة الاتحاد على السطح وهذا يؤدي بدوره إلى نقصان قيمة التيار. نفسر ذلك بانه مع نقصان طاقـــة تســـريع الإلكترونـــات تقترب منطقة توليد حوامل الشحنة من السطح وبالتالي يزداد احتمال وصـــولها إلـــى الســـطح فيزداد بذلك عدد حوامل الشحنة التي تصل إلى السطح وينقص عددها المساهم في التيار وهذا يتفق مع ما تظهره التجربة.

تمثل النقاط في الشكل القيم التجريبية الناتجة عن قياس تيار الحواجز كتابع للموضـــع أما المنحنيات فتعبر عن القيم النظرية المحسوبة وفق النموذج المعروض في الفقرة السابقة.

باستعمال القسم الخطي من منحنيات الشكل وحساب ميل هذا القسم ($I \sim \exp(-x/L)$) نحصل على L^{-1} وبالتالي على قيمة طول انتشار حوامل شحنة الأقلية.

إن القيم الناتجة من المنحنيات التجريبية تتوافق مع القيم النظرية وبذلك يمكن القول بأن القيم الناتجة من ميل القسم الخطي للمنحنيات التجريبية تعبر بشكل جيد عن القيمة الحقيقية لطول الانتشار وذلك سواء في المنطقة ذات الناقلية n (تكون فيها الثقوب حوامل شحنة الأقلية) أو المنطقة ذات الناقلية p (تكون فيها الإلكترونات حوامل شحنة الأقلية) كذلك يوضح الشكل (5) نماذج مختلفة لتابعية تيار الحواجز للموضع وذلك في درجات حرارة مختلفة (95,130,290 k). يتبين من منحنيات الشكل (5) انه يمكن الحصول على طول انتشار ثان في المجال $x > 1.1$ µm، حيث يظهر مجال خطي آخر للمنحنيات.

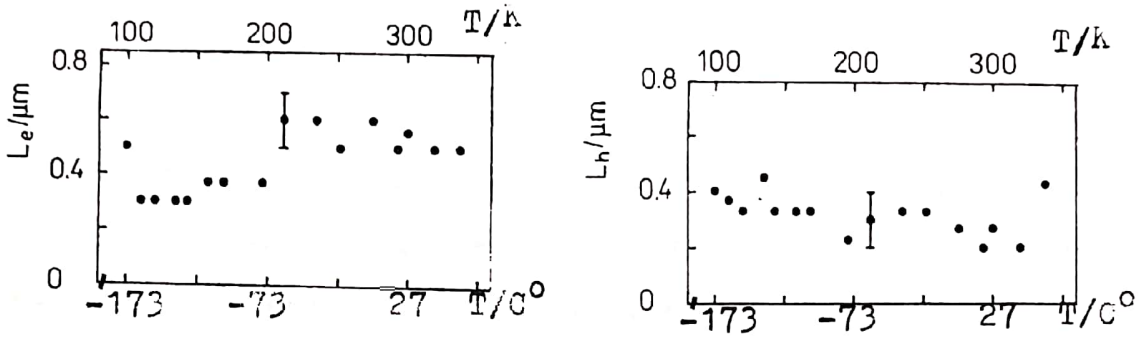


الشكل (5) تيار الحواجز المنظم كتابع للموضع في درجات الحرارة 95 k oo و213 k •• و290 k xx
طاقة التسريع $E_o = 10$ KeV.

في هذه الحالة يمكن أيضاً الحصول على طول الانتشار في كلا المجالين لكلتا المنطقتين ذات الناقلية n وp من ميل القسم الخطي للمنحنيات، حيث تم حساب قيم طول الانتشار في المجال الأول فقط $x < 1.1$ /µm.

2-4: تابعية طول الانتشار لدرجة الحرارة:

يوضح الشكل (6) تغيرات قيم طول الانتشار للإلكترونيات L_e في المنطقة ذات الناقلية p وللثقوب L_h في المنطقة ذات الناقلية n كتابع لدرجة الحرارة.



طول انتشار الثقوب L_h طول انتشار الإلكترونيات L_e

الشكل (6) تابعة طول الانتشار لدرجة الحرارة.

يتبين من هذا العرض أن تغيرات طول الانتشار مع درجة الحرارة في المجال (95- 300 k) تكاد تكون مهملة وتقع ضمن مجال الخطأ في القياس.

يرتبط طول الانتشار بعمر حوامل الشحنة بالعلاقة ($L^2 = D.\tau$) واعتماداً على ذلك يمكن تفسير تابعية طول الانتشار لدرجة الحرارة.

توضح علاقة اينشتاين ارتباط ثابتة الانتشار بدرجة الحرارة[13]:

$$D = \frac{KT}{e}\mu \qquad (10)$$

K ثابتة بولتزمان.

μ حركية (Mobility) حوامل الشحنة.

بالاستفادة من العلاقتين (3) و(10) يمكن أن نكتب:

$$L^2 = \frac{KT}{e}\ \mu.\tau \qquad (11)$$

غير أن حركية حوامل الشحنة في أنصاف النواقل GaP وGaAsP تتناسب مع درجة الحرارة وفق $\mu \sim T^{-a}$ في المجال $100\ K \le T \le 400\ K$، حيث $2 \le a \le 2.4$[14] واعتماداً على ذلك تكتب العلاقة (11) بالصيغة:

$$L^2 \sim \tau.T^{1-a} \qquad (12)$$

هذا ويمكن تفريق عمر حوامل الشحنة إلى جزئين τ_r وτ_{nr} حيث تعبر τ_{nr} عن عمليات إعادة الاتحاد التي تتم دون إصدار إشعاعات وτ_r عن تلك التي تتم مع إصدار إشعاعات حيث ان $\tau^{-1} = \tau_{nr}^{-1} + \tau_r^{-1}$ يستدل من المراجع العلمية ان تغيرات τ_r مع درجة الحرارة مهملة مقارنة مع تغيرات τ_{nr}[15] وأن τ_{nr} تتغير مع درجة الحرارة وفق $\tau_{nr} \sim (T^{1}-T^{1.4})$ واعتماداً على هذا التحليل نجد من العلاقة (12) أن طول الانتشار لا يتغير مع درجة الحرارة في نصف الناقل GaAsP وهذا يتفق مع ما يوضحه الشكل (6).

5- النتيجة:

باستخدام طريقة التيار المحرض بحزمة إلكترونية (EBIC) لتحديد طول انتشار حوامل الشحنة في أنصاف النواقل استطعنا حساب طول انتشار الإلكترونات L_e والثقوب L_h وتأكدنا من أن طول الانتشار غير تابع لدرجة الحرارة في المجال (95 -300 K) من أجل نصف الناقل GaAsP.

ومن المهم مستقبلاً قياس تابعية طول الانتشار لدرجة الحرارة في أنصاف نواقل أخرى مشابهة لنصف الناقل المستخدم هنا.

REFERENCES المراجع

[1]- G. Oelgart, H. Scholz and Stegmann, Experimentalle Technik der Physik 28 (1980) 485-492.

[2]- H. Haefner et al., phys. Stat. Sol. (a) 99 (1987) 657-667.

[3]- D.E. Ioannou and C. A. Dimitianis, IEEE Trans. Electron Dev. ED3 (1982) 445-450.

[4]- R. Ibrahim, dissertation Humbolt Universitat Berlin 1990.

[5]- A. Romanowski and D.B. Wittry, J. Appl. Phys. 60 (8) (1986) 2910-2913.

[6]- G. Jäger-Waldau et al., J. appl. Phys 75 (2) (1994) 804-808.

[7]- C. Hu and C. Drowley, Solid-State Electronics 21 (1978) 965-968.

[8]- C.J. Wu and D.B. Wittry, J. Appl. Phys. 49 (5) (1978) 2827-2836.

[9]- W.H. Hackett, J. Appl. Phys. 42 (1971) 3249-3251.

[10]- H.J. Leamy J. Appl. Phys. 53 (6)(1982)R51-R80.

[11]- D.B. Wittry and D.F. Kyser, J. appl. Phys. 38 (1967)375-382.

[12]- G. Oelgart, 6. Tagung Mikrosonde Dresden 1984.

[13]- V.L. Bonc-Bruevic and S.G. Kalasnikov, Halbleiterphysk VEB Deutscher Verlag des Wissenschaften, Berlin 1982.

[14]- C. Hilsum and A.C. Ross-Innes, Semiconducting III-V compounds Pergamon Press Oxford. London. New York. Paris 1961.

[15]- M. Kittler, W. Seifert and K.W. Schröder, phys. Stat. Sol. (a) 93 (1986) K101-K104.