

# Вестник МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 1 — 1972

УДК 539.121.7

Ю. Б. ЧЕРНЯК, В. С. ЯХОТ

## О ЗАВИСИМОСТИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ДЕФЕКТОВ, ВВОДИМЫХ ТЯЖЕЛЫМИ ЧАСТИЦАМИ, ПО ГЛУБИНЕ ОТ ДОЗЫ ОБЛУЧЕНИЯ

Показана роль радиационно-стимулированной диффузии в процессе накопления дефектов под облучением. Объяснено явление расплывания пика дефектообразования с дозой, наблюдающееся в экспериментах.

Теоретические расчеты концентрации вводимых первичных дефектов от протонов и  $\alpha$ -частиц приводят к тому, что распределение должно иметь очень узкий пик в конце пробега частицы. По расчетам Кинчина и Пиза, ширина этого пика  $\sim 1$  мк [1]. Булгаков и Кумахов учли уширение распределения за счет страгглинга и многократного рассеяния и получили, что ширина возрастает до  $\sim 10$  мк [2]. Были предприняты попытки измерить распределение дефектов, вводимых облучением в твердые тела различными очень точными методами, но никто еще такого узкого пика не наблюдал. В работе Булгакова и Коломенской было получено зондовым методом распределение дефектов в кремнии, облученном протонами и  $\alpha$ -частицами, и обнаружено, что ширина пика меняется с дозой от  $\sim 60$  до  $200$  мк в интервале потоков  $5 \cdot 10^{11} - 6,8 \cdot 10^{12}$  протон/см<sup>2</sup> [3]. Удовлетворительного объяснения столь значительному уширению пока не было. Подобные эффекты зависимости распределения дефектов от дозы наблюдались при облучении твердых тел тяжелыми ионами. В данной работе мы предлагаем механизм для объяснения этого явления и приводим простой модельный расчет.

Измерение распределения дефектов, вводимых облучением, связано с воздействием значительных потоков радиации для того, чтобы концентрация введенных дефектов была достаточно велика. Обычно считается, что эта концентрация пропорциональна распределению первичных дефектов, и часть энергии, которая пошла на ионизацию и возбуждение вещества (примерно 95% всей энергии частицы), не рассматривается.

В отсутствие облучения дефекты в кремнии при комнатных температурах практически не мигрируют, но в процессе облучения это, скорее всего, не так. При облучении коэффициент диффузии золота в Si возрастал на несколько порядков по сравнению с необлученным материалом и наблюдалась очень сильная миграция золота в глубь мате-

риала [4]. Для объяснения этого явления А. Е. Кив и Ф. Т. Умарова рассчитали, что величина потенциального барьера перескока примеси золота в Si сильно уменьшается, если около примеси локализуется экситон [5]. Эти же авторы рассмотрели и иной процесс ускорения диффузии благодаря локализации экситона [6]. В работе [7] рассматривалась необычная температурная зависимость коэффициента радиационно-стимулированной диффузии при экситонном механизме ускорения процесса миграции примеси. Эти экспериментальные и теоретические результаты показывают, что в области, где имеются возбужденные состояния кристаллической решетки, возможна сильная диффузия дефектов.

В процессе набирания достаточной дозы облучения генерируются экситонные состояния в той области, куда вводятся дефекты, а дальше пробега частицы этих состояний нет. Считая экситонные состояния причиной резкого увеличения коэффициента диффузии дефектов, легко объяснить резкую асимметричность уширения распределения дефектов от дозы в сторону к облучаемой поверхности и практически полное отсутствие уширения на расстояния, больше пробега частицы, наблюдавшееся в работе [3].

Пусть в кристалл полупроводника влетел один протон, возбудил вещество вдоль своего трека и произвел некоторые дефекты. Длина свободного пробега свободного экситона  $l \sim 10^3 a_0 \sim 1 \text{ мк}$ , поэтому в трубке с диаметром  $1 \text{ мк}$  вокруг трека протона все примеси захватят экситоны и получат возможность легко перемещаться по кристаллу. На расстояниях же больше  $1 \text{ мк}$  от трека протона будем считать, что экситонов нет. Пренебрегая диффузией экситонов на  $1 \text{ мк}$  за точку пробега  $x=R$ , введем в одномерном случае в выделенной трубке коэффициент диффузии:

$$D(x) = \begin{cases} D_0 & 0 \leq x \leq R \\ 0 & x > R \end{cases} \quad (1)$$

где  $D_0$  — коэффициент радиационно-стимулированной диффузии (PCD). Пусть время жизни возбуждения на примеси  $\tau$ , тогда в течение этого времени после пролета частицы в выделенной трубке вокруг трека будет идти ускоренная диффузия, а затем возбуждения погибнут и процесс остановится.

Обозначим  $c_0(x)$  распределение дефектов, образующихся при пролете одной частицы. Если перед попаданием  $j$ -той частицы было распределение дефектов  $c_{j-1}(x)$ , то после пролета  $j$ -той частицы образуется распределение  $c_{j-1}(x) + c_0(x)$ , которое диффузионным образом расплывается потом в течение времени  $\tau$ . Распределение  $c_j(x, jt_0 + \tau)$ , где  $t_0$  — время между пролетом  $j$ -той и  $j-1$ -ой частиц, так что  $jt_0$  — время облучения является решением уравнения диффузии

$$\frac{\partial c_j(x, t)}{\partial t} = D_0 \frac{\partial^2 c_j(x, t)}{\partial x^2}; \quad (jt_0 \leq t \leq jt_0 + \tau). \quad (2)$$

с начальными условиями

$$c_j(x, jt_0) = c_{j-1}(x, (j-1)t_0 + \tau). \quad (3)$$

и естественными граничными условиями

$$\left. \frac{\partial c_j(x, t)}{\partial x} \right|_{x=0} = 0, \quad c_j(x, t)|_{x=R} = 0, \quad (4)$$

второе из которых означает пренебрежение диффузией на 1 мк за пробег протона  $R$ .

При  $j=1, 2, \dots$  (2) образует цепочку уравнений с последовательно завязанными начальными условиями и одинаковыми граничными условиями. Пусть  $\tilde{G}(x, x', \tau)$  функция Грина уравнения диффузии (2) и  $G$  соответствующий ей интегральный оператор. Тогда решение цепочки уравнений (2) будет

$$c_{\Phi}(x, \Phi t_0 + \tau) = (G + G^2 + \dots + G^{\Phi}) c_0(x). \quad (5)$$

Суммируя геометрическую прогрессию, найдем

$$c_{\Phi} = G \frac{1 - G^{\Phi}}{1 - G} C_0(x).$$

Так как

$$G^m = \int dx' \tilde{G}(x, x', m\tau) \dots,$$

то переходя к конкретному представлению функции Грина с учетом (4), найдем распределение после пролета  $\Phi$ -ой частицы

$$c_{\Phi} = \Phi \overline{c_0(x)} + \sum B_n^0 e^{-\left(\frac{\lambda_n L}{R}\right)^2} \frac{1 - e^{-\left(\frac{\lambda_n L}{R}\right)^2 \Phi}}{1 - e^{-\left(\frac{\lambda_n L}{R}\right)^2}} \cos \frac{\lambda_n x}{R}, \quad (6)$$

$$\lambda_n = \frac{2n + 1}{2} \pi.$$

Здесь  $B_n^0 = \frac{2}{R} \int_0^R c_0(x) \cos\left(\frac{\lambda_n x}{R}\right) dx$  — коэффициенты Фурье начального рас-

пределения от одного протона;  $\overline{c_0(x)} = B_0^0 = \frac{1}{R} \int_0^R c_0(x) dx$  — средняя по про-

бегу плотность дефектов;  $L = \sqrt{D_0 \tau}$  — длина диффузии для одной примеси (дефекта) за время жизни экситона.

Из (6) видно, что величина максимального уширения может быть вычислена по формуле

$$L_m \approx \sqrt{D_0 \tau \Phi_0}. \quad (7)$$

Для коэффициента диффузии можно написать [8]:

$$D_0 \approx \frac{\delta^2}{6} \omega_0 e^{-\Delta/kT} \quad (8)$$

и для грубой оценки положим  $\Delta=0$ , (при Р.С.Д.  $\Delta \ll 0$ ), тогда из (7) получим  $D_0 \sim 10^{-2}$  см<sup>2</sup>/сек. Время жизни для локализованных экситонов  $\tau \sim 10^{-7}$  (сек).

Подставим эти значения в (7) и получим, что уширение  $L_m \sim 100$  мк достигается при  $\Phi 10^5$  протонов. Так как мы рассматриваем трубку  $\sim 1$  мк, то это соответствует потоку  $\Phi 10^{13}$  протон/см<sup>2</sup>. Как и наблюдалось в эксперименте.

Разумеется, эти оценки весьма произвольны и приведены для того, чтобы показать, что при разумных значениях параметров получается согласие с экспериментом, но они никак не являются количественными

критериями справедливости теории. В работе [3] было отмечено, что образцы с более высоким исходным удельным сопротивлением обнаруживают более сильное уширение. Это можно объяснить тем, что в высокоомных образцах с низкой концентрацией свободных электронов диэлектрическая проницаемость меньше и поэтому связь между электроном и дыркой у возбужденного состояния больше и больше время жизни относительно диссоциации на электрон и дырку, чем у низкоомного образца. Из (7) видно, что в высокоомных образцах уширение должно быть больше, чем у низкоомных.

В заключение хотелось бы подчеркнуть, что процессы радиационно-стимулированной миграции дефектов во время набирания достаточной дозы необходимо учитывать в очень многих явлениях радиационной физики твердого тела.

Мы выражаем благодарность А. И. Акишину, Ю. В. Булгакову и Т. И. Коломенской за интерес к работе и полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кинчин Г. Н., Пиз Р. С. «Успехи физических наук», **60**, 590, 1956.
2. Булгаков Ю. В., Кумахов М. А. ФТП, **2**, № 11, 1968.
3. Булгаков Ю. В., Коломенская Т. И. ФТП, **1**, № 3, 1967.
4. Климова О., Ниязова О. Р. «Физика твердого тела», **12**, № 7, 1970.
5. Кив А. Е., Умарова Ф. Т. ФТП, **4**, № 3, 571, 1970.
6. Кив А. Е., Умарова Т., Искандерова З. А. ФТП, **4**, № 9, 1970.
7. Яхот В. С. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., **11**, № 4, 1970.

Поступила в редакцию  
26.1 1971 г.

НИИЯФ