

# ТЕОРИЯ И МОДЕЛИРОВАНИЕ ИМПЛАНТАЦИИ ИОНОВ БОРА В МОНОКРИСТАЛЛЫ КРЕМНИЯ

*М.И. Братченко, С.В. Дюльдя, А.С. Бакай*

*Национальный научный центр “Харьковский физико-технический институт”*

*г. Харьков, Украина, E-mail: [mbrat@kipt.kharkov.ua](mailto:mbrat@kipt.kharkov.ua)*

Построена стохастическая теория кинетики аксиального каналирования ионов низких энергий, учитывающая потери полной энергии при движении иона в канале. Получено аналитическое выражение для функции деканалирования ионов. Проведено сравнение результатов расчета функции деканалирования и профиля внедрения ионов бора различных энергий, падающих на кристалл кремния в направлении  $\langle 100 \rangle$ , с результатами компьютерного моделирования и экспериментальными данными, и получено хорошее качественное и количественное согласие.

## ВВЕДЕНИЕ

Радиационные технологии ионной имплантации являются мощным инструментом создания новых материалов с заданными характеристиками. Использование имплантации в полупроводниковой промышленности является неотъемлемой частью технологических процессов производства интегральных микросхем и основано на данных, полученных при изучении физических процессов взаимодействия ионов с кристаллическими материалами. Одним из основных эффектов, влияющим на параметры имплантации, является каналирование ионов – ориентированное движение частиц вдоль аксиальных и плоскостных каналов.

Для промышленных процессов ионной имплантации характерны достаточно низкие энергии ионов  $\sim 10 \dots 100$  кэВ. Изучение каналирования ионов в этом диапазоне энергий имеет большое значение, поскольку эффект каналирования позволяет кардинально влиять на профиль внедрения ионов в зависимости от ориентации мишени при существенном уменьшении ее радиационного повреждения.

Несмотря на то, что каналирование ионов исследуется с начала 60-х годов, адекватная аналитическая модель каналирования ионов в области низких энергий все еще не построена. Основным препятствием при этом является необходимость учета множества связанных факторов (например, сравнимых скоростей потерь полной энергии ионов и набора поперечной энергии, которые приводят к торможению ионов и деканалированию, сложной зависимостью критических параметров каналирования от полной энергии и др.). При теоретическом исследовании каналирования ионов низких энергий применяются различные полуаналитические и численные методы, такие как решение проблемы деканалирования в приближении монотонного набора поперечной энергии с одновременным учетом потерь полной энергии [1], численное решение двумерного уравнения Фоккера-Планка [2], компьютерное моделирование методами парных столкновений и молекулярной динамики [3,4].

В настоящей работе нами построена аналитическая теория каналирования ионов низких энергий с

учетом торможения ионов в аксиальном канале. На основе метода парных столкновений создана оригинальная компьютерная программа моделирования транспорта ионов низких энергий в кристаллических материалах. Проведено сравнение полученных аналитических результатов как с данными моделирования, так и с экспериментальными данными по профилям внедрения ионов бора различных энергий в аксиальный канал кремния  $\langle 100 \rangle$ .

## ДВУМЕРНОЕ УРАВНЕНИЕ ФОККЕРА-ПЛАНКА

Движение ионов в аксиальном канале описывается связанной системой стохастических дифференциальных уравнений Ланжевена со случайной силой  $\mathbf{f}(t)$ :

$$m \cdot \ddot{\mathbf{r}} = - \frac{\partial U(\mathbf{r})}{\partial \mathbf{r}} - \frac{mV_z}{2E} \left| \frac{dE}{dz} \right| \cdot \dot{\mathbf{r}} + \mathbf{f}_1(t); \quad (1)$$

$$m \cdot \ddot{z} = - \left| \frac{dE}{dz} \right| + f_z(t), \quad (2)$$

где  $\mathbf{r}$  – поперечные координаты иона массы  $m$  и энергии  $E$  в канале;  $z$  – продольная координата;  $U(\mathbf{r})$  – потенциал канала;  $V_z$  – продольная составляющая скорости иона;  $|dE/dz|$  – полные потери энергии иона при движении в канале.

В рассматриваемой области энергий электронные потери энергии преобладают над ядерными и линейно зависят от скорости иона. В этом случае, используя модель электронного торможения Линдхарда-Шарффа (см., например, [4]), демпинговый член в уравнении (1) можно записать в виде  $\frac{1}{2}\gamma \cdot \dot{\mathbf{r}}$ , где

$$\gamma = \frac{V_z}{E} \left( \frac{dE}{dz} \right)_{LS} \approx \frac{16\pi e^2 N a_0}{m V_0} \frac{Z_1^{7/6} Z_2}{\left( Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3} \right)^{3/2}}, \quad (3)$$

$Z_1$  и  $Z_2$  – атомные номера иона и кристалла;  $e$  – заряд электрона;  $N$  – атомная концентрация кристалла;  $a_0$  и  $V_0$  – боровские атомный радиус и скорость.

Стохастический характер движения иона в канале полностью определяется параметрами случайной силы  $\mathbf{f}(t)$ , действующей на него. Источником такого случайного возмущения служат различные факторы,

такие как дискретность кристаллической решетки, тепловые смещения атомов мишени относительно равновесного положения, многократное рассеяние иона на электронах среды. Так как можно считать, что значение полной энергии всегда много больше величины поперечной энергии, то случайные воздействия на движущийся в канале ион будут в основном влиять на изменение его поперечной энергии. Следовательно, в первом приближении в уравнении (2) можно пренебречь продольной составляющей случайной силы  $f_z(t)$ . В этом приближении непрерывного замедления начальная энергия иона  $E_0$  полностью определяет его пробег  $R_p$  в канале:

$$R_p = \int_0^{E_0} \left[ \left( \frac{dE}{dz} \right)_{LS} \right]^{-1} dE = \frac{2}{\gamma} \sqrt{\frac{2E_0}{m}}. \quad (4)$$

Будем считать, что влияние случайной силы на поперечное движение носит характер “белого шума”. Тогда стохастическую компоненту силы в уравнении (1) можно представить в виде

$$\mathbf{f}_\perp(t) = \mathbf{f}(E, E_\perp, \mathbf{r}) \cdot \xi(t), \quad (5)$$

где  $\langle \xi(t) \rangle = 0$ ,  $\langle \xi(t) \cdot \xi(t+\tau) \rangle = \delta(\tau)$ .

Используя это приближение, можно перейти от уравнения Ланжевена (1) к кинетическому уравнению Фоккера-Планка [5] для функции  $\Phi(x, y, \theta, E_\perp, E)$  распределения ионов в канале. В распределении ионов  $\Phi(x, y, \theta, E_\perp, E)$  пространственные и угловые координаты можно считать быстрыми переменными, по которым можно провести усреднение [5]. Тогда функцию распределения  $\Phi$  можно представить в следующем виде:

$$\Phi = \tilde{\Phi}(x, y, \theta | E_\perp, E) \cdot \phi(E_\perp, E, t), \quad (6)$$

где  $\tilde{\Phi}(x, y, \theta | E_\perp, E) = \text{const}$  – стационарное решение полного кинетического уравнения для функции  $\Phi(x, y, \theta, E_\perp, E)$  относительно быстрых переменных при фиксированных значениях полной и поперечной энергии. После усреднения по быстрым переменным можно получить следующее двумерное уравнение Фоккера-Планка для  $\phi(E_\perp, E, t)$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial \phi}{\partial t} = & \frac{\partial}{\partial E_\perp} \int_{R(E_\perp)} \left( \gamma(E_\perp - U) - \frac{\kappa}{2m} \right) dx dy \frac{\phi}{S(E_\perp)} + \\ & + \frac{\partial}{\partial E} \gamma E \phi + \frac{\partial^2}{\partial E_\perp^2} \int_{R(E_\perp)} \frac{\kappa}{2m} (E_\perp - U) dx dy \frac{\phi}{S(E_\perp)} \end{aligned} \quad (7)$$

где  $\kappa(E, x, y) = f_x^2 + f_y^2$ ,  $R(E_\perp)$  – доступная область канала для иона с заданной поперечной энергией  $E_\perp$  и  $S(E_\perp) = \int_{R(E_\perp)} dx dy$  – площадь доступной области.

## 2. ДИФФУЗИОННЫЕ КОЭФФИЦИЕНТЫ И ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ ДЛЯ ИОНОВ НИЗКИХ ЭНЕРГИЙ

В общем виде двумерные кинетические уравнения вида (7) могут быть решены только численными методами. Цель нашей работы состоит в получении аналитического решения кинетического уравнения с использованием дополнительных приближений и

допущений, применимых в случае кинетики каналирования ионов низких энергий. Они касаются конкретизации выражений для диффузионного и дрейфового коэффициентов и граничных условий уравнения.

В рассматриваемой области энергий основным фактором, приводящим к деканалированию ионов из аксиальных каналов, является рассеивание на тепловых колебаниях атомов [2]. В приближении изолированной атомной цепочки выражения для коррелятора случайной силы, обусловленной тепловыми колебаниями, можно записать в виде

$$\kappa_s(E, \rho) \approx \frac{d \cdot u_T^2}{2V} [U_a''(\rho)]^2, \quad (8)$$

где  $\rho$  – расстояние до оси цепочки;  $U_a(\rho)$  – усредненный потенциал цепочки [6];  $u_T$  – амплитуда тепловых колебаний атомов;  $d$  – период цепочки;  $V$  – скорость иона. Для потенциала Линдхарда [6] коррелятор имеет вид:

$$\kappa_s(E, \rho) \approx \frac{81 \cdot U_s^2 d a_{TF}^4 u_T^2}{2V \rho^8}, \quad (9)$$

где  $U_s = 2Z_1 Z_2 e^2 / d$ , а  $a_{TF}$  – радиус экранирования в модели Томаса-Ферми.

Считая случайные возмущения от различных цепочек аксиального канала независимыми, получаем полный коррелятор рассеяния на тепловых колебаниях в канале:

$$\kappa(E, r) = \sum_{i=1}^{N_s} \kappa_s(E, |\mathbf{r} - \mathbf{b}_i|) \approx N_s \kappa_s(E, r_0) \cdot \left( 1 + \frac{16r^2}{r_0^2} \right), \quad (10)$$

где  $N_s$  – число цепочек, образующих канал;  $r$  – расстояние от центра канала;  $\mathbf{b}_i$  – координаты  $i$ -ой цепочки;  $r_0 = (\pi N d)^{-1/2}$  – радиус канала.

Для получения аналитического решения уравнения (7) необходимо также выбрать модельный потенциал канала. Наиболее простыми и часто используемыми приближениями являются приближения гармонического потенциала и прямоугольной потенциальной ямы [2]. Мы будем использовать для потенциала канала  $U$  приближение аксиально-симметричной прямоугольной потенциальной ямы:

$$U(r) = \begin{cases} \infty, & r > r_0 - r_c(E) \\ 0, & r < r_0 - r_c(E), \end{cases} \quad (11)$$

где  $r_c(E)$  – критическое расстояние наибольшего сближения с цепочкой для иона с энергией  $E$ . При низких энергиях для потенциала Линдхарда  $r_c(E)$  можно оценить по формуле:

$$r_c(E) \approx a_{TF} \sqrt{\frac{3U_s}{2E\psi_c^2}}, \quad (12)$$

где  $\psi_c = \psi_c(E)$  – критический угол аксиального каналирования иона с энергией  $E$ .

В области низких энергий  $\psi_c$  зависит от энергии достаточно слабо:  $\sim E^{-1/4}$  [6]. Помимо этого в работе [7] было показано, что при учете ограниченности поперечных размеров канала критический угол каналирования должен иметь максимум вблизи граничной энергии каналирования. На рис.1 представлены энергетические зависимости критических углов каналирования ионов бора в аксиальном канале <100> кремния, рассчитанные методом работы [7]

по различным критериям устойчивости каналирования.

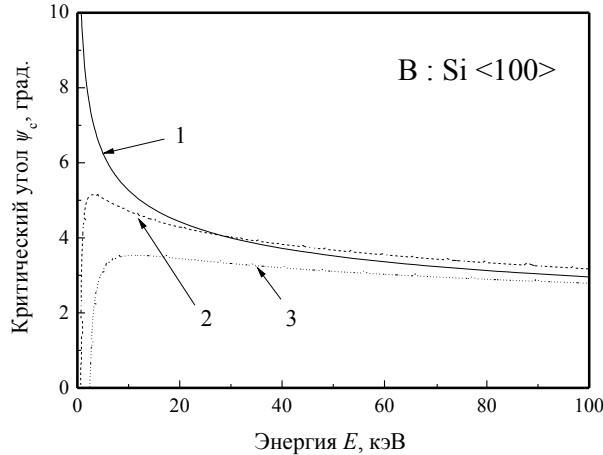


Рис. 1. Критические углы аксиального каналирования ионов бора в канале <100> кремния при низких энергиях: 1 – угол Линдхарда [6] для изолированной цепочки; 2, 3 – критические углы в канале ограниченных поперечных размеров [7] по критериям потери корреляций столкновений (2) и параметрической неустойчивости каналирования (3)

Учитывая такое поведение  $\psi_c$  при низких энергиях, достаточно реалистичным является допущение, в котором критический угол каналирования не зависит от энергии и определяется величиной в точке максимума, рассчитанной по критерию параметрической неустойчивости каналирования [7]. В этом случае для потенциала Линдхарда имеем:

$$\psi_c \approx \frac{\sqrt{0.3}}{2} \cdot \frac{r_0}{d}. \quad (13)$$

Используя полученные выше выражения, уравнение (7) можно привести к следующему виду:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial E_{\perp}} \left( \gamma E_{\perp} - \frac{K(E)}{2m} \right) \phi + \frac{\partial}{\partial E} \gamma E \phi + \frac{\partial^2}{\partial E_{\perp}^2} \frac{K(E)}{2m} E_{\perp} \phi, \quad (14)$$

$$K(E) = \frac{2}{(r_0 - r_c(E))^2} \int_0^{r_0 - r_c(E)} K(E, r) r dr \approx \frac{81 N_s U_s^2 u_T^2 a_{TF}^4 d}{2 r_0^8} \sqrt{\frac{m}{2E}} \cdot \left( 1 + 8 \cdot \left( 1 - \frac{a_{TF}}{r_0} \sqrt{\frac{40 U_s d^2}{E r_0^2}} \right)^2 \right). \quad (15)$$

Граничные и начальные условия для уравнения (14) имеют вид:

$$\phi(E \psi_c^2, E, t) = 0; \quad (16)$$

$$\phi(E_{\perp}, 0, t) = 0; \quad (17)$$

$$\phi(E_{\perp}, E, 0) = \phi_0(E_{\perp}) \cdot \delta(E - E_0); \quad (18)$$

где  $\phi_0(E_{\perp})$  – начальное распределение ионов по поперечной энергии, нормированное на вероятность попасть в канал при влете в кристалл:

$$\int_0^{E_0 \psi_c^2} \phi_0(E_{\perp}) dE_{\perp} = 1 - \chi_{min}, \quad (19)$$

где  $\chi_{min} \approx r_c^2/r_0^2$  – доля ионов, не захваченных в канал на нулевой глубине.

### 3. ФУНКЦИЯ ДЕКАНАЛИРОВАНИЯ

После перехода в уравнении (14) от переменных  $(E_{\perp}, E)$  к  $(E_{\perp}/E, E)$  переменные разделяются и удается получить замкнутое аналитическое решение для функции распределения  $\phi(E_{\perp}, E, t)$  в виде бесконечно-го ряда с достаточно быстрой сходимостью:

$$\phi(E_{\perp}, E, t) = \sum_{k=1}^{\infty} A_k \cdot J_0 \left( \lambda_k \sqrt{\frac{E_{\perp}}{E \psi_c^2}} \right) \cdot \frac{E_0}{E} \times \exp \left\{ \int_{E_0}^E \frac{\lambda_k^2 K(\varepsilon) d\varepsilon}{8m\gamma \varepsilon^2 \psi_c^2} \right\} \cdot \delta(E - E_0 \cdot e^{-\gamma t}), \quad (20)$$

$$A_k = \frac{1}{J_1^2(\lambda_k)} \cdot \int_0^1 \phi_0(E_0 \psi_c^2 \cdot x) \cdot J_0(\lambda_k \sqrt{x}) dx, \quad (21)$$

где  $\lambda_k$  –  $k$ -й нуль функции Бесселя нулевого порядка  $J_0(x)$ .

Интегрируя функцию (20) по области поперечных энергий каналирования  $(0, E \psi_c^2)$  и учитывая детерминированное соотношение между глубиной проникновения и энергией иона, получаем следующее аналитическое выражение для функции деканалирования ионов  $P_{ch}(z)$  – вероятности найти частицу в канале на глубине  $z$ :

$$P_{ch}(z) = \sum_{k=1}^{\infty} A_k \cdot \frac{2J_1(\lambda_k)}{\lambda_k} \cdot E_0 \psi_c^2 \times \exp \left\{ - \frac{\lambda_k^2 81 N_s d a_{TF}^4 u_T^2 U_s^2 R_p}{64 E_0^2 \psi_c^2 r_0^8} \times \left[ 6 \cdot (\eta^3 - 1) + \frac{12 a_{TF}^2 U_s}{r_0^2 E_0 \psi_c^2} (\eta^5 - 1) - \frac{8 a_{TF}}{r_0} \sqrt{\frac{3 U_s}{2 E_0 \psi_c^2}} (\eta - 1) \right] \right\}. \quad (22)$$

$$\text{где } \eta = \left( 1 - \frac{z}{R_p} \right)^{-1}.$$

### 4. МЕТОД МОДЕЛИРОВАНИЯ

В настоящей работе имплантация ионов в кристаллическую мишень также исследовалась с помощью компьютерного моделирования оригинальной программой методом Монте-Карло в приближении парных столкновений. Упругое рассеяние налетающего иона на атомах мишени рассчитывалось с помощью «универсального» потенциала [9]. Максимальное расстояние для поиска партнеров столкновения составляло 0,5 постоянной решетки кремния. Для корректного моделирования каналирования ионов в приближении парных столкновений использовалась модель одновременных столкновений в виде суперпозиции индивидуальных актов рассеяния с учетом законов сохранения энергии и импульса.

Тепловые колебания атомов учитывались с помощью случайных смещений атомов мишени относительно равновесных позиций, амплитуда которых

рассчитывалась с помощью модели Дебая. Для кристалла кремния температура Дебая была взята из работы [12] и равнялась 519 К.

Неупругие электронные потери энергии учитываются в виде двух различных физических механизмов: локальные электронные потери энергии по модифицированной теории Фирсова [10], рассчитанные для каждого партнера столкновения, и нелокальные потери, основанные на теории Брандта-Китагавы [8] с одним подгоночным параметром  $r_s^0$ , учитываемые интегрированием потерь энергии вдоль траектории иона. При моделировании внедрения ионов бора в кремний использовалось значение  $r_s^0=1,9$ . Трехмерное распределение электронной плотности в кристалле кремния для расчета нелокальных потерь энергии получено из первых принципов с помощью программы CRYSTAL2003 [11] методом самосогласованного поля.

Для наиболее точного описания каналирования ионов учитывалось также многократное рассеяние ионов на электронах мишени. Значение среднеквадратичного угла электронного рассеяния на единице длины пути было взято из работы [1].

При моделировании имплантации ионов бора в кристалл кремния учитывалось начальное расхождение пучка  $\langle \theta^2 \rangle = 0,5$  град., поверхностный аморфный слой  $SiO_2$  толщиной 15 Å, температура мишени, равная 300 К.

В разработанной программе также реализован расчет поперечной энергии иона в ближайшем аксиальном канале. Это дает возможность прямого моделирования функции деканалирования ионов при имплантации и позволяет сравнить данные моделирования с результатами аналитических расчетов.

## 5. РЕЗУЛЬТАТЫ

Используя функцию деканалирования (22) можно записать следующее выражение для профиля внедрения ионов  $C(z)$ :

$$C(z) = \chi_{\min} \cdot W(z, E_0) - \int_0^z \frac{dP_{ch}(x)}{dx} \cdot W[z-x, E(x)] dx, \quad (23)$$

где функция  $W(z, E)$  определяет распределение пробегов ионов с энергией  $E$  в аморфной среде,  $E(z) = E_0 [1 - (z/R_p)]^2$ . Для получения реалистических оценок можно считать, что функция  $W(z, E)$  имеет гауссов вид со средним пробегом и страгглингом, полученными из экспериментальных данных для аморфных материалов или из данных математического моделирования.

Нами были проведены расчеты функций деканалирования и имплантационных профилей для случая имплантации ионов бора с энергиями 15 и 80 кэВ в кремний как с помощью построенной выше аналитической теории, так и методом компьютерного моделирования. Сравнение результатов расчета, компьютерного моделирования и экспериментальных данных по профилям внедрения, полученных методом масс-спектрометрии вторичных ионов [8], показано на рис. 2.

Как видно из рисунка, в широком интервале энергий ионов бора результаты расчетов с помощью достаточно простой, но физически разумной моде-

ли, предложенной в данной работе и учитывающей стохастический характер деканалирования ионов, находятся в хорошем не только качественном, но и количественном согласии с экспериментальными данными. Несколько худшее согласие теории с экспериментальными данными и результатами моделирования при 15 кэВ может быть объяснено более существенной ролью упругих потерь энергии при движении в канале, а также близостью начальной энергии ионов к критической энергии устойчивого каналирования.

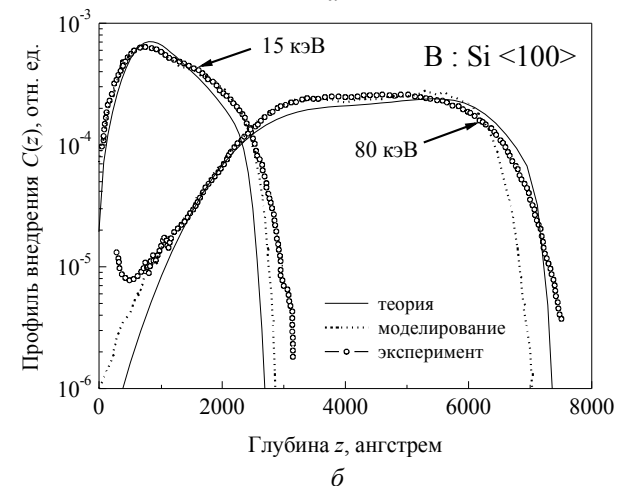
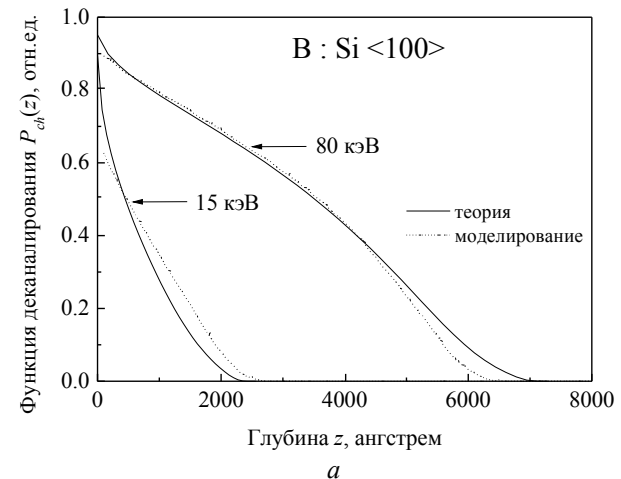


Рис. 2. Результаты расчетов и компьютерного моделирования функций деканалирования (а) и профилей внедрения (б) ионов бора различных энергий в кристалле кремния при имплантации вдоль аксиального канала  $\langle 100 \rangle$ . Экспериментальные данные по профилям внедрения взяты из работы [8]

Таким образом, можно сделать вывод, что развитая нами аналитическая теория стохастического деканалирования ионов низких энергий может быть успешно использована для анализа и прогнозирования данных по профилям внедрения легких ионов в полупроводники, необходимого для совершенствования имплантационных технологий электронной промышленности.

## ЛИТЕРАТУРА

1. M.A. Kumakhov, V.A. Muralev. Spatial Distribution of Channeled Ions (I) // *Phys. Stat. Sol. (a)*. 1981, v.65, № 1, p.107-117.
2. М.А. Кумахов, Г. Ширмер. *Атомные столкновения в кристаллах*. М.: Атомиздат, 1980, 192 с.
3. S.H. Yang, S. Morris, S. Tian, K. Parab, M. Morris, V. Obradovich, C. Snell, and A.F. Tasch. *UT-MARLOWE Version 3.0*. Microelectronics Research Center, The University of Texas at Austin, 1995.
4. В. Экштайн. *Компьютерное моделирование взаимодействия частиц с поверхностью твердого тела*. М.: "Мир", 1995, 321 с.
5. К.В. Гардинер. *Стохастические методы в естественных науках*. М.: "Мир", 1986.
6. Й. Линдхард. Влияние кристаллической решетки на движение быстрых заряженных частиц // *УФН*. 1969, т. 99, в. 2, с. 249-296.
7. В.В. Рожков, С.В. Дюльдя. О критических углах каналирования для реальных каналов // *Письма в ЖТФ*. 1984, т.10, в. 19, с. 1182-1185.
8. D. Cai, N. Gronbech-Jensen, C.M. Snell, K.M. Beardmore. Phenomenological electronic stopping-power model for molecular dynamics and Monte Carlo simulation of ion implantation into silicon // *Phys. Rev. B*. 1996, v.54(23), p.17147-17157.
9. J.F. Ziegler, J.P. Biersack and U. Littmark, *The Stopping and Range of Ions in Solids, Stopping and Range of Ions in Matter. V. 1* / J.F. Ziegler (ed.), New York: Pergamon Press, 1985.
10. K.M. Beardmore, N. Gronbech-Jensen. Efficient molecular dynamics scheme for the calculation of dopant profiles due to ion implantation // *Phys. Rev. E*. 1998, v. 57(6), p.7278-7287.
11. V.R. Saunders, R. Dovesi, C. Roetti, R. Orlando, C.M. Zicovich-Wilson, N.M. Harrison, K. Doll, B. Civalleri, I. Bush, Ph. D'Arco, M. Llunell. *CRYSTAL2003 User's Manual*, University of Torino, Torino, 2003 (<http://www.crystal.unito.it>)
12. G. Buschhorn, E. Diedrich, W. Kufner, M. Rzepka, H. Genz, P. Hoffmann-Stascheck, and A. Richter. Temperature dependence of planar channeling radiation in silicon, germanium, and beryllium between 12 and 333 K // *Phys. Rev. B*, 1997, v. .55(10), p.6196-6202.

## ТЕОРІЯ І МОДЕЛЮВАННЯ ІМПЛАНТАЦІЇ ІОНІВ БОРА В МОНОКРИСТАЛИ КРЕМНІЮ

*М.І. Братченко, С.В. Дюльдя, О.С. Бакай*

Побудовано стохастичну теорію кінетики аксіального каналювання іонів низьких енергій з урахуванням втрат повної енергії при русі іона в каналі. Отримано аналітичний вираз для функції деканалювання іонів. Проведено порівняння результатів розрахунку функції деканалювання та профілю залягання іонів бору різних енергій, що падають на кристал кремнію в напрямку <100>, з результатами комп'ютерного моделювання та експериментальними даними, і отримано добре якісне та кількісне узгодження.

## THEORY AND MODELING OF ION IMPLANTATION BORON IN Si MONOCRYSTAL

*M.I. Bratchenko, S.V. Dulnya, A.S. Bakay*

The stochastic theory of kinetics of axial channeling of low energies ions has been built taking into account the energy losses of ions in a channel. The analytical expression for the dechanneling function of ions has been obtained. The dechanneling functions and dopant profiles of boron ions of various energies implanted into the silicon single crystal along the <100> direction have been calculation both analytically and by means of the computer simulation method and good qualitative and quantitative agreement between the results of calculations and the experimental SIMS data has been achieved.