

05;06;10;11;12

Формирование заданных профилей концентрации внедренных атомов и радиационных дефектов при использовании монохроматических пучков ускоренных ионов

© Г.М. Гусинский, А.В. Матюков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 27 сентября 2001 г.)

Предложен метод формирования пучков ускоренных ионов с энергетическим спектром, отвечающим условию образования в облучаемых образцах заданного профиля внедренных атомов и радиационных дефектов. Проведен строгий математический расчет профилей пленочных поглотителей энергии, формирующих пучки легких и тяжелых ионов с необходимым энергетическим спектром из моноэнергетических ускоренных пучков.

Введение

Ядерно-физические методы модификации электрических, физико-химических и механических свойств материалов широко используются в комплексе современных высоких технологий. В частности, глубокую имплантацию ускоренных ионов и создание радиационных дефектов заданного профиля применяют для создания необходимых характеристик полупроводниковых структур и приборов [1,2]. Концентрационные профили имплантируемых ионов зависят от тормозных потерь ионов в веществе, т.е. от энергии и сорта ионов и от атомных характеристик образца. Распределение плотности дефектов по глубине зависит также от величины межатомных связей облучаемого соединения. Пробеги ускоренных ионов и распределение по глубине радиационных дефектов в различных веществах могут быть вычислены по известной программе SRIM [3]. Естественно, что эти распределения зависят и от угла облучения относительно нормали к поверхности образца, и (в условиях каналирования) от угла относительно кристаллических осей.

Наиболее эффективным методом реализации технологически необходимых концентрационных профилей ионов и радиационных дефектов в условиях фиксированного сорта ионов является облучение образцов пучком ионов с определенным энергетическим спектром. Ввиду того что ускорители ионов рассчитаны на получение монохроматических пучков, а их перестройка по энергии достаточно трудоемка (особенно для резонансных ускорителей), при массовом производстве изделий целесообразно использовать тормозящие среды, формирующие пучки с необходимыми энергетическими спектрами из ускоренных моноэнергетических пучков.

В предлагаемой работе впервые рассмотрен метод расчета профильных поглотителей энергии (ППЭ) в виде однородной фольги с определенной формой изгиба вдоль одной из координат, перпендикулярных направлению пучка. Толщина проходимого пучком поглощающе-

го слоя будет зависеть от значений этой координаты и на достаточно большом расстоянии от поглотителя можно сформировать энергетический спектр пучка, обеспечивающий заданное распределение по глубине имплантированных ионов монохроматического пучка и заданное распределение по глубине плотности дефектов, создаваемых пучком ионов.

1. Расчет формы изгиба фольги поглотителя, формирующего произвольно заданные концентрационные профили внедренных атомов

Пусть в образце необходимо получить распределение остановившихся легирующих ионов в диапазоне глубин $0-z_{\max}$ с плотностью $n(z)$ [ион/см³] при дозе облучения N [ион/см²]. Аппроксимируем соотношение пробега-энергия в облучаемом образце степенной зависимостью, обычно используемой для ионов средних энергий [4]. Поскольку при перпендикулярном облучении глубина остановки иона z равна его пробегу R , эту зависимость можно записать

$$R = z = AE^B. \quad (1)$$

С учетом (1) энергетический спектр пучка $dN(E)/dE$, обеспечивающий заданный концентрационный профиль $n(z)$, может быть представлен в виде

$$\frac{dN(E)}{dE} = \frac{dN}{dR} \cdot \frac{dR}{dE} = \frac{dN}{dz} \cdot \frac{dz}{dE} = C_0 n(z) E^{B-1}, \quad (2)$$

где C_0 — размерообразующая константа.

Пусть перед облучаемым образцом расположен ППЭ из металлической фольги, зависимость пробега от энергии в котором имеет вид

$$R_f = A_f \cdot E^{B_f}. \quad (3)$$

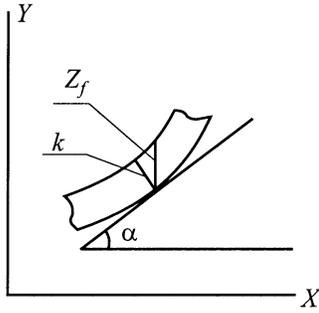


Рис. 1. Фрагмент реального профиля ППЭ.

Если E_0 — энергия исходного монохроматического пучка, то энергия ионов на выходе поглотителя толщиной Z_f определится выражением

$$E(Z_f) = \left(\frac{R_f - Z_f}{A_f} \right)^{1/B_f}, \quad (4)$$

где R_f — пробег ионов с энергией E_0 в материале поглотителя.

На рис. 1 представлен фрагмент профиля энергетического поглотителя из фольги толщиной k . Учитывая, что при направлении пучка ионов вдоль оси ординат $Z_f = k / \cos \alpha(x)$, из выражений (2)–(4) получаем

$$\frac{dN}{dE} = C_0 n(z) \left(\frac{R_f - k / \cos \alpha(x)}{A_f} \right)^{\frac{B-1}{B_f}}. \quad (5)$$

При равномерном распределении плотности облучения вдоль оси X справедливо соотношение $dN \sim dx$. В этом случае

$$\frac{dE}{dx} = \frac{C_1}{n(z)} \left(\frac{R_f - k / \cos \alpha(x)}{A_f} \right)^{\frac{1-B}{B_f}}. \quad (6)$$

С другой стороны, поскольку Z_f является функцией от $\alpha(x)$, дифференцируя равенство (4) по x , получаем

$$\frac{dE}{dx} = \frac{dE}{d\alpha} \cdot \frac{d\alpha}{dx} = C_2 \left(R_f - k / \cos \alpha(x) \right)^{\frac{1-B_f}{B_f}} \frac{\sin \alpha}{\cos^2 \alpha} \frac{d\alpha}{dx}. \quad (7)$$

Из (6) и (7) следует

$$\frac{dx}{d\alpha} = C_3 n(z) \left(R_f - k / \cos \alpha(x) \right)^{\frac{B}{B_f} - 1} \frac{\sin \alpha}{\cos^2 \alpha}. \quad (8)$$

Используя (8), соотношение $dy/dx = \operatorname{tg} \alpha$, получаем выражение для текущих координат профиля ППЭ как функцию параметра α

$$x(\alpha) = C_3 \int_0^\alpha n(z(\alpha)) \left(R_f - k / \cos \alpha \right)^{\frac{B-B_f}{B_f}} \frac{\sin \alpha}{\cos^2 \alpha} d\alpha + C_x,$$

$$y(\alpha) = C_3 \int_0^\alpha n(z(\alpha)) \left(R_f - k / \cos \alpha \right)^{\frac{B-B_f}{B_f}} \frac{\sin^2 \alpha}{\cos^3 \alpha} d\alpha + C_y. \quad (9)$$

Если требуемый концентрационный профиль не описывается точной функциональной зависимостью от z , то, представив $n(z)$ в виде полиномиального выражения

$$n(z) = \sum_0^{i_{\max}} \alpha_i z^i,$$

определив α_i и учитывая соотношение (9), получаем

$$x(\alpha) = C_4 \sum_0^{i_{\max}} \int_0^\alpha \alpha_i \left(R_f - \frac{k}{\cos \alpha} \right)^{\frac{B}{B_f}(1+i)-1} \frac{\sin \alpha}{\cos^2 \alpha} d\alpha + C_x,$$

$$y(\alpha) = C_4 \sum_0^{i_{\max}} \int_0^\alpha \alpha_i \left(R_f - \frac{k}{\cos \alpha} \right)^{\frac{B}{B_f}(1+i)-1} \frac{\sin^2 \alpha}{\cos^3 \alpha} d\alpha + C_y. \quad (10)$$

Положив $C_x = C_y = 0$ соответственно принятым условиям $x(0) = y(0) = 0$ и вычислив $x(\alpha)$ и $y(\alpha)$ для конкретных значений R_f, k, B, B_f , получаем искомую зависимость $y(x)$, определяющую форму изгиба пленки ППЭ.

2. Расчет поглотителя, формирующего постоянную плотность внедренных атомов по глубине

Условие $dN/dR = n(z) = \text{const}$ существенно упрощает выражения (9). Более того, в случае применения конкретных материалов эти выражения могут быть упрощены еще больше. Пусть, например, в кремниевом образце необходимо сформировать область легирования протонами толщиной $50 \mu\text{m}$ использованием ППЭ из алюминиевой фольги толщиной $k = 40 \mu\text{m}$. В диапазоне необходимых энергий пучка при измерении толщины в μm коэффициенты в формулах (1), (3) принимают значения: $A = A_{\text{Si}} = 18.56$, $B = B_{\text{Si}} = 1.476$, $A_f = A_{\text{Al}} = 16.51$, $B_f = B_{\text{Al}} = 1.485$. Отсюда видно, что для данного случая $B \approx B_f$. Заменяя приближенное равенство стогим, полагая $C_x = C_y = 0$ и учитывая, что от значения C_3 $y(x)$ не зависит, из выражения (9) получаем

$$x(\alpha) = \int_0^\alpha \frac{\sin \alpha}{\cos^2 \alpha} d\alpha = \frac{1 - \cos \alpha}{\cos \alpha},$$

$$y(\alpha) = \int_0^\alpha \frac{\sin^2 \alpha}{\cos^3 \alpha} d\alpha = \frac{\sin \alpha}{2 \cos^2 \alpha} - \frac{1}{4} \ln \left| \frac{1 + \sin \alpha}{1 - \sin \alpha} \right|. \quad (11)$$

Расположение границ слоя с одинаковой плотностью легирования определяется энергией монохроматического пучка E_0 и максимальным углом α_{\max} наклона фольги. Если внешняя граница совпадает с поверхностью образца, то α_{\max} определяется из очевидного соотношения $\cos \alpha_{\max} = k / A_{\text{Al}} E_0^{B_{\text{Al}}}$. Пользуясь формулами (1), (3) с

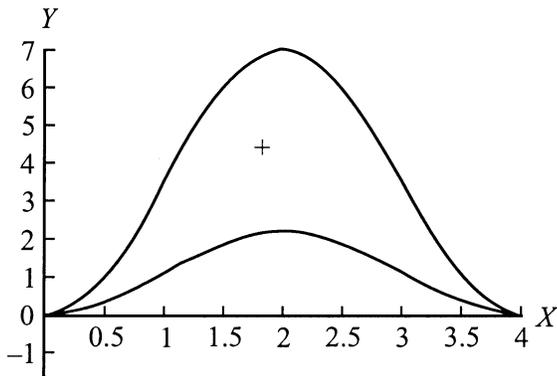


Рис. 2. Форма одного периода профиля ППЭ для протонного легирования при $\delta z = 50 \mu\text{m}$ (нижняя кривая) и $\delta z = 260 \mu\text{m}$, $E_0 = 3.01 \text{ MeV}$ (верхняя кривая).

приведенными значениями коэффициентов и переведа толщину слоя Si в эквивалентную по потерям энергии толщину Al, можно определить, что $E_0 = 3.01 \text{ MeV}$ и $\alpha_{\text{max}} = 61.9^\circ$.

Если внешняя граница легированного слоя должна располагаться на глубине $z_{\text{Si,min}}$ от поверхности образца, то минимальная энергия ионов на выходе ППЭ $E_{\text{min}} = (z_{\text{Si,min}}/A_{\text{Si}})^{1/b_{\text{Si}}}$, а максимальная $E_{\text{max}} = (z_{\text{Si,max}}/A_{\text{Si}})^{1/b_{\text{Si}}}$. Энергия исходного пучка E_0 должна удовлетворять условию

$$E_0 = \left(\frac{z_{\text{Al,min}} + Z_{\text{max}}}{A_{\text{Al}}} \right)^{1/b_{\text{Al}}} = \left(\frac{z_{\text{Al,max}} + k}{A_{\text{Al}}} \right)^{1/b_{\text{Al}}}, \quad (12)$$

где $z_{\text{Al,min}}$ и $z_{\text{Al,max}}$ — толщины Al, эквивалентные по потерям энергии слоям Si до внешней и внутренней границы легированного слоя; $Z_{\text{max}} = k / \cos \alpha_{\text{max}}$.

Вычисления, проведенные для границ $z_{\text{Si,min}}$, равных 10 и 100 μm , приводят к значениям $E_0 = 3.22 \text{ MeV}$ и $E_0 = 4.84 \text{ MeV}$ соответственно, при этом изменение α_{max} для $z_{\text{Si,min}} = 0.10$ и 100 μm не превышает 1.5° .

Форма профиля ППЭ, вычисленная по формулам (11) для $\alpha_{\text{max}} \approx 62^\circ$, приведена на рис. 2 (нижняя кривая). Непосредственно расчетный участок представляет собой первую четверть изображенного периода. Полный период получается симметризацией расчетного участка при условии непрерывности функции $y(x)$. Форма профиля практически идентична для любых глубин залегания легированного слоя фиксированной толщины.

Изменение толщины легированного слоя связано с существенным изменением формы изгиба ППЭ. В качестве примера на рис. 2 приведена форма профиля ППЭ с $k = 40 \mu\text{m}$ и $\alpha_{\text{max}} \approx 81^\circ$, формирующего легированный слой толщиной $\delta z \approx 260 \mu\text{m}$ (верхняя кривая). Столь сильная зависимость α_{max} от толщины слоя легирования и независимость от глубины его залегания для выбранных материалов легко объяснимы. Из (1) и (3),

полагая $B_{\text{Al}} = B_{\text{Si}}$, получаем $R_{\text{Al}} = A_{\text{Al}}R_{\text{Si}}/A_{\text{Si}}$. Поскольку $\delta z_{\text{Si}} = \delta R_{\text{Si}}$, из соотношения (13) имеем

$$\alpha_{\text{max}} = \arccos \left[\frac{\delta Z_{\text{Si}} A_{\text{Al}}}{A_{\text{Si}} k} + 1 \right]^{-1}.$$

3. Формирование заданного распределения радиационных дефектов по глубине

Поскольку физические процессы, приводящие к образованию радиационных дефектов при облучении исходного материала протонами, имеют свои особенности [5] по сравнению с их формированием тяжелыми ионами (ТИ), задачу расчета ППЭ для этих случаев целесообразно рассматривать отдельно.

Если для создания дефектов в исходном материале используются высокоэнергетичные протоны, то основная доля дефектов приходится на узкие конечные участки треков [5]. Тогда задача формирования заданного распределения дефектов по глубине будет эквивалентна рассмотренной выше задаче формирования профиля водородного легирования. В частности, ППЭ с приведенным на рис. 2 профилем (нижняя кривая) будет приблизительно решать задачу формирования равномерного по глубине слоя дефектов в области от $z = 0$ до $82 \mu\text{m}$ в кремниевом образце, если энергия исходного протонного пучка равна 3 MeV, а $k = 40 \mu\text{m}$.

Если для образования дефектов использовать ТИ, то дефекты формируются с существенно отличной от нуля плотностью распределения вдоль большего участка трека. Это обусловлено ростом тормозных потерь ТИ с увеличением E в области до значений $E(\text{MeV}) \approx A$ иона за счет увеличения равновесного заряда ТИ, движущихся в тормозящей среде, и существенно большим, чем в случае легких ионов, компонентом „ядерного торможения“ [5]. На рис. 3 представлена полученная с использованием программы SRIM зависимость относительной плотности распределения дефектов $n(z)$ от глу-

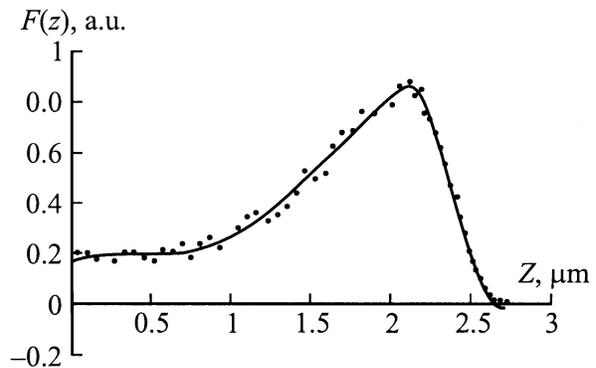


Рис. 3. Распределение дефектов по глубине в образце Ge при его облучении монохроматическим пучком Ar^{40} с энергией $E = 4.5 \text{ MeV}$.

бины проникновения в германиевый образец ионов Ag^{40} с энергией $E_0 = 4.5 \text{ MeV}$. Из рисунка видно, что распределение имеет существенно асимметричную форму, характеризуемую протяженным участком монотонного нарастания и менее протяженным участком монотонного спада.

Расчет искомого профиля ППЭ базируется на функции распределения пробегов ТИ, удовлетворяющей условию генерации профиля дефектов $F(z)$, максимально приближенному к требуемому.

4. Расчет распределения плотности пробегов по глубине

Функция распределения дефектов по глубине z зависит от пробега R как от параметра. Обозначим через $K(z)$ функцию распределения дефектов, соответствующую монохроматическому пучку ТИ с энергией E_{max} , имеющих в образце пробег R_{max} . Очевидно, что функция распределения дефектов, создаваемых ионами меньших энергий с меньшими пробегами R , соответствует параллельному сдвигу распределения $K(z)$ по глубине на величину $R_{\text{max}} - R$. Форма распределения при этом не искажается

$$\bar{K}(Rz) = K(R_{\text{max}} - R + z).$$

Пусть $n(R)$ — плотность распределения пробегов ТИ, энергетический спектр которых сформирован с помощью ППЭ. Вклад в плотность дефектов, генерируемых ТИ с пробегами, лежащими в интервале от R до $R + dR$, на глубине z составляет $K(R, z)n(R)dR$. Производя интегрирование по всем пробегам, величина которых превосходит z , получим следующее выражение для распределения дефектов $F(z)$:

$$F(z) = \int_z^{R_{\text{max}}} K(R_{\text{max}} - R + z) n(R) dR. \quad (13)$$

Выражение (13) при заданном $F(z)$ можно рассматривать как интегральное уравнение относительно искомого функции $n(R)$, в котором роль положительного ядра играет функция распределения дефектов $K(R_{\text{max}} - R + z)$.

По своему виду является интегральным уравнением Вольтерры первого рода [6–8], решение которого из физических соображений следует искать в классе неотрицательных функций. Правая часть этого уравнения представляет собой интегральное преобразование типа свертки. Если удовлетворяются условия существования точного решения уравнения (13), для его поиска применяют операционный метод, основанный на использовании преобразования Лапласа [6,7]. В настоящей работе использован итерационный алгоритм решения, исключающий требование существования точного решения уравнения (13). Его схема состоит в том, что для начально выбранного распределения $F(z)$ подбирается

ядро $\bar{K}_1(R, z)$, близкое к $\bar{K}(R, z)$, но такое, для которого решение $n_1(R)$ заведомо существует и может быть найдено любым доступным способом, например матричным методом [9]. Затем в уравнение (13) подставляются найденное $n_1(R)$ и истинное ядро $\bar{K}(R, z) = K(R_{\text{max}} - R + z)$ и рассчитывается уточненное значение свободного члена $F_1(z)$. Пара функций $n_1(R)$ и $F_1(z)$ является первым приближением к искомому решению.

Затем строится функция $F_1(z)$

$$\bar{F}_1(z) = \begin{cases} F_1(z_{\text{max}}), & \text{при } \begin{cases} 0 \leq z \leq z_{\text{max}}, \\ z > z_{\text{max}}, \end{cases} \\ F_1(z), & \end{cases}$$

где z_{max} — значение координаты z , соответствующее максимуму функции $F_1(z)$.

Полученная функция $\bar{F}_1(z)$ подставляется в левую часть (13) и итерационная процедура повторяется до тех пор, пока продолжается выравнивание значений $F_1(z)$ на участке $0 \leq z \leq z_{i_{\text{max}}}$, где i — номер итерации. В противном случае итерационный процесс обрывается.

В описанной процедуре одновременно происходит как поиск приближенного вида искомого распределения $n(R)$, так и уточнение функции $F(z)$, поэтому эту процедуру можно рассматривать как алгоритм решения вариационной задачи без строго определенных условий экстремума. Из описания алгоритма также видно, что он подходит для расчета плотности распределения пробегов для любого „достаточно хорошо согласованного“ с ядром распределения дефектов.

С использованием описанного метода был произведен расчет распределения треков Ag^{40} в германии для $E_{\text{max}} = 4.5 \text{ MeV}$, соответствующий максимально равномерному распределению дефектов по всей глубине образца. Непрерывная часть распределения аппроксимировалась затем степенным полиномом. Аналитическая запись полученного решения имеет вид

$$n(R) = \begin{cases} \sum_{i=0}^4 \alpha_i R^i + 0.114\delta(R-2.6) & \text{при } \begin{cases} 0 \leq R \leq 2.6, \\ R > 2.6, \end{cases} \\ 0 & \end{cases} \quad (14)$$

где $\alpha_0 = 0.04961$, $\alpha_1 = 0.09850$, $\alpha_2 = -0.09165$, $\alpha_3 = 5.259 \cdot 10^{-2}$, $\alpha_4 = -1.312 \cdot 10^{-2}$; значения R выражены в микронах.

На рис. 4, *a* представлено полученное распределение пробегов $n(R)$, а на рис. 4, *b* — соответствующее ему распределение дефектов $F(z)$. Как видно из рис. 4, *b*, приближенный расчет $n(z)$ соответствует достаточно хорошему выравниванию функции $F(z)$ при $z \leq 2.0 \mu\text{m}$, хотя для его получения было проведено всего три итерации. В интервале глубин $2.0 < z < 2.6 \mu\text{m}$ распределение $F(z)$ монотонно спадает до нуля и принципиально не может быть выровнено из-за наличия спадающей части ядра $\bar{K}(R, z)$.

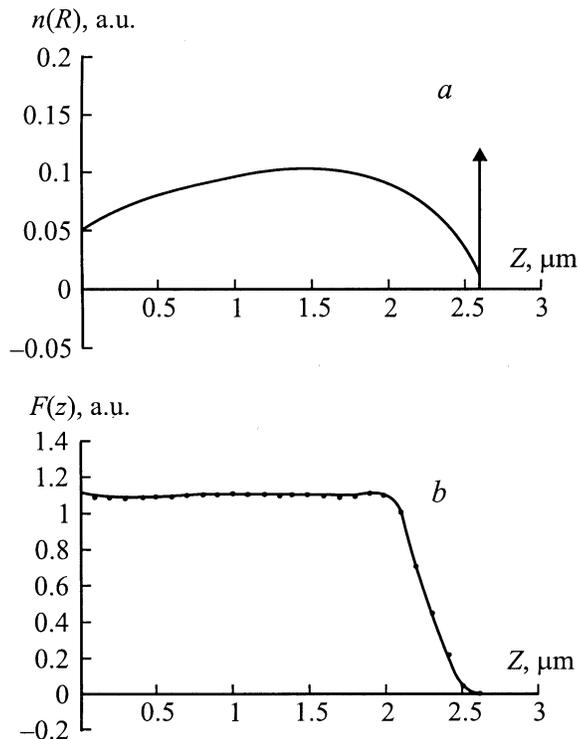


Рис. 4. *a* — распределение пробегов $n(R)$ для ионов Ar^{40} в Ge, обеспечивающее максимально равномерное распределение дефектов ($E_{max} = 4.5$ MeV); *b* — распределение дефектов по глубине $F(z)$, соответствующее распределению пробегов $n(R)$ на рис. 4, *a*.

Необходимо отметить, что найденное распределение (14) при $R = 2.6 \mu m$ имеет особенность в виде δ -функции [10], которая отразится в специфике формы профиля ППЭ.

5. Расчет профиля ППЭ

Как было отмечено выше, механизм торможения ТИ отличается от механизма торможения протонов и α -частиц. Для ТИ с массой A в области энергий $E(\text{MeV}) < A$ с ростом E в результате увеличения равновесного заряда ТИ наблюдается рост удельных тормозных потерь. В степенной аппроксимации зависимости R от E (1), (3) показатели степени B и B_f становятся меньше единицы, но для данного сорта ТИ в достаточно широкой области энергий сохраняется слабая зависимость их величины от среды торможения, т.е. $B \cong B_f$. Например, для Ar^{40} с энергией до 15 MeV показатель $B \approx 0.714$ как для алюминиевых, так и для германиевых образцов. Это означает, что при использовании алюминиевого ППЭ его профиль, необходимый для формирования в образце Ge равномерного распределения дефектов, на основании (9) определяется

уравнениями

$$\begin{aligned}
 x(\alpha) &= A_0 \int_0^\alpha \frac{n(R) \sin \alpha}{\cos^2 \alpha} d\alpha + C_x, \\
 y(\alpha) &= A_0 \int_0^\alpha \frac{n(R) \sin^2 \alpha}{\cos^3 \alpha} d\alpha + C_y, \quad (9a)
 \end{aligned}$$

где произведена замена z на R .

Выразим координату z , соответствующую пробегу R в облучаемом материале, через R_f, k, α

$$\begin{aligned}
 R = z &= A_{Ge} \left[\left(\frac{R_f - k / \cos \alpha}{A_{Al}} \right)^{1/B_{Al}} \right]^{B_{Ge}} \\
 &= 0.395(R_f - k / \cos \alpha), \quad (15)
 \end{aligned}$$

где $A_{Al} = 0.878, A_{Ge} = 0.347, B_{Al} = B_{Ge} = 0.714$.

Подставляя (15) в (14) без учета слагаемого, содержащего δ -функцию, получаем

$$n(R_{Al}, k, \alpha) = \sum_{i=0}^4 \alpha_i [0.395(R_{Al} - k / \cos \alpha)]^i. \quad (16)$$

Формула (16) задает распределение треков по глубине $n(R_{max}, k, \alpha)$ в интервале углов наклона фольги $0 < \alpha \leq \alpha_{max}$, соответствующее условию $F(z) = const$. Полагая $\alpha_{max} = 62^\circ$, по формулам (1)–(5) определяем, что при толщине алюминиевой фольги $k = 2.4 \mu m$ и энергии исходного монохроматического пучка Ar^{40} $E_0 = 11.38$ MeV максимальная толщина проходимого слоя поглотителя $Z_{Al,max} = 4.99 \mu m$, а максимальная энергия спектра после ППЭ $E_{max} = 4.5$ MeV. Подставляя значения параметров в выражение (16), а затем само это выражение — в систему (9а), рассчитываем параметрически определяемый профиль ППЭ в интервале углов $0 < \alpha \leq 62^\circ$. При этом для определенности полагаем $A_0 = 1$ и $C_x = C_y = 0$. Исключая параметр α , приходим к искомой зависимости $y(x)$. На рис. 5 этой зависимости соответствует участок профиля в интервале $0.343 \leq x \leq 1$.

Особенность в виде δ -функции при $R = 2.6$ в выражении (14) означает, что при значении $E = E_{max}$, которому соответствует угол $\alpha = 0$, сконцентрирована конечная доля площади энергетического спектра, т.е. спектр наряду с непрерывной составляющей содержит дискретную составляющую. Относительный вклад последней определяется выражением

$$\xi = \frac{0.114 \int_0^\infty \delta(R - 2.6) dR}{\int_0^\infty \rho(R) dR}.$$

Производя интегрирование с использованием полиномиального представления $n(R)$ на участке $0 \leq R < 2.6$ и учитывая свойства δ -функции [11], получаем $\xi = 0.343$.

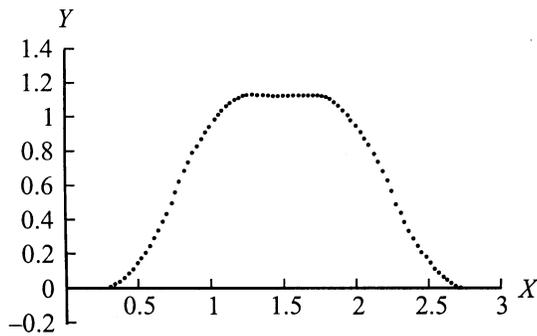


Рис. 5. Форма одного периода профиля ППЭ для создания однородного слоя дефектов толщиной $\delta z = 24 \mu\text{m}$ в образце германия (облучающие ионы — Ar^{40} , материал поглотителя — Al , $k = 2.4 \mu\text{m}$, $E_0 = 11.38 \text{ MeV}$, $E_{\text{max}} = 4.5 \text{ MeV}$, $\alpha_{\text{max}} = 62^\circ$).

Таким образом, протяженность участка ППЭ, которому соответствует угол $\alpha = 0$, должен составлять 34% от всего расчетного интервала значений x . На рис. 5 полному расчетному интервалу соответствует участок $0 \leq x \leq 1$. Из функции $y(x)$, определенной на расчетном интервале, по аналогии с рис. 2 можно сформировать ППЭ с профилем, имеющим вид непрерывной периодической функции. Полный период такой функции представлен на рис. 5.

Наличие плоских участков профиля является характерной особенностью ППЭ для тяжелых ионов. Их появление связано с тем, что при малых и средних энергиях дефекты, генерируемые тяжелой частицей, распределены вдоль всей траектории ее движения. Это приводит к появлению „широкого“ ядра $K(R, z)$ в интегральном уравнении (17) и, как следствие, к возникновению δ -функции в распределении $n(z)$. При уменьшении ширины распределения $K(R, z)$ амплитуда δ -функции также уменьшается, приводя к уменьшению относительной протяженности плоской части ППЭ, которая в пределе будет стремиться к нулю.

Заключение

В целом профильный поглотитель представляет собой фольгу, волнообразно деформированную в одном направлении в соответствии с выражением (9). Для осуществления равномерного по площади легирования образец обычно сканируют облучающим пучком в двух направлениях. Чтобы при этом исключить образование рельефа, связанного с периодичностью профиля поглотителя, можно в процессе облучения смещать ППЭ относительно образца. Однако предпочтительнее более простой метод, основанный на эффекте углового рассеяния, возникающего при прохождении ионами конденсированных сред.

Поперечный стретглинг для протонов после прохождения слоя Al толщиной $40 \mu\text{m}$, согласно расчетам по программе SRIM, составляет $\approx 1.8 \mu\text{m}$, что соответ-

ствует среднему углу рассеяния $\bar{\varphi} = 2.6^\circ$. Он слабо зависит от E_0 и возрастает пропорционально толщине рассеивателя. Расчеты, проведенные для этого случая в рамках работы [11], дали близкий результат: $\bar{\varphi} = 2.37^\circ$. Если период волнообразной деформации пленки при этом составляет $\sim 2 \text{ mm}$, то уже на расстоянии нескольких см, ионы, прошедшие через наиболее тонкую область поглотителя, приблизительно равномерно распределяются по облучаемому образцу. С увеличением массы используемых ионов в соответствии с уменьшением $\bar{\varphi}$ это расстояние должно быть увеличено.

Изготовить ППЭ можно путем опрессовки фольги на плоской матрице, профиль которой сформирован на станке строгального типа с помощью резца соответствующей формы.

Контроль профиля ППЭ удобно производить путем сравнения с помощью поверхностно-барьерных детекторов наблюдаемых энергетических спектров ионов, прошедших ППЭ, с вычисленными по формуле (2). На рис. 6, *b* приведены расчетные энергетические спектры протонов и Ar^{40} , формирующие постоянную по глубине концентрацию водорода и радиационных дефектов для рассмотренных примеров.

Известно, что для данного сорта легких и тяжелых ионов в достаточно широкой области энергий сохраняется слабая зависимость коэффициентов B от среды торможения. Если при облучении образцов легкого и среднего атомного веса использовать ППЭ соответ-

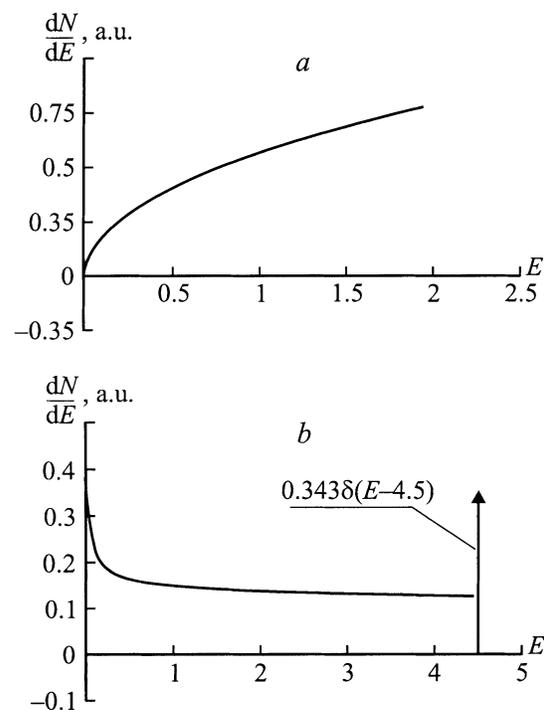


Рис. 6. *a* — энергетический спектр протонов, создающих в Si постоянную концентрацию водорода на глубинах $0-50 \mu\text{m}$; *b* — энергетический спектр ионов Ar^{40} , создающих концентрационный профиль дефектов в Ge , показанный на рис. 4, *a*.

ственно из алюминия и меди, то для легких и тяжелых ионов $(B - B_f)/B_f < 0.03$ и при реальных возможных значениях R_f, k, α допущение $(R_f - k/\cos\alpha)^{\frac{B-B_f}{B_f}} \approx \text{const}$ приводит к изменению результатов на несколько процентов, что вполне допустимо.

Основным преимуществом имплантационного метода внедрения примесей является возможность создания в образцах легированных слоев с чрезвычайно резкими границами концентрационных профилей, поскольку продольный стрегглинг даже легких ионов составляет $< 5\%$ от полного пробега.

Следует отметить, что проведенные выше расчеты сделаны в предположении, что коэффициенты торможения не зависят от дозы N имплантированных ионов. Однако для тяжелых ионов ($A > 10$) при $N > 10^{14}$, а для сверхтяжелых — уже при $N > 10^{13}$ ion/cm² наблюдается зависимость коэффициента торможения от дозы. Для легированного слоя в $10 \mu\text{m}$ эти дозы соответствуют концентрациям $10^{16} \div 10^{17}$ ion/cm³. Учитывая, что для создания радиационных дефектов используют дозы $N < 10^{12}$ ion/cm², приведенные расчеты также корректны для решения задачи о форме профильных поглотителей, используемых при формировании профиля плотности радиационных дефектов.

Список литературы

- [1] Зорин Е.И., Павлов П.В., Тетельбаум Д.И. Ионное легирование полупроводников. М.: Энергия, 1975. 128 с.
- [2] Козлов В.А., Козловский В.В. // ФТП. 2001. Т. 35. Вып. 7. С. 769–795.
- [3] Zigler J.F., Biersack J.P., Littmark U. The Stopping and Range of Ions in Solids. Vol. 1. Pergamon Press, 1985.
- [4] Schiott H.E., Thomsen P.V. // Rad. Eff. 1972. Vol. 14. P. 39–47.
- [5] Калашиников Н.П., Ремизович В.С., Рязанов М.И. Столкновения быстрых заряженных частиц в твердых телах. М.: Атомиздат, 1980.
- [6] Краснов М.Л. Интегральные уравнения. М.: Наука, 1975.
- [7] Забрейко П.П., Кошелев А.И., Красносельский И.А. и др. Интегральные уравнения. М.: Наука, 1968.
- [8] Смирнов В.И. Курс высшей математики. Т. IV. Ч. I. М.: Наука, 1974.
- [9] Смирнов В.И. Курс высшей математики. Т. III. Ч. I. М.: Наука, 1974.
- [10] Владимиров В.С. Обобщенные функции в математической физике. М.: Наука, 1979.
- [11] Blaugrund A.E. // Nucl. Phys. 1966. Vol. 88. P. 501–512.