

свидетельствует о том, что увеличение времени жизни в процессе снижения концентрации носителей заряда наиболее вероятно при наличии центра рекомбинации с глубоким уровнем. Заметим, что значения глубины залегания уровней, использованные при расчетах, не следует принимать как абсолютные. Эти значения характеризуют лишь тенденцию влияния глубины залегания рекомбинационного центра на время жизни неосновных носителей.

Поскольку в процессе облучения монокристаллов кремния наряду с уменьшением концентрации носителей заряда происходит накопление центров рекомбинации (при анализе полученных результатов предполагалось, что концентрации компенсирующих и рекомбинационных центров, вводимых при облучении, равны на всех стадиях облучения), качественно картина изменения времени жизни для разобранный выше случая будет описываться кривой, показанной штриховой линией на рисунке. В начальный момент облучения время жизни определяется крайне правой точкой кривой 1. По мере увеличения дозы облучения, сопровождающегося накоплением центров рекомбинации, время жизни падает, а затем начинает расти, приближаясь к своему исходному, наблюдавшемуся до облучения значению (крайняя левая точка кривой 4).

Заметим (хотя это выходит за рамки принятых допущений), что если центр рекомбинации расположен в нижней половине запрещенной зоны, то время жизни по мере увеличения концентрации компенсирующих центров будет монотонно уменьшаться (штриховая линия на рисунке от крайней правой точки кривой 3 до крайней левой точки кривой 6).

Таким образом, восстановление времени жизни при увеличении дозы облучения в кремнии *p*-типа, полученном зонной плавкой, можно объяснить появлением дефектов, обладающих глубокими уровнями (если считать от валентной зоны) и являющихся центрами рекомбинации. В кремнии, полученном по методу Чохральского, наряду с центрами рекомбинации, обладающими глубокими энергетическими уровнями, по-видимому, возникают рекомбинационные центры с мелкими уровнями, которые определяют деградацию времени жизни.

#### Список литературы

- [1] Башалеишвили З. В., Гарнык В. С., Горин С. Н., Пагава Т. А. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 9. С. 1714—1716.
- [2] Акчури Р. Х., Андрианов Д. Г., Берман Л. С. и др. Физика и материаловедение полупроводников с глубокими уровнями / Под ред. В. И. Фистуля. М., 1987. 232 с.
- [3] Киреев П. С. Физика полупроводников. М., 1975. 584 с.

Институт металлургии  
им. А. А. Байкова АН СССР  
Москва

Получено 29.06.1989  
Принято к печати 11.04.1990

ФТП, том 24, вып. 8, 1990

## О ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭФФЕКТИВНОСТИ ОБРАЗОВАНИЯ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ В КРЕМНИИ И ГЕРМАНИИ

Крайчинский А. Н., Остапко Н. И., Рогоцкий И. С.

Условия проведения экспериментов по облучению полупроводниковых кристаллов (интенсивность облучения, температура образцов, примесный состав кристаллов и ряд других факторов) существенно влияют на эффективность введения дефектов (ЭВД). Изменение ЭВД может быть связано как с первичными процессами — генерацией свободных вакансий *V* и междоузельных атомов *I*, так и со вторичными — взаимодействием *V* и *I* с технологическими дефектами кристалла (см., например, [1, 2]). Как показано в [3-5], при 77 и 300 К

зависимость ЭВД в кремнии и германии от интенсивности электронного ( $1-3$  МэВ) облучения можно объяснить с помощью модели, учитывающей в первую очередь первичные процессы — аннигиляцию и разделение генетических пар Френкеля (ПФ). Использование модели накладывает ограничения на максимальную энергию дефектообразующих частиц, так чтобы основными первичными дефектами были ПФ, а не более сложные образования, и на температурный диапазон исследований: нижний предел ограничен температурой активации движения  $V$  или  $I$  (для кремния он не играет роли, так как  $I$  подвижен при облучении при любой температуре), верхний — меньше температуры отжига измеряемых вторичных радиационных дефектов. Подобные эксперимен-

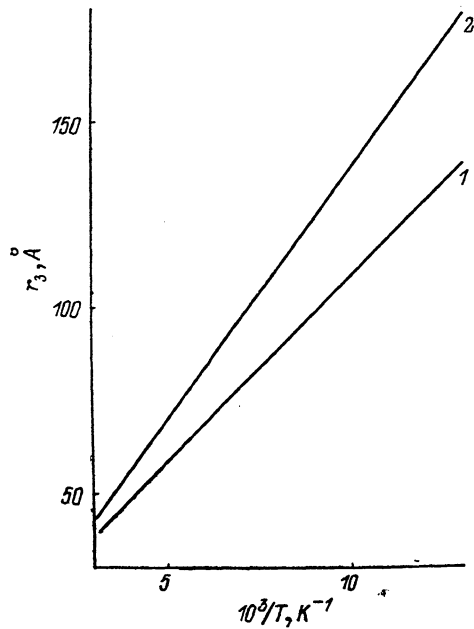


Рис. 1. Зависимость радиуса захвата  $r_0$  от температуры, рассчитанная по формуле (3), для двух образцов кремния с различными концентрациями носителей заряда при комнатной температуре.

$n_0$ , см $^{-3}$ : 1 —  $9 \cdot 10^{18}$ , 2 —  $8 \cdot 10^{13}$ .

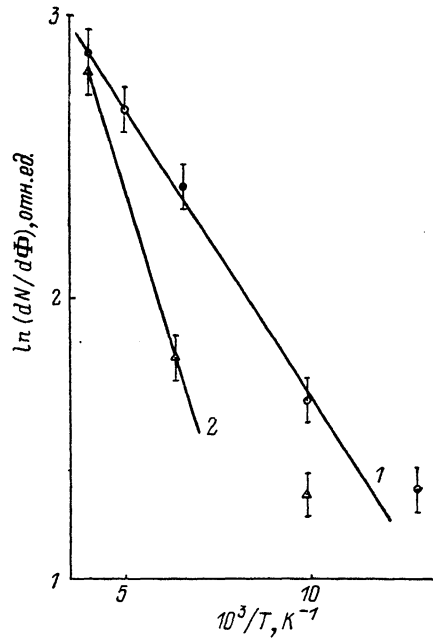


Рис. 2. Зависимость эффективности введения дефектов от температуры облучения для образцов  $n$ -Si с различными исходными концентрациями носителей заряда.

$n_0$ , см $^{-3}$ : 1 —  $9 \cdot 10^{18}$ , 2 —  $8 \cdot 10^{13}$ .

тальные условия были реализованы в [6-8]. Оказалось, что в  $n$ -Si по данным [6, 7] в диапазоне 77—100 К, а по данным [8] — 77—380 К ЭВД является экспериментальной функцией  $T^{-1}$ . Наличие экспоненты позволило автору [6] предположить существование энергетических барьеров для аннигиляции и разделения на  $V$  и  $I$  близких ПФ, разность которых  $\Delta E_0$  отвечает за ход температурной зависимости ЭВД. Однако остается непонятным, почему в однотипных экспериментах [7, 8] наблюдаются различия в температурном диапазоне существования экспоненциальной зависимости и значения  $\Delta E_0$  —  $0.063 \pm 0.008$  [7] и 0.02 эВ [8].

В настоящей работе предпринята попытка применить найденную в [5] функцию распределения генетических ПФ  $f(r)$  по расстояниям  $r$  между  $V$  и  $I$ , а также основанную на ней модель эффективности дефектообразования к описанию температурной зависимости ЭВД.

Согласно [5],

$$f(r) = \frac{B}{r^2} \exp\left(-\frac{r}{r_0}\right), \quad (1)$$

где  $r_0 = r_0(E_e)$  — параметр, зависящий от энергии электронов  $E_e$ ,  $B$  определяется из условий нормировки

$$\int_0^{r_m} 4\pi r^2 f(r) dr = 1, \quad (2)$$

где  $r_m$  — максимально возможное расстояние между  $V$  и  $I$  в момент термализации. Используем условие [3]: вклад во вторичные дефекты дают только те ПФ, расстояние между  $V$  и  $I$  которых больше радиуса захвата  $r_s$ . Его значение определяют из равенства энергии кулоновского притяжения противоположно заряженных  $V$ ,  $I$  и их тепловой энергии

$$\frac{Z_V Z_I e^2}{4\pi\epsilon_0 r_s} \exp\left(-\frac{r_s}{r_D}\right) = kT. \quad (3)$$

Здесь  $Z_V$ ,  $Z_I$  — кратность зарядовых состояний  $V$  и  $I$ ,  $r_D$  — дебаевский радиус экранирования. Тогда выражение для определения ЭВД может быть записано следующим образом:

$$\frac{dN}{d\Phi} = \lambda_s \int_{r_s}^{r_m} 4\pi r^2 f(r) dr, \quad (4)$$

где  $\lambda_s$  — число ПФ, созданных одной высокоэнергетической частицей на единице длины пробега. Из (4) с учетом (1) и (2) имеем

$$\frac{dN}{d\Phi} = \lambda_s \frac{\exp(-r_s/r_0) - \exp(-r_m/r_0)}{1 - \exp(-r_m/r_0)}. \quad (5)$$

В зависимости ЭВД от  $r_s$  (5) можно перейти к зависимости от  $T$ , используя (3). Так как в явном виде это сделать невозможно, воспользуемся тем обстоятельством, что в некоторых случаях  $r_s(T)$  может быть аппроксимирована удобной функцией. Так, на рис. 1 приведена рассчитанная из (3) зависимость  $r_s(T^{-1})$  для двух образцов кремния с различающимися концентрациями фосфора. Видно, что в рассматриваемом диапазоне температур (77—250 К)  $r_s$  практически линейно зависит от  $T^{-1}$ , а наклон прямых  $r_s(T^{-1})$  уменьшается с ростом степени легирования кристаллов ( $n_0$ ). В этом случае можно записать

$$r_s \simeq a(T^{-1})/kT \quad (6)$$

где  $a(T^{-1})$  — тангенс угла наклона прямых  $r_s$  [ $(kT)^{-1}$ ]. Подставив (6) в (5), получим искомую зависимость ЭВД от  $T$

$$\frac{dN}{d\Phi} = \lambda_s \frac{\exp(-\Delta E_0/kT) - \exp(-\Delta E_0/kT_m)}{1 - \exp(-\Delta E_0/kT_m)}, \quad (7)$$

где

$$\Delta E_0 = a(n_0)/r_0(E_s), \quad T_m = a(n_0)/kr_m(E_s). \quad (8)$$

Для случая, когда имеет место существенное неравенство величин  $T$  и  $T_m$ , так что выполняется условие

$$\exp\left[\frac{\Delta E_0}{k}\left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_m}\right)\right] \ll 1, \quad (9)$$

ЭВД экспоненциально зависит от  $T^{-1}$ . При этом наклон прямых  $\ln(dN/d\Phi)$  ( $T^{-1}$ ), т. е. значение  $\Delta E_0$ , будет меньше в образцах с большим значением  $n_0$ .

На рис. 2 в полупологарифмическом масштабе приведена экспериментальная зависимость ЭВД от  $T^{-1}$  для двух образцов  $n$ -Si, выращенных по методу Чохральского, с концентрациями носителей заряда при комнатной температуре  $9 \cdot 10^{15}$  (1) и  $8 \cdot 10^{13}$  см<sup>-3</sup> (2). Образцы облучались на импульсном электронном ускорителе в диапазоне температур 77—250 К (длительность импульса 2.5 мкс, частота следования импульсов 400 Гц,  $E_s = 1.2$  МэВ). Измерялся эффект Холла при 77 К в облученных и в отожженных до 300 К образцах. Доза облучения выбиралась такой, чтобы изменение концентрации носителей заряда не превышало 30%. Как показывает температурная зависимость эффекта Холла, изменение

концентрации носителей заряда при облучении определяется в основном введением  $A$ - и  $E$ -центров.

Из рис. 2 видно, что зависимость ЭВД от  $T^{-1}$  является экспоненциальной.<sup>1</sup> Параметры  $\Delta E_0$  различны для двух используемых типов образцов. Для образцов 1 имеем  $\Delta E_0=20$ , для образцов 2 —  $\Delta E_0=30$  мэВ. При этом выполняется примерное равенство отношений

$$\Delta E_0(1)/\Delta E_0(2) \simeq a(n_{01})/a(n_{02}), \quad (10)$$

что и следует из (8).

Таким образом, предложенный в [3-5] подход к описанию зависимости ЭВД от интенсивности облучения может быть применен к описанию зависимости ЭВД от температуры.

Интересно отметить, что предложенный подход к описанию температурной зависимости ЭВД позволяет по-иному трактовать результаты экспериментов по зависимости пороговой энергии образования дефектов от температуры [9, 10]. Согласно (7), при приближении  $T$  к  $T_m$  эффективность введения вторичных радиационных дефектов стремится к нулю. В то же время  $T_m$  определяется условиями проведения эксперимента (8): концентрацией носителей заряда  $n_0$  (т. е. степенью легирования кристалла), интенсивностью облучения, временем жизни неравновесных носителей заряда и энергией дефектообразующих электронов  $E_c$ . При прочих равных условиях уменьшение  $E_c$  приведет к увеличению  $T_m$ , что в эксперименте может быть воспринято как изменение пороговой энергии с температурой.

#### Список литературы

- [1] Физические процессы в облученных полупроводниках / Под ред. Л. С. Смирнова. Новосибирск, 1977. 256 с.
- [2] Емцев В. В., Машовец Т. В. Примеси и точечные дефекты в полупроводниках. М., 1981. 248 с.
- [3] Войцеховский А. И., Крайчинский А. Н., Мизрухин Л. В., Шаховцов В. И. // Письма ЖТФ. 1981. Т. 7. В. 12. С. 1029—1032.
- [4] Крайчинский А. Н., Мизрухин Л. В., Осташко Н. И., Шаховцов В. И. // ФТП. 1985. Т. 19. В. 12. С. 2202—2204.
- [5] Крайчинский А. Н., Мизрухин Л. В., Осташко Н. И., Шаховцов В. И. // ФТП. 1988. Т. 22. В. 2. С. 215—218.
- [6] Wertheim G. K. // Phys. Rev. 1959. V. 115. N 3. P. 568—569.
- [7] Stein H. J., Vook F. L. // Phys. Rev. 1967. V. 163. N 3. P. 790—800.
- [8] Вавилов В. С., Глазман В. Б., Исаев Н. У., Мукашев Б. Н., Спицын А. В. // ФТП. 1974. Т. 8. В. 3. С. 471—475.
- [9] Панов В. И., Смирнов Л. С. // ФТП. 1973. Т. 7. В. 1. С. 212—215.
- [10] Федина Л. И., Асеев А. Л., Денисенко С. Г., Смирнов Л. С. // ФТП. 1987. Т. 21. В. 4. С. 592—597.

Институт физики АН УССР  
Киев

Получено 5.02.1990  
Принято к печати 11.04.1990

ФТП, том 24, вып. 8, 1990

## ЯВЛЕНИЯ ПЕРЕНОСА И РЕКОМБИНАЦИЯ В ТВЕРДЫХ РАСТВОРАХ $Mn_xHg_{1-x}Te$ ( $x \sim 0.1$ )

Баранский П. И., Беляев А. Е., Боднарук О. А.,  
Горбатюк И. Н., Комиренько С. М., Раренко И. М., Шевченко Н. В.

В настоящее время  $Cd_xHg_{1-x}Te$  является одним из основных материалов, используемых для ИК детекторов. Однако, несмотря на достигнутые успехи в получении как качественного материала, так и приборов на его основе, су-

<sup>1</sup> В области температур, меньших 100 К, наблюдается отклонение ЭВД от экспоненциальной зависимости, которое усиливается при дальнейшем понижении температуры. Результаты этих исследований будут опубликованы в ближайшее время.