مجلة جامعة تشرين للدراسات والبحوث العلمية – سلسلة العلوم الأساسية المجلد (19) العدد (6) 1997
Tishreen University Journal for Studies and Scientific Research –Basic Science Series Vol. (19) No (6) 1997

دراسة نظرية لحركة الأيونات المزروعة في الاتجاه المحوري لعينة هدف كريستالية (بللورية)

الـــــدكتور مفيـــــد عبـــــاس*
الـــــدكتور محمـــــد فـــــاهود**

□ الملخّص □

يوجد قليل من الأبحاث حول حركة الجسيمات المشحونة في الاتجاهات المحوريـــة لعينـــة هـــدف كريستالية. ولقد كان يتم تجنب الاتجاهات المحورية في عمليات الزرع الأيوني وذلك لسهولة الحصول على مقاطع التوزع العمقي للكثافة الأيونية عن طريق عمليات الزرع الأيوني في الاتجاه العشوائي.

لقد حاولنا في هذا العمل معالجة بعض هذه المسائل نظرياً، وذلك نظراً لتطبيقاتهـــا المهمـــة فـــي الصناعات الإلكترونية.

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

مجلة جامعة تشرين للدراسات والبحوث العلمية - سلسلة العلوم الأساسية المجلد (19) العدد (6) 1997
Tishreen University Journal for Studies and Scientific Research - Basic Science Series Vol. (19) No (6) 1997

A Theoretical Study of the Movement of the implanted Ions in the Axial Direction of a Crystalline Target.

Dr. Moufid ABBAS*

Dr. Mouhammad FAHOUD**

❐ ABSTRACT ❐

There are few studies of the movement of charged particles in the axial direction of a crystalline target. Ion implantation in axial direction was avoided because it is easy to get a deep-cross-sectional-distribution of the ions-density by the random ion implantation.

In this work we have tried to deal theoretically with this problem, because of its useful application in the field of the industrial electronic applications.

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

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

مقدمة:

اقتصرت عمليات الزرع الأيوني ودراسة حركة الجسيمات المشحونة (الأيونات) Charged Particles في الجسم الصلب حتى أواخر السبعينيات من هذا القرن على الاتجاه العشوائي Randomly Direction كما كانت تجري دوماً محولة تجنب الاتجاهات (القنوات) المنتظمة وخاصة الحوري منها أثناء عمليات الزرع الأيوني، إن كان يسود الاعتقاد بأن الحافة الحادة لمقاطع التوزع العمقي للكثافة الأيونية Depth Ion Density Profiles المرغوبة واللازمة في مجال الصناعات الإلكترونية يمكن الحصول عليها فقط في عمليات الزرع الأيوني في الاتجاه العشوائي لعينة كريستالية Crystalline Target إلا أن التطورات العملية الأخيرة في تقنيات التوجيه الدقيق لعينة بالنسبة لحزمة أيونية (بالإضافة للفهم الأفضل لكل من قنوات العينة والأيون المقذوف وفقها) أظهرت أن هناك بعض الاتجاهات المحورية المنتظمة Regular Axial Direction لبعض العينات ذات البنى الكريستالية يمكن عن طريق زرع بعض أنواع الأيونات ذات مقاطع الكبح الإلكترونية Electronic Stopping Section العالي وفقها الحصول على مقاطع توزع عمقي للكثافة الأيونية ذات حافة أكثر حدة من تلك المستحصلة في أفضل حالات الزرع الأيوني في الاتجاه العشوائي[1،2،3]. وكان ذلك نقطة البداية للاهتمام الأكبر بعمليات الزرع الأيوني لمثل هذه الأيونات في الاتجاهات المحورية المنتظمة لبعض العينات كريستالية البنية. بينما، ونظراً لقدم الفترة التي استعمل فيها الإنسان عمليات الزرع الأيوني في الاتجاه العشوائي، توجد الكثير من الأعمال التجريبية والنظرية بالإضافة للنماذج الحسابية التي تُمَكِّن من التحديد المسبق لأعماق الاختراق الأيوني وبالتالي المقاطع التوزع العمقي للكثافة الأيونية في هذه الحالة فإنه ونظراً لطبيعة الحركة الأيونية المعقدة في الاتجاهات المحورية المنتظمة لعيّنة اركيستالية (بالإضافة للالتفات الحديث إلى هذا النوع من الدراسات نظرياً وعملياً) فإنه يوجد نسبياً فقط القليل من الأعمال التجريبية والنظرية حيث لا يوجد حتى الآن نموذج حسابي عام وشامل للتحديد المسبق لأعماق الاختراق الأيوني وبالتالي لمقاطع التوزع العمقي للكثافة الأيونية بشكل مسبق في هذه الحالة، وهذا ما دفعنا للقيام بعملنا النظري هذا لدراسة طبيعة الحركة الأيونية لعدة أيونات ذات مقاطع كبح إلكتروني كبيرة عندما تقذف وفق محور القناة المحورية المنتظمة Si<110> الدوريات العالمية الموثقة الأمر الذي مكننا من استخدام بعض هذه القياسات التجريبية في تحديد بعض المعاملات في نموذجنا الحسابي النظري الذي حاولنا فيه إدخال كافة المتحولات الممكنة لكل من القناة والأيون بالإضافة للشروط الابتدائية لعمليات الزرع الأيوني ساعين من خلالها لوضع علاقة عامة للتحديد المسبق لمواقع بعض المواضع المتميزة في مقاطع التوزع العمقي للكثافة الأيونية.

حركة أيون ضمن قناة محورية منتظمة لعينة هدف كريستالية (بلورية):

تنقسم الحزمة الأيونية المقذوفة وفق قناة محورية منتظمة لعينة هدف كريستالية تبعاً لمتحولات تصادمات أيونات هذه الحزمة (ويقصد بمتحول التصادم Collisions Parameter لأيون المسافة بينه وبين أقرب العناقيد الذرية المشكلة للقناة المحورية السائر ضمنها هذا الأيون إليه ويرمز لمتحول التصادم بالرمز P).

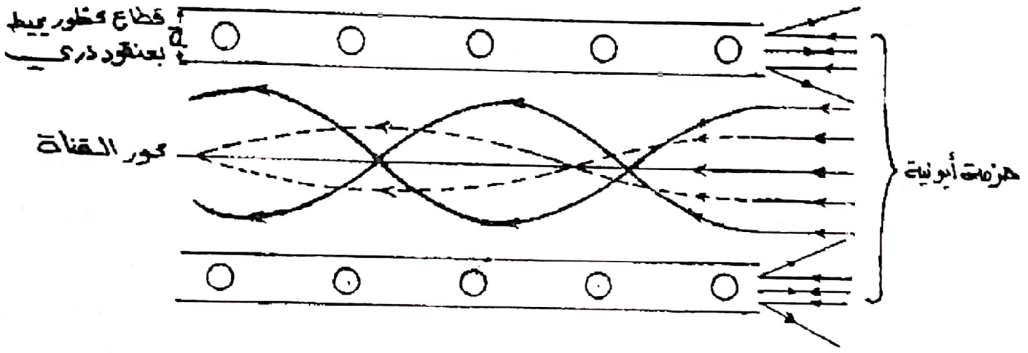
يحيط بكل من العناقيد الذرية المشكلة لقناة ما قطاع محظور Forbidden Zone (ويسمى أحياناً بقطاع الحماية) يتعلق نصف قطر القطاع المحظور ورمزه a بمتحولات ذرات عناقيد القناة وبمتحولات الأيون السائر ضمن هذه القناة وتعطى قيمته وفق لندهارد (Lindhard)[4] بالعلاقة التالية:

$$a = \frac{1}{2}\left(\frac{3}{4}\pi\right)^{\frac{2}{3}} a_0 \left(Z_1^{\frac{2}{3}} + Z_2^{\frac{2}{3}}\right)^{\frac{1}{2}} \qquad (1)$$

حيث تمثل a_0 نصف قطر بور وقيمته ($0.53A^{\circ}$) وأما Z_1, Z_2 فتمثلان رقمي الشحنة لكل من الأيون وذرة عينة الهدف.

تعاني الأيونات التي تصيب القطاع المحظور انحرافاً حاداً في مسارها يصل إلى درجة الارتداد لتلك التي تصيب مركز القطاع المحظور إصابة مباشرة، وتقل حدة الصدام وبالتالي زاوية الانحراف بالابتعاد عن القطاعات المحظورة وتعاني الأيونات التي تصيب منطقة الدفع الأصغري حداً أدنى من الانحراف في مسارها (تقترب من المسار المستقيم) ويتعلق موقع منطقة الدفع الأصغري بمتحولات القناة نفسها (كثافة الأيونات في عناقيدها، درجة الانتظام والتناظر في بنيتها الذرية، سعة فتحة القناة، المسافة الوسطى بين الذرات في عناقيد القناة) وبمتحولات الأيون بالإضافة لمتحولات الزرع الأيوني (طاقة، درجة حرارة، كثافة)[5].

ويوضح الشكل التخطيطي (1) درجة الانحراف في مسار الأيونات بحسب متحولات تصادماتها.



الشكل (1): مقطع تخطيطي طولي لقناة محورية منتظمة وحزمة أيونية مقذوفة وفقها.

ومن الواضح من الشكل التخطيطي (1) تعلق عمق الاختراق R_{P_i} لأيون ما بمتحول التصادم: P_i لهذا الأيون حيث يزداد بزيادته كما لا تلعب التأثيرات المتبادلة بين الأيونات السائرة ضمن قناة محورية ونوى ذرات العناقيد المشكلة لهذه القناة إلا دوراً مهملاً كما هو واضح من الشكل (1) تكون التصادمات للأيونات السائرة ضمن قناة مع ذراتها غير مباشرة بالإضافة لمتحولات التصادم الكبيرة نسبياً في هذه الحالة. ويلعب بالمقابل مقطع الكبح الإلكتروني ورمزه S_e للأيون دوراً فعالاً في تحديد حركته وبالتالي عمق اختراقه R_p ضمن القناة.

حيث من البديهي تناقص عمق الاختراق R_p لأيون بزيادة مقطع كبحه الإلكتروني S_e. ولقد جرت قياسات تجريبية وحسابات نظرية لمقاطع الكبح الإلكتروني S_e لأيونات مختلفة بالنسبة للقناة Si<110> بتابعية رقم الشحنة Z لهذه الأيونات[6]. تعلب السرعة الأيونية، التي يمكن استبدالها بجذر الطاقة الأيونية $\sqrt{E}$، دوراً فعالاً أيضاً في تحديد عمق الاختراق الأيوني R_p ويرتبطان بعلاقة خطية. وأخيراً يرتبط عمق الاختراق الأيوني R_p بمتحولات القناة حيث يتزايد عمق الاختراق بزيادة الكثافة الذرية (ورمزها N) للذرات في جدران القناة.

وبزيادة فتحة القناة (سطح مقطع القناة) ورمزها A_0 كما يتناقص R_p بزيادة المسافة الوسطى ورمزها $(\bar{d})$ بين الذرات في العناقيد الذرية المشكلة للقناة ويتناقص أيضاً بالابتعاد عن التقاطر والذي نعبر عنه بالبعد (r) بين المستويات الذرية في الخلية الأولية للقناة (ويقصد بالخلية الأولية لقناة محورية الوحدة التي يمكن انطلاقاً منها تشكيل القناة) وأخيراً فإن زيادة نصف قطر المنطقة المحظورة تؤثر سلباً على عمق الاختراق R_p.

ولنعتبر مبدئياً أن علاقات التزايد السابقة لعمق الاختراق R_p مع المتحولات $(P, \sqrt{E}, A_0, N)$ هي علاقات ارتباط خطي طردي وبأن علاقات تناقصه مع $a, r, Se, \bar{d}$ هي علاقات ارتباط خطي عكسي نستطيع بالتالي ترجمة ما سبق إلى العلاقة الرياضية التالية:

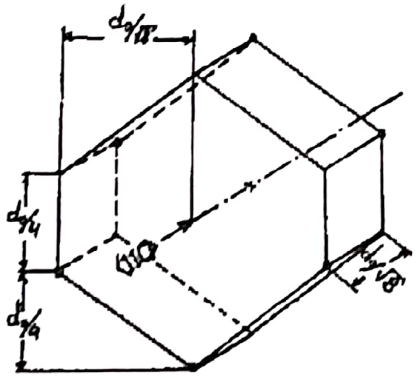
$$R_p \sim \frac{p\sqrt{E}A_0N}{arS_e\bar{d}}$$

ويمكن الانتقال بالعلاقة السابقة إلى علاقة مساواة عن طريق الضرب بمعامل التناسب ونرمز له بالرمز f والذي سنحاول تحديد بعض القيم له في سياق هذا العمل فتصبح العلاقة السابقة كما يلي:

$$R_p = f\frac{p\sqrt{E}A_0N}{arS_e\bar{d}} \qquad (2)$$

وسنقوم في الفقرة التالية باختبار صحة هذه العلاقة النظرية.

حركة الأيونات ضمن القناة المحورية المنتظمة <110>Si لعينة سيليكون كريستالية:



الشكل (2): شكل تخطيطي لخلية أولية من القناة المحورية <110>Si

يمثل الشكل (2) خلية أولية من القناة المحورية المنتظمة <110> لعينة من السيليكون ذي البنية الكريستالية (ذات البنية الألماسية)[6] وباعتماد المسافة الأولية $d_0 = 5.43A^0$ لهذه القناة فإنه يمكن حساب متحولات هذه القناة الواردة في العلاقة (1).

واعتماداً على شكلها الهندسي المنتظم كما يلي:

$$A_0 = \frac{d_0^2}{\sqrt{8}} = 10.428A^{\circ}$$

$$N = \frac{1}{\pi r_0^2 d_0} = 0.05A^{0-3}.Atom$$

حيث r_0 (نصف قطر ذرة السيليكون).

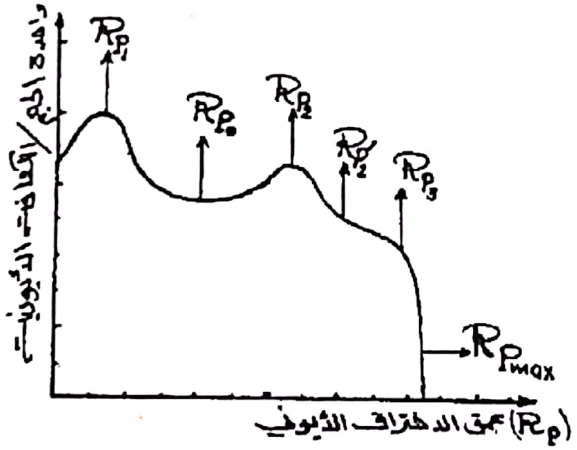
$$\bar{d} = \frac{d_0}{\sqrt{2}} = 3.84A^0$$

$$r = \frac{d_0}{\sqrt{8}} = 1.92A^0$$

نبدل في العلاقة (2) فنحصل من أجل القناة: Si<110> على العلاقة التالية:

$$R_p \frac{f.p\sqrt{E}}{aS_e}\left(7.072\times10^{-2}\right) \qquad (3)$$

تشير القياسات التجريبية لمقاطع التوزع العمقي للكثافة الأيونية[3،7،8] للأيونات المقذوفة وفق القناة المحورية المنتظمة Si<110> إلى اختلاف كبير لمقاطع التوزع العمقي للكثافة الأيونية للأيونات ذات مقاطع الكبح الإلكتروني S_e العالية عن مقاطع التوزع العمقي للكثافة الأيونية للأيونات ذات مقاطع الكبح الإلكتروني S_e المنخفض حيث تأخذ الأخيرة شكلاً انسيابياً يمتد لأعماق كبيرة بينما يأخذ شكل مقاطع الأولى في الحالة العامة الشكل التخطيطي[3].



الشكل (3): شكل تخطيطي لمقاطع التوزع العمقي للكثافة الأيونية للأيونات ذات مقاطع الكبح الإلكتروني S_e العالي والمقذوفة باتجاه القناة المحورية المنتظمة Si<110>.

وتتميز كما هو واضح من الشكل التخطيطي باحتوائها على قمتين وامتداد بعد القمة الثانية ثم انحدار (كتفي) حاد (هذا الانحدار الحاد مرغوب في الصناعات الإلكترونية كما أوردنا سابقاً).

تنتمي الأيونات $^{75}_{33}As$, $^{40}_{20}Ca$, $^{27}_{13}Al$ ، إلى فئة الأيونات ذات مقطع الكبح الإلكتروني S_e العالي[9].

لذا سنقوم باختبار العلاقة (3) على كل من هذه الأيونات في حال زرعها باتجاه القناة المحورية Si<110> حيث أن العلاقة (3) اقترحت من أجل هذا النوع من الأيونات.

(I)- ولنبدأ أولاً بأيون الكالسيوم المزروع باتجاه القناة المحورية Si<110> المنتظمة ويعبر عن ذلك اصطلاحاً كما يلي:

$$^{40}_{20}Ca \rightarrow <110> Si$$

يبلغ مقطع الكبح الإلكتروني لأيون الكالسيوم المقذوف باتجاه القناة Si<110> القيمة: $S_e = 4.166.10^{-2} (ev.A^{02} / Atom)$ [9] وأما قيمة نصف قطر القطاع المحظور (a) المخيطة بعناقيد الذرات المشكلة للقناة المحورية Si<110> فيحسب في هذه الحالة باستخدام العلاقة (1) كما يلي:

$$a = \frac{1}{2}\left(\frac{3}{4}\pi\right)^{\frac{2}{3}} 0.53 \left(20^{\frac{2}{3}} + 14^{\frac{2}{3}}\right)^{\frac{1}{2}}$$

$$a = 0.1293A^0$$

وبتبديل كل من a, S_e بقيمتيهما في العلاقة (3) نحصل على العلاقة المميزة لحالة $^{40}_{20}Ca \rightarrow <110> Si$ التالية:

$$R_p = fp\sqrt{E}(13.1293)$$

ولتحديد قيمة معامل التناسب f في العلاقة السابقة نحدد أولاً من القياسات التجريبية[3] أعماق الاختراق الموافقة للمواضع المتميزة على مقاطع التوزع العمقي للكثافة الأيونية والمحددة على الشكل التخطيطي (3) بالرموز $R_{p_{max}}, R_{p_3}, R_{p'_2}, R_{p_2}, R_{p_0}, R_{p_1}$ وذلك من أجل الطاقات الأيونية المختلفة فنحصل على الجدول رقم (1) التالي:

الطاقة الأيونية $E/10^3 ev$	R_{p_1}/A^0	R_{p_0}/A^0	R_{p_2}/A^0	$R_{p'_2}/A^0$	R_{p_3}/A^0	$R_{p_{max}}/A^0$
30	2×10^2	16×10^2	22×10^2	46×10^2	64×10^2	95×10^2
50	5.4×10^2	30×10^2	39×10^2	60×10^2	91×10^2	113×10^2
70	7×10^2	44×10^2	59×10^2	76×10^2	118×10^2	142×10^2
120	12.6×10^2	60×10^2	81×10^2	126×10^2	145×10^2	175×10^2
22	23×10^2	84×10^2	108×10^2	150×10^2	175×10^2	203×10^2
300	42×10^2	112×10^2	159×10^2	186×10^2	220×10^2	159×10^2

الجدول (1): يمثل القياسات التجريبية لأعماق الاختراق المختلفة للمواضيع المميزة على مقاطع التوزع العمقي للكثافة الأيونية من أجل $^{40}_{20}Ca \rightarrow <110> Si$

ونشير هنا إلى أن $R_{p_{max}}$ قد اختيرت في الموضع المقابل للكثافة الأيونية $10^{15}/cm^{-3}$.

نعتبر أن الأيونات التي تصل أعماق الاختراق الأعظمية $R_{p_{max}}$ من أجل الطاقات الأيونية العالية نسبياً (وسنرى لاحقاً مبررات اعتبار الطاقات الأيونية العالية) هي التي تصيب منطقة مركز القناة أي تلك التي متحول تصادمها (والذي نرمز له بالرمز P_{max}) يكون مساوياً لنصف قطر القناة Si<110> ونجد بالتالي وعن طريق استخدام معطيات الشكل (2) أن قيمة P_{max} تعطى كما يلي:

$$P_{max} = \frac{3do}{8} = 2.0366A^0$$

نبدل P_{max} بقيمتها في العلاقة (a) فتصبح كما يلي:

$$R_{P_{max}} = f\sqrt{E}(26.739) \qquad (b)$$

وباستبدال $R_{P_{max}}$ بقيمها من أجل الطاقات المختلفة مع قيم هذه الطاقات المقابلة من الجدول رقم (1) في العلاقة الأخيرة نحصل على قيم f من أجل قيم الطاقات المختلفة وفق الجدول رقم (2) التالي:

الطاقة الأيونية $E/a0^3 ev$	f	$\bar{f}$
30	2.051	1.884
50	1.900	
70	2.000	
120	1.900	
200	1.700	
300	1.800	

الجدول (2) قيم معامل الارتباط الخطي f من أجل حالة $^{40}_{20}Ca \rightarrow <110> Si$

وباستبدال f بقيمتها الوسطى في العلاقة (a) تصبح العلاقة (a) كما يلي:

$$R_p = P\sqrt{E}(22.752) \qquad (c)$$

ونستخدم العلاقة (c) في حساب متحولات التصادم P_i المقابلة لأعماق الاختراق R_{P_i} المختلفة وذلك عن طريق استبدال كل من R_{P_i} وقيم الطاقة المقابلة من الجدول (1) في العلاقة (c) فنحصل على قيم متحولات التصادم الموافقة لأعماق الاختراق المختلفة من أجل مختلف الطاقات وفق الجدول رقم (3) التالي:

الطاقة الأيونية $E/10^3 ev$	P_1/A^0	P_0/A^0	P_2/A^0	P_2'/A^0	P_3/A^0	P_{max}/A^0
30	0.051	0.406	0.558	1.167	1.624	2.411
50	0.106	0.590	0.767	1.179	1.789	2.220
70	0.116	0.731	0.980	1.263	1.960	2.359
120	0.160	0.761	1.028	1.399	1.840	2.220
22	0.226	0.826	1.061	1.474	1.720	2.137
300	0.377	0.899	1.276	1.493	1.765	2.0366

الجدول (3): يمثل قيم متحولات التصادم P_i المختلفة الموافقة لأعماق الاختراق R_{P_i} المختلفة من أجل مختلف قيم الطاقة المدروسة من أجل حالة:

$$^{40}_{20}Ca \rightarrow <110> Si$$

II- نجري ثانياً حسابات مماثلة لما سبق من أجل $^{75}_{33}As \rightarrow <110> Si$:

ونرتب في البداية من القياسات التجريبية[7] قيم أعماق الاختراق المختلفة الموافقة للمواضع المتميزة على مقاطع التوزع العمقي للكثافة الأيونية والمحددة بالرموز $R_{P_{max}}, R_{P_2}, R_{P_0}, R_{P_1}$ (حيث تختلف مقاطع التوزع العمقي للكثافة الأيونية في هذه الحالة عن الحالة الأولى بعدم احتوائها على قمة ثانية واضحة وهذا ما يفسر

عدم اعتماد كل من $R_{p_3}, R_{p_i'}$ في حساباتنا التالية) من أجل عدة قيم للطاقة الأيونية فنحصل على الجدول رقم (4) التالي:

الطاقة الأيونية $E/10^3 ev$	R_{p_1}/A^0	R_{p_0}/A^0	R_{p_2}/A^0	$R_{p_{max}}/A^0$
40	3×10^2	78×10^2	90×10^2	138×10^2
75	6×10^2	120×10^2	141×10^2	186×10^2
150	13.8×10^2	186×10^2	216×10^2	285×10^2
300	30×10^2	282×10^2	327×10^2	363×10^2

الجدول (4): قياسات تجريبية لأعماق الاختراق الأيوني المختلفة R_{p_1} من أجل عدة طاقات أيونية لحالة:

$$^{75}_{33}As \rightarrow <110> Si$$

ونحصل أيضاً من أجل حالة As→<110>Si بطريقة مماثلة لما سبق على العلاقة (C') التالية (المماثلة للعلاقة (c)):

$$R_p = P\sqrt{E}(32.5355) \qquad (C')$$

وباستخدام الجدول (4) والعلاقة (C') نستطيع حساب متحولات التصادم (P_i) المقابلة لأعماق الاختراق R_{p_1} المختلفة من أجل قيم الطاقات المتوفرة من أجلها قياسات تجريبية والواردة في الجدول رقم (4) وفق الجدول رقم (5) التالي:

الطاقة الأيونية $E/10^3 ev$	P_1/A^0	P_0/A^0	P_2/A^0	P_{max}/A^0
40	0.04070	1.1980	1.3830	2.1200
75	0.0673	1.3470	1.5820	2.0870
150	0.1093	1.4760	1.7140	2.0470
300	0.1684	1.5820	1.8350	2.0366

الجدول (5): يمثل قيم متحولات التصادم P_i المختلفة الموافقة لأعماق الاختراق R_{p_i} المختلفة من أجل مختلف قيم الطاقة المدروسة من أجل حالة:

$$^{75}_{33}As \rightarrow <110> Si$$

III- نأخذ حالة $^{27}_{13}As \rightarrow <110> Si$ ونعالجها أيضاً بشكل مماثل لما سبق حيث نرتب أولاً جدول بقيم أعماق الاختراق R_{p_i} بتابعية الطاقة الأيونية مستخدمين القياسات التجريبية المتوفرة[8] فنحصل من أجل حالتنا هذه على الجدول رقم (6) التالي:

الطاقة الأيونية $E/10^3 ev$	R_{p_0}/A^0	R_{p_2}/A^0	$R_{p_{max}}/A^0$
5	0.339×10^4	0.532×10^4	0.658×10^4
10	0.435×10^4	0.726×10^4	0.910×10^4
20	0.629×10^4	1.210×10^4	1.335×10^4
40	0.019×10^4	1.790×10^4	1.965×10^4
75	1.113×10^4	2.855×10^4	3.000×10^4
80	1.390×10^4	2.994×10^4	3.222×10^4
150	1.452×10^4	4.113×10^4	4.258×10^4
200	1.647×10^4	4.625×10^4	4.915×10^4
300	2.081×10^4	5.710×10^4	5.835×10^4

الجدول (6): قياسات تجريبية لأعماق الاختراق الأيوني R_{p_i} المختلفة من أجل عدة طاقات أيونية لحالة

$$^{27}_{13}Al \rightarrow <110> Si$$

ونشير هنا إلى غياب بعض أعماق الاختراق من الجدول السابق بسبب الاختلاف في شكل مقـاطع التـوزع العمقي في هذه الحالة عن الحالتين السابقتين ونحصل أيضاً من أجل هذه الحالة على العلاقة ("C") المماثلة لكل من العلاقتين (C), (C') في الحالتين الأولى والثانية كما يلي:

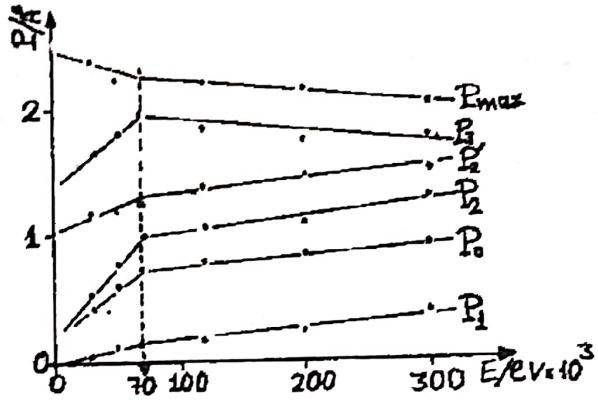
$$R_p = (54.003)P\sqrt{E} \qquad (C'')$$

وباستخدام الجدول رقم (6) والعلاقة ("C") نحصل على قيم متحولات التصادم P_i من أجل هذه الحالة وفـق الجدول رقم (7) التالي:

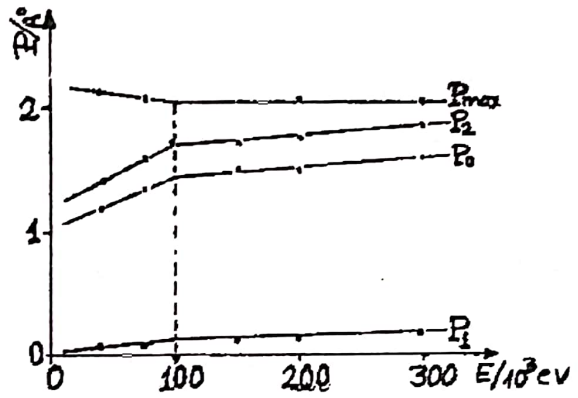
الطاقة الأيونية $E/10^3 ev$	P_0/A^0	P_2/A^0	P_{max}/A^0
5	1.035	1.623	2.008
10	0.939	1.567	1.983
20	0.960	1.846	2.037
40	0.992	1.931	2.1196
75	0.752	1.930	2.028
80	0.910	1.960	2.109
150	0.694	1.967	2.036
200	0.682	1.915	2.035
300	0.703	1.930	1.973

الجدول (7): قيم متحولات التصادم P_i المختلفة الموافقة لأعماق الاختراق R_{p_i} المختلفة من أجل مختلف قيم الطاقة المدروسة من أجل حالة: $^{27}_{13}Al \rightarrow <110> Si$

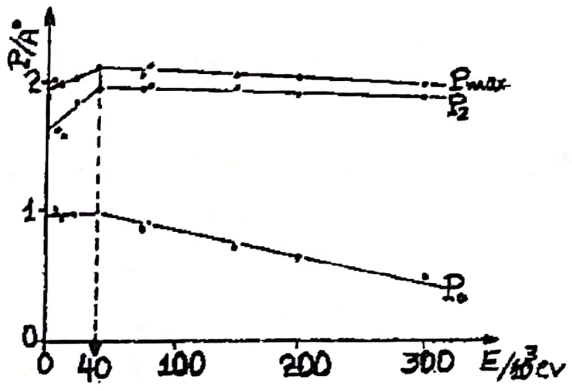
وبرسم متحولات التصادم P_i بتابعية الطاقة الأيونية من أجل الحالات الثلاثة نحصل على المخططات البيانية الموضحة في الأشكال (4)،(5)،(6).



الشكل (4): يمثل متحولات التصادم P_i بتابعية الطاقة الأيونية E من أجل $^{40}_{20}Ca \rightarrow <110> Si$



الشكل (5): يمثل متحولات التصادم P_i بتابعية الطاقة الأيونية E من أجل $^{75}_{33}As \rightarrow <110> Si$



الشكل (6): يمثل متحولات التصادم P_i بتابعية الطاقة الأيونية E من أجل $^{27}_{13}Al \rightarrow <110> Si$

مناقشة النتائج:

يرتبط كل من متحولات التصادم P_i بالطاقة الأيونية E، كما هو واضح من المخططات البيانية الثلاث (4)،(5)،(6) وفق معاملي ارتباط خطي مختلفين وتكون قيم المعاملات أكبر في مجال الطاقات الأيونية المنخفضة بالمقارنة مع قيمها في مجال الطاقات الأيونية المرتفعة. وتفصل مجالي الطاقة هذين من أجل كافة متحولات التصادم لأيون واحد قيمة ثابتة للطاقة تبلغ $(70\times10^3 ev)$ من أجل أيون الكالسيوم $^{40}_{20}Ca$ وتبلغ $(100\times10^3 ev)$ من أجل أيون الآرزين $^{75}_{33}As$ وتبلغ $(40\times10^3 ev)$ من أجل أيون الألمنيوم $^{27}_{13}Al$.

من أجل حساب قيم السرع الأيونية الثلاث المقابلة لقيم الطاقات الأيونية الثلاث الفاصلة، نحول قيم الطاقة الأيونية الفاصلة السابقة إلى واحدة الجول (حيث $1ev = 1.602\times10^{-19}J$) فتصبح قيمها كما يلي:

$$\left(40\times10^3 ev = 6.408\times10^{-15} J\right),\left(100\times10^3 ev = 1.602\times10^{-14} J\right),$$
$$\left(70\times10^3 ev = 1.121\times10^{-15} J\right)$$

كما نحول الكتل الذرية للأيونات الثلاث من واحدة الغرام الذري إلى واحدة الكغ جملة دولية عن طريق الضرب بمعامل التحويل $\frac{10^{-3}}{6.022\times10^{23}}$ فتصبح كتلها كما يلي:

$$\left(m_{Al} = 4.4830\times10^{-26} kg\right),\left(m_{As} = 1.2454\times10^{-25} kg\right),$$
$$\left(m_{Ca} = 6.6423\times10^{-26} kg\right)$$

وأخيراً نحسب السرع الأيونية باستخدام العلاقة $E = \frac{1}{2}mv^2$ فنجد وبشكل غير متوقع أن قيم السرع الأيونية الثلاث المقابلة للطاقات الأيونية الفاصلة الثلاث متساوية تقريباً، والفروق بينها تبقى في نطاق دقة القياسات التجريبية المأخوذة من المراجع، حيث تأخذ هذه السرع القيم التالية:

$$\left(v_{Al} = 5.346\times10^5 m/s\right),\left(v_{As} = 5.073\times10^5 m/s\right),$$
$$\left(v_{Ca} = 5.811\times10^5 m/s\right)$$

وهكذا تبدو قيمة السرعة الأيونية هذه بأنها قيمة مميزة للقناة المحورية Si<110> تفصل مجالي الارتباط الخطي المختلفين لمتحولات التصادم P_i بالطاقة الأيونية E ولا تتعلق بالأيون نفسه.

تكون قيم متحولات التصادم P_{max} المميزة لأعماق الاختراق الأعظمية $R_{p_{max}}$ في الحالات الثلاث موضوع دراستنا في هذا العمل مساوية تقريباً لنصف قطر القناة Si<110> وذلك من أجل السرعات الأيونية الأعلى من السرعة الفاصلة المحسوبة أعلاه والتي تبلغ قيمتها المتوسطة $\bar{v} = 5.41\times10^5 m/s$ ويشير ذلك إلى أن مناطق الدفع الأصغري (مناطق الكمون الأصغرية)، وهي المناطق من سطح القناة العمودية على محورها والتي تتمكن الأيونات التي تصيبها من الوصول إلى أعماق الاختراق الأعظمية، تقع في مركز القناة Si<110> من أجل الأيونات ذات السرعة الأعلى من القيمة $\bar{v} = 5.41\times10^5 m/s$ أما من أجل الأيونات ذات السرع الأخفض من هذه القيمة فإنه وبسبب البنية الغير متناظرة للقناة Si<110> تنزاح منطقة الدفع الأصغري عن مركز القناة. ويفسر هذا الانزياح باستخدام مبادئ الميكانيك الكلاسيكي، حيث أن مناطق التأثير المتساوي للذرات المشكلة للقناة Si<110> هي النقاط التي يكون فيها دفع هذه الذرات على أي أيون متساو تقريباً وبالتالي محصلته معدومة تقريباً وواضح بأن مناطق التوازن هذه وبسبب البنية الهندسية للقناة Si<110> لا يمكن أن تقع في مركز هذه القناة. أما وقوع مناطق التوازن هذه في مركز القناة وعلى طول محورها من أجل السرع الأيونية الأعلى من السرعة الحدية فيدل على أن الأيونات لا تتحسس البنية المتقطعة للقناة Si<110> حيث أنها وبسبب سرعتها الكبيرة لا تتفاعل بشكل مفرد مع كل ذرات العناقيد المشكلة للقناة

حيث أن التأثير بين جسمين على مسافة معينة يحتاج لزمن محدد[10] وهكذا نستنتج بأن هذا الزمن المحـــدد اللازم لحدوث التأثيرات المفردة بين الأيون والذرات على المسافة P_{max} يتوفر فقط من أجل السرع الأيونية الأدنى من السرعة الحدية $\bar{v} = 5.41\times10^5 m/s$ وهكذا نكون قد أصغنا النتيجة الكبيرة بأن قيمة الســـرعة الحدية هذه يمكن اعتبارها قيمة فاصلة بين فرضيتي البنية المتقطعة والبنية المستمرة لعناقيد القناة Si<110> وبصورة أوضح من أجل الطاقات الأيونية المقابلة لسرع أيونية أعلى مـــن القيمـــة $\bar{v} = 5.41\times10^5 m/s$ يمكننا اعتبار عناقيد الذرات ذات بنية مستمرة متساوية التأثير في أية نقطة منها كما يمكننا في هذه الحالـــة اعتبار مناطق الكمون الأصغري واقعة على محور هذه القناة وأيضاً تكون قيمة متحول التصادم P_{max} فـــي مجال الطاقات الأيونية هذا مساوية لنصف قطر القناة Si<110>. وأما مجال الطاقات الأيونية الموافقة لسرع أيونية أصغر من السرعة الحدية $\bar{v} = 5.41\times10^5 m/s$ فيجب اعتمـــاد النمـــوذج المتقطـــع لبنيـــة القنـــاة Si<110> وحساب التأثيرات لذرات عناقيدها على الأيونات السائرة ضمنها بشكل مفرد وتنزاح فـــي هـــذه الحالة مناطق الكمون الأصغري عن مركز القناة وتختلف بالتالي قيمة متحول التصادم P_{max} عـــن نصـــف قطرها. وهكذا يمكننا القول بأن أيونات أعماق الاختراق الأعظمي $R_{P_{max}}$ تسير بخط مستقيم ينطبـــق علـــى محور القناة من أجل الطاقات الموافقة لسرع أيونية أعلى من السرع الحدية ويتموج بالمقابل مسار الأيونات في مجال الطاقات الموافقة لسرع أيونية أخفض من السرعة الحدية ويزداد هذا التموج مع انخفـــاض قيمـــة الطاقة.

أهم نتائج العمل:

1- من أجل الأيونات ذات مقاطع الكبح الإلكتروني العالي ترتبط أعماق الاختراق R_p للأيونات السائرة ضمن القناة Si<110> بمتحولات كل هذه القناة والأيونات وبالطاقة الأيونية أيضاً وفق العلاقة:

$$R_p = f\frac{P\sqrt{E}A_0N}{arS_e\bar{d}}$$

2- ترتبط متحولات التصادم P_i وبالتالي أعماق الاختراق الأيوني R_{P_i} بعلاقات خطية تتميز بمعاملي ارتباط خطي مختلفين لكل متحول تصادم وتكون قيم معاملات الارتباط الخطي هذه أكبر بصـــورة عامة في مجال الطاقات المنخفضة منها في مجال الطاقات العالية للأيونات المقذوفة باتجاه القنـــاة Si<110>.

3- تفصل مجالي الطاقة السابقين من أجل الأيون الواحد وكافة متحولات التصادم قيمة واحدة للطاقـــة نسميها الطاقة الحدية أو الطاقة الفاصلة.

4- تقابل جميع قيم الطاقات الأيونية الفاصلة السابقة ومن أجل جميع الأيونات المزروعة باتجاه القنـــاة Si<110> قيمة واحدة للسرعة الأيونية $\bar{v} = 5.41\times10^5 m/s$ نسميها السرعة الحدية أو السرعة الفاصلة.

5- في مجال الطاقات الأيونية الموافقة لسرعات أيونية أعلى من السرعة الحدية تقـــع منـــاطق الـــدفع الأصغري (الوزان) للقناة Si<110> بالنسبة لأيون يسير ضمنها على محور هذه القناة ويكون دفع عناقيدها كما لو كانت ذات بنية مستمرة كما وتكون قيمة متحول التصادم P_{max} في هـــذا المجـــال مساوية لنصف قطر هذه القناة وبالمقابل تنزاح مناطق الدفع الأصغري عن محور هذه القنـــاة فـــي مجال الطاقات الأيونية الموافقة لسرع أيونية أصغر من القيمة الحدية للســـرعة الأيونيـــة وتتبـــادل

:لأيونات التأثيرات مع ذارات العناقيد المشكلة لهذه القناة بشكل مفرد كما وتختلف قـيم P_{max} عـن نصف قطر القناة في المجال الطاقي هذا.

6- يكون مسار الأيونات ذات متحول التصادم المساوي لنصف قطر القناة Si<110> ضمن هذه القناة مستقيماً منطبقاً على محورها عندما تكون طاقة هذه الأيونات أعلى من تلك المقابلة للسرعة الأيونية الحدية ويتموج هذا المسار من أجل الطاقات الأخفض.

7- يتطلب الصدام المفرد لأيون يسير على محور القناة Si<110> مع ذرات عناقيد هذه القناة زمـن أطول من ذلك الذي توفره السرعات الأيونية الأعلى من السرعة الحدية.

ملاحظات ختامية:

- تترافق عمليات الزرع الأيوني دوماً بتخريبات ضمن بنية عينة الهدف وتتعلق نسـبة التخريبـات هـذه بمتحولات كل من الأيونات المزروعة وعينة الهدف بالإضافة للشروط الابتدائية لعمليات الزرع الأيوني وهذا ما لم نراعيه في دراستنا خلال هذا العمل ويمكن تبرير ذلك بأن التخريبات في حالة الزرع الأيوني باتجاه القناة المحورية Si<110> تكون صغيرة لدرجة أن تأثيرها على حركة الأيونات اللاحقة يكـون محدود وخاصة من أجل الطاقات الأيونية العالية.
- نظراً لقلة الأعمال التجريبية في مجال الزرع الأيوني في الاتجاه القنوي فقد اقتصرت الأعمال التجريبية التي تناولناها لاختبار نموذجنا الحسابي النظري على عدد قليل من القياسات التجريبية.

REFERENCES المراجع

[1]- R.G. Wilson: Ranges and Depth Distributions of 200kev He ions channeled in Si, Ge and GaAs crystals; J. Appl. Phys. 61(7) 1987.

[2]- R.G. Wilson: Ion channeling in Ga As, Si, S, Se and Te. Appl. Phys. Lett 37(9) 1989.

[3]- R.G. Wilson: <110> Channeled depth distribution and values of electronic stopping. J. Appl. Phys. 61(8) 1987.

[4]- J. Lindhard, Kang, Dan. Vid. Selesk: Mat. – Fys. Medd. 34, No.14. 1985.

[5]- W.R. Fhrner J.R. Lanchinski, D. Bräunig; Nucl. Instr. Meth. Phys. Res A 268 579, 1988.

[6]- Ch. Weissmantel, C. Hamann: Grundlagen der Festköperphgsik VEB Deutscher Verlag der Wissenschften Berlin 1981.

[7]- R.G. Wilson: Channeling of 20-200kev arsenic ions in the <110> and the <110> directions of silicon, J. Appl. Phys. 52(6) 1981.

[8]- James Comas: Channeling and random equivalent depth distribution of 150kev Li, Be and B implanted in silicon – J. Appl. Phys. 51(7) 1980.

[9]- F.H. Eiscn, Can. J. of Phys. 46 561 1986.

[10]- Kondrachuk, A.V.,: Dissertation A. Institut Fisiki An USSR Kiew 1978.

Key Words	الكلمات المفتاح
Charge Particle	جسيمة مشحونة
Randomly Direction	اتجاه عشوائي
Regular Axial Direction	اتجاه محوري منتظم
Electronic Stopping Section	مقطع الكبح الإلكتروني
Depth Ion Density Profile	مقطع توزع عمقي الكثافة الأيونية
Cristalian Target	عينة هدف كريستالية
Collision Parameter	متحول تصادم
Forbidden Zone	قطاع محظور