

исследованного GaAs: $\mu_n^0 = 5000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, $\mu_p^0 = 200 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. Видно отсутствие корреляции между экспериментальной и теоретическими кривыми в зависимости $D_a = f(\Delta N)$.

С целью объяснения данного несоответствия рассмотрим далее процесс фотонного переноса возбуждения ННЗ, возникающего в результате перепоглощения собственного излучения в полупроводниках при высоких уровнях возбуждения. В работе [9] показано, что поток фотонного переноса можно записать аналогично диффузионному потоку с коэффициентом диффузии, пропорциональным концентрации ННЗ. Если учесть, что излучаемые фотоны могут двигаться не только вдоль оси возбуждения, но с равной вероятностью в любом направлении, то для одномерного распределения ННЗ в объеме кристалла можно записать [5]

$$\left(\frac{\partial \Delta N}{\partial t}\right)_{\text{фот}} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{2}{3} G_2 \langle \alpha^{-2} \rangle \Delta N \frac{\partial (\Delta N)}{\partial x} \right), \quad (2)$$

здесь $\langle \alpha^{-2} \rangle = \int P(E)/\alpha^2 dE$, $P(E)$ — вероятность излучения кванта с энергией E . Выражение (2) аналогично уравнению для диффузии, где роль коэффициента диффузии играет величина $D_a^1 = 2/3 G_2 \langle \alpha^{-2} \rangle \Delta N$. Если для грубой оценки вместо $\langle \alpha^{-2} \rangle$ взять $\langle \alpha \rangle^{-2}$, то для GaAs [$G_2 = (4 \pm 2) \times 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с}$, $\langle \alpha \rangle \approx 10^4 \text{ см}^{-1}$] получаем $D_a^1 \approx 2.6 \cdot 10^{-13} \Delta N$. На рис. 4 кривая 2 представляет теоретическую зависимость $D_a^1 = f(\Delta N)$ для кристаллов GaAs, а кривая 3 — суммарную теоретическую зависимость с учетом $D_a = f(\Delta N)$ и $D_a^1 = f(\Delta N)$.

Из представленных результатов видно, что имеется соответствие экспериментальных и теоретических результатов. Различие теоретических оценок от экспериментальных данных при $\Delta N \geq 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ может быть обусловлено неучетом вырождения ННЗ в теоретической модели фотонного переноса возбуждения [9], а также концентрационной зависимости поверхностной рекомбинации.

Список литературы

- [1] Jeff F. Young, van Driel H. M. // Phys. Rev. B. 1982. V. 26. N 4. P. 2147—2158.
- [2] Bergner H., Bruckner V. // Phys. St. Sol. (a). 1983. V. 79. P. K85—K88.
- [3] Meyer I. R. // Phys. Rev. B. 1980. V. 21. N 4. P. 1554—1558.
- [4] Паленкс В. П., Юшквявичюс А. Р., Лаудюс А. С. // Лит. физ. сб. 1985. Т. 25. № 4. С. 125—132.
- [5] Епифанов М. С., Боброва Е. А., Галкин Г. Н. // ФТП. 1975. Т. 9. В. 8. С. 1529—1533.
- [6] Епифанов М. С., Галкин Г. Н., Боброва Е. А., Вавилов В. С. // ФТП. 1977. Т. 11. В. 1. С. 75—78.
- [7] Blakemore I. S. // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. N 10. P. R136—R180.
- [8] Grivickas V., Willander M., Noreika D., Petrauskas M., Knall J., Ni W.-X. // Semicond. Sci. Techn. 1988. V. 3. P. 1116—1121.
- [9] Demokan M. S., Oziazici M. S. // Int. J. Electron. 1983. V. 55. N 5. P. 699—727.
- [10] Olsson A., Erskine D. I., Zn Z. X., Schremer A., Tang C. L. // Appl. Phys. Lett. 1982. V. 41. N 7. P. 659—661.
- [11] Nelson R. I., Sobers R. G. // J. Appl. Phys. 1978. V. 49. N 12. P. 6103.

Вильнюсский университет

Получено 19.02.1991

Принято к печати 13.03.1991

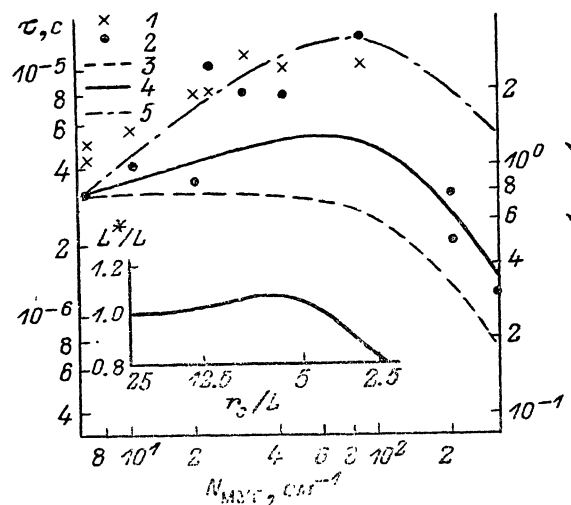
ФТП, том 25, вып. 9, 1991

ЭЛЕКТРОННОЕ ВРЕМЯ ЖИЗНИ В КРИСТАЛЛАХ $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ С РАЗНОЙ ПЛОТНОСТЬЮ МАЛОУГЛОВЫХ ГРАНИЦ

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

Широко используемые в ИК фотоэлектронике твердые растворы $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ обладают, как правило, развитой субблочной структурой. Рентгенодиффрактометрические исследования характерных особенностей структуры этого матери-

ала [1] свидетельствуют о том, что углы разориентации субблоков не превышают $1.5'$ (малоугловые границы — МУГ); внутренняя структура субзерен имеет



достаточно высокую степень совершенства (кривые качания $30'' \div 60''$); субзерна ориентированы либо хаотично, либо равномерно отклоняются от нормали к пло-

Рис. 1. Зависимость экспериментальных значений электропроводности (1) и времени жизни (2) от концентрации малоугловых границ (77 К).

Расчет τ ($N_{МУГ}$) согласно выражению (3). $N_{д}$, $см^{-2}$: 3 — 10^{15} , 4 — 10^{14} (при $N_{МУГ} \geq 100 \text{ см}^{-1}$), 5 — 10^{13} (при $N_{МУГ} \geq 100 \text{ см}^{-1}$). На вставке — зависимость относительных значений характеристической длины $L \cdot L$ от радиуса цилиндрических вclusions r_0/L ($L = 2 \cdot 10^{-3} \text{ см}$).

скости [111]. Об электрической активности малоугловых границ в кристаллах $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ свидетельствуют данные работ по исследованию аномалий кинетических коэффициентов, в частности, двойной инверсии знака коэффициента Холла [2, 3]. Одним из наиболее достоверных объяснений таких аномалий является модель двух кластеров n - и p -типа проводимости. Прямое доказательство электрической активности малоугловых границ получено в результате исследований кристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ методом наведенных токов [4-5]. Установлена корреляция областей, характеризующихся темным контрастом (область с пониженным временем жизни неосновных носителей заряда), с изображением малоугловых границ, полученным в результате дислокационного травления. Следовательно, при уменьшении размеров субблоков до величины, соизмеримой с диффузионной длиной, время жизни неравновесных носителей заряда (ННЗ) должно быть ограничено не только объемной, но и поверхностной (на малоугловой границе) составляющими. Цель работы — анализ роли малоугловых границ в рекомбинации ННЗ.

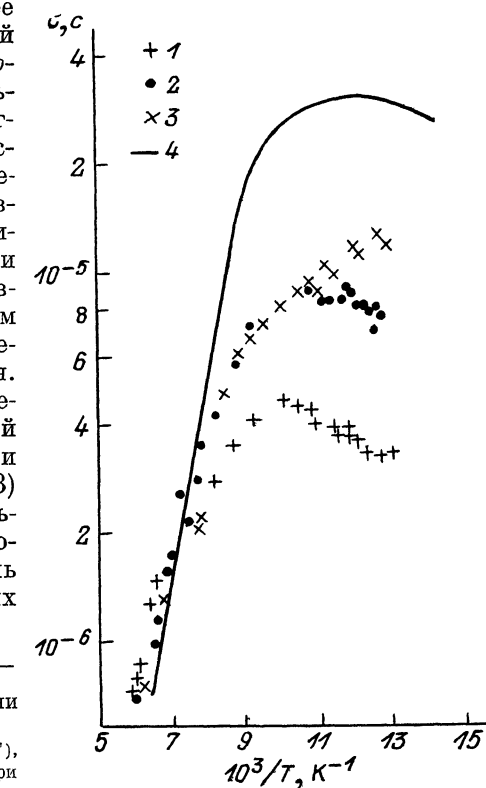


Рис. 2. Температурная зависимость времени жизни электронов при $N_{МУГ}$. $N_{МУГ}$, $см^{-1}$: 1 — 7, 2 — 45, 3 — 90, 4 — расчет $\tau(T)$, ограниченного оже-механизмом рекомбинации при $n = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ($\alpha \sim 0.21$).

Исследовались кристаллы $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ состава $x \approx 0.22$, $n = (1-7) \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, вырезанные из пластин, в пределах которых концентрация малоугловых границ (число пересечений границ субблоков на единицу длины, $N_{МУГ}$) изменялась от 5 до 100 см^{-1} , а также специально отобранные кристаллы с $N_{МУГ} = 200-300 \text{ см}^{-1}$; концентрация дислокаций в объеме субблоков сохранялась в пределах $(2 \div 4) \times 10^5 \text{ см}^{-2}$.

Измеряемое время жизни электронов τ и электропроводность σ для кристаллов с $n < 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (компенсированный материал) растут с увеличением концентрации малоугловых границ (рис. 1), причем изменение σ обеспечивается в основном ростом измеряемой концентрации электронов; для $n > 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ время жизни электронов не меняется, а электропроводность понижается с ростом $N_{\text{МУГ}}$.

Температурная зависимость τ имеет максимум (рис. 2, кривая 1); ее активационный участок связан с преобладанием примесной рекомбинации через акцепторный уровень $E_v + 50 \text{ мэВ}$, типичный для компенсированных кристаллов [6], а участок температурного гашения — с развитием междузонного оже-процесса. При увеличении $N_{\text{МУГ}}$ наряду с ростом τ по абсолютной величине (рис. 1) исчезает участок термоактивации (рис. 2, кривые 2 и 3). Достижимые при этом значения остаются, однако, ниже теоретического предела, ограниченного скоростью оже-процесса (рис. 2, кривая 4) [7].

Для количественного анализа рекомбинационной активности малоугловых границ рассмотрим модель неоднородного полупроводника, содержащего ориентированные в одном направлении цилиндры радиусом $R = (2N_{\text{МУГ}})^{-1}$, стенки которых обладают отличающимися от объема электропроводностью и скоростью рекомбинации неравновесных носителей заряда. Различие рекомбинационных параметров объема и границ создает диффузионный поток, который можно охарактеризовать параметром s , имеющим смысл «внутренней» скорости рекомбинации на геометрической границе раздела.

Сравнительный анализ измеряемых электрофизических параметров кристаллов с разной концентрацией малоугловых границ в рамках модели поликристаллической структуры [8] свидетельствует о том, что для кристаллов с $n > 2 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ электропроводность объема субблока σ_1 превосходит электропроводность его границ σ_2 . В то же время для компенсированных кристаллов ($n < 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) увеличение измеряемой электропроводности при соответствующем уменьшении коэффициента Холла с ростом концентрации МУГ соответствует модели неоднородного кристалла с проводящими границами субблоков. Причем в этом случае зависимость измеряемых электрофизических параметров от $N_{\text{МУГ}}$ не может быть объяснена без учета изменения параметров объема субблоков. Следовательно, при анализе зависимости τ от концентрации малоугловых границ для компенсированных кристаллов необходимо учесть тот факт, что границы субблоков представляют собой каналы проводимости с повышенной концентрацией электронов, которые в результате, например, увеличения скорости оже-рекомбинации [7] являются стоками ННЗ.

С учетом этого условия решением уравнения непрерывности для ННЗ в цилиндрических координатах (в предположении равномерного поглощения света в объеме) [9] является выражение

$$n(r) = G\tau \left[1 - \frac{J_0(r_c/L)}{J_0(r_c/L) + \frac{D}{sL} J_1(r_c/L)} \right], \quad (1)$$

при выводе которого учтены граничные условия

$$\left. \frac{dn}{dr} \right|_{r=0} = 0, \quad D \left. \frac{dn}{dr} \right|_{r=r_c} = -sn \Big|_{r=r_c}, \quad (2)$$

где G — скорость объемной генерации ННЗ (вкладом рекомбинации на поверхности кристаллов пренебрегаем); r_c — радиус цилиндров (без учета толщины стенок субзерен); L, D — диффузионная длина и коэффициент диффузии неосновных ННЗ; J_0, J_1 — модифицированные функции Бесселя.

Из формулы (1) следует зависимость размера области обеднения ННЗ около границы субблока (L^*) от радиуса цилиндров. Характеристическая длина L^* определяется на основании (1) согласно выражению $J_0[(r_c - L^*)/L] - 1 = e^{-1} [J_0(r_c/L) - 1]$ и зависит от радиуса цилиндров (см. вставку на рис. 1). При малых значениях радиуса относительно диффузионной длины ($r_c/L < 4$) $L^* < L$, для $4 < r_c/L < 10$, $L^* > L$, а при $r_c/L > 10$, $L^* \rightarrow L$. Подобный размерный эффект имеет место и для сферических включений [10].

Время жизни определяется в результате усреднения (1) по объему цилиндра при $\tau_0 = n(0)/G$:

$$\bar{\tau} = \tau_0 \left[1 - \frac{2Lr_c}{R^2} \frac{J_1(r_c/L)}{J_0(r_c/L) + \frac{D}{sL} J_1(r_c/L)} \right]. \quad (3)$$

С учетом реальных для $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \sim 0.2$) значений $D=4 \text{ см}^2/\text{с}$ ($T=77 \text{ К}$, [7]) и $s=10^3 \text{ см}/\text{с}$ расчет $\bar{\tau}$ ($N_{\text{МУГ}}$) согласно (3) представлен на рис. 1, кривая 3 и указывает на то, что ограничение времени жизни электронов границами субблоков не является определяющим фактором при $N_{\text{МУГ}} < 100 \text{ см}^{-1}$.

Как указывалось ранее, при увеличении $N_{\text{МУГ}}$ измеряемые электропроводность (рис. 1) и концентрация электронов для компенсированных кристаллов растут и, согласно формальному расчету, время жизни в объеме субблоков, ограниченное как оже-, так и примесной составляющими рекомбинации, должно падать. В таких условиях к увеличению τ_0 и, следовательно, $\bar{\tau}$ может привести лишь существенное понижение концентрации уровней рекомбинации, которые для $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \sim 0.2-0.3$) являются глубокими акцепторами [6, 11].

В пользу этого предположения свидетельствуют результаты анализа параметров объема и границ субблоков в рамках модели поликристаллической структуры [8], в частности необходимость учета зависимости параметров объема субблоков (рост подвижности электронов) от содержания малоугловых границ. Действительно, экспериментально наблюдаемому росту τ с увеличением $N_{\text{МУГ}}$ соответствует расчет согласно формуле (3), в котором для τ_0 учтено понижение концентрации рекомбинационных a -центров [11] в объеме субзерен от $N_a \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$ при $N_{\text{МУГ}} \approx 10 \text{ см}^{-1}$ до $N_a = 10^{13} \div 10^{14} \text{ см}^{-3}$ при $N_{\text{МУГ}} \approx 100 \text{ см}^{-1}$ (рис. 1, кривые 4, 5). При увеличении концентрации малоугловых границ до $N_{\text{МУГ}} \approx 200 \div 300 \text{ см}^{-1}$ время жизни падает в соответствии с предложенной моделью ограничения τ стенками субблоков, как стоками ННЗ.

Таким образом, основным фактором, который может привести к очувствлению исследованных кристаллов $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ при увеличении концентрации малоугловых границ, является проявление их геттерирующей способности: уменьшение концентрации центров рекомбинации акцепторного типа, например двухзарядных вакансий ртути в объеме субблоков [6].

Список литературы

- [1] Друзь Б. Л., Прокопенко И. П., Фомин А. В. // Матер. VII Всес. симп. «Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы». Львов, 1986. Ч. 1. С. 190—192.
- [2] Елизаров А. И., Иванов-Омский В. И., Корниаш А. А., Петряков В. А. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 2. С. 201—205.
- [3] Баженов Н. Л., Иванов-Омский В. И., Огородников В. К. // ФТП. 1984. Т. 18. В. 8. С. 1458—1461.
- [4] Tregilgas H. F. // J. Vac. Sci. Techn. 1982. V. 21. N 1. P. 208—212.
- [5] Панин Г. Н., Кулешов В. Ф., Якимов Е. Б. // Матер. VII Всес. симп. «Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы». Львов, 1986. Ч. 1. С. 43—45.
- [6] Liscka K. // Phys. St. Sol. 1986. V. 133. N 17. P. 17—46.
- [7] Любченко А. В., Сальков Е. А., Сизов Ф. Ф. Физические основы полупроводниковой инфракрасной фотозлектроники. Киев, 1984. 392 с.
- [8] Кучис В. Е. Методы исследования эффекта Холла. М., 1974. 328 с.
- [9] Янке Е., Эмде Ф., Леш Ф. Специальные функции. М., 1977. 344 с.
- [10] Григорьев Н. Н., Любченко А. В., Сальков Е. А. // УФЖ. 1989. Т. 34. В. 7. С. 1088—1092.
- [11] Баженов Н. Л., Гельмонт Б. Л., Иванов-Омский В. И. и др. // ФТП. 1982. Т. 16. В. 1. С. 109—112.

Институт полупроводников
АН УССР
Киев

Получено 18.12.1990
Принято к печати 23.04.1991