

УДК 539.12.04:546.87

ФИЗИКА

В. В. БЕЛОШИЦКИЙ, Г. А. ГУМАНСКИЙ, М. А. КУМАХОВ, И. С. ТАШЛЫКОВ

**К ИНТЕРПРЕТАЦИИ ЭКСПЕРИМЕНТОВ ПО ОПРЕДЕЛЕНИЮ
ЧИСЛА РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ МЕТОДОМ
ОБРАТНОГО РАССЕЯНИЯ КАНАЛИРОВАННЫХ ИОНОВ**

(Представлено академиком П. А. Черенковым 12 VI 1973)

Наряду с быстрым развитием теории (^{1, 2}), явления каналирования и облокирования в последние годы нашли практическое применение: например, метод обратного рассеяния используется для изучения дефектов, возникающих в кристаллах при различных видах радиационного воздействия, включая дефекты, образующиеся при имплантации ионов (³⁻⁶).

Оценивая количество смещенных атомов в кристаллической решетке облучаемого кристалла N' , обычно пользуются методикой, разработанной в (³). При этом считается, что «поднятие» осевого спектра, т. е. увеличение числа обратно рассеянных ионов, при исследовании облученного кристалла (по сравнению со спектром необлученного) обусловлено только рассеянием от образовавшихся в результате воздействия дефектов — смещенных атомов. В этом случае применяется равенство (12) из работы (³):

$$Y'(t) = Y_n(t) N'(t) / N, \quad (1)$$

где $Y'(t)$ — выход обратно рассеянных ионов с глубины t при снятии осевого спектра облученного кристалла, $Y_n(t)$ — значение выхода в случайном спектре на этой же глубине, N — число атомов кристалла в 1 см^3 , $N'(t)$ — число смещенных атомов на глубине t .

Интегрируя обе части равенства (1) по глубине поврежденного слоя и сокращая одинаковые множители, получают уравнение для числа n обратно рассеянных ионов

$$n = n_i \Omega (d\sigma/d\Omega) N'; \quad (2)$$

здесь n_i — число частиц в анализирующем пучке, Ω — постоянный телесный угол детектора, $d\sigma/d\Omega$ — сечение рассеяния в телесный угол детектора.

Теперь из (2) находится искомое

$$N' = \frac{n}{n_i \Omega d\sigma/d\Omega}; \quad (3)$$

в (3) n , n_i и Ω определены условиями эксперимента, $d\sigma/d\Omega$ рассчитывается для каждого материала.

Таким образом, получают количество смещенных атомов в облученном слое. Делением N' на полный интегральный поток Φ определяется число смещенных атомов, приходящихся на одну падающую частицу.

Авторы (⁵) рассчитали число смещенных атомов на один ион при имплантации ускоренных до 40 кэВ ионов сурьмы в кремний при температуре 23°С. Оказалось, что после имплантации в решетке остается ~3300 смещенных атомов Si на один ион Sb. Близкие результаты получены в работах (^{4, 7}).

Мы исследовали методом обратного рассеяния воздействие протонного облучения на кристаллы чистого и примесного висмута, что является продолжением изучения действия на этот материал различных видов облучения (^{8, 9}), проводимого в лаборатории элионики Научно-исследовательского

института прикладных физических проблем Белорусского государственного университета.

Протонами с энергией 100 кэВ и интегральным потоком $5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-2}$ облучались монокристаллические образцы, приготовленные из чистого висмута марки Вi000 и его сплавов со свинцом трех концентраций: 0,2; 0,6 и 1,0 ат. % Рb. Облучение проводилось под углом $5-10^\circ$ к направлению оси $\langle 111 \rangle$. Исследовались образцы на электростатическом генераторе Ван-де-Граафа при энергии ионов гелия 1,4 МэВ. С помощью 256-канального анализатора снимались осевые спектры при ориентировании оси кристаллов $\langle 111 \rangle$ в направлении полупроводникового детектора. Энергетическое разрешение системы в условиях эксперимента было 32 кэВ. Угол обратного рассеяния составлял $\sim 163^\circ$. При снятии спектров ток частиц на образец не превышал $5 \cdot 10^{-9} \text{ а}$, общий перенесенный заряд за время снятия одного спектра достигал 0,5 мкк. Облучение и исследование проводились при комнатной температуре.

Для расчета числа образующихся при облучении протонами в висмуте дефектов применялся метод, описанный в (3). Ниже приводятся результаты экспериментов ($[\text{Pb}]$ — концентрация примеси свинца, n_g — количество оставшихся в решетке смещенных атомов висмута в расчете на 1 протон после облучения протонами 100 кэВ):

[Pb], ат. %	0	0,2	0,6	1,0
n_g	224	268	272	270

Число смещенных атомов у примесных образцов больше, это объясняется, очевидно, тем, что во время облучения отжигается меньше дефектов в кристаллах висмута с добавками свинца по сравнению с чистым висмутом, поскольку введение примеси свинца в висмут приводит к замедлению процессов отжига в нем (10).

Если принять пороговую энергию смещения атома висмута $E_d = 25 \text{ эВ}$, то почти 7,0% всей энергии затрачивается на смещение атомов. Надо отметить, что при облучении происходит самоотжиг дефектов, в результате которого значительная часть смещенных атомов возвращается в узлы решетки. Известно также (11), что при облучении тяжелых материалов быстрыми легкими ионами последние теряют свою энергию, в основном, на ионизацию и небольшие смещения атомов от положений равновесия в узлах решетки и только малая доля расходуется на прямые смещения атомов в междоузлия.

Мы применили использованный в (13) метод для теоретического расчета пространственного распределения и определения количества дефектов, приходящихся на один протон при облучении висмута 100 кэВ протонами. Оказалось, что один такой протон может сместить около сорока трех атомов висмута. Таким образом, только около 1% всей энергии расходуется на выбивание атомов висмута из узлов решетки, что согласуется с общепринятыми (11) представлениями. Результаты этого расчета дают на порядок меньшее число дефектов, чем полученное в эксперименте по методу (3), не учитывающему декапализацию на дефектах.

Необходимо отметить также следующее. Чтобы выбить из узлов ~ 3300 атомов Si (3), необходима энергия $\sim 43 \text{ кэВ}$, если принять для кремния $E_d = 13 \text{ эВ}$ (12), а в эксперименте имплантировались ионы Sb с $E = 40 \text{ кэВ}$. В работах (4, 7) практически вся энергия имплантируемых ионов In, Sb и Ga должна расходоваться на смещение ~ 3000 атомов Si или Ge на один имплантируемый ион. Более правдоподобные результаты при использовании для расчета того же метода получены авторами (13). После облучения при комнатной температуре кристаллов GaP ионами висмута с энергией $E = 100 \text{ кэВ}$ в решетке остаются смещенными ~ 1300 атомов.

На основании изложенных выше фактов получается, что метод расчета числа дефектов, оставшихся в кристалле после облучения, предложенный в (3), не отражает действительности.

Нами предлагается следующая интерпретация увеличения выхода обратно рассеянных ионов при снятии спектров облученных кристаллов. «Поднятие» спектра облученных кристаллов происходит в основном из-за обратного рассеяния от атомов субстрата ионов, деканализированных из анализирующего пучка дефектами, появившимися в кристалле после облучения. В работе (3) такое предположение о роли дефектов также высказывается, но затем им пренебрегают.

В рассуждениях, излагаемых ниже, мы предполагаем, что:

1) Дефекты, т. е. смещенные атомы, распределены в поперечном сечении канала беспорядочным образом, т. е. хаотически.

2) Имеет место многократное рассеяние на дефектах, следовательно, доля деканализированных ионов описывается гауссовым распределением.

3) Полная доля деканализированных ионов на некоторой глубине обусловлена деканализированием на совершенном кристалле и деканализированием на введенных дефектах.

4) Пусть деканализирование на совершенном кристалле (связанное в основном с рассеянием на электронах для быстрых частиц можно описать так:

$$\chi_{\psi}(t) = \chi(0) + [1 - \chi(0)] \exp(-\psi^2/\bar{\theta}_0^2), \quad (4)$$

здесь $\chi(0)$ — доля ионов, не входящих в канал с самого начала,

$$\chi(0) = \pi(a^2 + \rho^2)Nd; \quad (5)$$

a — радиус экранирования Томаса — Ферми,

$$a = a_0 \cdot 0,8853 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{-1/2}; \quad (6)$$

ρ — амплитуда колебаний атомов решетки перпендикулярно ряду, N — число атомов кристалла в см³, d — среднее расстояние между соседними атомами в ряду, ψ — критический угол,

$$\psi^2 = 2Z_1 Z_2 e^2 / dE, \quad (7)$$

Z_1 и Z_2 — атомные номера частицы и кристалла соответственно, e — заряд электрона, E — энергия частицы, $\psi^2/\bar{\theta}_0^2$ — вероятность рассеяния частицы из параллельного пучка в хаотический в необлученном кристалле, $\bar{\theta}_0^2$ определяются из эксперимента (сравнивая «случайный» и «осевой» спектры в необлученном кристалле).

Так как $\chi(0) \ll 1$, то

$$\chi_{\psi}(t) = \exp(-\psi^2/\bar{\theta}_0^2) \quad (8)$$

и тогда

$$\bar{\theta}_0^2 = -\psi^2 / \ln(\chi_{\psi}(t)). \quad (9)$$

5) Полная доля деканализированных ионов в облученном кристалле

$$\chi'(t) \approx \exp[-\psi^2/(\bar{\theta}_0^2 + \bar{\theta}_g^2)], \quad (10)$$

$$\bar{\theta}_g^2(t) = \frac{2\pi Z_1^2 Z_2^2 e^4 L_n}{E^2} \int_0^{\frac{\pi}{2}} N'(x') dx', \quad (11)$$

N' — концентрация смещенных атомов, $N'(x')$ — профиль дефектов;

$$L_n = \ln(1,29\mathcal{E}), \quad \mathcal{E} = \frac{aE}{Z_1 Z_2 e^2} \frac{M_2}{M_1 + M_2}. \quad (12)$$

Исходя из этого имеем

$$\frac{Y'(t)}{Y_n(t)} = \left[1 - \exp\left(-\frac{\psi^2}{\bar{\theta}_0^2 + \bar{\theta}_g^2(t)}\right) \right] \frac{N'}{N} + \exp\left(-\frac{\psi^2}{\bar{\theta}_0^2 + \bar{\theta}_g^2(t)}\right). \quad (13)$$

Для случая, когда профиль дефектов однороден,

$$\bar{\theta}_g^2(t) = KN'(t), \quad (14)$$

$$K = 2\pi Z_1^2 Z_2^2 e^4 L_n / E^2. \quad (15)$$

Теперь (13) записывается так:

$$\frac{Y'}{Y_n} = \left[1 - \exp\left(-\frac{\psi^2}{\bar{\theta}_0^2 + KN't}\right) \right] \frac{N'}{N} + \exp\left(-\frac{\psi^2}{\bar{\theta}_0^2 + KN't}\right). \quad (16)$$

Из эксперимента известны Y'/Y_n и глубина t . Решая (16), находим N' ; тогда число дефектов в слое

$$N_d = N'R_{\max}, \quad (17)$$

R_{\max} — максимальная глубина залегания дефектов.

Затем находится число дефектов, оставшихся после обучения, в расчете на один ион:

$$n_d = N_d / \Phi. \quad (18)$$

В нашем эксперименте оказалось $n_d \sim 35$.

Извлекаемая таким способом информация о числе дефектов учитывает самоотжиг, т. е. рассчитывается реальное число остаточных дефектов. Как указывалось выше, расчет по каскадной теории⁽¹³⁾ (в которой не учитывается самоотжиг) дает $n_d \sim 43$. В других работах⁽⁴⁻⁷⁾ получался результат, который противоречит общепринятым представлениям. Это было связано с тем, что в них при обработке экспериментальных данных не учитывалось деканалирование на дефектах.

Совпадение экспериментальных данных и теоретического расчета может служить, на наш взгляд, хорошим подтверждением правильности настоящего метода.

Научно-исследовательский институт
прикладных физических проблем
при Белорусском государственном университете
им. В. И. Ленина
Минск

Поступило
27 XII 1972

Научно-исследовательский институт ядерной физики
Московского государственного университета
им. М. В. Ломоносова

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ J. Lindhard, Kgl. Dansk. Vid. Sel., Mat.-Fis. Medd., B. 34, № 14 (1965). ² А. Ф. Тулинов, УФН, т. 87, 585 (1965). ³ E. Bøgh, Canad. J. Phys., v. A26, 576 (1968). ⁴ J. A. Davies, J. Denhartog et al., Canad. J. Phys., v. 45, 4053 (1967). ⁵ S. T. Picraux, J. E. Westmoreland et al., Appl. Phys. Letters, v. 14, 7 (1969). ⁶ D. A. Marsden, G. R. Bellavance et al., Phys. Stat. Sol., v. 35, 269 (1969). ⁷ J. W. Mayer, L. Eriksson et al., Canad. J. Phys., v. 46, 663 (1968). ⁸ Г. А. Гуманский, Н. С. Ташлыков, Изв. физ. журн., т. 21, 1105 (1971). ⁹ Г. Гоец, Г. А. Гуманский и др., Международное рабочее совещание «Внедрение ионов в полупроводники», Докл. № 10, ЦИЯИ Росендорф, 1972. ¹⁰ В. И. Прокошин, Физ. мет. и металловед., т. 20, 679 (1965). ¹¹ М. Томпсон, Дефекты и радиационные повреждения в металлах, М., 1974. ¹² W. L. Brown, W. M. Augustiniak, J. Appl. Phys., v. 30, 1300 (1959). ¹³ L. C. Feldman, W. M. Augustiniak, J. L. Merz, Radiat. Eff., v. 6, N 3-4, 293 (1970).