

УДК 621.315.592

В. Я. Костюченко, Д. Ю. Протасов, С. А. Студеникин

(Новосибирск)

ИССЛЕДОВАНИЕ ФОТОМАГНИТНОГО ЭФФЕКТА  
И ФОТОПРОВОДИМОСТИ В СЛОЯХ  $p$ -CdHgTe

Исследованы фотоэлектромагнитный эффект (ФМЭ) и фотопроводимость (ФП) в скрещенных стационарных электрическом и магнитном полях на пленках CdHgTe  $p$ -типа с  $x \approx 0,22$  при  $T = 77$  К, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ). Из совместного анализа магнитополевых зависимостей ФП и ФМЭ, фотопроводимости в геометрии эффекта Холла и холловских измерений определены следующие рекомбинационные параметры: скорость поверхностной рекомбинации  $S_1$  и  $S_2$ , объемное время жизни  $\tau_v$ , внутреннее электрическое поле  $E_y$  и подвижность  $\mu_e$  неосновных носителей. На основании полученных результатов сделан вывод о высокой однородности состава пленок по толщине.

Пленки КРТ в настоящее время широко используются с целью создания фотодетекторов инфракрасного диапазона. Основные параметры фотодетекторов (чувствительность, быстродействие, обнаружительная способность и т. д.) во многом обуславливаются процессами рекомбинации неравновесных носителей. В случае тонких пленок релаксация неравновесных носителей зачастую определяется рекомбинацией на поверхности и гетерогранице пленка — подложка. Для успешной отработки технологии выращивания пленок и изготовления фотоприемников на их основе важно иметь раздельную информацию о рекомбинационных параметрах пленки.

Данная работа посвящена детальному исследованию рекомбинационных свойств пленок КРТ, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии (МЛЭ) с привлечением различных методов: фотоэлектромагнитного эффекта, фотопроводимости в скрещенных полях и в геометрии эффекта Холла — и многослоевого анализа холловских измерений.

Фотоэлектромагнитная методика определения рекомбинационных параметров пленок КРТ  $p$ -типа [1] основана на измерении фотомагнитного эффекта (ФМЭ) и фотопроводимости (ФП) в скрещенных стационарных электрическом и магнитном полях. Параметры определяются путем подгонки теоретических выражений [1], описывающих поведение неравновесного электронно-дырочного газа в скрещенных полях, под экспериментальные данные.

В данной работе были исследованы два образца КРТ  $p$ -типа, выращенные методом МЛЭ на подложках из GaAs [2], холловские данные которых приведены в табл. 1. Образцы приготавливались фотолитографически в виде холловских мостиков.

Магнитополевые измерения эффекта Холла показали, что проводимость первого образца была чисто дырочной, в то время как второй образец обладал смешанной проводимостью. Магнитополевые зависимости напряжения эффекта Холла и напряжения между потенциальными контактами для образца 2 приведены на рис. 1. Данные хорошо описываются в рамках двухслойной модели (сплошные линии), в которой проводимость осуществляется электронами и дырками со следующими параметрами: подвижность электронов и

Таблица 1

Паспортные данные исследованных образцов

Номер образца	$d$ , мкм	$x$	$\mu_p$ , $\text{см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	$p$ , $10^{15} \text{ см}^{-3}$
1	14	0,22	170	5,1
2	7,5	0,22	380	8,3

дырок  $10^5 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$  и  $550 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ , концентрации  $2,3 \cdot 10^{12} \text{ см}^{-3}$  и  $3,9 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$  соответственно.

Концентрации приведены в расчете на всю толщину пленки. На самом деле электронный слой находился вблизи поверхности, поскольку после стравливания слоя около 1 мкм электронная компонента проводимости исчезала. Из этого можно заключить, что толщина электронного слоя составляла менее 1 мкм с реальной объемной концентрацией около  $2 \cdot 10^{13} - 1 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ . Образование такого электронного слоя вблизи поверхности ранее обнаруживалось и на других образцах. Природа его возникновения может быть связана с тем, что при выращивании пленок [2] на поверхности специально создавался тонкий слой ( $< 1 \text{ мкм}$ ) с повышенным составом ( $x \geq 0,3$ ) для снижения скорости поверхностной рекомбинации. Однако если предположить, что уровень Ферми в широкозонной части закрепляется примерно посередине запрещенной зоны на поверхности пленки, то это приведет к образованию потенциальной ямы для электронов вблизи поверхности и, следовательно, к инверсии типа проводимости. Из этого можно сделать вывод, что при создании потенциального барьера у поверхности необходимо оптимальным образом выбирать его параметры, чтобы, с одной стороны, исключить образование инверсионного слоя, с другой стороны, обеспечить достаточно эффективное подавление поверхностной рекомбинации за счет отталкивания неосновных носителей от поверхности.

Образец помещался в криостат с жидким азотом, который устанавливался между полюсами электромагнита, позволяющего плавно изменять поле в пределах  $\pm 10$  кГс. В качестве источника излучения использовался светодиод АЛ103А, имеющий максимум излучательной способности на длине волны 0,89 мкм. Геометрия измерений фотомагнитного эффекта и фотопроводимости

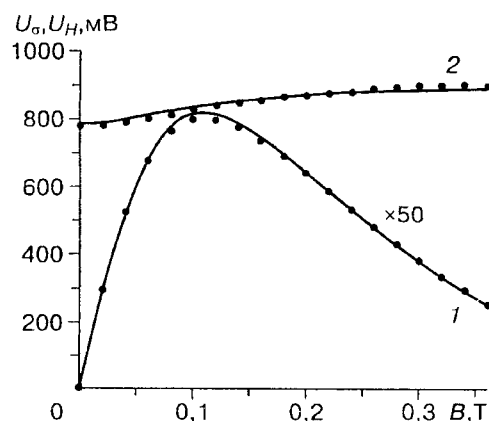


Рис. 1. Магнитополевые зависимости напряжений, снимаемых с холловских (кривая 1)  $U_H$  и потенциальных (кривая 2)  $U_\sigma$  контактов, для образца 2.

Ток через образец  $I = 50 \text{ мкА}$ .  $T = 77 \text{ К}$ . Через экспериментальные точки проведены оптимальные теоретические кривые, рассчитанные в предположении двух типов носителей

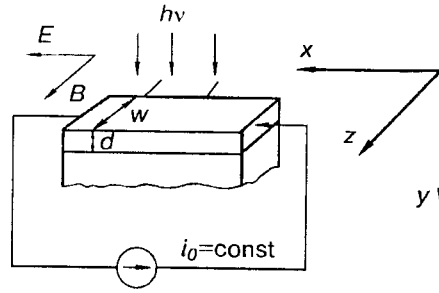


Рис. 2. Геометрия эксперимента для измерения фотомагнитного эффекта и фотопроводимости в скрещенных полях

в скрещенных полях показана на рис. 2. При проведении измерений фотопроводимости в геометрии эффекта Холла свет и магнитное поле направлялись коллинеарно и перпендикулярно поверхности образца.

При подгонке ФМЭ использовалось значение коэффициента поглощения  $\alpha = 2 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$  при  $\lambda = 0,89 \text{ мкм}$  [3]. Измерения ФП проводились при протекании через образец постоянного тока. Сигнал измерялся между потенциальными контактами, усиливался синхронным детектором и подавался на вход Y двухкоординатного самописца, на вход X которого поступал сигнал с датчика Холла, пропорциональный магнитному полю.

На рис. 3 приведены магнитополевые зависимости напряжения фотопроводимости для двух исследуемых образцов в геометрии эффекта Холла, измеряемого между потенциальными контактами, за вычетом дырочной составляющей, не зависящей от магнитного поля. Экспериментальные данные хорошо описываются теоретической зависимостью следующего вида:

$$U_{\text{фх}} = U_{\text{фх}}(0)/(1 + \mu_e^2 B^2), \quad (1)$$

где  $U_{\text{фх}}(0)$  — величина фотопроводимости в нулевом магнитном поле;  $\mu_e$  — подвижность фотоэлектронов. Из этих зависимостей легко находится подвижность фотоэлектронов  $\mu_e$ , которая использовалась в дальнейшем при описании ФМЭ и ФП в скрещенных полях.

Следует отметить, что подвижность фотоэлектронов не всегда совпадает с подвижностью равновесных электронов, определяемой из магнитополевых измерений эффекта Холла (см. рис. 1). Последнее может быть связано с тем, что равновесные электроны могут быть сосредоточены в узком слое, например

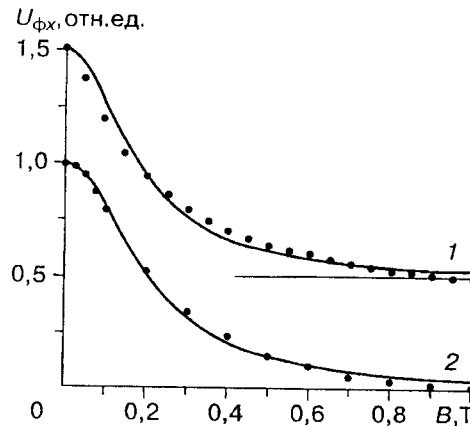


Рис. 3. Фотопроводимость в геометрии эффекта Холла при  $T = 77 \text{ К}$ :  
1 — образец 1, 2 — образец 2. Через экспериментальные точки проведены оптимальные теоретические зависимости

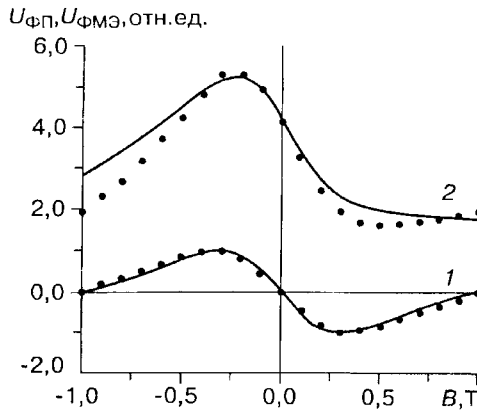


Рис. 4. Магнитополевые зависимости фотомагнитного эффекта (кривая 1) и фотопроводимости (кривая 2) при  $E = 130$  В/м для образца 1

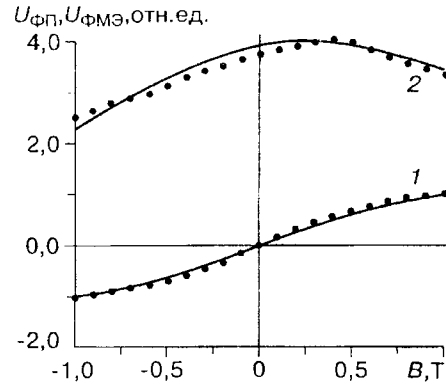


Рис. 5. Магнитополевые зависимости фотомагнитного эффекта (кривая 1) и фотопроводимости (кривая 2) при  $E = 210$  В/м для образца 2

вблизи поверхности, в то время как фотоэлектроны распределены по всей толщине пленки по определенному закону.

На рис. 4 и 5 показаны экспериментальные магнитополевые зависимости фотопроводимости и фотомагнитного эффекта при температуре  $T = 77$  К, полученные на образцах 1 и 2 при тянущих электрических полях 130 и 210 В/м соответственно. На образце 1 наблюдается аномальный знак фотомагнитного эффекта, что обусловлено большой скоростью поверхностной рекомбинации на освещаемой поверхности. Через экспериментальные точки проведены оптимальные теоретические кривые. Подгонка теоретических выражений под экспериментальные данные осуществлялась методом случайного поиска в комбинации с методом Хука — Дживса [4]. После многократного применения процедуры подгонки ( $N = 100-150$ ) по полученным параметрам строились гистограммы, после чего вычислялись средние значения и среднеквадратичное отклонение для каждого из параметров. Хотя подгоняемая функция в общем случае зависит от пяти параметров, реально подгонялось три или два параметра, поскольку подвижность была определена из независимых измерений, как показано выше. Данные хорошо описываются без привлечения внутреннего электрического поля, т. е.  $E_y = 0$ , что свидетельствует об однородном распределении состава по толщине пленок. Кроме того, расчеты показали, что фотопроводимость и ФМЭ в образце 2 в основном определяются поверхностями и фактически не зависят от объемного времени жизни неосновных носителей  $\tau_v$ , что связано с большой длиной диффузии по сравнению с толщиной пленки в этом образце (табл. 2).

Параметры, определенные в результате подгонки, а также вычисленные по результатам многочисленных подгонок утроенные среднеквадратичные отклонения по каждому из параметров приведены в табл. 2. Объемное время жизни при подгонке данных для образца 2 принималось равным теоретическому значению, обусловленному оже- и излучательными механизмами рекомбинации [5], поскольку оно мало влияло на результат подгонки.

Таблица 2

Рекомбинационные параметры пленок КРТ, определенных из ФМЭ, ФП в скрещенных полях и в геометрии эффекта Холла

Номер образца	$S_1, 10^2$ м/с	$S_2$ м/с	$\tau_v, 10^{-8}$ с	$\mu_e, \text{м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$	$\tau_{\text{теор}}, 10^{-7}$ с	$L_d, \text{мкм}$
1	$320 \pm 60$	$800 \pm 150$	$6,7 \pm 0,9$	5,6	6,3	51
2	$1,5 \pm 0,6$	$81 \pm 3$	86	4,8	8,6	169

Тот факт, что фотоэлектрические явления в исследованных пленках КРТ хорошо описываются простой однородной моделью, свидетельствует об их хорошем качестве. С точки зрения рекомбинационных параметров второй образец намного лучше первого.

В качестве независимой проверки нами были проведены бесконтактные СВЧ-измерения времени релаксации неравновесной фотопроводимости на исследованных образцах. На образце 1 оно оказалось меньше разрешающей способности установки ( $< 10$  нс), на образце 2 время релаксации составило  $\tau = 30$  нс. Наблюдаемые времена релаксации обусловлены поверхностной рекомбинацией и находятся в хорошем согласии с оценкой времени релаксации в тонкой пленке:

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_v} + \frac{S_1 + S_2}{d}, \quad (2)$$

где  $d$  — толщина пленки;  $S_1, S_2$  — скорости поверхностной рекомбинации. Для образца 2 расчет по формуле (2) дает значение  $\tau = 32$  нс.

Таким образом, в работе исследованы фотомагнитный эффект и фотопроводимость в скрещенных стационарных электрическом и магнитном полях на пленках CdHgTe  $p$ -типа с  $x = 0,22$  при  $T = 77$  К, выращенных методом МЛЭ. Из анализа магнитопольевых зависимостей ФП и ФМЭ определены рекомбинационные параметры. На основании полученных результатов можно сделать вывод, что состав пленки однороден по толщине. На исследованных пленках скорость поверхностной рекомбинации на свободной поверхности оказалась больше, чем на гетерогранице.

Авторы выражают благодарность В. С. Варавину и Ю. Г. Сидорову за предоставление образцов эпитаксиальных структур, А. Ф. Булдыгину за проведение СВЧ-измерений.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Студеникин С. А., Панаев И. А., Костюченко В. Я., Торчинов Х.-М. З. Фотомагнитный эффект и фотопроводимость тонких эпитаксиальных слоев CdHgTe/CdTe // ФТП. 1993. 27, вып. 5. С. 600.
2. Varavin V. S., Dvoretzky S. A., Liberman V. I. et al. The controled growth of high-quality mercury-cadmium-telluride // Thin Solid Films. 1995. 267. P. 121.
3. Anderson W. W. Absorption constant of PbSnTe and HgCdTe alloys // Infrared Phys. 1980. 20. P. 363.
4. Shoop T. E. A practical guid to computer method for engineers. N. J., 1979.
5. Jozwikowska A., Jozwikowski K., Rogalski A. Performance of mercury cadmium telluride photoconductive detectors // Infrared Phys. 1991. 31, N 6. P. 544.

*Поступила в редакцию 3 апреля 1996 г.*