مجلة جامعة تشرين للدراسات والبحوث العلمية – سلسلة العلوم الأساسية المجلد /16/ العدد /3/ 1414 هـ 1994م.

ميزات زرع الأيونات الثقيلة باتجاه القنوات

د . مفيد عباس*

□ الملخص □

تتعلق درجة التشوه الناتجة عن عمليات الزرع الأيوني لعينة هدف كريستالية بتوجيه هذه العينة بالنسبة للحزمة الأيونية. ويصل التشوه حده الأعظمي عند الزرع الأيوني في الإتجاه العشوائي وحده الأصغري عند الزرع بإتجاه القنوات المحورية الجيدة، هذا ويلعب توجيه العينة بالنسبة للحزمة الأيونية الدور الرئيسي في تحديد الأعماق التي تصلها الأيونات المزروعة.

تمت دراسة تأثير الكبح الالكتروني للأيونات على مقاطع التوزع العمقي للكثافة الأيونية من خلال مقارنة مقطعي التوزع العمقي للكثافة الأيونية لأيون الكالسيوم (Ca^+) ذو الكبح الالكتروني العالي وأيون المغنزيوم (Mg^+) ذو الكبح الالكتروني المنخفض والمذروعين باتجاه القناة المحورية <110> لعينة السيليكون (Si).

* الدكتور مفيد عباس مدرس في قسم الفيزياء بكلية العلوم – جامعة تشرين – اللاذقية – سورية.

مقدمة:

بدأ البحث في عمليات الزرع الأيوني باتجاه قنوات عينة الهدف (الجسم الصلب المزروع بالأيونات) منذ الستينات من هذا القرن، لقد درست حركة الأيونات ضمن القنوات والتأثيرات المتبادلة بين هذه الأيونات وذرات عينة الهدف[1]. وكانت أول الأعمال المقدمة في هذا المجال أبحاث تجريبية على التوزع العمقي للكثافة الأيونية للأيونات المزروعة باتجاه القنوات واعتمد في ذلك على تحديد بقايا النشاط الاشعاعي للأيونات المتحركة ضمن القنوات[2]، تعتمد الأبحاث الحديثة في هذا المجال على قياسات (SIMS)[3-4] (التحديد الكتلي الطيفي لكثافة الأيونات المزروعة بتابعية عمق توضعها) كما تعتمد أيضاً على قياسات (DLTS)[5] الكهربائية (تغيرات المقاومة نتيجة الزرع الأيوني).

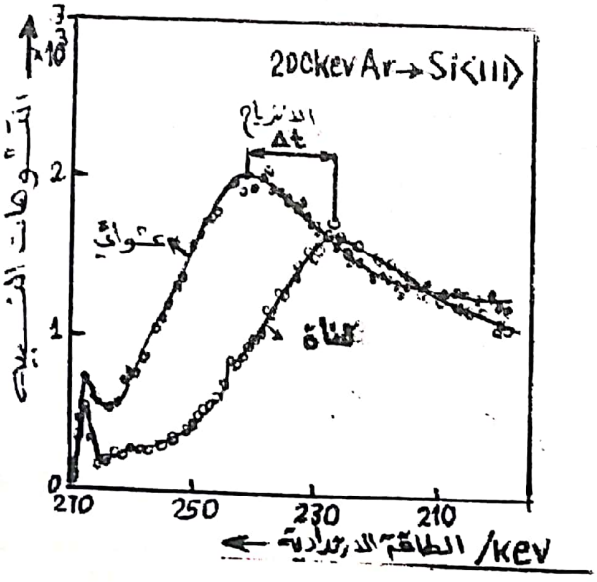
أُجريت الأبحاث السابقة بمعظمها على أيونات خفيفة ونادراً ما استخدمت الأيونات الثقيلة نظراً للافتقار للطرق الدقيقة في دراستها ودراسة التشوهات الناجمة عنها يُضاف إلى ذلك صعوبة توليدها وتسريبها والتحكم بمتحولات الزرع الأيوني الابتدائية (كتلة الأيون وسرعته واتجاهه، طبيعة ذرات عينة الهدف وتوجه هذه العينة بالنسبة للحزمة الأيونية، درجة الحرارة ودرجة الخلاء، شدة الأشعة الأيونية وقطرها وتفرقهما)، لذا أُجري البحث المقدم هذا على الأيونات الثقيلة وقورنت النتائج التجريبية للتشوهات الناجمة عن عمليات الزرع الأيوني وللتوزعات العميقة للكثافة الأيونية مع نموذج حسابي بسيط كما درس تأثير الكبح الالكتروني على حركة وتوزع الأيونات.

انتاج التشوهات في عمليات الزرع الأيوني باتجاه القنوات:

تنقسم حزمة الأيونات المقذوفة باتجاه إحدى القنوات المحورية لعينة هدف عالية التبلور (كريستالية) نتيجة التأثيرات المتبادلة لأيونات الحزمة مع ذرات سطح العينة إلى قسمين، يتألف القسم الأول من الأيونات التي تُصيب القناة في نقطة تبعد عن أي من صفوف الذرات المكونة لهذه القناة مسافة أكبر من نصف القطر الحرج (r_{cr}) لهذه الصفوف ويعرف نصف القطر الحرج بأنه مسافة التصادم التي تُعاني من أجلها الأيونات انحرافاً في مسارها بزاوية تسمى الزاوية الحرجة (Ψ_{cr}) وهي أصغر زاوية تترك الأيونات من أجلها القنوات التي تسير ضمنها لتتحرك بحركة عشوائية، تتعلق (r_{cr}) وبالتالي (Ψ_{cr}) بطاقة التسريع الأيوني، تتابع أيونات القسم الأول هذا طريقها ضمن القنوات بحركة موجية تختلف سعتها بحسب بُعد الأيون

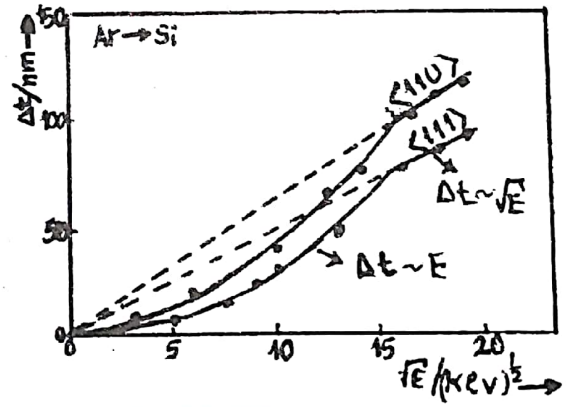
وقربه من محور القناة التي يسير ضمنها. تتألف أيونات القسم الثاني من تلك التي تُصيب القنوات في نقطة تقع ضمن المقطع $(\pi\ r_{cr}^2)$ الحرج لصفوف الذرات المكونة لهذه القنوات وبالتالي تُعاني أيونات هذا القسم إنحرافاً في مسارها بزاوية أكبر أو تساوي الزاوية الحرجة (Ψ_{cr}) وبالتالي تترك قنواتها وتتحرك بشكل عشوائي اعتباراً من الطبقات السطحية[6].

تتألف التشوهات في عينة الهدف المزروعة بالأيونات من الذرات المزاحة من أماكنها النظامية في شبكتها البلورية ومستقرة في أماكن غير نظامية ضمن الشبكة ومن المناطق الخالية التي تتركها الذرات المزاحة يُضاف إلى ذلك الأيونات التي تتوضع ضمن الشبكة وحركة الذرات المجاورة لمنطقة خالية (نزعت منها ذرتها). يتطلب إزاحة ذرة من مكانها تقديم طاقة لها أكبر من طاقة ارتباطها بشبكتها وهذا ممكن فقط في حالة الأيونات المتحركة بحركة عشوائية وذلك لأنَّ شدة التصادم وبالتالي مقدار الطاقة المقدمة من الأيون إلى الذرة يتناسبان عكساً مع مسافة التصادم التي تكون كبيرة في حالة الأيونات المتحركة ضمن القنوات (أكبر من r_{cr}) ولما أنَّ القسم الأكبر من الأيونات يتحرك في حالة الزرع الأيوني باتجاه القنوات ضمن القنوات والقسم الأكبر منها يتحرك في حالة الزرع الأيوني بالاتجاه العشوائي بحركة عشوائية اعتباراً من السطح تكون التشوهات في الحالة الأولى أقل بكثير منها في الحالة الثانية وهذا ما توضحه المقارنة في الشكل (1).



الشكل (1): مقارنة التوزعات العمقية للتشوهات في حالة الزرع الأيوني باتجاه القنوات والاتجاه المعاكس.

الذي يُمثل مقارنة بين مقطع التوزع العمقي للتشوهات في حالة الزرع الأيوني باتجاه القناة المحورية <111> مع مقطع التوزع العمقي للتشوهات في حالة الزرع الأيوني في الاتجاه العشوائي لعينة السيليكون (si) وأيون الأرغون (Ar^{+}) ذو طاقة التسريع (200 KEV). وكما هو واضح من الشكل (1) تنزاح قمة التشوهات في الحالة الأولى بمقدار (Δt) عن قمة التشوهات في الحالة الثانية كما أنَّ عمق الاختراق الأعظمي للأيونات في الحالة الأولى أكبر بكثير منه في الحالة الثانية إلا أنَّ سوية التشوهات في الحالة الأولى أخفض منها في الحالة الثانية. ويُفسر هذا الانزياح في قمة التشوهات بأنَّ الحركة العشوائية المسؤولة عن انتاج التشوهات تبدأ في الطبقات الأعمق في الحالة الأولى (حالة الزرع الأيوني باتجاه القنوات) وبتمثيل الإنزياح (Δt) بيانياً بتابعية جذر طاقة التسريع الأيوني $\sqrt{E}$ نستنتج كما هو واضح في الشكل (2) بأنَّ الانزياح (Δt) يرتبط بعلاقة خطية مع جذر طاقة التسريع الأيوني $\sqrt{E}$ في مجال طاقات التسريع الأيونية العالية نسبياً وبعلاقة خطية مع طاقة التسريع الأيوني (E) في مجال طاقات التسريع الأيونية المنخفضة.



الشكل (2): علاقة انزياح قمة التشوهات بطاقة التسريع الأيوني

ويُفسر هذا الاختلاف في شكل علاقة انزياح قمة التشوهات بطاقة التسريع الأيوني من مجال طاقي لآخر من خلال النموذج الحسابي البسيط للليندهارد (Lindhard) [7] الذي يستخدم التقريب المستمر لكمون الصفوف الذرية حيث يُعتبر الكمون موزعاً بشكل متجانس على كامل الصف الذري من أجل الأيونات التي تجتاز المسافة بين ذرتين بزمن أقصر من الزمن اللازم للتصادم مع إحدى الذرات وذلك على اعتبار

أنَّ الأيونات لا تتحسس البنية المتقطعة وبالتالي الكمون المتقطع لصفوف الذرات في هذه الحالة ويُلخص الشرط السابق [7] بالمتراجحة التالية:

$$E > \frac{d^2}{8} U''(r_{cr}) \text{---- ----} \quad (1)$$

حيث (E) طاقة التسريع الأيوني، (d) المسافة بين الذرات في الصفوف، $(U(r_{cr}))$ الكمون المستمر لصفوف الذرات.

ترتبط الزاوية الحرجة (Ψ_{cr}) بطاقة التسريع الأيوني في مجال الطاقات المنخفضة وفق علاقة ليندهارد (Lindhard)[7] التالية:

$$E\Psi_{cr}^2 = U(r_{cr}) \text{----------} \quad (2)$$

وبحسب العلاقة الأخيرة فإنه في حالة الزرع الأيوني باتجاه القنوات يصدم الأيون المنحرف بزاوية (Ψ_{cr}) جدار القناة بعد اجتياز مسافة ترتبط خطياً مع (E) وتعتبر نقطة الاصطدام هذه بداية الحركة العشوائية للأيون في هذه الحالة، أما في حالة الزرع الأيوني في الاتجاه العشوائي فيُعتبر سطح عينة الهدف نقطة البداية للحركة العشوائية وتكون بالتالي المسافة بين بدايتي الحركة العشوائية في الحالتين مرتبطة خطياً مع طاقة التسريع الأيوني (E) وبما أنَّ الأيونات المتحركة عشوائياً هي المسؤولة في الحالتين عن إنتاج قمة التشوهات يكون الانزياح بين القمتين مرتبطاً خطياً أيضاً مع طاقة التسريع الأيوني (E) في مجال طاقات التسريع الأيوني المنخفضة.

ترتبط الزاوية الحرجة بطاقة التسريع الأيوني في مجال الطاقات المرتفعة بعلاقة خطية (كما ورد في نموذج ليندهارد Lindhard)[7] من الشكل:

$$\Psi_{cr} \sim \sqrt{E} \text{----------} \quad (3)$$

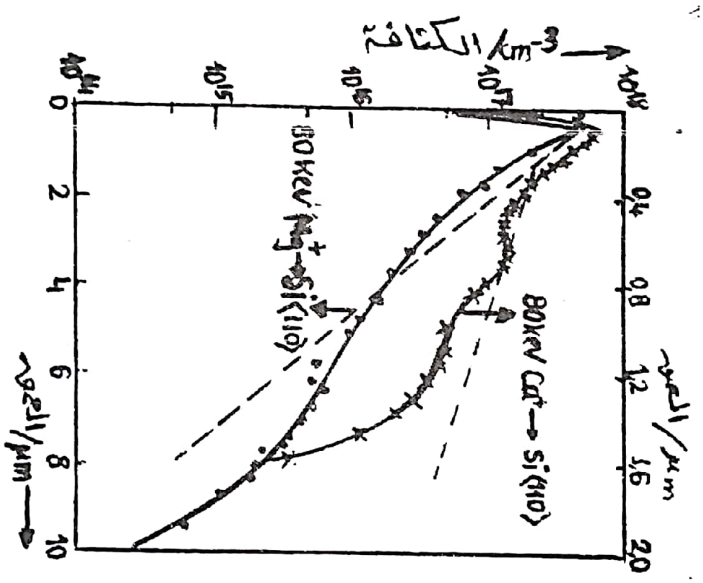
وبحسب العلاقة الأخيرة يصدم الأيون المنحرف بزاوية (Ψ_{cr}) جدار القناة ليبدأ حركية العشوائية بعد اجتياز مسافة ترتبط خطياً مع $(\sqrt{E})$ وهكذا يكون الانزياح (Δt) بين بدايتي الحركتين العشوائيتين وبالتالي بين قمة التشوه في حالتي الزرع الأيوني في الاتجاه العشوائي واتجاه القنوات مرتبطاً أيضاً خطياً مع جذر طاقة التسريع الأيوني $(\sqrt{E})$.

التوزع العمقي للكثافة الأيونية في حالة الزرع الأيوني باتجاه القنوات:

يتعلق عمق الاختراق الأيوني للأيونات المزروعة باتجاه قناة ما في عينة هدف ما بطبيعة وشكل هذه القناة بالإضافة لمتحولات الزرع الأيوني الابتدائية[8]. وتُعتبر القناة المحورية <110> في السيليكون من القنوات التي يُمكن للأيونات أن تنقاد ضمنها إلى أعماق كبيرة نسبياً نظراً لسعة هذه القناة وانتظام وكثافة الذرات في صفوف الذرات المشكلة لها. يتعلق عمق الاختراق لأيون ما بالاضافة لما سبق بموقع النقطة التي يُصيب فيها هذا الأيون سطح عينة الهدف حيث يكون عمق الاختراق أكبر كلما كانت هذه النقطة

أقرب إلى محور القناة. وتسمى الأيونات التي تتحرك قرب محاور القنوات المحورية بأيونات الانقياد القنوي الأمثل.

يلعب الكبح الالكتروني للأيونات المزروعة باتجاه القنوات دوراً فعالاً في تحديد الأعماق التي تستقر عندها الأيونات ضمن القنوات التي تسير داخلها وبالتالي في تحديد شكل مقاطع التوزع العمقي للكثافة الأيونية في هذه الحالة. إنَّ مقارنة مقطعي التوزع العمقي للكثافة الأيونية لأيوني الكالسيوم (Ca^+) ذو الكبح الالكتروني العالي والمغنيزيوم (Mg^+) ذو الكبح الالكتروني المنخفض [9] الموضحين في الشكل (3)



الشكل (3): مقارنة مقاطع التوزع العمقي للكثافة الأيونية لأيونين أحدهما ذو كبح الكتروني عال والثاني ذو كبح الكتروني منخفض

تُظهر الدور الفعال الذي يلعبه الكبح الالكتروني في تحديد شكل مقاطع التوزع العمقي للكثافة الأيونية للأيونات المزروعة باتجاه القنوات. يُمثل الشكل (3) الكثافة الأيونية بتابعية عمق التوضع الأيوني مقاسة بطريقة (SIMS) لأيوني الكالسيوم (Ca^+) والمغنيزيوم (Mg^+) المذروعين باتجاه القناة المحورية <110> لعينة السيليكون (Si) بطاقة تسريع مقدارها (80 kev) تُظهر مقارنة مقطعي التوزع العمقي هذين فروقاً واضحة

من أجل أيون الكالسيوم (Ca^+) نجد قمة ثانية وامتداد بُعدها بينما يُبدي مقطع التوزع العمقي لأيون المغنيزيوم (Mg^+) شكلاً انسيابياً مشيراً بوضوح لأعماق اختراق أكبر بكثير في حالة أيون المغنيزيوم (Mg^+) (وذلك بملاحظة استخدام تدريجات عميقة مختلفة للأيونين في الشكل (3)). تتألف القمة الثانية في مقطع Ca^+ من الأيونات التي تستقر ضمن النواة <110> على عمق معين بفعل كبحهما الالكتروني أما الامتداد بعد القمة الثانية فيتألف من الأيونات ذات الانقياد القنوي الأمثل. تُعاني أيونات المغنيزيوم المزروعة باتجاه القناة المحورية <110> كبحاً بفعل الاهتزازات الحرارية بشكل رئيسي، هذه الاهتزازات الحرارية للذرات المؤلفة لصفوف القناة تؤدي لخروج الأيونات من قنواتها بنسب ثابتة (حيث تتوقف الأيونات بسرعة بعد خروجها من قنواتها)، مما يُعطي مقطع التوزع العمقي شكله الانسيابي.

في حالة أيون المغنيزيوم، أما كبحه الالكتروني المنخفض فيلعب دوراً مهملاً فقط.

تمَّ حساب مقاطع التوزع العمقي للكثافة الأيونية المرسومة بخط متقطع في الشكل (3) بالاستفادة من برنامج حسابي بسيط لكوماخوف (Kumakhov) - [10 11] يُلخص بما يلي:

يحسب في البداية الاحتمال الوسطي <W> لخروج الأيون من قناته التي يسير ضمنها نتيجة لصدام مفرد مع إحدى الذرات بفعل الاهتزازات الحرارية لذرات الصفوف المشكلة للقناة فيعطى عمق نقطة خروج الأيون من قناته $\left(X_{\frac{1}{2}}\right)$ بدلالة المسافة الذرية (d) بالعلاقة:

$$X_{\frac{1}{2}} = \frac{d}{\langle w \rangle} \text{ ---------} \quad (4)$$

يترك الأيون قناته عندما تمكنه المركبة العرضانية لطاقته من الاقتراب لمسافة أصغر أو تساوي نصف القطر الحرج (r_{cr}) من صفوف الذرات، وتعطى قيمة الاحتمال الوسطي لخروج الأيون من قناته بدلالة المركبة العرضانية $(E_\perp)$ بالعلاقة:

$$W(E_\perp) = \frac{2}{r_0^2 - e^2(E_\perp)} \left[\int_{e_1(E_\perp)}^{(r_0 - r_m)} \int_{e-r_m}^{e+r_m} p(e')de' + \int_{r_0 - r_m}^{r_0} e\,de \int_{e}^{r_0} p(e')de'\right] \quad (5)$$

يُمثل r_m في العلاقة السابقة متحول التصادم ويُمثل $e_1(E_\perp)$ مسافة الاقتراب الأصغرية الممكنة من أحد صفوف الذرات لأيون له المركبة العرضانية $(E_\perp)$ للطاقة وتمثل $p(e')$ كثافة الاحتمال لوجود ذرة من صف ضمن المقطع العرضي $\left(\pi\, r_0^2\right)$ لهذا الصف وتُعطى قيمة $p(e')$ بالعلاقة:

$$p(e') = \left[1 - \exp\left(\frac{-r_o^2}{U_\perp^2}\right)\right]^{-1} \frac{2e'}{U_\perp^2} \exp\left(\frac{-e'^2}{U_\perp^2}\right) \text{ -------} \quad (6)$$

تمثل $U_\perp$ هنا القيمة الوسطية لسعة الاهتزازات الحرارية للذرات.

وباستخدام عبارة فيرسوف (Firsov) للكمون المستمر تمَّ الحصول على الاحتمال الوسطي التالي:

$$\langle W\rangle = \frac{3\sqrt{\pi}\, r_\sigma U_\perp^2}{r_o^4}$$

$$\left(1-\tfrac{1}{2}\Phi\left(\frac{2r_\sigma}{U_\perp}\right)+\frac{U_\perp^4}{r_o^4}\left(1-\exp\left(\frac{-4r_\sigma^2}{U_\perp^2}\right)\right)\right)+ \quad (7)$$

$$+\frac{2U_\perp^2 r_\sigma^2}{r_o^4}$$

حيث يُعطى التابع التكاملي Φ الوارد في العلاقة السابقة بالعلاقة التالية:

$$\Phi(Z)=\int_o^z e^{-z'^2}dZ'$$

وباستخدام العلاقتين (5) و (7) تحسب نسبة الأيونات التي تترك قنواتها عند العمق (L) كما يلي:

$$\chi(x)=1-N_{ch}(o)\exp\left(\frac{x}{L}\right) \quad \text{---------} \quad (8)$$

حيث $N_{ch}(x)$ نسبة الأيونات المتبقية ضمن القناة على عمق x. تعطى قيمة (L) للأيونات التي تتحرك بحركة عشوائية اعتباراً من سطح العينة بالعلاقة:

$$L=\frac{X_{\frac{1}{2}}}{Ln(Z)} \quad \text{---------} \quad (9)$$

تتطابق الخطوط المحسوبة وفقط البرنامج السابق مع مقاطع التوزع العمقي للكثافة الأيونية كما يتوضح من الشكل رقم (3) بشكل لا بأس به من أجل أيون المغنيزيوم (Mg^+)، ويُعزى التطابق السيء في حالة أيون الكالسيوم (Ca^+) لإهمال الكبح الالكتروني (ذو القيمة العالية عند أيون الكالسيوم) في البرنامج الحسابي السابق.

أهم النتائج:

1) تكون التشوهات الناتجة عن عملية الزرع الأيوني في الاتجاه القنوي قليلة بالمقارنة مع تلك الناتجة عن عمليات الزرع الأيوني في الاتجاه المعاكس.

2) يرتبط العمق الذي تُترك عنده الأيونات قنواتها بطاقة التسريع الأيوني تختلف من مجال طاقي لآخر.

3) تنزاح قمة التشوهات للزرع الأيوني في الإتجاه القنوي عمقاً عن قمة التشوهات للزرع الأيوني في الإتجاه العشوائي، ويرتبط هذا الإنزياح بطاقة التسريع الأيوني وفق علاقة تختلف من مجال طاقي لآخر.

4) يتعلق شكل مقاطع التوزع العمقي للكثافة الأيونية للأيونات المزروعة في الإتجاه القنوي بشكل رئيس بالكبح الألكتروني للأيونات والذي يلعب دوراً فعالاً في تحديد أعماق الإختراق للأيونات السائدة ضمن القنوات.

Abstract

The degree of damage, which results from ion implantation to a crystal target depend on the target orientation, with the ion beam. The damage reaches its maximum when we implant randomly, and it reaches its minimum when we implant in the direction of axial channel.

The orientation of the target with the ion beam plays a fundamental role in determing the depths of the ions.

We studied the effect of electronic stopping section on the depth distribution profiles of the ion density by comparing the tow depth profiles, to Ca^{+}-ion which has a high electronic stopage, and Mg^{+}-ion which has a law electronic stopage,which were implanted in to axial channel <110> of the Si-target.

Reference

[1]- Gemmell,D.S.: cHanneling and related effects in the wotion of charged particles through crystals.- In: Rev.Mod phys.- 46(1984). 129 - 227.

[2]- Davies,J.A.: Ion implatation and channeling. - In: The structure of Nuclei.- International Atomic Energy Vienng 1972 - S. 457 - 563.

[3]- Comas, J.,Wilson, R.G.: Channeling and random equivalent depth distributions of 150kev Li,Be and B implanted in Si - In: J.Appl. phys.- 51(1980)7.-S.3697 - 3701.

[4]- Wilson, R.G.: Channeling of 20 - 800kev arsenic ions in the <110> and th<100> directions of silicon, and roles of electronic and nuclear stopping.- In: J.Appl.phys.- 52 (1981) 6.- S.3985 - 3988.

[5]K.Holldack and H.Kerkow: Flux Dependence of Damage Accumulation in Si.- In phys-stat.sol.(α)98,527 (1986).

[6]- M.Abbas,R.Wedell and H.Kerkow: Heavy ion channeling implantation Processes in Crystals.-Inphys. in phys.stat.sol.(b)159,597(1990).

[7]- Lindhard,J.: In fluence of crystal lattice on motion of energetic charged particles,- In: Mat.- fys.Medd.Dan.Ved.Selsk.- 34(1965) S.1 - 64.

[8]- J.K.Norskov, K.W.Jacobsen: Many - atom interactions in metals.- In international Atomic Energy Agence 10 - 21 August (1992).

[9]- F.H.Eisen: Channeling of medium - mass ions through silicon - In canad ian Journal of physics. vol.46 (1968).

[10]- Kumakhov,M.A., Komarov,F.F.: Energieverluste and Reichweiten Von Ionen in Festkorpern (russ). Minsk. 1989.

[11]- Kumakhov,M.A., Probleme der Theorie der Ionenimplantation.- Moskau: MGU - Institut für

[12]Kernphysik, 1989.