

ВЛИЯНИЕ РОСТОВЫХ ДИСЛОКАЦИЙ НА ВРЕМЯ ЖИЗНИ ЭЛЕКТРОНОВ В $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$

Григорьев Н. Н., Карачевцева Л. А., Курбанов К. Р.,
Любченко А. В.

Исследовано влияние ростовых дислокаций как стоков неравновесных носителей заряда (ННЗ) на процессы рекомбинации в кристаллах $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \sim 0.20 \div 0.22$) с плотностью дислокаций $N_D = 4 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$. Установлено, что ростовые дислокации ограничивают время жизни электронов при плотности $N_D \geq 10^6 \text{ см}^{-2}$. Рассмотренная модель диффузии ННЗ к цилиндрическим включениям в отличие от традиционной модели дислокации с заданным сечением захвата ННЗ позволила оценить радиус дислокации как рекомбинационного стока и скорость рекомбинации на границе «включение—матрица». Установлено, что радиус области обеднения ННЗ вокруг дислокации ниже диффузионной длины неосновных носителей заряда и зависит от радиуса дислокации.

Твердые растворы $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (КРТ) характеризуются развитой структурой точечных и протяженных дефектов [1]. Установлено [2, 3], что протяженные дефекты (в частности, включения второй фазы) в КРТ, являясь эффективными стоками неравновесных носителей заряда (ННЗ), ограничивают время жизни носителей (τ) в полупроводниковой матрице. Одним из наиболее характерных видов протяженных дефектов являются равномерно распределенные по кристаллу и ориентированные в одном направлении дислокации. Следует отметить, что наиболее изученные пластически деформированные кристаллы $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ наряду с дислокациями содержат и другие дефекты, оказывающие существенное влияние на физические параметры материала [4]. Цель данной работы — анализ влияния ростовых дислокаций как стоков ННЗ на рекомбинацию в матрице кристаллов КРТ.

Исследовались кристаллы $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ состава $x \approx 0.20 - 0.22$ с плотностью ростовых дислокаций N_D от $4 \cdot 10^4$ до $2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$. Для формирования такого диапазона N_D пластина КРТ подвергалась высокотемпературному отжигу в градиенте температур. Затем проводился стехиометрирующий отжиг для получения материала n -типа проводимости с ожидаемым равномерным распределением фона примесей ($n \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$). Образцы вырезались перпендикулярно градиенту плотности дислокаций при условии $\Delta N_D / N_D < 0.5$; плотность границ субблоков составляла $2 - 7 \text{ см}^{-1}$. Результаты металлографического анализа указывают на равномерное распределение дислокаций по толщине образца.

Зависимость подвижности (μ_n) концентрации (n) и времени жизни электронов от величины N_D относительно значений $\mu_0 = 1.6 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $n_0 = 1.1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ и $\tau_0 = 9 \cdot 10^{-7} \text{ с}$ для $N_D = 4 \cdot 10^4 \text{ см}^{-2}$ (77 К) представлена на рис. 1. С увеличением плотности дислокаций измеряемые значения μ_n и n практически не меняются, в то же время при $N_D > 10^6 \text{ см}^{-2}$ имеет место заметный спад величины τ . Понижение подвижности электронов с увеличением N_D регистрировалось лишь при $T < 50 \text{ К}$; коэффициент Холла в этом диапазоне температур вплоть до 4.2 К сохранял свое значение.

Для количественного анализа рекомбинационной активности дислокаций рассмотрим модель неоднородного полупроводника, содержащего цилиндрические включения радиуса r_c с отличающейся от объемной скоростью рекомбинации. Различие рекомбинационных параметров матрицы и включения даже

при однородной фотогенерации создает диффузионный поток, который можно охарактеризовать параметром s , имеющим смысл «внутренней» скорости рекомбинации на геометрической границе раздела.

Решением стационарного уравнения непрерывности в цилиндрических координатах (в предположении равномерного поглощения света в объеме) является выражение [5]

$$n(r) = G\tau \left[1 - \frac{\gamma K_0(r/L)}{K_1(r_c/L) + \gamma K_0(r_c/L)} \right], \quad (1)$$

при выводе которого учтены следующие граничные условия:

$$n(r)(r \rightarrow \infty) = G\tau, \\ \frac{1}{G} j_n(r=r_c) = D \frac{dn}{dr} \Big|_{r=r_c} = sn(r=r_c),$$

где G — скорость генерации ННЗ, $\gamma = sL/D$, L — диффузионная длина неосновных ННЗ, D — коэффициент диффузии ННЗ, K_0 , K_1 — модифицированные функции Бесселя, j_n — диффузионный ток ННЗ.

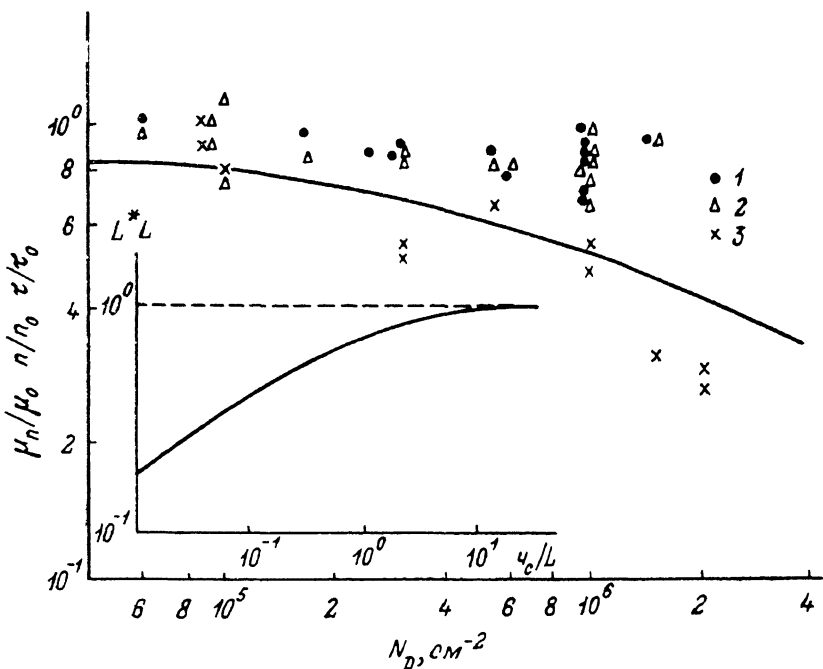


Рис. 1. Зависимость относительных значений концентрации (1), подвижности (2) и времени жизни (3) электронов от плотности дислокаций в кристаллах $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$.

Сплошная кривая — расчет. На вставке — зависимость характеристической длины L^* от радиуса цилиндрических включений r_c .

Нетривиальным следствием формулы (1) является размерный эффект, т. е. зависимость радиуса области обеднения ННЗ вокруг включения (L^*) от его размера. Действительно, характеристическая длина L^* определяется на основании (1) из соотношения $K_0(L^*/L) = e^{-1} K_0(r_c/L)$ и зависит от радиуса r_c следующим образом (см. вставку на рис. 1): при малых значениях радиуса относительно диффузионной длины ННЗ ($r_c \ll L$) $L^* \sim \sqrt{r_c L}$, а при больших ($r_c \gg L$) — $L^* \rightarrow L$.

После усреднения концентрации ННЗ в области $r_c \leq r \leq R = (2\sqrt{N_D})^{-1}$ и учета $\bar{n} = G\tau$ для эффективного времени жизни из (1) получаем

$$\bar{\tau} = \tau_0 \left\{ 1 - \frac{2L^2}{R^2} \frac{\left[\frac{r_c}{L} K_1\left(\frac{r_c}{L}\right) - \frac{R}{L} K_1\left(\frac{R}{L}\right) \right]}{\left[K_0\left(\frac{r_c}{L}\right) - \gamma^{-1} K_1\left(\frac{r_c}{L}\right) \right]} \right\}. \quad (2)$$

Параметр s в этом случае выражается выражением

$$s = \frac{D}{L} K_1\left(\frac{r_c}{L}\right) \left\{ \frac{2L^2}{R^2} \frac{\tau_0}{\tau_0 - \tau} \left[\frac{r_c}{L} K_1\left(\frac{r_c}{L}\right) - \frac{R}{L} K_1\left(\frac{R}{L}\right) \right] - K_0\left(\frac{r_c}{L}\right) \right\}^{-1}. \quad (3)$$

Расчет зависимости $s(r_c)$, приведенный на рис. 2, свидетельствует о том, что параметр s принимает конечные положительные значения лишь при $r_c > r_c^{\min}$.

Расчет концентрационной зависимости времени жизни (рис. 1, сплошная кривая) проведен согласно (2) с использованием реальных значений $L=20$ мкм и $D=10$ см²/с [6]. Заметный спад экспериментальной зависимости $\tau(N_D)$ наступает при $N_D \sim 10^{16}$ см⁻³, когда характеристическая длина L^* становится сравнимой с величиной, равной половине междислокационного расстояния $R=5$ мкм. Полученное значение характеристической длины $L^*=5$ мкм соответствует $r_c=0.4$ мкм (см. вставку на рис. 1) и $s=1.3 \cdot 10^{-5}$ см/с.

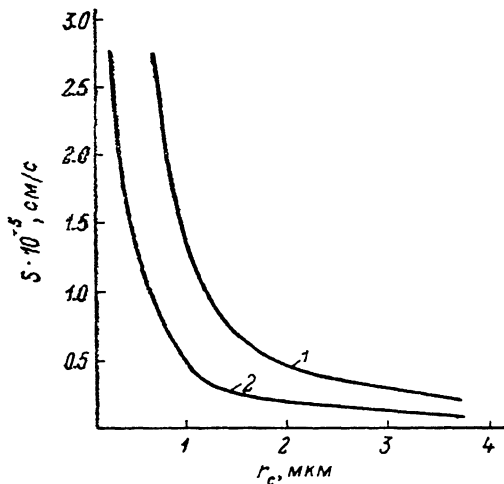


Рис. 2. Зависимость скорости поверхностной рекомбинации s от радиуса включений r_c при $N_D=10^{16}$ см⁻³.
 τ_0 : 1 — 0.5, 2 — 0.6.

Таким образом, ростовые дислокации в кристаллах $Cd_xHg_{1-x}Te$ ($x \sim 0.21$, $n \sim 10^{15}$ см⁻³), являясь эффективными стоками неравновесных носителей заряда, ограничивают время жизни электронов на уровне $N_D \geq 10^{16}$ см⁻³. Модель диффузии ННЗ к включениям в отличие от традиционной модели дислокации с заданным сечением захвата ННЗ [7] позволила оценить радиус дислокации как рекомбинационного стока и скорость рекомбинации на границе включения — матрица. Полученное значение радиуса прилегающей к дислокации области с отличающейся от объемной скоростью рекомбинации намного превышает радиус ядра дислокации, составляющий 10^{-3} мкм [8].

Список литературы

- [1] Grillman C. I., Farrer R. A. // J. Mater. Sci. 1977. V. 12. N 10. P. 1994—2000.
- [2] Власенко А. И., Гаврилюк Ю. Н., Латута В. З. и др. // Письма ЖТФ. 1979. Т. 5. В. 16. С. 1013—1017.
- [3] Григорьев Н. Н., Любченко А. В., Сальков Е. А. // УФЖ. 1989. Т. 34. В. 7. С. 1088—1092.
- [4] Гасан-заде С. Г., Сальков Е. А., Шепельский Г. А. // ФТП. 1983. Т. 17. В. 11. С. 1913—1917.
- [5] Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. М., 1977. 344 с.
- [6] Любченко А. В., Сальков Е. А., Сивов Ф. Ф. Физические основы полупроводниковой инфракрасной фотоэлектроники. Киев, 1984. 392 с.
- [7] Fidielski T. // Phys. St. Sol. (a). 1965. V. 10. P. 75—78.
- [8] Schaake H. F., Tregilgas J. H., Levis A. J., Everett P. M. // J. Vac. Sci. Techn. 1983. V. A1. N 3. P. 1625—1630.

Институт полупроводников АН УССР
 Киев

Получена 1.06.1990
 Принята к печати 12.11.1990