

УДК 621.315.592

В. М. Осадчий, А. О. Сусяков, В. В. Васильев, С. А. Дворецкий

(Новосибирск)

**ЭФФЕКТИВНОЕ ВРЕМЯ ЖИЗНИ
НЕОСНОВНЫХ НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА В МЛЭ-СЛОЯХ CdHgTe
С ПЕРЕМЕННЫМ ПРОФИЛЕМ СОСТАВА ПО ГЛУБИНЕ**

Проведены расчеты эффективного времени жизни носителей заряда в варизонных структурах из CdHgTe *n*-типа с учетом оже-рекомбинации и рекомбинации на дислокациях. Показано, что введение варизонных широкозонных слоев позволяет исключить влияние поверхностной рекомбинации и получить высокие эффективные времена жизни даже при высоких плотностях дислокаций (выше 10^7 см⁻²). Получено согласие измеренных и рассчитанных времен жизни носителей заряда в варизонных структурах, выращенных методом МЛЭ.

Введение. Фотоэлектрические характеристики фоторезисторов на основе соединений кадмий–ртуть–теллур (КРТ) определяются временем жизни неосновных носителей заряда, которое зависит как от структурного совершенства материала, так и от скорости поверхностной рекомбинации.

Существует ряд подходов к решению задачи пассивации поверхности: с помощью изолирующих слоев [1], а также при выращивании *in situ* широкозонных [2] или варизонных слоев [3]. Теоретически исследовались только первые два случая [1, 2, 4].

Для улучшения структурного совершенства в эпитаксиальных методах выращивания обычно используют подложки, которые по параметру решетки согласованы с эпитаксиальным слоем КРТ. Так, в структурах КРТ, выращенных на подложках CdZnTe методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) [5, 6], согласованных по параметру решетки, наблюдается плотность дислокаций $3 \cdot 10^5 - 3 \cdot 10^6$ см⁻². В то же время в структурах КРТ, выращенных на подложках GaAs с буферными слоями CdTe [6, 7], наблюдается более высокая плотность дислокаций ($2 \cdot 10^6 - 5 \cdot 10^7$ см⁻²).

Известно, что дислокации могут проявлять электрическую активность [8], в том числе вносить основной вклад в рекомбинацию неравновесных носителей заряда и определять время их жизни. Из измерений поверхностного потенциала было показано [9], что на границе с окислом время жизни в объемном КРТ (с составом кадмия $x_{Cd} = 0,3$) в приповерхностном слое зависит от плотности дислокаций n_d . Наряду с этим, измерения, проведенные с помощью эффекта фотопроводимости и дающие время жизни

для структуры в целом, показали, что времена жизни в 2 раза больше, чем измеряемые в приповерхностной области при той же плотности дислокаций. На наш взгляд, такая разница может быть связана с рекомбинацией на границе раздела окисел – КРТ и зависимостью скорости поверхностной рекомбинации от плотности дислокаций, выходящих на поверхность КРТ.

В работе [6] исследовалась зависимость времени жизни от плотности дислокаций в структурах КРТ, выращенных на CdZnTe- и GaAs-подложках. Авторы утверждают, что наблюдаемые времена жизни могут быть связаны с рекомбинацией носителей заряда на дислокациях в объеме КРТ так же, как и в [9]. Показано, что при плотностях дислокаций выше $2 \cdot 10^6 \text{ см}^{-2}$ в структурах КРТ на подложках GaAs времена жизни резко уменьшаются с 200 до 20 нс. Поскольку низкие времена жизни в [9] наблюдались в приповерхностной области, возможно, низкие времена жизни в [6] связаны с влиянием поверхностной рекомбинации.

Известно, что введение неоднородного потенциального рельефа в структуру фоторезистора приводит к увеличению времени жизни [10]. В работе [3] была разработана методика выращивания эпитаксиальных структур КРТ методом молекулярно-лучевой эпитаксии с измерением состава растущего слоя в реальном масштабе времени. Эта методика позволяет выращивать слои КРТ с любым наперед заданным профилем состава КРТ по толщине пленки.

В данной работе численными методами исследуется влияние варизонных слоев на эффективное время жизни носителей заряда в фоторезисторах из CdHgTe *n*-типа с профилями состава, близкими к реальным, и проводится сравнение рассчитанных и экспериментально измеренных эффективных времен жизни носителей заряда в гетероструктурах КРТ, выращенных на подложках GaAs методом МЛЭ.

Модель. Распределение неравновесных носителей заряда в фоторезисторе можно определить из решения одномерного уравнения диффузии, учитывающего рекомбинацию и фотогенерацию носителей заряда и встроенное поле, образующееся вследствие наличия зависимости параметров зонной структуры от координаты. Выражение для дырочного тока j_p в зависимости от координаты y по толщине структуры в полупроводнике *n*-типа имеет вид [11]:

$$j_p(y) = \mu_p(y)p(y)k_B T \frac{d}{dy} \ln n_i^2(y) - \mu_p(y)k_B T \frac{d}{dy} p(y), \quad (1)$$

где μ_p – подвижность дырок; p – их концентрация; n_i – собственная концентрация носителей заряда; T – температура; k_B – постоянная Больцмана. Это выражение получено в приближении малого уровня возбуждения для однородного по y легирования. Отметим, что в этом приближении j_p не зависит от электронного сродства, а положение зоны проводимости – от координаты y [11] (рис. 1, кривая 2)

Уравнение диффузии для неравновесных дырок в CdHgTe *n*-типа имеет вид:

$$\frac{1}{e} \frac{d}{dy} j_p(y) - G(y) + \frac{p(y) - p_0(y)}{\tau(y)} = 0. \quad (2)$$

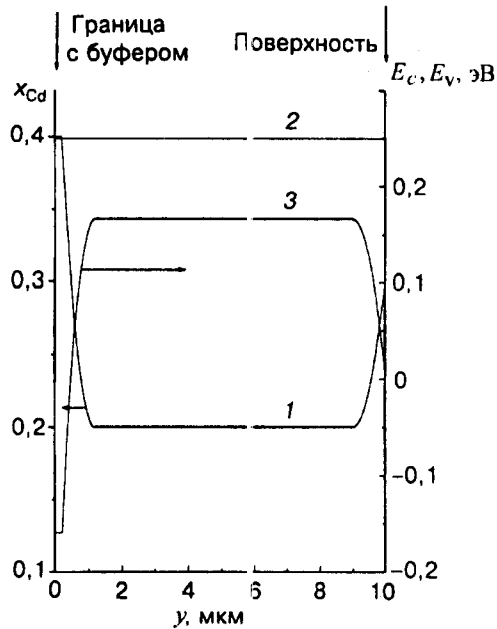


Рис. 1. Профили содержания кадмия (1), краев зон проводимости E_c (2) и валентной зоны E_v (3) в модели усевой структуре

Здесь e – заряд электрона; p_0 – равновесная концентрация дырок в отсутствие излучения; G – функция фотогенерации носителей:

$$G(y) = \alpha(y) \Phi \exp\left(-\int_0^y \alpha(y') dy'\right), \quad (3)$$

где Φ – поток падающего излучения; α – коэффициент поглощения; τ – время рекомбинации носителей заряда. В однородном по составу CdHgTe n -типа это время определяется оже-процессом $A1$ [12] и далее обозначается как τ_A .

Расчет времен рекомбинации на дислокациях на микрокосмическом уровне чрезвычайно сложен, поэтому нами использована эмпирическая модель [8], в которой время рекомбинации на дислокации τ_d определяется через плотность дислокаций n_d :

$$\tau_d = \frac{C_d}{n_d}, \quad (4)$$

где C_d – параметр, зависящий от типа полупроводника, технологии его получения и типа дислокаций.

Суммарное время рекомбинации в уравнении (2) определяется выражением

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_A} + \frac{1}{\tau_d}. \quad (5)$$

Расчеты проводились как с учетом рекомбинации по обоим каналам, так и с учетом только оже-рекомбинации. Параметр C_d в формуле (4) варьировался.

Уравнение (2) решается при задании граничных условий [11]:

$$\begin{aligned} j_p(0) &= -cs_0[p(0) - p_0(0)], \\ j_p(L) &= es_L[p(L) - p_0(L)], \end{aligned} \quad (6)$$

где L – толщина пленки КРТ; s_0 – скорость поверхностной рекомбинации на границе с буфером $y=0$, s_L – на поверхности пленки КРТ с $y=L$.

Уравнение (2) решалось численно разностными методами [13], а далее находилось эффективное время жизни τ_{eff} , которое определялось из условия равенства числа фотогенерированных носителей за время τ_{eff} количеству неравновесных носителей в структуре:

$$\tau_{\text{eff}} \int_0^L G(y) dy = \int_0^L \Delta p(y) dy. \quad (7)$$

Результаты и обсуждение. Расчеты проведены для фоторезистора на основе варизонной структуры КРТ, выращенной на подложке GaAs с буферным слоем CdTe. Профиль состава Cd по толщине пленки (см. рис. 1, кривая 1) близок к профилям в реальных структурах [3]. При этом ширина запрещенной зоны $E_g = E_c - E_v$ возрастает при приближении к поверхности пленки и к границе с буфером (см. рис. 1). Толщина пленки КРТ $L = 10$ мкм, толщины варизонных слоев 1 мкм с каждой стороны, содержание кадмия в объеме $x_{\text{Cd}}^b = 0,2$ и варьируется на поверхности x_{Cd}^s . Концентрация электронов $n = 4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, температура решетки 77 К. Скорость поверхностной рекомбинации слева $s_0 = 10^5 \text{ см/с}$, справа – s и варьируется в пределах от 0 до 10^7 см/с .

В расчетах эффективного времени жизни с учетом оже-рекомбинации и рекомбинации на дислокациях в рамках описанной выше эмпирической модели возникает проблема выбора коэффициента C_d в формуле (4). На двух образцах были измерены рентгеновские кривые качания и времена жизни. Оценка из полуширины кривых качания показывает, что плотности дислокаций в них составили $(4-5) \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$, а времена жизни носителей заряда – 0,4–0,8 мкс. Расчет времен жизни по нашей модели с учетом вышеприведенных данных дает $C_d = 40-80 \text{ с/см}^2$.

Расчеты эффективного времени жизни показали, что введение варизонных слоев ведет, как и следовало ожидать, к уменьшению влияния поверхностной рекомбинации, так как встроенное поле отталкивает неосновные носители (в нашем случае дырки) от поверхности (см. рис. 1, кривая 3). Для полного исключения поверхностной рекомбинации достаточно величины $\Delta x_{\text{Cd}} = x_{\text{Cd}}^s - x_{\text{Cd}}^b = 0,05$ как при учете только оже-рекомбинации, так и при учете рекомбинации по обоим каналам (рис. 2). Эта величина разности состава близка к полученной в работе [2], в которой расчеты проведены для структуры с резким гетеропереходом вблизи поверхности резистора и с учетом только оже-рекомбинации.

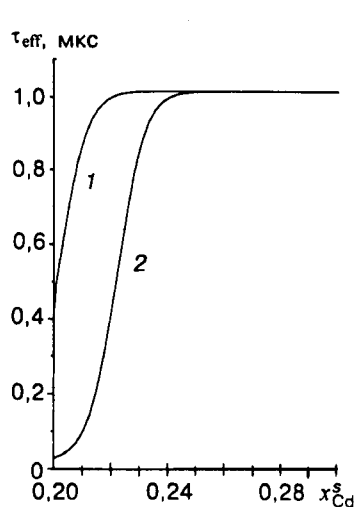


Рис. 2. Эффективное время жизни в структурах с плотностью дислокаций $5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$, $C_d = 60 \text{ с/см}^2$. Скорость поверхностной рекомбинации (см/с): 1 – 10^3 , 2 – 10^5

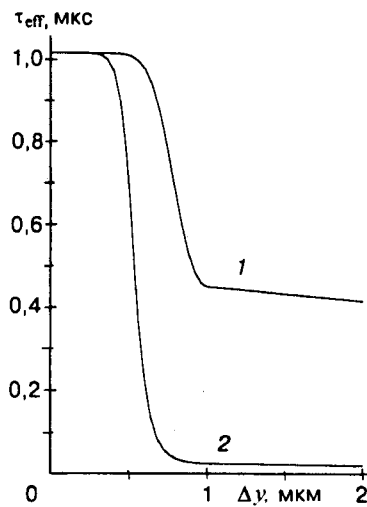


Рис. 3. Изменение эффективного времени жизни от толщины стравленного слоя Δy в структуре с $x_{\text{Cd}}^s = 0,3$, $n_d = 5 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$. Скорость поверхностной рекомбинации (см/с): 1 – 10^3 , 2 – 10^5

На рис. 3 демонстрируется изменение времени жизни носителей заряда при стравливании варизонного слоя на поверхности структуры. Как видим, τ_{eff} резко уменьшается при полном стравливании этого слоя.

Нами также было проведено сравнение рассчитанных и измеренных по релаксации фотопроводимости времен жизни в ряде варизонных структур, профили состава которых приведены на рис. 4. Структуры были выращены методом МЛЭ. В расчетах учитывались времена оже-рекомбинации и рекомбинации на дислокациях. В таблице приведены измеренные и рассчитанные при температуре 77 К времена жизни. Принимаем величину $n_d = 4 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$, так как она находится в пределах, полученных из кривых качания. Видно хорошее согласие рассчитанных и измеренных времен жизни, тогда как времена с учетом только оже-рекомбинации отличаются на порядок от экспериментальных.

Из приведенных результатов можно заключить, что введение варизонных широкозонных слоев позволяет полу-

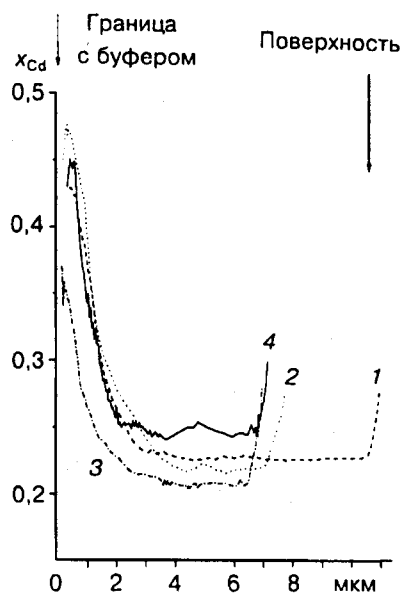


Рис. 4. Профили состава структур. Цифры у кривых – номера образцов

Номер образца	$n, 10^{14} \text{ см}^{-3}$	$\tau_{\text{calc}}^I, \text{ мкс}$	$\tau_{\text{exp}}, \text{ мкс}$	$\tau_{\text{calc}}, \text{ мкс}$	$n_d^{\text{opt}}, 10^7 \text{ см}^{-2}$
1	3,8	24	1,4	1,4	4
2	2,5	40	1,1	1,4	5,3
3	8,6	2,2	1,2	0,9	2,3
4	1,3	370	0,75	1,5	8

Примечание: τ_{calc}^I – рассчитанное время жизни, определяемое только оже-рекомбинацией; τ_{exp} – измеренное время; τ_{calc} – рассчитанное время жизни, определяемое оже-рекомбинацией и рекомбинацией на дислокациях с $C_d = 60 \text{ с/см}^2$ и $n_d = 4 \cdot 10^7 \text{ см}^{-2}$; n_d^{opt} – плотность дислокаций, при которой совпадают величину измеренных и рассчитанных времен жизни.

чить времена жизни выше 1 мкс даже при плотности дислокаций больше 10^7 см^{-2} . Эти значения превышают почти на два порядка значения времен жизни, приведенные в [6] для слоев КРТ с аналогичной плотностью дислокаций, но без варизонных слоев.

По-видимому, в рамках простой эмпирической модели (4) лучшее согласие экспериментальных и рассчитанных времен вряд ли можно получить. Скорость рекомбинации на дислокациях также может иметь зависимость от их плотности, отличную от (4), так как дислокации могут быть не только центрами рекомбинации, но и центрами захвата [8]. Дальнейшее сопоставление экспериментальных и теоретических результатов следует провести при послойном травлении слоев КРТ и измерении времени жизни носителей заряда и плотности дислокаций.

Заключение. Показано, что наличие варизонных слоев в фоторезисторе ведет к значительному увеличению расчетного эффективного времени жизни носителей заряда. Увеличение содержания кадмия на поверхности по сравнению с объемом на $\Delta x_{\text{Cd}} = 0,01$ достаточно, чтобы исключить влияние поверхностной рекомбинации на время жизни носителей заряда, и последнее в этом случае определяется только объемными процессами. Введение варизонных слоев позволяет получить достаточно высокие эффективные времена жизни, несмотря на высокую плотность дислокаций (выше 10^7 см^{-2}). Получено удовлетворительное согласие измеренных и рассчитанных с учетом рекомбинации на дислокациях эффективных времен жизни носителей заряда в варизонных структурах, выращенных методом МЛЭ. При этом коэффициент связи времени рекомбинации на дислокациях с их плотностью в формуле (4) составил $C_d = 40 - 80 \text{ с/см}^2$.

Авторы благодарят Л. Д. Бурдину, В. С. Варавина, М. В. Якушева, Н. Н. Михайлова за участие в выращивании эпитаксиальных структур КРТ, В. Н. Овсяку, Ю. Г. Сидорова за обсуждение результатов работы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Pal R., Bhan R. K., Chhabra K. C., Agnihotri O. P.** Analysis of the effect of surface passivant charges on HgCdTe photoconductive detectors // *Semicond. Sci. Technol.* 1996. **11**. P. 231.
2. **Musca C. A., Siliquini J. F., Fynn K. A. et al.** MOCVD-grown wider-bandgap capping layers in HgCdTe long-wavelength infrared photoconductors // *Ibid.* P. 1912.
3. **Ovsyuk V. N., Suslyakov A. O., Zakharysh T. I. et al.** Infrared photoconductors fabricated on HgCdTe film grown by molecular beam epitaxy // *Proc. SPIE.* 1996. **2746**. P. 277.
4. **Arch D. K., Wood R. A., Smith D. L.** High-responsivity HgCdTe heterojunction photoconductor // *J. Appl. Phys.* 1985. **58**. P. 2360.
5. **Rajavel R. D., Jamba D. M., Wu O. K. et al.** High performance HgCdTe two-color infrared detectors grown by molecular beam epitaxy // *J. Cryst. Growth.* 1997. **175/176**. P. 653.
6. **Shin S. H., Arias J. M., Zandian M. et al.** Effect of the dislocation density on minority carrier life-time in molecular beam epitaxial HgCdTe // *Appl. Phys. Lett.* 1991. **59**. P. 2718.
7. **He L., Yang J. R., Wang S. L. et al.** A study of MBE growth and thermal annealing of *p*-type long wavelength HgCdTe // *J. Cryst. Growth.* 1997. **175/176**. P. 677.
8. **Matare H. F.** *Defect Electronics in Semiconductors.* N. Y. – L.: Wiley, 1971.
9. **Yamamoto T., Miyamoto Y., Tanikawa K.** Minority carrier lifetime in the region close to the interface between the anodic oxide and CdHgTe // *J. Cryst. Growth.* 1985. **72**. P. 270.
10. **Давыдов В. Н., Лоскутова Е. А., Фефелова И. И.** Влияние фтора на свойства систем оксид – полупроводниковое соединение А^{III}В^V // *Микроэлектроника.* 1986. **15**. С. 455.
11. **Константинов О. В., Царенков Г. В.** Фотопроводимость и эффект Дембера в варизонных полупроводниках // *ФТП.* 1976. **10**. С. 720.
12. **Rogalski A., Piotrowski J.** Intrinsic infrared detectors // *Prog. Quant. Electron.* 1988. **12**. P. 87.
13. **Самарский А. А., Гулин А. В.** Численные методы. М.: Наука, 1989.

Поступила в редакцию 25 мая 1998 г.