

Время жизни носителей заряда в структурах на основе $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($x = 0.22$), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии

© А.В. Войцеховский, Ю.А. Денисов, А.П. Коханенко, В.С. Варавин*, С.А. Дворецкий*, В.Т. Либерман*, Н.Н. Михайлов*, Ю.Г. Сидоров*

Сибирский физико-технический институт,
634050 Томск, Россия

* Институт физики полупроводников Сибирского отделения Российской академии наук,
630090 Новосибирск, Россия

(Получена 1 июля 1996 г. Принята к печати 25 октября 1996 г.)

Приводятся результаты измерений времени жизни носителей заряда в эпитаксиальных структурах на основе узкозонного $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($x = 0.22$), выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии при импульсном возбуждении излучением на различных длинах волн. Показано, что в эпитаксиальных пленках p -типа проводимости время жизни определяется оже-механизмом рекомбинации в области температур, соответствующих примесной проводимости, а для эпитаксиальных пленок n -типа характерна рекомбинация через локальные центры.

Материал $Hg_{1-x}Cd_xTe$, выращенный методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ), характеризуется высокой степенью однородности свойств в пределах достаточно больших размеров подложки, при этом удается реализовать заранее заданные профили легирования и состава. Это позволяет создавать на его основе многоэлементные полупроводниковые детекторы излучения, обеспечивающие обработку сигнала непосредственно в фокальной области [1–3]. Наиболее важным параметром фоточувствительного материала является время жизни носителей заряда, которое определяет в конечном счете его фотоэлектрические и флуктуационные характеристики.

Необходимо отметить, что в настоящее время имеется незначительное число работ, в которых приводятся результаты измерений времени жизни носителей заряда в пленках $Hg_{1-x}Cd_xTe$, выращенных методом МЛЭ [4–6]. Поэтому представляет интерес проведение измерений времени жизни фотоносителей в эпитаксиальном материале и анализ возможных механизмов рекомбинации в области температур, соответствующих примесной проводимости полупроводникового соединения. Данная работа посвящена исследованию рекомбинационных свойств эпитаксиального $Hg_{1-x}Cd_xTe$ ($x = 0.22$) p - и n -типа проводимости.

Эпитаксиальные слои $Hg_{1-x}Cd_xTe$ выращивались методом МЛЭ при температуре $190^\circ C$ [7]. Подложками служили пластины $CdTe$ и $GaAs$ ориентации (112) и (103) с буферными слоями $CdTe$, $CdZnTe$. Для получения пленок дырочного типа проводимости проводился последующий отжиг [8], состав определялся с помощью автоматизированного эллипсометра во время выращивания пленки [9]. Для снижения рекомбинации на поверхности пленки и вблизи границы раздела с подложкой выращивались варизонные структуры с соответствующим профилем состава по толщине. В поверхностном (широкозонном) слое реализовался состав, соответствующий $x = 0.3$, в центральной части толщи-

ной $5 \div 11$ мкм $x = 0.21 \div 0.22$ (узкозонный слой), и вблизи буферного слоя выращивался слой с $x = 0.5$ (широкозонный) толщиной менее 1 мкм. Измерение концентрации и подвижности носителей заряда в пленках при $T = 80$ К проводилось методом Ван-дер-Пау. Измерение времени жизни фотоносителей осуществлялось по кинетике сигнала фотопроводимости при генерации неравновесных носителей заряда импульсами оптического излучения [10]. Для генерации фотоносителей в объеме пленки использовалось излучение с $\lambda = 10.6$ мкм, а в приповерхностном слое — излучение с $\lambda = 0.9$ и 1.5 мкм.

Типичная зависимость времени жизни фотоносителей (τ) от температуры в области температур (T), соот-

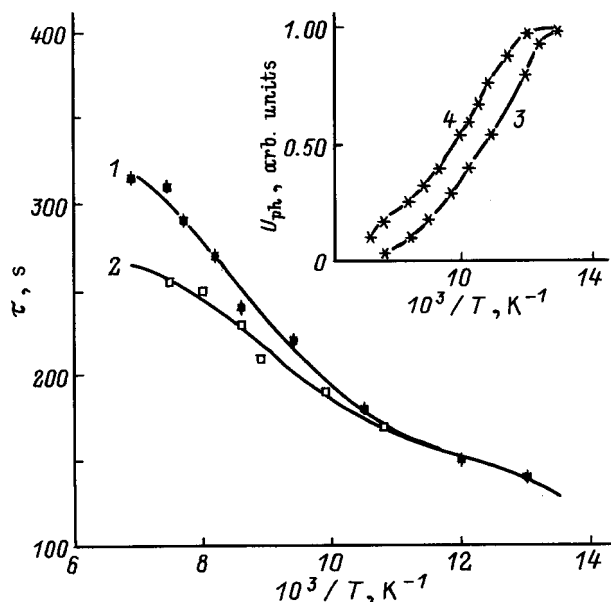


Рис. 1. Температурные зависимости времени жизни носителей заряда τ (1, 2) и сигнала фотответа U_{ph} (3, 4) для эпитаксиальной пленки (образец 4), измеренные при возбуждении излучением с $\lambda = 10.6$ мкм (1, 3) и $\lambda = 0.9$ мкм (2, 4).

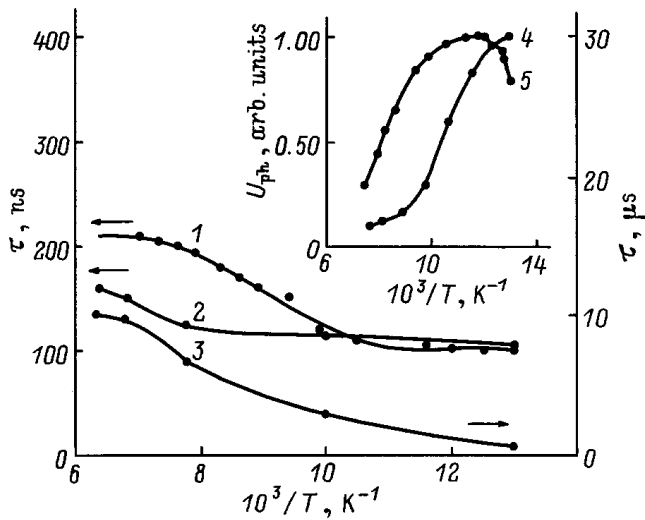


Рис. 2. Температурные зависимости времени жизни носителей заряда τ (1–3) и сигнала фотосоответа U_{ph} (4, 5) для эпитаксиальной пленки p -типа проводимости (образец 2) при возбуждении излучением с $\lambda = 10.6$ мкм (2–4) и с $\lambda = 0.9$ мкм (1, 5). 2 — быстрая, 3 — медленная составляющие.

ветствующих примесной проводимости для n -образца (образец 4), приведена на рис. 1. Необходимо отметить, что температурные зависимости времени жизни и сигнала фотосоответа (см. вставку на рис. 1) похожи для случаев возбуждения излучением с $\lambda = 10.6$ и 0.9 мкм. Некоторая особенность наблюдается в области температур $120 \div 150$ К, где зависимость $\tau(T)$ для $\lambda = 0.9$ мкм замедляет свой рост по сравнению с зависимостью для $\lambda = 10.6$ мкм, что, по-видимому, связано с влиянием поверхностной рекомбинации при коротковолновом возбуждении. В то же время зависимость сигнала фотосоответа от температуры характеризуется спадом с ростом температуры, причем имеется некоторый сдвиг в сторону высоких температур при переходе от $\lambda = 10.6$ мкм к $\lambda = 0.9$ мкм. Для образцов p -типа проводимости (образец 2) температурные зависимости времени жизни носителей заряда и сигнала фотосоответа при возбуждении с $\lambda = 10.6$ и 0.9 мкм приведены на рис. 2. Видно, что для температурной зависимости времени жизни $\tau(T)$ при $\lambda = 10.6$ мкм характерно наличие двух составляющих: быстрой и медленной. Быстрая составляющая изменяется от 10 до 160 нс в диапазоне температур $80 \div 170$ К, а медленная составляющая соответственно от 1 до 10 мкс. Для случая $\lambda = 0.9$ мкм зависимость $\tau(T)$ характеризуется наличием "плато" в области низких температур. Обращает на себя внимание существенное различие вида зависимостей фотосоответа от температуры для рассматриваемых случаев. При $\lambda = 0.9$ мкм на зависимости фотосоответа от температуры имеется максимум в области $90 \div 100$ К. Аналогичная картина кинетики фотосоответа наблюдается и для образцов n -типа проводимости (образец 3), но при возбуждении с $\lambda = 0.9$ мкм. В этом случае, как

и в предыдущем, имеются две составляющие $\tau(T)$ и экстремум при $T = 120$ К. Отметим, что, как правило, для тех образцов, где наблюдается зависимость сопротивления от температуры с экстремумом, характерна подобная же температурная зависимость фотосоответа. Этого следовало ожидать, так как зависимости сигнала фотосоответа от температуры определяются не только зависимостью $\tau(T)$, но и зависимостью проводимости образца от температуры (фотосоответ $\sim \Delta\sigma/\sigma_0$, где σ_0 — темновая проводимость, $\Delta\sigma = \eta P\tau/h\nu$ — изменение проводимости под действием излучения, η — квантовая эффективность, P — мощность падающего излучения, $h\nu$ — энергия кванта излучения). На ход зависимостей фотосоответа от температуры влияет зависимость $\eta(\lambda)$, так как с ростом температуры и увеличением ширины запрещенной зоны E_g уменьшается граничная длина волны поглощения и соответственно падает коэффициент поглощения на 10.6 мкм. Поглощение на $\lambda = 0.9$ мкм осуществляется в приповерхностном слое пленки, так как в этом случае коэффициент поглощения велик. Этим можно объяснить различное поведение зависимостей фотосоответа для случаев возбуждения на $\lambda = 10.6$ и 0.9 мкм при схожем виде зависимостей $\tau(T)$.

Для интерпретации механизмов рекомбинации обратимся к рис. 3, на котором приведены экспериментальные температурные зависимости времени жизни носителей заряда исследуемых образцов при $\lambda = 10.6$ мкм,

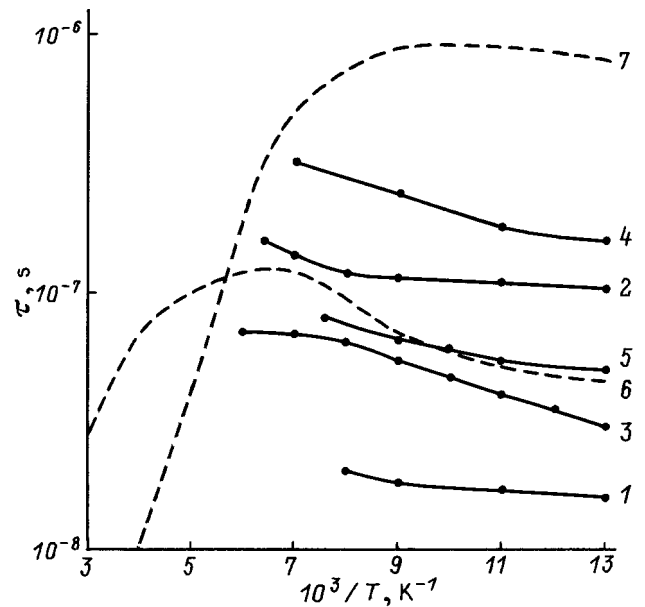


Рис. 3. Температурные зависимости времени жизни носителей заряда для исследуемых эпитаксиальных пленок: экспериментальные (1–5) и расчетные (6, 7). Номера кривых соответствуют номерам образцов со следующими параметрами: 1 — $x = 0.208$, $p = 2.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; 2 — $x = 0.224$, $p = 6.5 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; 3 — $x = 0.223$, $n = 1.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; 4 — $x = 0.210$, $n = 6.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$; 5 — $x = 0.225$, $p = 1.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. Режимы послеростового отжига — температура T_a /время t_a : 2 — $200^\circ\text{C}/100$ ч; 5 — $200^\circ\text{C}/120$ ч. 6, 7 — см. пояснение в тексте.

что соответствует объемному возбуждению фотоносителей. На этом же рисунке приведены рассчитанные зависимости $\tau(T)$ для оже-механизмов рекомбинации в материале $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с $x = 0.2$ n - и p -типа проводимости (кривые 7 и 6 соответственно) с концентрациями носителей заряда $n = 1 \cdot 10^{15}$ и $p = 1 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ соответственно. Видно что для образцов p -типа проводимости (образцы 2, 5) наиболее вероятным механизмом рекомбинации в области температур, соответствующих примесной проводимости, является оже-рекомбинация при дырочных столкновениях с переходом дырки из зоны тяжелых дырок в зону легких дырок [11]. Для образцов n -типа проводимости (образцы 3, 4), как показывает расчет, межзонные механизмы рекомбинации типа оже или излучательного механизмов дают незначительный вклад [11,12]. Наиболее вероятным является механизм рекомбинации через локальные центра. Наличие двух составляющих времени жизни может быть связано для образцов p -типа проводимости с вкладом в рекомбинационный процесс наряду с межзонными механизмами — механизмов, связанных с рекомбинационными центрами. В то же время для образцов n -типа проводимости наличие двух составляющих времени жизни может быть объяснено наличием рекомбинационных центров с резкой асимметрией величин поперечных сечений захвата для электронов и дырок.

Существенным отличием полученных результатов от данных работы [5] является реализация в исследуемых образцах p -типа проводимости межзонного оже-механизма рекомбинации носителей заряда в области температур, соответствующих примесной проводимости. Это, по-видимому, связано с послеростовой термической обработкой эпитаксиальных пленок n -типа проводимости, в которых наблюдалась рекомбинация через центры с энергией вблизи середины запрещенной зоны, как и в работах [5,6]. Снижение дефектности пленок после отжига позволяет получить времена жизни, ограниченные межзонной оже-рекомбинацией. В пользу этого факта говорит зависимость $\tau(T)$ для образца 1 p -типа проводимости, полученного без отжига, для которого характерны более низкие (по сравнению с расчетными для оже-рекомбинации) значения времени жизни носителей заряда.

Список литературы

- [1] А.В. Войцеховский, В.Н. Давыдов. *Фотоэлектрические МДП структуры из узкозонных полупроводников* (Томск, Радио и связь, 1990) с. 382.
- [2] В.А. Кемарский, Н.А. Кульчицкий. В сб.: *Обзорная информация*. Обзор № 5207, ч. 2, с. 3 (1990).
- [3] А.В. Войцеховский, И.И. Ижнин, Н.А. Кульчицкий, В.А. Кемарский. В сб.: *Зарубежная электронная техника* (М., ЦНИИ "Электроника", 1992) № 12, с. 3.
- [4] V.C. Lopes, A.G. Syliaics, N.C. Chen. *Semicond. Sci. Technol.*, **8**, 824 (1993).
- [5] M.E. de Souza, M. Boukerche, J.P. Faurie. *J. Appl. Phys.*, **68**, 5195 (1990).
- [6] S.N. Shin, J.M. Arias, M. Zandian, J.G. Pasko, R.E. DeWames. *Appl. Phys. Lett.*, **59**, 2718 (1991).
- [7] В.С. Варавин, Ю.Г. Сидоров, В.Г. Ремесник, С.И. Чикичев, И.Е. Нис. *ФТП*, **78**, 577 (1994).
- [8] K.N. Svitashhev, S.A. Dvoretzky, Yu.G. Sidorov, V.A. Shvets, A.S. Mardezhov, I.E. Nis, V.S. Varavin, V.I. Liberman, V.G. Remesnik. *Cryst. Res. Technol.*, **29**, 931 (1994).
- [9] В.Н. Овсяк, В.В. Васильев, Т.И. Захарьяш, В.Г. Ремесник, С.В. Студеникин, Н.Х. Сусяков, Н.Х. Талипов, Ю.Г. Сидоров, С.А. Дворецкий, Н.Н. Михайлов, В.И. Либерман, В.С. Варавин. *ФТП*, **2**, 193 (1996).
- [10] A.V. Voitsekhovskii, Yu.V. Lilenko. *Phys. St. Sol. (a)*, **67**, 381 (1981).
- [11] А.В. Войцеховский. *Изв. вузов. Физика*, **37**, 99 (1994).
- [12] А.В. Войцеховский, Ю.В. Лиленко. *Деп. ВИНТИ*, № 5200-81Деп., с. 36 (1981).

Редактор Л.В. Шаронова

Charge carrier lifetime in $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0.22$)-based structures grown by molecular beam epitaxy

A.V. Voitsekhovski, Yu.A. Denisov, A.P. Kochanenko, V.S. Varavin*, S.A. Dvoretzky*, V.T. Liberman*, N.N. Michailov*, Yu.G. Sidorov*

Siberian Physicotechnical Institute,
634050 Tomsk, Russia

* Institute for Semiconductor Physics,
Siberian Branch of Russian Academy of Sciences,
630090 Novosibirsk, Russia

Abstract The results of measurements of charge carrier lifetime in epitaxial structures based on narrow gap $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ ($x = 0.22$) grown by molecular beam epitaxy and excited by pulse laser radiation with different waveleghts are presented. It is shown that lifetime in p -type epitaxial layers are determined by Auger recombination in a temperature range corresponding to extrinsic conductivity, while to n -type epitaxial layers is peculiar recombination through local centers.