

©1994 г.

ОСОБЕННОСТИ ФОТОПРОВОДИМОСТИ И ФОТОМАГНИТНОГО ЭФФЕКТА В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЯХ $Mn_xHg_{1-x}Te$ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

*С.Г.Гасан-заде, И.П.Жадько, Э.А.Зинченко,
Н.В.Сочинский, Г.А.Шепельский*

Институт полупроводников Академии наук Украины, 252650, Киев, Украина
(Получена 18 октября 1993 г. Принята к печати 7 декабря 1993 г.)

Измерены спектральные, температурные и полевые зависимости фотомагнитного эффекта (ФМЭ) и фотопроводимости (ФП), а также коэффициент Холла R_H в эпитаксиальных слоях $Mn_xHg_{1-x}Te/CdTe$ ($x = 0.09-0.012$), выращенных методом жидкофазной эпитаксии. Особенность R_H в области температур 20–125 К объясняется двухслойной моделью. Обнаружен аномальный ФМЭ, связанный с наличием варизонности эпитаксиальных слоев вблизи гетерограницы. При температуре жидкого гелия 4.2 К в ФМЭ доминирует разогреваемая составляющая, которая осциллирует в магнитном поле. Из данных ФП получены температурные зависимости времени жизни носителей тока в эпитаксиальных слоях в диапазоне температур 4.2–290 К.

Несмотря на то что тройное соединение $Mn_xHg_{1-x}Te$ (МРТ) давно рассматривается как альтернативный, по отношению к $Cd_xHg_{1-x}Te$, материал для создания ИК фотоприемников, обращает на себя внимание относительно небольшое число публикаций по технологии и фотоэлектрическим свойствам МРТ. В наибольшей степени сказанное относится к эпитаксиальным слоям МРТ.

В данной работе сообщается о результатах спектральных, полевых и температурных измерений фотомагнитного эффекта (ФМЭ) и фотопроводимости (ФП), а также коэффициента Холла R_H в эпитаксиальных слоях МРТ. Сочетание указанных методов позволяет выявить особенности фотоэлектрических явлений и определить параметры неравновесных носителей тока в эпитаксиальных слоях.

Монокристаллические слои $Mn_xHg_{1-x}Te$ ($x = 0.09-0.12$) толщиной 20–30 мкм выращивались на подложках CdTe методом жидкофазной эпитаксии из теллурических растворов [1]. По данным рентгеновского микроанализатора неоднородность полученных слоев по составу не превышала 0.1% по площади образца. Для измерения профиля распределения компонент раствора использовался электронно-зондовый

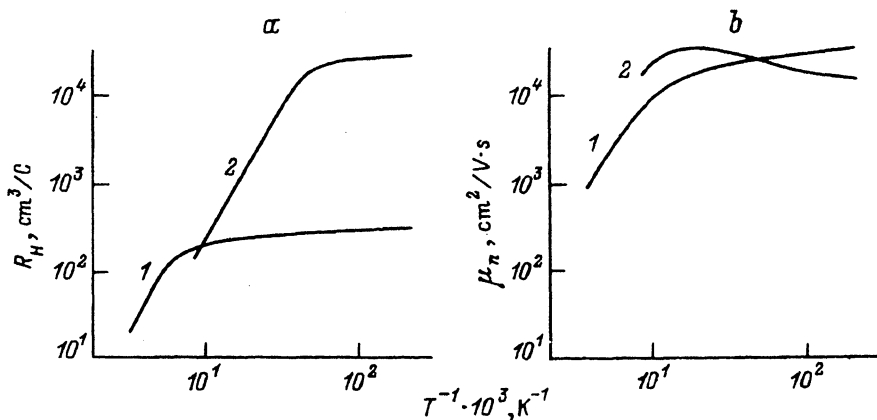


Рис. 1. Температурные зависимости коэффициента Холла (а) и подвижности электронов (б) для образцов $n\text{-Mn}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x = 0.105$) 1-го (1) и 2-го (2) типа. $H = 0.5$ кЭ.

метод регистрации сигнала отраженных электронов в режиме контраста по среднему атомному номеру z . Сканирование электронным зондом поверхности скола структуры вдоль линии перпендикулярной плоскости гетерограницы $\text{Mn}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{CdTe}$ показывает, что для большинства образцов заметное изменение состава x , приводящее к вариозности, распространяется от гетерограницы не более чем на 3–5 мкм. Выращенные слои имели дырочную проводимость с концентрацией свободных дырок $p = 7 \cdot 10^{16} - 1.2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и подвижностью $\mu_p = (2-3) \cdot 10^2 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Такие слои проявляли слабую фоточувствительность и имели типичную для p -материала температурную зависимость R_H и удельного сопротивления. Получение образцов с проводимостью n -типа осуществлялось длительным отжигом слоев в парах ртути. В качестве объекта настоящих исследований использовались эпитаксиальные слои МРТ с концентрацией нескомпенсированных доноров $N_D - N_A = 8 \cdot 10^{14} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$.

По виду температурных зависимостей коэффициента Холла R_H образцы можно было разделить на 2 типа. У большинства образцов с концентрацией $n \geq 10^{15} \text{ см}^{-3}$ в примесной области проводимости R_H практически не зависел от температуры вплоть до 4.2 К (рис. 1, а, кривая 1). Однако у некоторых образцов обнаруживался рост R_H с понижением температуры от 120 до 20 К (рис. 1, а, кривая 2). Увеличение R_H с понижением температуры в указанном диапазоне наблюдалось в эпитаксиальных слоях МРТ в работе [2], где этот эффект объяснялся наличием глубоких акцепторных уровней, расположенных вблизи дна зоны проводимости. Наблюдаемую в нашем случае зависимость трудно объяснить присутствием какого-либо одного примесного уровня. С другой стороны, такая зависимость $R_H(T)$ может реализоваться в структуре, состоящей из двух слоев — с проводимостью n - и p -типов (двухслойной структуре) [3]. Действительно, оказалось, что при послойном стравливании слоя толщиной 8–10 мкм образец приобретал типичные для p -типа температурные зависимости R_H , а также удельного сопротивления ρ . Параметры p -слоя: $p = 8 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$,

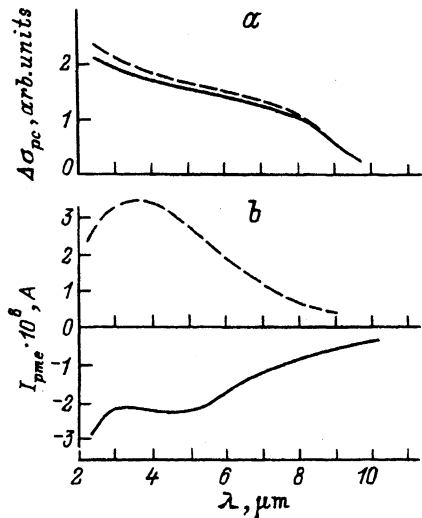


Рис. 2. Спектральные зависимости ФП (а) и ФМЭ (б) эпитаксиального слоя МРТ ($x = 0.11$, $n = 5.2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\mu_n = 4.3 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$) при освещении образца с лицевой поверхности (сплошные кривые) и со стороны подложки (пунктир).

$\mu_p = 3 \cdot 10^2 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. При наиболее низкой температуре ($T = 4.2 \text{ К}$), когда практически все дырки p -слоя оказываются вымороженными на акцепторный уровень и проводимость структуры определяется электронами n -слоя, удается измерить параметры n -слоя из соотношения $\sigma = (d_n/d)\sigma_n$, $R_H = (d/d_n)R_H^n$, которые для данного образца оказались следующими: $n = 8 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, $\mu_n = 7.6 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Здесь d_n , n , R_H^n — параметры, соответствующие лишь n -слою, d — полная толщина слоя. Толщина d_n , как указывалось, определялась методом послойного сравнения. В дальнейшем мы будем обсуждать лишь результаты, полученные на однослойных структурах (образца 1-го типа).

Как указывалось ранее [4], фотоэлектрические свойства эпитаксиальных слоев, вообще говоря, имеют ряд особенностей по сравнению со свойствами объемных монокристаллических образцов. Главная причина таких различий заключается в том, что толщина слоя d , как правило, оказывается сравнимой с биполярной длиной диффузионного смещения носителей тока L . Поэтому, например, время жизни носителей τ зависит теперь от состояния как лицевой, так и тыльной поверхности эпитаксиального слоя. В этом случае заметную роль может играть градиент состава x , направленный от границы раздела эпитаксиальный слой-подложка к лицевой поверхности образца. Наконец, анодный окисел, который обычно образуется на лицевой поверхности эпитаксиального слоя, также играет здесь более существенную роль из-за разного соотношения между толщиной образца d и характерным размером объемного пространственного заряда, индуцируемого анодным окислом. Указанные причины должны приводить к более сложному виду характеристик эпитаксиальных слоев по сравнению с объемными кристаллами.

Так, из вида спектральных характеристик ФП (рис. 2,а) вытекает, что толщина исследуемого эпитаксиального слоя ($d \approx 30 \text{ мкм}$) меньше соответствующей длины диффузии L , поскольку на спектральной характеристике не проявляется характерный длинноволновый максимум, высота которого определяется скоростью поверхностной реком-

бинации S_1 на лицевой поверхности слоя или S_2 — на тыльной поверхности соответственно. Отсутствие характерных максимумов при обоих направлениях возбуждающего излучения не дает, таким образом, возможности напрямую определить S_1 и S_2 . При выполнении соотношения $S_1 < S_2$ фотомагнитная ЭДС может изменить знак в определенном спектральном диапазоне [4]. На некоторых из исследуемых нами образцов фотомагнитная ЭДС была отрицательной (аномальной) во всем спектральном диапазоне при возбуждении образца с лицевой поверхности эпитаксиального слоя. При противоположном направлении света ФМЭ оказывается нормальным также во всей спектральной области (рис. 2, б). Наблюдаемое поведение ФМЭ нельзя объяснить разницей в величинах S_1 и S_2 , поскольку в этом случае в области коротких длин волн (больших коэффициентов поглощения α : $\alpha d \gg L$) ФМЭ должен иметь нормальный знак. Кроме того, вид спектральных зависимостей и величины ФП, полученные при освещении образца с лицевой стороны и со стороны подложки, указывают на близкое значение S_1 и S_2 . Аномальное поведение ФМЭ может быть понято лишь при учете варизонности слоя вблизи гетерограницы. В этом случае ФМЭ имеет две составляющие — обычную диффузионную V_1 и дрейфовую (полевую) V_2 , обусловленную тянущим полем, направленным от гетерограницы к лицевой поверхности эпитаксиального слоя. Поэтому при лицевом освещении образца V_1 и V_2 имеют противоположный знак. При освещении же со стороны подложки знак ФМЭ остается нормальным, поскольку обе составляющие V_1 и V_2 направлены в одну сторону.

Одновременное измерение ФМЭ и ФП в принципе позволяет получить значения времени жизни как для основных, так и для неосновных носителей тока. В частности, при низких температурах ФМЭ может напрямую выявить наличие процессов прилипания неосновных носителей. Однако в нашем случае именно для низкотемпературного диапазона оказались неприменимыми оценки τ из ФМЭ. Как известно, полевая зависимость фотомагнитного тока $I_{\text{рме}}(H)$ для образцов n -типа должна быть линейной, поскольку отклонение от линейности может происходить лишь при достижении условия сильного поля для неосновных носителей тока: $\mu_n H/c \ll 1$. Это условие во всем диапазоне

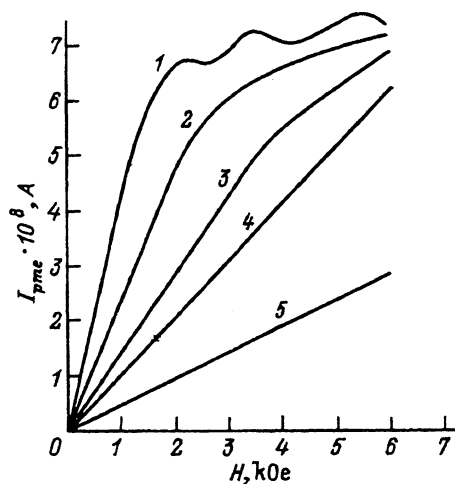


Рис. 3. Полевые зависимости ФМЭ для эпитаксиального слоя МРТ ($x = 0.105$, $n = 8.3 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\mu_n = 7.6 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$) при разных значениях температуры, К: 1 — 4.7, 2 — 40, 3 — 80, 4 — 120, 5 — 200.

достигаемых в эксперименте значений H заведомо не реализуется при $\mu_p = (2-4) \cdot 10^2 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Тем не менее, как видно из рис. 3, при понижении температуры $T < 40 \text{ К}$ наблюдается отклонение $I_{\text{рме}}(H)$ от линейности (рис. 3). При $T = 4.2 \text{ К}$ насыщение зависимости $I_{\text{рме}}(H)$ происходит уже при $H \simeq 2 \text{ кЭ}$. Такие особенности ФМЭ хорошо изучены в $n\text{-InSb}$ и $n\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ [5,6] и связаны с разогревом электронов светом при низких температурах. При концентрациях электронов $n \geq 10^{15} \text{ см}^{-3}$ время межэлектронного взаимодействия τ_{ee} оказывается меньше времени релаксации энергии электронов на колебаниях кристаллической решетки τ_{ac} и меньше времени жизни τ . Поэтому происходит быстрая передача энергии горячего фотоэлектрона системе равновесных электронов, в результате чего в образце возникает градиент электронной температуры, а в ФМЭ доминирует разогревающая составляющая, которая естественно определяется основными носителями — электронами. Последнее и объясняет особенности полевых зависимостей $I_{\text{рме}}(H)$, а также резкий рост $\tau_{\text{рме}}$ с понижением температуры (рис. 4, *b*, пунктир). Следует, однако, учитывать что $\tau_{\text{рме}}$ при низких температурах характеризует уже не время жизни носителей, а время релаксации энергии разогретыми электронами. Отметим, что при $T = 4.2 \text{ К}$ на зависимости $I_{\text{рме}}(H)$ проявляются осцилляции, очевидно связанные с квантованием Ландау (условие квантования для электронов выполняется уже при $H \geq 1 \text{ кЭ}$).

Из температурной зависимости стационарной ФП (рис. 4, *a*) можно сделать вывод, что в области собственной проводимости в рекомбинации доминирует механизм межзонной оже-рекомбинации, а в области примесной проводимости ($T < 140 \text{ К}$) — переходы через примесный уровень (механизм Шокли-Рида). Оценка глубины залегания рекомбинационного уровня по наклону $\tau(1/T)$ дает величину $\varepsilon \sim 55-70 \text{ мэВ}$ от вершины валентной зоны (от образца к образцу). Центры рекомбинации с такой энергией залегания проявляются и в монокристаллических образцах МРТ [7]. При температуре $T < 40 \text{ К}$ наблюдается

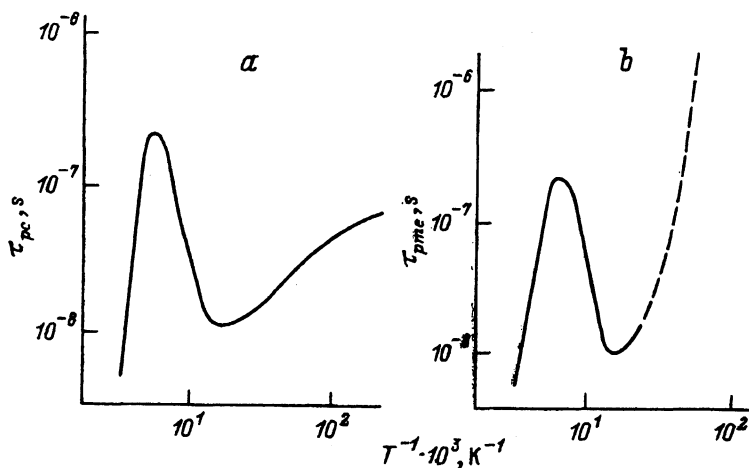


Рис. 4. Температурные зависимости времени жизни, полученные из измерений ФП (*a*) и ФМЭ (*b*).

Образец тот же, что на рис. 3. Пунктиром отмечен низкотемпературный диапазон, в котором ФМЭ определяется разогревом электронов излучения.

заметный рост τ_{pc} очевидно обусловленный прилипанием неосновных носителей — дырок на мелкий уровень ($\epsilon \sim 1.5-2$ мэВ).

В заключение отметим, что в магнитных полях вплоть до $H = 16$ кЭ в спектральных зависимостях ФП и ФМЭ при $T = 80$ К не обнаруживается каких-либо заметных изменений, в том числе отсутствует смещение длинноволнового края спектральных характеристик. Основную причину этого следует усматривать в отсутствии резкого длинноволнового края спектральных характеристик ФМЭ и ФП, которое в свою очередь определяется малой толщиной слоя и наличием неоднородностей.

Работа выполнялась при поддержке ГКНТ Украины.

Список литературы

- [1] N. V. Sochinskii. Proc. workshop «Adv. infrared technology and application», 29. Firenze (Italy) (1992).
- [2] М.М. Трифонова, Н.С. Барышев, М.П. Мезенцева. ФТП, **25**, 1014 (1991).
- [3] L.F.Low, W.H. Frye. J. Appl. Phys., **56**, 2253 (1984).
- [4] А.В. Буянов, С.Г. Гасан-заде, И.П. Жадько и др. ФТП, **26**, 629 (1992).
- [5] Р.И. Лягущенко, Р.В. Парфеньев, И.И. Фарбштейн и др. ФТТ, **10**, 2241 (1968).
- [6] Е.И. Георгица, В.И. Иванов-Омский, Б.Т. Коломиец и др. ФТП, **5**, 1767 (1971).
- [7] В.Е.Беговатов, Н.С. Барышев, М.П. Мезенцева и др. Матер. VIII Всес. симп. «Полупроводники с узкой запрещенной зоной и полуметаллы». Ч. 1, 106. Львов (1991).

Редактор В.В. Чалдышев