

05;06;10,12

Распределение внедренной примеси и выделенной энергии при высокоэнергетической ионной имплантации

© Ф.Ф. Комаров, И.Е. Мозолевский, П.П. Матус, С.Э. Ананич

Институт прикладных физических проблем,
220064, Минск, Белоруссия
Белорусский государственный университет,
220050, Минск, Белоруссия
Институт математики АН Белоруссий,
220072, Минск, Белоруссия

(Поступило в Редакцию 24 мая 1995 г. В окончательной редакции 11 сентября 1995 г.)

Предложена новая модель высокоэнергетической ионной имплантации, основанная на использовании уравнения Фоккера–Планка. Разработан эффективный алгоритм адаптивного типа для численного решения задачи. Проведено моделирование имплантации В в Si в области энергий от 10 до 100 МэВ. Получено хорошее согласование с экспериментальными данными и результатами моделирования методом Монте-Карло.

Введение

Применение высокоэнергетической ионной имплантации при производстве новых приборов микроэлектроники требует знания результирующих распределений остановившихся ионов и выделенной в мишень энергии с высокой степенью точности. Физические процессы, характеризующие ионную имплантацию в области высоких энергий, отличаются преобладанием электронного торможения и малой переданной энергией в ядерных взаимодействиях, что обуславливает рассеяние на малые углы [1]. Эти особенности физической модели приводят к тому, что профили остановившихся ионов имеют сильную асимметрию и намного отличаются от известных распределений Гаусса и Пирсона IV, обычно применяющихся в этом случае. В силу этого классический метод моментов [2] становится неприемлем в данной ситуации, поскольку для точного восстановления функции распределения требуется вычислять слишком много моментов. Применение методов статистического моделирования (Монте-Карло) [3] в случае высоких энергий требует необоснованно больших вычислительных затрат в силу необходимости моделирования большого числа столкновений, которые испытывает ион вдоль своей траектории в мишени до полной остановки. Поэтому в последнее время в ряде работ [4–8] успешно применялось уравнение Больцмана для моделирования взаимодействия потоков ионов высоких энергий с веществом. Однако в области энергий от нескольких МэВ до нескольких ГэВ индикатриса рассеяния сильно анизотропна (доминирует рассеяние вперед на малые углы), поэтому уравнение Больцмана в этой области энергий приводится к уравнению Фоккера–Планка. Это уравнение хорошо известно в теории переноса быстрых заряженных частиц в твердом теле [9], а также в теории взаимодействия ионных пучков с

плазмой [10]. В настоящей работе предлагается новая модель переноса высокоэнергетических ионов в твердом теле, основанная на уравнении Фоккера–Планка, а также строятся эффективные методы численного решения этого уравнения на адаптивных по энергии сетках.

Математическая постановка задачи

Уравнение Фоккера–Планка (ФП) может быть получено из уравнения переноса Больцмана в предположении малости переданной энергии и незначительного углового рассеяния [11]. В плоскопараллельной геометрии уравнение ФП имеет вид

$$\mu \frac{\partial \Phi}{\partial x} = \frac{\alpha(E)}{2} \frac{\partial}{\partial \mu} \left((1 - \mu^2) \frac{\partial \Phi}{\partial \mu} \right) + \frac{\partial}{\partial E} (\beta(E) \Phi), \quad (1)$$

где $\Phi(x, E, \mu)$ — плотность потока ионов, E — энергия; $\mu = \cos \varphi$, φ — угол, который образует направление движения ионов с осью OX ;

$$\beta(E) = S_n(E) + S_e(E), \quad (2)$$

где

$$S_n(E) = N \int T d\sigma \quad (3)$$

характеризует переданную в ядерных столкновениях энергию, T — переданная энергия; N — атомарная плотность мишени; через $S_e(E)$ обозначен коэффициент электронного торможения, описывающий торможение ионов при взаимодействии с электронной системой мишени.

Далее

$$\alpha(E) = 2\pi N \int (1 - \mu_L) d\sigma$$

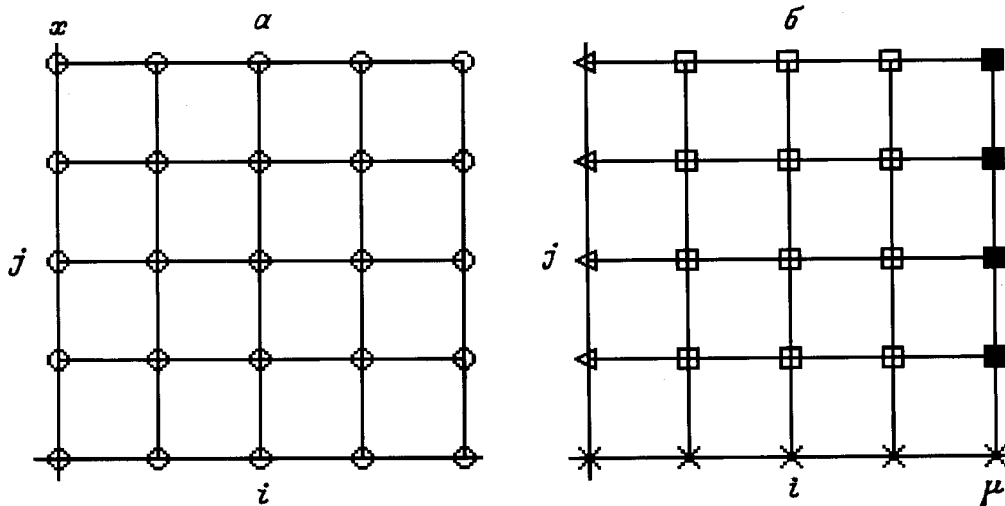


Рис. 1. Заполнение слоя при $t = 0$ (а) и $1, 2, \dots$ (б) начальными, граничными условиями и расчетными точками.

— дифференциальный коэффициент углового рассеяния, $d\sigma$ — дифференциальное сечение [12],

$$\mu_L = \frac{1}{2} \left[(1 - \tau)^{1/2} + \frac{1 - \xi^2}{(1 - \tau)^{1/2}} \right] \quad (4)$$

— косинус угла рассеяния в лабораторной системе координат, $\tau = T/E$, $\xi = M_1/M_2$, где M_1 — масса иона, M_2 — масса атома мишени.

Поскольку при высоких энергиях обратное рассеяние маловероятно, то можно предположить, что $\mu \in [0, 1]$. В этом случае граничные условия для уравнения (1) имеют следующий вид:

$$\Phi \Big|_{x=0} = \Phi_0(E, \mu), \quad E_c \leq E < E_0, \quad 0 \leq \mu \leq 1, \quad (5)$$

$$\Phi \Big|_{E=E_0} = 0, \quad 0 < x \leq H, \quad 0 \leq \mu \leq 1, \quad (6)$$

$$\Phi \Big|_{\mu=0} = 0, \quad 0 < x \leq H, \quad E_c \leq E \leq E_0, \quad (7)$$

$$\left(\frac{\partial \Phi}{\partial x} + \alpha(E) \frac{\partial \Phi}{\partial \mu} - \frac{\partial}{\partial E} (\beta(E) \Phi) \right) \Big|_{\mu=1} = 0, \quad 0 < x \leq H, \quad E_c \leq E \leq E_0, \quad (8)$$

где E_c — энергия срезки, т.е. энергия, ниже которой ионы считаются остановившимися; E_0 — начальная энергия потока.

Условие (5) задает падающий на границу $x = 0$ мишени поток $\Phi_0(\mu, E)$; в случае плоскопараллельного моноэнергетического пучка

$$\Phi_0 = N_{\square} \frac{\delta(\mu - \mu_0)}{\mu_0} \delta(E - E_0), \quad (9)$$

где $\mu_0 = \cos \varphi_0$ описывает косинус угла падения пучка, а через N_{\square} обозначена доза.

Условие (7) означает, что в силу преобладания рассеяния вперед отсутствуют потоки, направленные вдоль поверхности мишени. Условие (8) является следствием уравнения (1) при $\mu \rightarrow 1$.

Метод численного решения

Для численного решения уравнения (1) сделаем замену переменной $t = E_0 - E$. Введем обозначения

$$T(t) = \frac{\alpha(E_0 - E)}{2}, \quad S(t) = \beta(E_0 - E), \quad k(\mu) = 1 - \mu^2,$$

$u(\mu, x, t) = \Phi(\mu, x, E_0 - t) = \Phi(\mu, x, E)$, $u_0(\mu, t) = \Phi_0(\mu, E_0 - t) = \Phi_0(\mu, E)$. Тогда исходная задача принимает вид

$$\frac{\partial(Su)}{\partial t} + \mu \frac{\partial u}{\partial x} = T(t) \frac{\partial}{\partial \mu} \left(k(\mu) \frac{\partial u}{\partial \mu} \right),$$

$$\mu \in (0, 1), \quad x \in (0, H], \quad t \in (0, E_0], \quad (10)$$

$$u|_{t=0} = u_0(\mu, x), \quad \mu \in [0, 1], \quad x \in [0, H], \quad (11)$$

$$u|_{x=0} = 0, \quad t \in (0, E_0], \quad \mu \in [0, 1], \quad (12)$$

$$u|_{\mu=0} = 0, \quad t \in (0, E_0], \quad x \in [0, H], \quad (13)$$

$$\frac{\partial(Su)}{\partial t} + \frac{\partial u}{\partial x} = -2T(t) \frac{\partial u}{\partial \mu},$$

$$\mu = 1, \quad x \in (0, H], \quad t \in (0, E_0]. \quad (14)$$

Отметим, что уравнение (10) является уравнением конвекции-диффузии с вырождением на границе области.

В области $\bar{\Omega} = \{(\mu, x, t) | \mu \in [0, 1], x \in [0, H], t \in [0, E_0]\}$ введем сетку $\bar{\omega} = \bar{\omega}_h \times \bar{\omega}_\tau$, где

$$\bar{\omega}_h = \left\{ (\mu_i, x_j) | \mu_i = ih_\mu, i = \overline{0, N_m}, h_\mu = \frac{1}{N_\mu}; \right.$$

$$\left. x_j = jh_x, j = \overline{0, N_x}, h_x = \frac{H}{N_x} \right\},$$

$$\bar{\omega}_\tau = \{t_n | t_0 = 0, t_{N_t} = E_0, \tau_n = t_n - t_{n-1}, n = \overline{1, N_t}\}.$$

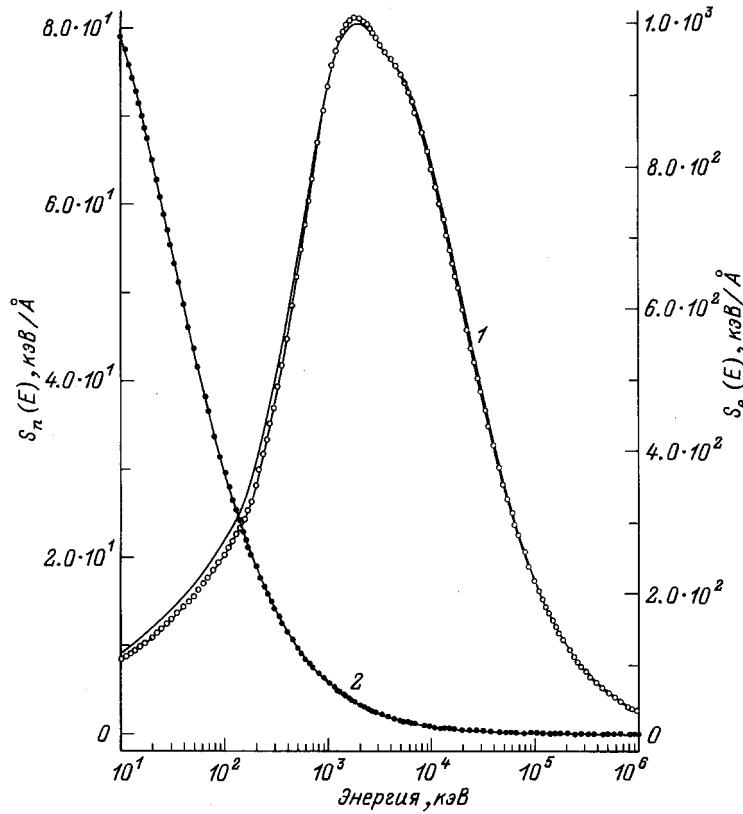


Рис. 2. Коэффициент электронного $S_e(E)$ и ядерного $S_n(E)$ торможения, рассчитанные в данной работе (1 и 2 соответственно), а также полученные из программы PRAL (точки), входящей в пакет TRIM92.

Используя стандартные обозначения теории разностных схем [13], введем следующие величины:

$$\begin{aligned}
 y &= y_{ij}^n = y(\mu_i, x_j, t_n), & y^{n\pm 1} &= y_{ij}^{n\pm 1}, \\
 y_{j\pm 1} &= y_{ij\pm 1}^n, & y_{i\pm 1} &= y_{i\pm 1}^n, \\
 a &= a_i = k_{i-\frac{1}{2}} = k(\mu_i - h_{\frac{\mu}{2}}), & S &= S^n = S(t_n), \\
 T &= T^n = T(t_n), & \mu &= \mu_i, \\
 y_t &= \frac{y^{n+1} - y}{\tau_{n+1}}, & y_x &= \frac{y - y_{j-1}}{h_x}, \\
 (ay_{\bar{\mu}})_{\mu} &= \frac{a_{i+1}y_{i+1} - (a_{i+1} + a)y + ay_{i-1}}{h_{\mu}^2}.
 \end{aligned}$$

Заменяя соответствующие производные в (10)–(14) конечно-разностными соотношениями, построим явную разностную схему, которая имеет вид

$$(Sy)_t + \mu y_x = T(ay_{\bar{\mu}})_{\mu}, \quad i = \overline{1, N_{\mu} - 1},$$

$$j = \overline{1, N_x}, \quad n = \overline{0, N_t - 1}, \quad (15)$$

$$y_{ij}^0 = u_0(\mu_i, x_j), \quad i = \overline{0, N_{\mu}}, \quad j = \overline{0, N_x} \quad (16)$$

$$y_{i0}^n = 0, \quad i = \overline{0, N_{\mu}}, \quad n = \overline{1, N_t} \quad (17)$$

$$y_{0j}^n = 0, \quad j = \overline{1, N_x}, \quad n = \overline{1, N_t}, \quad (18)$$

$$(Sy)_{t, N_{\mu}} + y_{x, N_{\mu}} = -\frac{2T}{h_{\mu}} a N_{\mu} y_{\mu},$$

$$j = \overline{1, N_x}, \quad n = \overline{0, N_t - 1}. \quad (19)$$

Перепишем разностную схему (15)–(19) в индексной форме записи

$$\begin{aligned}
 y_{ij}^{n+1} &= \left(\frac{S^n}{S^{n+1}} - \frac{\tau_{n+1}\mu_i}{S^{n+1}h_x} - \frac{\tau_{n+1}T^n}{S^{n+1}h_{\mu}^2} (a_{i+1} + a_i) \right) y_{ij}^n \\
 &+ \frac{\tau_{n+1}\mu_i}{S^{n+1}h_x} y_{ij-1}^n + \frac{\tau_{n+1}T^n}{S^{n+1}h_{\mu}^2} (a_{i+1}y_{i+1j}^n + a_i y_{i-1j}^n), \\
 i &= \overline{1, N_{\mu} - 1}, \quad j = \overline{1, N_x}, \quad n = \overline{0, N_t - 1}, \quad (20)
 \end{aligned}$$

$$y_{ij}^0 = u_0(\mu_i x_j), \quad i = \overline{0, N_{\mu}}, \quad j = \overline{0, N_x}, \quad (21)$$

$$y_{i0}^n = 0, \quad i = \overline{0, N_{\mu}}, \quad n = \overline{1, N_t}, \quad (22)$$

$$y_{0j}^n = 0, \quad j = \overline{1, N_x}, \quad n = \overline{1, N_t}, \quad (23)$$

$$\begin{aligned}
 y_{N_{\mu}j}^{n+1} &= \left(\frac{S^n}{S^{n+1}} - \frac{\tau_{n+1}}{S^{n+1}h_x} - \frac{2\tau_{n+1}T^n a_{N_{\mu}}}{S^{n+1}h_{\mu}^2} \right) y_{N_{\mu}j}^n \\
 &+ \frac{\tau_{n+1}}{S^{n+1}h_x} y_{N_{\mu}j-1}^n + \frac{2\tau_{n+1}T^n a_{N_{\mu}}}{S^{n+1}h_{\mu}^2} y_{N_{\mu}-1j}^n, \\
 j &= \overline{1, N_x}, \quad n = \overline{0, N_t - 1}. \quad (24)
 \end{aligned}$$

Из [14] известно, что для монотонности явной разностной схемы необходимо и достаточно, чтобы коэффициенты при $y_{ij}^n, y_{ij-1}^n, y_{i-1j}^n$ и y_{i+1j}^n были неотрицательны. В нашем случае в силу неотрицательности

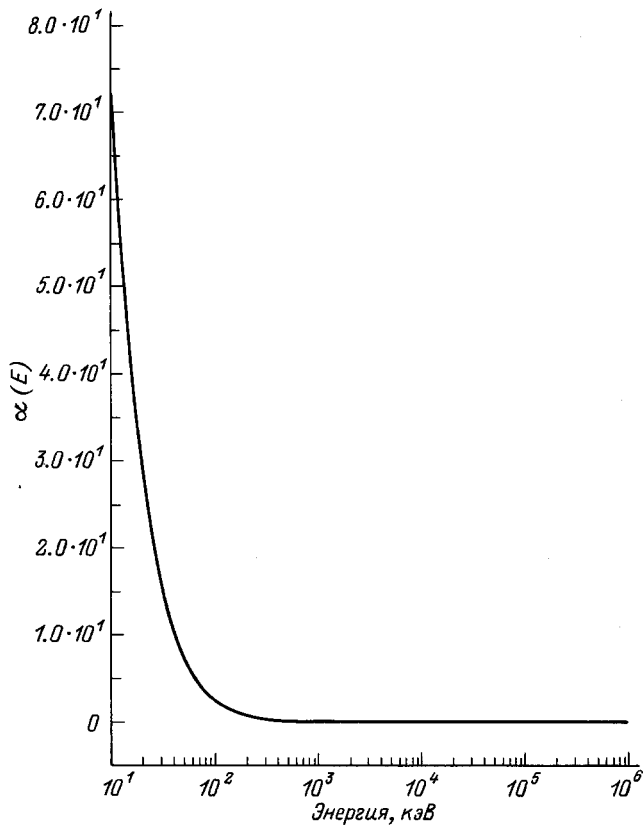


Рис. 3. Диффузионный коэффициент углового рассеяния $\alpha(E)$ для $B \rightarrow Si$.

коэффициентов $S(t)$ и $T(t)$ уравнения (10), условие монотонности приобретает вид

$$\frac{S^n}{S^{n+1}} - \frac{\tau_{n+1}\mu_i}{S^{n+1}h_x} - \frac{\tau_{n+1}T^n}{S^{n+1}h_\mu^2}(a_{i+1} + a_i) \geq 0.$$

Поскольку $S^n > 0$ и $S^{n+1} > 0$, то можно разделить обе части этого неравенства на S^n/S^{n+1}

$$1 - \frac{\tau_{n+1}\mu_i}{S^n h_x} - \frac{\tau_{n+1}T^n}{S^n h_\mu^2}(a_{i+1} + a_i) \geq 0.$$

Так как $0 \leq \mu_i \leq 1$, $0 \leq k(\mu) \leq 1$, $0 \leq a_i \leq 1$, то левую часть последнего неравенства можно оценить снизу

$$1 - \frac{\tau_{n+1}\mu_i}{S^n h_x} - \frac{\tau_{n+1}T^n}{S^n h_\mu^2}(a_{i+1} + a_i) \geq 1 - \frac{\tau_{n+1}}{S^n h_x} - \frac{2\tau_{n+1}T^n}{S^n h_\mu^2}.$$

Таким образом, получили неравенство

$$1 - \frac{\tau_{n+1}}{S^n h_x} - \frac{2\tau_{n+1}T^n}{S^n h_\mu^2} \geq 0.$$

Отсюда, выражая τ_{n+1} и заменяя неравенство на равенство, получим выражение для вычисления адаптивного шага по t

$$\tau_{n+1} = \frac{S^n h_x h_\mu^2}{h_\mu^2 + 2T^n h_x}. \quad (25)$$

Очевидно, что при данном выборе адаптивного шага τ_{n+1} коэффициенты разностной схемы (20) неотрицательны и, следовательно, для всех узлов сетки $\bar{\omega}$ выполнено соотношение $y_{ij}^n \geq 0$.

Пусть при $t = t_n$ известны значения искомого решения y_{ij}^n (если $n = 0$, то y_{ij}^0 находится по формуле (21), (рис. 1, а). Далее, поскольку схема явная, то во всех внутренних узлах сетки (т. е. $i = \overline{1, N_\mu - 1}$, $j = \overline{1, N_x}$) решение находится по формуле (20) (рис. 1, б, узлы помечены \square), в граничных узлах при $i = N_\mu$ (рис. 1, б, узлы помечены \blacksquare) по формуле (24). Так как при $j = 0$ и $i = 0$ заданы граничные условия согласно (22) и (23) соответственно (рис. 1, б узлы с \times и \triangle), то тем самым описано нахождение сеточного решения y_{ij}^{n+1} для всех $i = \overline{0, N_\mu}$, $j = \overline{0, N_x}$. Рассуждая аналогичным образом, последовательно находим решение во всей расчетной области ($n = 1, 2, \dots$).

После того как найдено численное решение задачи (15)–(19), несложно рассчитать некоторые важные для практики функционалы: плотность распределения остановившихся ионов

$$W(x) = -\frac{d}{dx} \int_{E_c}^{E^0} dE \int_0^1 \mu \Phi(x, E, \mu) d\mu,$$

плотность распределения энергии, выделенной в ядерную систему

$$W_n(x) = \int_{E_c}^{E_0} dE \int_0^1 S_n(E) \Phi(x, E, \mu) d\mu,$$

плотность распределения энергии, выделенной в электронную систему

$$W_e(x) = \int_{E_c}^{E_0} dE \int_0^1 S_e(E) \Phi(x, E, \mu) d\mu.$$

Обсуждение результатов

С помощью описанного алгоритма было проведено моделирование имплантации бора в кремний с энергиями в диапазоне от 10 до 100 МэВ. Поскольку в этом диапазоне энергий столкновения обычно происходят в дальней зоне, то в качестве потенциала взаимодействия рассматривался универсальный потенциал из работы [3], наиболее точно учитывающий эффект экранирования в дальней зоне. Соответствующее ему дифференциальное сечение $d\sigma$ рассматривалось в виде

$$d\sigma = \frac{\pi a^2}{2} \frac{f(t^{1/2})}{t^{3/2}} dt,$$

где

$$t = TE \left(\frac{M_2}{M_1} \right) \left(\frac{a}{2Z_1 Z_2 e^2} \right)^2, \\ a = \frac{0.8854 a_0}{Z_1^{0.23} + Z_2^{0.23}}$$

— радиус экранирования, a_0 — радиус Бора, Z_1 и Z_2 — атомный номер ядра иона и атома мишени соответственно, e — заряд электрона.

Функция $f(t^{1/2})$ выбиралась в виде

$$f(x) = \frac{d}{dx} [xS_n(x)],$$

где $S_n(E)$ — соответственно универсальному потенциалу коэффициент ядерного торможения [3].

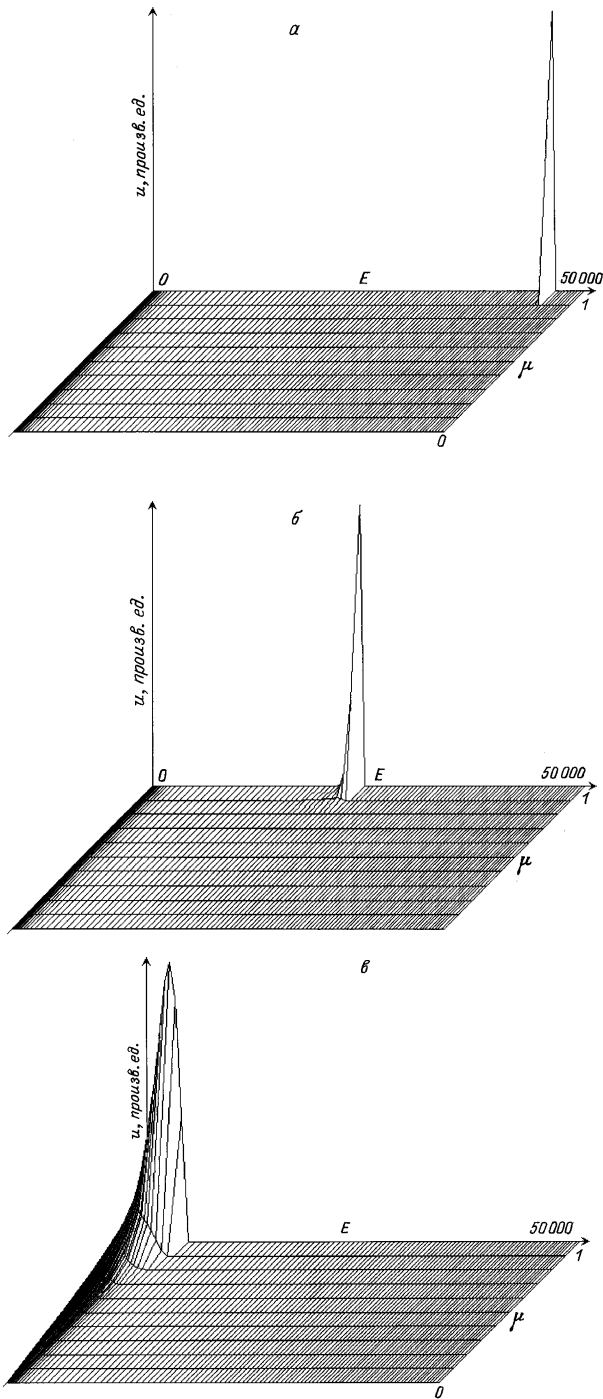


Рис. 4. Энергетический и угловой спектр В→Si (50 МэВ) на глубине 10 (а), 60 (б), 90 мкм (в).

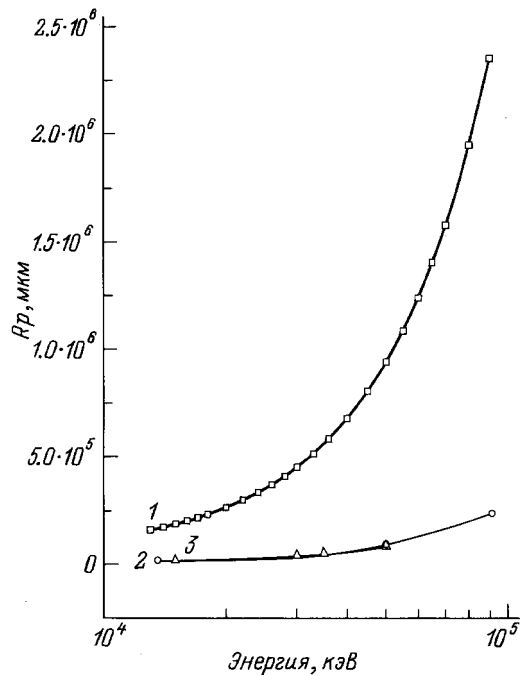


Рис. 5. Средний проективный пробег ионов бора в кремнии, полученный из программы PRAL (1) и рассчитанный по алгоритму данной работы (2) в сравнении с экспериментальными данными (3) из работы [15].

Коэффициент электронного торможения рассчитывается по формулам работы [3], в которой на основе экспериментальных данных наряду с теоретическими соотношениями удалось построить согласованную систему формул, с приемлемой точностью воспроизводящую закономерности электронного торможения в различных диапазонах энергий.

На рис. 2 приведены графики коэффициентов электронного и ядерного торможения, рассчитанные в данной работе, соответствующие имплантации бора в кремний в указанном диапазоне энергий. Как видно, в данной области энергий электронное торможение существенно (на 2 порядка) превышает ядерное. Поскольку в дальнейшем результаты данной работы будут сравниваться с результатами, полученными по методу Монте-Карло [3], то на этом же рисунке приведены значения соответствующих коэффициентов, полученные из программы PRAL пакета TRIM92. Достаточно хорошее совпадение коэффициентов означает, что имеется хорошее соответствие физических моделей и выходных данных в обоих методах моделирования.

На рис. 3 приведен график диффузионного коэффициента углового рассеяния $\alpha(E)$. Как следует из этого рисунка, для энергий, больших 1 МэВ, угловое рассеяние практически отсутствует и становится значительным лишь в конце траектории, когда энергия иона падает ниже 100 КэВ.

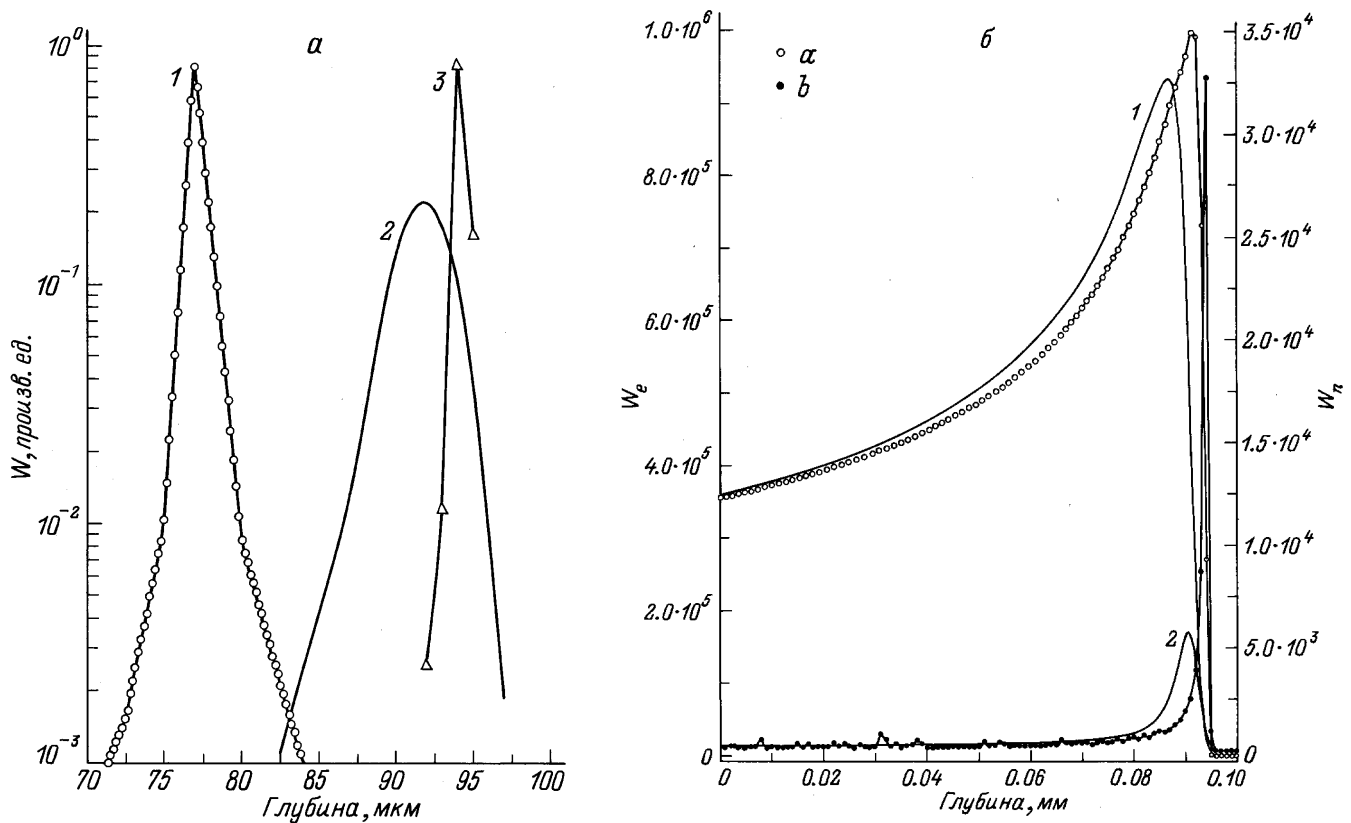


Рис. 6. *а* — профили остановившихся ионов В, имплантированных в Si с энергией 50 МэВ, полученные из экспериментальных данных (1), рассчитанные по алгоритму данной работы (2) и полученные из программы TRIM92 (3); *б* — распределения энергии, выделенной в электронную (1) и ядерную (2) системы при имплантации В в Si с энергией 50 МэВ, рассчитанные по алгоритму данной работы; *а* и *б* — аналогичные распределения, рассчитанные программой TRIM92.

Это подтверждают графики двумерного энергетического и углового спектра потока ионов на различных глубинах, рассчитанные по алгоритму данной работы в случае имплантации В в Si с энергией 50 МэВ. Как видно из рис. 4, *а*, на небольших глубинах распределение ионов в потоке практически соответствует начальному δ -образному распределению, перенесенному в область меньших энергий. На больших глубинах (рис. 4, *б, в*) распределение начинает "размываться" в силу диффузии по угловой переменной, так как значения диффузионного коэффициента $\alpha(E)$ становятся существенным при малых энергиях.

Значения среднего проективного пробега ионов бора в кремнии в диапазоне от 10 до 100 МэВ приведены на рис. 5. Как следует из него, рассчитанные по алгоритму данной работы значения R_p достаточно хорошо согласуются с экспериментальными данными из [15]. Значения R_p , полученные из программы PRAL пакета TRIM92, сильно завышены по сравнению с рассчитанными в данной работе и экспериментом, что, по-видимому, означает неадекватность используемой

в данной программе модели [3] в рассматриваемом интервале энергий.

Профили распределения ионов бора по глубине имплантированного в кремний с энергией 50 МэВ, рассчитанные в данной работе, получены методом Монте-Карло (TRIM92) и из экспериментальных данных [15] и приведены на рис. 6, *а*. Качественное совпадение теоретических и экспериментальных данных, несомненно, имеет место. Наблюдающиеся различия в проективных пробегах в несколько процентов, вероятно, объясняются выбором модели электронного торможения. Хотя распределение, полученное из TRIM92, захватывает малый диапазон глубин, тем не менее можно сделать вывод, что ширина профиля TRIM92 намного меньше экспериментального и рассчитанного из уравнения Фоккера-Планка. Это является следствием того, что в методе Монте-Карло не учитывается диффузионное рассеяние на малые углы. Это подтверждают профили выделенной энергии в ядерную и электронную систему, приведенные на рис. 6, *б*.

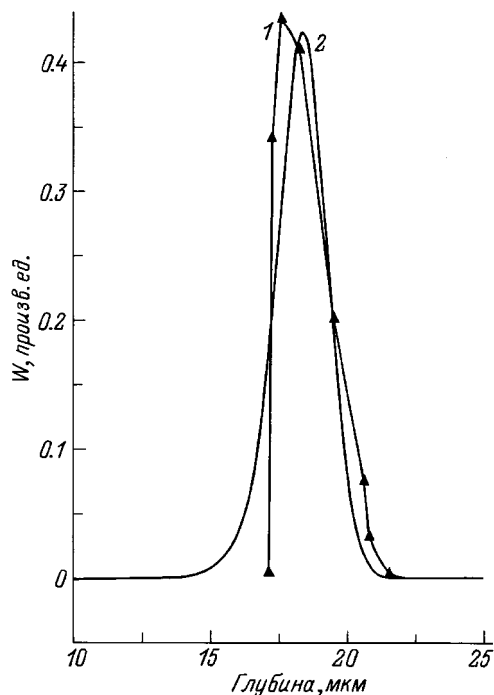


Рис. 7. Профили остановившихся ионов В, имплантированных в Si с энергией 13.6 МэВ, полученные из экспериментальных данных (1) и рассчитанные по алгоритму данной работы (2).

Описанный в работе алгоритм реализован в виде пакета прикладных программ FPESI (Fokker-Plank Equation Simulation of Implantation) на языке Borland PASCAL 7.0. Пакет позволяет рассчитывать профили остановившихся ионов и выделенную в ядерную и электронную систему энергии для различных моделей ион-атомных потенциалов и электронного торможения.

Для расчетов данной работы использовалась сетка, состоящая из 200 узлов по пространственной и 15 узлов по угловой переменным; шаг по энергии выбирался из условия адаптации (25).

Время счета на стандартной IBM PC AT 486/66 составило порядка 10 мин. Отметим, что для получения приведенных на рис. 6 результатов методом Монте-Карло (100 000 траекторий) потребовалось 28 ч работы TRIM92 на таком же компьютере.

Выводы

Для высокоэнергетической ионной имплантации в предположении преобладания электронного торможения и рассеяния на малые углы в процессе ядерных взаимодействий предложена новая модель, описывающая процесс с помощью уравнения Фоккера-Планка. Для численной реализации модели разработаны эффективные алгоритмы с адаптацией сетки по энергетической переменной, обеспечивающие

высокую точность аппроксимации задачи, положительность решения, выполнение законов сохранения частиц в потоке и законов сохранения энергии. Алгоритм реализован в виде пакета прикладных программ FPESI, позволяющего рассчитывать профили имплантированной примеси и выделенной в ядерную и электронную систему энергии для различных моделей ядерного и электронного торможения. Полученные с помощью пакета результаты моделирования имплантации В в Si в области энергий от 1 до 100 МэВ хорошо согласуются как с экспериментальными данными, так и с расчетами методом Монте-Карло и требуют при этом существенно меньших затрат машинного времени.

Список литературы

- [1] Biersack J.P. // Nucl. Instr. and Meth. 1988. Vol. B35. P. 205–214.
- [2] Lindhard J., Scharff H., Schiøt H.E. // K. Dan. Videensk. Selsk. Mat. Medd. 1963. Vol. 33. N 14.
- [3] Ziegler J.E., Biersack J.P., Littmark J. The Stopping Power and Range of Ions in Solids. New York: Pergamon, 1985.
- [4] Мозолевский И.Е., Белько В.И. // Поверхность. 1994. № 4. С. 40–47.
- [5] Mozolevski I.E., Belko V.I. // Nucl. Instr. and Meth. 1995. Vol. B95. P. 17–24.
- [6] Bardos G. // Rad. Eff. 1988. Vol. 105. P. 191–201.
- [7] Bardos G. // Rad. Eff. 1988. Vol. 105. P. 203–209.
- [8] Burenkov A.F., Komarov F.F. // Vacuum. 1991. Vol. 42. N 1/2. P. 13–15.
- [9] Ремизович В.С., Rogozкин Д.Б., Рязанов М.И. Флуктуации пробегов заряженных частиц. М.: Энергоиздат, 1988.
- [10] Przybylski K., Ligou J. // Nucl. Sci. Eng. 1982. Vol. 81. P. 92–109.
- [11] Morel J.E. // Nucl. Sci. Eng. 1981. Vol. 79. P. 340–356.
- [12] Комаров Ф.Ф., Новиков А.П., Буренков А.Ф. Ионная имплантация. Минск, 1994.
- [13] Самарский А.А. Теория разностных схем. М.: Наука, 1989.
- [14] Калиткин Н.Н. Численные методы. М.: Наука, 1978.
- [15] La Ferla A. et al. // Mat. Sci. and Eng. 1989. Vol. 82. P. 69.