

ФОТОМАГНИТНЫЙ ЭФФЕКТ И ФОТОПРОВОДИМОСТЬ ТОНКИХ ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ СЛОЕВ $Cd_xHg_{1-x}Te/CdTe$

С. А. Студеникин, И. А. Панаев, В. Я. Костюченко, Х.-М. З. Торчинов

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

(Получена 28 мая 1992 г. Принята к печати 28 сентября 1992 г.)

Проведено комплексное исследование фотомагнитного эффекта и фотопроводимости в скрещенных электрическом и магнитном полях на пленках $Cd_xHg_{1-x}Te/CdTe$ ($x \approx 0.2$), выращенных методом жидкофазной эпитаксии. Измерения проводились при температуре жидкого азота в магнитных полях до 1 Т.

Показано, что фотопроводимость в тонких пленках в обычных стационарных полях носит немонотонный характер. Развита теоретическая модель, адекватно описывающая фотомагнитный эффект и фотопроводимость в исследуемом материале. Из подгонки теории под эксперимент определены рекомбинационные параметры исследованных пленок: скорости поверхностной рекомбинации, объемное время жизни, длина диффузии и встроенное электрическое поле, обусловленное градиентом состава по толщине. Из измерений фотопроводимости в различных полях получена информация об изменении рекомбинационно-диффузионных параметров по толщине пленки.

Введение. Тройные растворы на основе соединений $HgTe$ и $CdTe$, часто называемые КРТ (кадмий—ртуть—теллур), в настоящее время широко используются для создания различных фотодетекторов инфракрасного диапазона как одиночных, так и в виде матриц, в частности, в области спектрального атмосферного окна 8—12 мкм [1–2]. Основные параметры фотодетекторов — чувствительность, обнаружительная способность, быстродействие и др. — во многом определяются рекомбинационно-диффузионными параметрами материала. Опубликовано большое количество работ [3–5], посвященных изучению времени жизни неосновных носителей в объемном материале КРТ, выяснению основных механизмов рекомбинации.

Что касается изучения рекомбинационных свойств пленок КРТ, то к настоящему времени опубликованы лишь отрывочные, порой противоречивые данные [6–8]. Это связано с неоднозначностью определения времени жизни в пленках из-за возможной неоднородности по толщине и из-за большого влияния поверхностной рекомбинации на процесс релаксации в пленочном материале по сравнению с объемным. В связи с этим в первую очередь возникает задача однозначного, желательного раздельного определения рекомбинационно-диффузионных параметров в тонких пленках КРТ.

Основная цель данной работы — выяснение физической картины рекомбинации и диффузии в пленках КРТ p -типа проводимости, выращенных методом жидкофазной эпитаксии, и получение достоверной информации о рекомбинационно-диффузионных параметрах в этом материале. Для этого нам потребовалось провести исследование фотомагнитного эффекта (ФМЭ) и фотопроводимости (ФП) в скрещенных электрическом и магнитном полях.

ФМЭ известен давно и исследовался ранее в объемных полупроводниках [9–11]. На эпитаксиальных пленках КРТ ФМЭ изучался лишь в одной работе [8]. Сложность определения рекомбинационно-диффузионных параметров только

из измерений ФМЭ заключается в том, что по одной кривой требуется определить сразу несколько параметров (до пяти в случае тонкой пленки). Из-за этого возникает неоднозначность при их определении. Для достижения однозначности необходимы дополнительные измерения, например эффекта фотопроводимости в условиях поперечного дрейфа, подробно исследованного ранее на объемных образцах InSb с использованием импульсных электрических полей [12, 13], из которого также могут быть определены рекомбинационно-диффузионные параметры.

В данной работе впервые проводятся параллельные исследования ФМЭ и ФП в скрещенных полях в эпитаксиальных структурах $p\text{-Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}/\text{CdTe}$ с $x = 0.2$.

Сначала в разделе 1 будет приведена адекватная теория этих явлений с учетом особенностей исследуемого материала. Далее, в разделе 2, будут приведены результаты экспериментальных исследований, сравнение их с теоретическими расчетами и обсуждение.

1. Теория

Анализ работ, посвященных изучению ФМЭ и ФП в скрещенных полях [8-14], и наши предварительные измерения показали, что для адекватного описания этих эффектов в пленках КРТ теория должна быть пересмотрена и усовершенствована с учетом особенностей этого материала.

Цель данного теоретического рассмотрения — получить максимально простые аналитические формулы, достаточно хорошо описывающие ФМЭ и ФП в исследуемом материале, с тем чтобы в дальнейшем использовать подгонку результатов расчета под эксперимент для определения параметров пленок.

Будем исходить из следующих транспортных уравнений [11] для компонент тока j_e и j_p электронно-дырочной плазмы в скрещенных электрическом E и магнитном B полях и из стационарного уравнения непрерывности

$$j_e = en\mu_e E - \frac{\mu_e}{c} [j_e \times B] + eD_e \nabla n, \quad (1)$$

$$j_p = ep\mu_p E + \frac{\mu_p}{c} [j_p \times B] - eD_p \nabla n,$$

$$\frac{1}{e} \operatorname{div} j = G - R, \quad (2)$$

где R — скорость объемной рекомбинации, $G = \alpha\beta G_0 \exp(-\alpha Y)$ — скорость оптической генерации электронно-дырочных пар, α — коэффициент поглощения света, β — квантовый выход с учетом френелевского коэффициента отражения от образца, G_0 — количество фотонов, падающих на единицу поверхности в единицу времени.

Для определенности рассмотрим ситуацию, когда внешнее тянущее поле совпадает с осью X , свет распространяется нормально к поверхности образца вдоль оси Y , магнитное поле направлено по оси Z (рис. 1). Кроме того, будем считать уровень возбуждения малым ($\Delta n, \Delta p \ll n_0, p_0$) и электронно-дырочную рекомбинацию прямой ($\Delta n = \Delta p$), что делает возможным описание процесса рекомбинации одним временем жизни $\tau_n = \tau_p = \tau$, и учитывать только линейный рекомбинационный член $R = \Delta n/\tau$. Для простоты будем рассматривать монополярный случай, а именно образец p -типа проводимости ($n_0 \ll p_0$). Это условие позволит нам не учитывать так называемый магнитоцентрационный эффект [13], связанный с перераспределением равновесных носителей по толщине пленки в скрещенных полях.

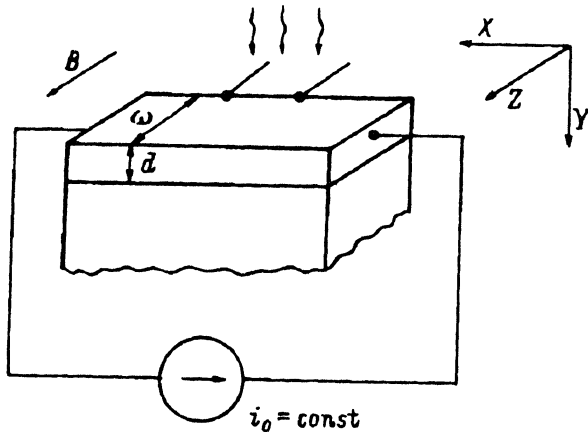


Рис. 1. Схема наблюдения фотомагнитного эффекта и фотопроводимости.

Учитывая перечисленные условия, из (1) и (2) легко получить следующее диффузионное уравнение для нахождения распределения концентрации неравновесных носителей по толщине пленки:

$$D^* \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial Y^2} + v_d \frac{\partial \Delta n}{\partial Y} - \frac{\Delta n}{\tau} = -\alpha \beta G_0 \exp(-\alpha Y), \quad (3)$$

где $D^* = D_e / (1 + \theta_e^2)$ — эффективный коэффициент диффузии в магнитном поле (в общем случае произвольного типа проводимости вместо D^* нужно использовать коэффициент амбиполярной диффузии [10]),

$$v_d = \mu_e [E_Y + (\theta_e + \theta_p) E_X] / (1 + \theta_e^2) \quad (3a)$$

— скорость поперечного дрейфа неосновных носителей в скрещенных полях, $\theta_{e, p} = \mu_{e, p} B$ — угол Холла электронов и дырок, E_X — внешнее электрическое поле вдоль оси X , $E_Y = -(1/e) (\partial \mathcal{E}_g / \partial Y)$ — внутреннее электрическое поле, обусловленное градиентом ширины запрещенной зоны \mathcal{E}_g , действующее на неосновные носители заряда, e — абсолютное значение заряда электрона.

Мы будем исходить из уравнения, написанного для избыточной концентрации (3), а не для тока, как например в работе [11], поскольку в последнем случае в правой части уравнения (3) появляются дополнительные члены, усложняющие его, которые не могут быть отброшены в случае КРТ.

Уравнение (3) нужно дополнить граничными условиями на поперечную компоненту тока $j = j_Y$ неосновных носителей:

$$j(0) = es_1 \Delta n(0),$$

$$j(d) = es_2 \Delta n(d), \quad (4)$$

где s_1 и s_2 — скорости поверхностной рекомбинации на лицевой (освещаемой) и обратной сторонах пленки,

$$J(Y) = ev_d \Delta n - eD^* \frac{\partial \Delta n}{\partial Y} \quad (5)$$

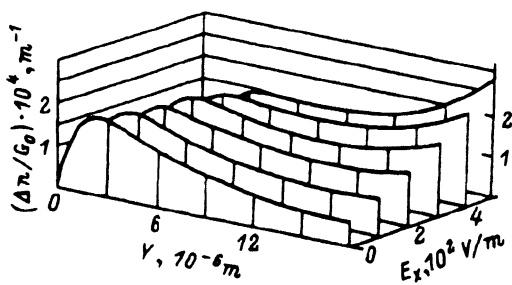


Рис. 2. Профиль распределения неравновесных носителей по толщине образца при различных значениях внешнего электрического поля E_X . При расчете использовались следующие параметры: $s_1 = 2 \cdot 10^4$ м/с, $s_2 = 10^2$ м/с, $\tau = 10^{-8}$ с, $\alpha = 0.8 \cdot 10^6$ м $^{-1}$, $\mu_e = 5$ м 2 /В·с, $\mu_p = 0.04$ м 2 /В·с, $d = 18$ мкм, $B = -0.3$ Т, $E_Y = 0$.

Решая уравнение (3) с граничными условиями (4), можно получить следующее выражение для распределения концентрации неравновесных носителей заряда по толщине образца:

$$\Delta n = \frac{\beta G_0 \tau}{(L^* + P_1/\alpha)(L^* + P_2/\alpha)} \left\{ \frac{[1 - \zeta/\alpha + S_1/(L^*\alpha)]}{z} \times \right. \\ \times ((S_2 - P_1) \exp(P_1 Y/L^*) - (S_2 - P_2) \exp[(P_1 - P_2)d/L^* + P_2 Y/L^*]) - \\ \left. - \exp(-\alpha Y)/(\alpha L^*) \right\}, \quad (6)$$

где $L^* = \sqrt{\tau D_e / (1 + \theta^2)}$ — эффективная длина диффузии в магнитном поле; $\zeta = [E_Y + (\theta_e + \theta_p) E_X] e / (k_B T)$; $P_{1,2} = -L^* \zeta / 2 \pm \sqrt{(L^* \zeta / 2)^2 + 1}$; $S_{1,2} = \tau s_{1,2} / L^*$ — приведенные безразмерные скорости поверхностной рекомбинации на лицевой или обратной сторонах;

$$z = (S_1 + P_2)(S_2 - P_1) - (S_1 + P_1)(S_2 - P_2) \exp[(P_1 - P_2)d/L^*]. \quad (7)$$

При выводе (6) мы считали поглощение достаточно большим ($\alpha d \gg 1$) и использовали тождества

$$P_1 P_2 = -1, \\ 1 - \zeta/\alpha - 1/(L^*\alpha)^2 = [1 + (P_1/L^*\alpha)] [1 + P_2/L^*\alpha], \\ (1 - P_1 S_1 + P_2 S_2 + S_1 S_2) = (S_1 + P_2)(S_2 - P_1), \\ (1 - P_2 S_1 + P_1 S_2 + S_1 S_2) = (S_1 + P_1)(S_2 - P_2), \\ P_1 + P_2 = -\zeta L^*.$$

На рис. 2 в качестве примера показан профиль распределения концентрации неравновесных носителей, рассчитанный по формуле (6), при различных тянущих электрических полях. Параметры, использованные в расчете, приведены в подписи к рисунку и были выбраны близкими к экспериментально наблюдаемым величинам. Из рис. 2 видно, что при увеличении тянущего поля электроны в результате дрейфа под действием силы Лоренца все дальше и дальше проникают в глубину образца. В результате может возникнуть ситуация, когда концентрация неравновесных носителей Δn на обратной стороне будет превосходить таковую

на лицевой поверхности, т. е. $\Delta n (d) > \Delta n (0)$. Падение плотности электронно-дырочной плазмы вблизи освещаемой поверхности на рис. 2 вызвано большой скоростью поверхностной рекомбинации на этой поверхности.

Выражение для фотомагнитной ЭДС при проведении измерений в режиме короткого замыкания легко получить из (1) и (2), подставив в них формулу (6) при условии $E_x = 0$.

Для нахождения напряжения фотоотклика при измерении в режиме постоянного тока через образец ($i_0 = \text{const}$) нужно также исходить из (1), (2), (6) и условия

$$\int_0^d (j_{eX} + j_{pX}) dY \equiv i_0. \quad (8)$$

Случай измерения ФМЭ в режиме разомкнутой цепи соответствует $i_0 = 0$ в (8). В результате можно получить следующее выражение для измеряемого сигнала U , который удобно представить в виде суммы трех компонент:

$$U = U_{PC}(B, E_x) + U_{\text{dif}}(B, E_x) + U_{\text{grad}}(B, E_x), \quad (9)$$

где

$$U_{PC} = -R_0 e w E_x (\mu_e + \mu_p) (1 - \theta_{\beta p}) / (1 + \theta_e^2) \int_0^d \Delta n dY, \quad (10)$$

$$U_{\text{dif}} = -R_0 e w D_c (\theta_e + \theta_p) / (1 + \theta_e^2) [\Delta n(0) - \Delta n(d)], \quad (11)$$

$$U_{\text{grad}} = R_0 e w E_x \mu_e (\theta_e + \theta_p) / (1 + \theta_e^2) \int_0^d \Delta n dY, \quad (12)$$

$$\int_0^d \Delta n dY = \frac{\beta I_0 \tau}{z} \left\{ \frac{(1 + P_2 S_2) [1 + (P_2 + S_1)/(L^* \alpha)]}{1 + P_2/(L^* \alpha)} - \right. \\ \left. - \frac{(1 + P_1 S_2) [1 + (P_1 + S_1)/(L^* \alpha)] \exp[(P_1 - P_2) d/L^*]}{1 + P_1/(L^* \alpha)} + \right. \\ \left. + \frac{S_2 (P_1 - P_2) [(1 + (P_1 + P_2 + S_1)/(L^* \alpha)] \exp(P_1 d/L^*)}{[1 + P_2/(L^* \alpha)] [1 + P_1/(L^* \alpha)]} \right\}, \quad (13)$$

$$[\Delta n(0) - \Delta n(d)] = \frac{\beta I_0 \tau}{L^* z} \left\{ \frac{S_2 - P_1}{1 + P_2/(L^* \alpha)} + \frac{(P_2 - S_2) \exp[(P_1 - P_2) d/L^*]}{1 + P_1/(L^* \alpha)} + \right. \\ \left. + \frac{(P_1 - P_2) [1 + (P_1 + P_2 + S_1)/(L^* \alpha)] \exp(P_1 d/L^*)}{[1 + P_2/(L^* \alpha)] [1 + P_1/(L^* \alpha)]} \right\}, \quad (14)$$

где w — ширина образца, R_0 — сопротивление. В рассматриваемом случае p -типа проводимости R_0 практически не зависит от магнитного поля. В общем случае в (9)–(12) нужно подставлять $R_0(B)$ [10]. Все остальные обозначения, используемые в формулах (9)–(14), описаны выше.

Обсудим физический смысл каждой из компонент, дающей вклад в измеряемый сигнал (9).

Член U_{PC} представляет собой обычную фотопроводимость, пропорциональную полному количеству неравновесных носителей $N_{\text{tot}} \sim \int \Delta n dY$. Однако есть и отличие (10) от обычно используемых формул для фотопроводимости [13, 15],

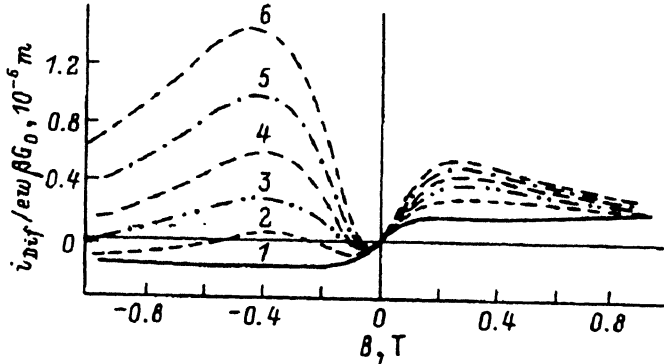


Рис. 3. Теоретическая зависимость диффузионной компоненты фототока от магнитного поля при различных электрических полях E_X . $E_Y = 200$ В/м, остальные параметры те же, что и на рис. 2. Кривые пронумерованы в порядке возрастания E_X .

закрывающееся в коэффициенте $(1 - \theta \theta_p) / (1 + \theta^2)$ перед интегралом. Этот коэффициент описывает эффект магнитосопротивления за счет неравновесных носителей.

Наглядно этот эффект можно представить следующим образом. В образце p -типа проводимости с $n \ll p$ (в нашем случае $p \gg 10^{16}$ см $^{-3}$, $n \ll 10^{10}$ см $^{-3}$), когда существуют носители только одного сорта с не зависящим от энергии временем релаксации импульса, магнитосопротивление полностью отсутствует: $\Delta R(B) = 0$. При возбуждении неравновесных носителей сопротивление образца, находящегося в магнитном поле, будет изменяться по двум причинам. Во-первых, сопротивление будет уменьшаться за счет увеличения полного числа носителей. Во-вторых, оно будет увеличиваться за счет классического эффекта магнитосопротивления системы с двумя типами носителей — дырками и фотовозбужденными электронами [15]. Второй вклад, как показывают расчеты, в случае КРТ не является малым и может даже приводить к смене знака ФП. Подобный эффект, называемый отрицательной фотопроводимостью, наблюдался ранее в InSb и описывался в терминах обратного тока неосновных носителей [12].

Второй член $-U_{\text{dif}}$ — представляет собой диффузионную компоненту, возникающую за счет диффузии неравновесных носителей, неравномерно распределенных по толщине образца. Причем под Δn в (11) нужно понимать $\Delta n(E_X, B)$. Во внешнем электрическом поле E_X распределение фотогенерированных носителей сильно деформируется (см. рис. 2), поэтому сильно должна изменяться и U_{dif} . На рис. 3 показан пример магнитолевой зависимости диффузионной компоненты фототока $i_{\text{dif}} = -U_{\text{dif}}/R_0$ при различных значениях тянущего электрического поля. Из рис. 3 видно, что диффузионная компонента действительно сильно изменяется по величине при включении внешнего поля и становится существенно несимметричной относительно смены знака магнитного поля. Этот факт очень важен, поскольку, во-первых, в такой ситуации становится несправедливой классическая процедура определения сигнала фотопроводимости как результат вычитания сигнала ФМЭ U_{PM} и измеряемого U [15, 16]. Другими словами, $U_{\text{PM}} \neq U - U_{\text{PM}}$ и, следовательно, метод компенсации [16] нужно применять аккуратно с учетом изменения диффузионной компоненты во внешнем электрическом поле. Во-вторых, как видно из рис. 3, диффузионная компонента сильно растет по величине с увеличением электрического поля и, как показали расчеты, всегда остается сравнимой по величине с сигналом ФП U_{PC} . В нашем случае пленок КРТ за счет увеличения поля E_X невозможно добиться условия $U_{\text{dif}} \ll U_{\text{PC}}$ и диффузионную компоненту нельзя исключать из рассмотрения. В противном случае может быть допущена большая ошибка при определении параметров

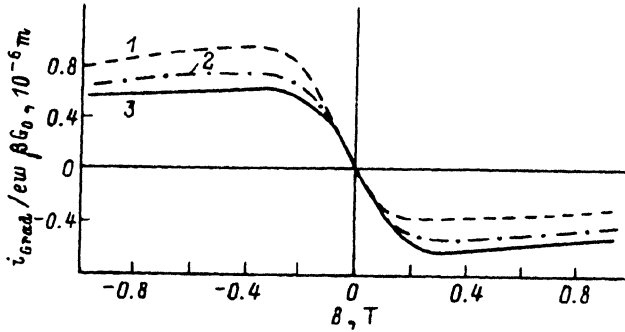


Рис. 4. Теоретические магнитополевые зависимости градиентной компоненты фототока при различных значениях тянущегося электрического поля E_X . E_X , В/м: 1 — 0, 2 — 200, 3 — 500; $E_Y = 200$ В/м; остальные параметры — те же, что на рис. 2.

материала. В наибольшей степени описываемый эффект проявляется в полупроводниках р-типа проводимости с сильно отличающимися подвижностями электронов и дырок (например, в КРТ $\mu_e/\mu_p = 200$). Нам не известны работы, где бы учитывалось изменение диффузионно-фотомагнитной ЭДС во внешнем электрическом поле.

И наконец, третий член (12), градиентный, представляет собой ЭДС, возникающую в результате дрейфа неосновных носителей во внутреннем эффективном электрическом поле E_Y . Эффективное поле появляется за счет градиента состава и, следовательно, ширины запрещенной зоны по толщине пленки [14]. Неоднородность образца по времени жизни или по подвижности также может в некотором приближении быть описана введением эффективного электрического поля. Если образец однороден по толщине, как например InSb [12, 13], то $U_{grad} = 0$.

На рис. 4 показаны теоретические магнитополевые зависимости градиентной компоненты фототока при различных тянущих электрических полях. Из рисунка видно, что при включении внешнего электрического поля также наблюдаются изменения U_{grad} , хотя эти изменения менее значительны, чем в случае U_{diff} (рис. 3). При расчете кривых рис. 4 использовалось значение $E_Y = 200$ В/м, что соответствует градиенту состава $dx/dY = 1.1 \cdot 10^{-2}$ мкм $^{-1}$. Положительный знак E_Y означает, что неравновесные электроны прижимаются полем к освещаемой поверхности, поэтому знак U_{grad} на рис. 4 противоположен знаку вклада U_{diff} ($E_X = 0$) на рис. 3, возникающему за счет диффузии в глубь образца от освещаемой

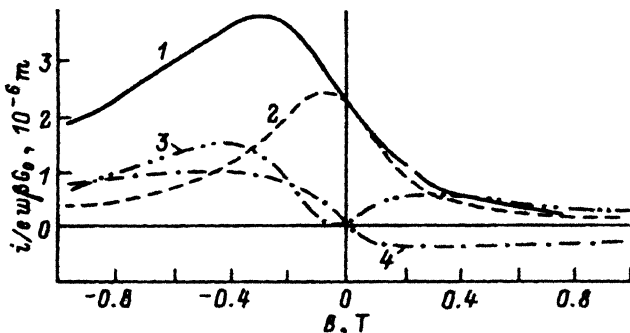


Рис. 5. Теоретические магнитополевые зависимости суммарного сигнала U согласно (9) (1) и его составляющих компонент U_{PC} (2), U_{diff} (3), U_{grad} (4). $E_X = 500$ В/м, $E_Y = 200$ В/м, $s_1 = 2 \cdot 10^4$ м/с, $s_2 = 10^2$ м/с, $\tau = 10^{-8}$ с, $\alpha = 0.8 \cdot 10^6$ м $^{-1}$, $\mu_e = 5$ м 2 /В·с, $\mu_p = 0.04$ м 2 /В·с, $d = 18$ мкм.

поверхности. Фотомагнитная ЭДС в вариантном полупроводнике определяется суммой

$$U_{PM} = U_{grad}(E_X = 0) + U_{dif}(E_X = 0). \quad (15)$$

Поэтому U_{PM} может изменять знак в варизонных структурах ($E_Y \neq 0$) в зависимости от соотношения компонент [14].

В заключение теоретической части рассмотрим рис. 5, на котором изображены магнитопольевые зависимости суммарного измеряемого сигнала U и отдельно каждой из компонент (10)—(12). При вычислении использовались параметры, характерные для КРТ. Из рисунка видно, что все вклады сравнимы между собой и ни один из членов не может быть опущен при анализе экспериментальных данных.

2. Эксперимент

2.1. Образцы. Исследовались образцы $Cd_xHg_{1-x}Te$ p -типа проводимости с $x \approx 0,2$, выращенные методом жидкофазной эпитаксии на подложках из $CdTe$. Паспортные данные образцов приведены в табл. 1. Образцы приготавливались в форме прямоугольников с характерными размерами около $(1-2) \times (6-8)$ мм. На торцы образцов наносились токовые индиевые контакты, а на боковые грани — точечные потенциальные контакты, как показано на рис. 1. Контакты прикрывались диафрагмой от попадания на них света.

2. 2. Экспериментальная установка. В эксперименте использовался криостат с холодными окнами, который устанавливался между полюсами электромагнита, позволяющего плавно изменять поле до 10 кГс. Образец находился непосредственно в жидком азоте, пары которого откачивались для понижения температуры до 70 К с тем, чтобы установить эффект кипения.

Геометрия эксперимента показана на рис. 1. В качестве источника излучения использовался He—Ne-лазер, генерирующий линию $\lambda = 3.39$ мкм ($h\nu = 366$ мэВ). Мы выбрали энергию квантов света, значительно превышающую ширину запрещенной зоны ($E_g \approx 120$ мэВ), чтобы уйти достаточно далеко от экспоненциального хвоста межзонного поглощения в спектральной области, где коэффициент поглощения хорошо описывается теорией [17] и практически не зависит от состава тройного раствора [18]. Этим мы исключили необходимость варьирования коэффициента поглощения при подгонке теоретических выражений под эксперимент. При подгонке использовалось значение $\alpha = 0.8 \cdot 10^6 \text{ м}^{-1}$ для $\lambda = 3.39$ мкм [17].

Измерения проводились в стационарных условиях при протекании через образец постоянного тока. Сигнал снимался с потенциальных контактов, усиливался синхронным детектором и подавался на вход Y двухкоординатного самописца, на вход X которого подавался сигнал, пропорциональный магнитному полю.

Вольт-амперные характеристики образцов в магнитном поле были линейными, что говорит о полном отсутствии магнитоконцентрационного эффекта [13]. Магнитосопротивление на наших образцах было очень мало. При максимальном магнитном поле относительное изменение сопротивления не превышало 1%. Поэтому в пределах экспериментальной точности можно было считать сопротивление образцов не зависящим от магнитного поля и, следовательно, в формулах (9)—(12) полагать $R_0 = \text{const}$ и $E_X = \text{const}$.

Таблица 1

Паспортные данные исследованных образцов				
№ образца	x	d , мкм	p , 10^{16} см^{-3}	μp , $10^{-2} \text{ м}^2/\text{В с}$
1	0.21	15	1.0	3.8
2	0.23	18	1.8	4
3	0.21	30	11	2.2

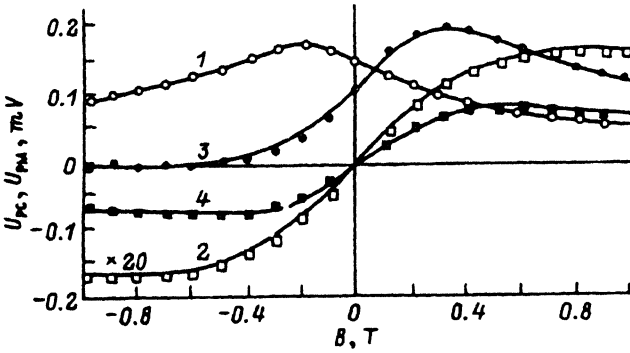


Рис. 6. Экспериментальные зависимости фотомagnetного эффекта (2, 4) и фотопроводимости (1, 3) от магнитного поля образца 1. Точки — эксперимент, линии — оптимизированный расчет. Освещение образца: 1, 2 — с лицевой стороны, 3, 4 — со стороны подложки.

2.3. Процедура подгонки. Подгонка теоретических выражений под экспериментальные данные осуществлялась методом наименьших квадратов с использованием методов многомерного поиска экстремумов, а именно метода случайного поиска в сочетании с методом Хука—Дживса [19].

Минимизируемая функция имела следующий вид:

$$\Phi(s_1, s_2, \tau, \mu_e, E_Y) = \sum_{i=-N}^N [\varphi_{\text{Th}}(B_i) - \varphi_E(B_i)]^2, \quad (16)$$

где $B_i = B_{\text{max}}/N$, B_{max} — максимальное магнитное поле, $(2N+1)$ — количество используемых при подгонке точек (мы обычно использовали $B_{\text{max}} = 1$ Т и $N = 10$), $\varphi_{\text{Th}, E}(B_i) = U_{\text{Th}, E}(B_i)/U_{\text{Th}, E}(0)$. При подгонке ФМЭ ($i_0 = 0$) для исключения деления на ноль в знаменателе φ использовались значения $U_{\text{Th}}(0)$ и $U_E(0)$ при отличном от нуля токе через образец. Использование отношений сигналов в (16) продиктовано необходимостью исключить неопределенность коэффициента βI_0 в (13) и (14), поскольку интенсивность входящего в образец света известна с невысокой точностью. Такая операция является стандартной в измерениях методом ФМЭ [10, 11, 16].

В результате подгонки определялось до пяти независимых параметров — s_1 , s_2 , τ , μ_e и E_Y , смысл которых пояснялся выше. Значение диффузионной длины вычислялось по формуле $L = (\tau D_e)^{1/2}$, где $D_e = kT/\epsilon\mu$ — соотношение Эйнштейна.

В отдельных случаях проводилось исследование пятимерной гиперповерхности, задаваемой уравнением (16), в области минимума функции Φ . Эти исследования показали, что Φ имеет один глобальный минимум с протяженным оврагом вблизи него, что существенно усложняет процедуру подгонки. Другими словами, функция Φ вблизи минимума очень сильно растет при изменении любого из параметров, однако можно найти такое напряжение в пространстве параметров, в котором Φ будет меняться очень слабо.

Наибольшие трудности возникали при определении скоростей поверхностной рекомбинации. Точность определения s_1 и s_2 резко понижается, когда какая-либо из скоростей очень велика (или мала) и функция (16) практически не зависит от s_1 или s_2 . В таком случае мы делали лишь верхнюю (или нижнюю) оценку этих величин. Сверху скорость поверхностной рекомбинации ограничивалась максимально возможной величиной $s_{\text{max}} = 1/4\langle v_Y \rangle = [k_B T / (2\pi m)]^{1/2}$ [15]. В нашем случае $s_{\text{max}} = 10^5$ м/с. Ошибка определения параметров вычислялась из статистического разброса этих параметров, получаемого при многократном повторении процедуры подгонки. Как правило, ошибка, определенная таким образом, не

Параметры образцов, определенные из магнитопольевых зависимостей фотопроводимости при освещении с лицевой стороны

№ образца	S_1 , м/с	S_2 , м/с	τ , 10^{-8} с	μ , $\text{м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	E_{γ}^* , В/м	α , мкм	τ^* , 10^{-8} с
1	$2.6 \cdot 10^3$	220	4.1	4.6	0	35	4
2	$\leq 10^5$	30	1.5	5.9	180	23	1
3	$2.2 \cdot 10^4$	20	2.4	5.3	0	27	2

Примечание. В табл. 2, 3 τ^* — время релаксации неравновесной проводимости после импульсного возбуждения светом.

превышала для s_1 и s_2 10—50% и для τ , μ , E_{γ}^* — 5—10% при точности измерений около 1%.

2.4. *Результаты и обсуждение.* На рис. 6 показаны экспериментальные магнитопольевые зависимости фотопроводимости и фотомагнитного эффекта, полученные на образце 1 при тянущем электрическом поле $E_x = 620$ В/м и $T = 70$ К. Из рисунка видно, что действительно, как и предсказывалось в теоретической части, фотопроводимость (кривые 1, 3) существенно немонотонна и несимметрична относительно смены знака магнитного поля.

Кривые фотопроводимости, соответствующие освещению образца с лицевой стороны и со стороны подложки, имеют максимумы в разных по знаку областях магнитного поля. По положению максимума ФП можно качественно оценить, какая из поверхностей образца обладает большей скоростью рекомбинации. Так, в ситуации, представленной на рис. 6, скорость дрейфа неосновных носителей v_d в области максимумов ФП для обеих кривых, определяемая силой Лоренца [см. (3а)], направлена в сторону от лицевой поверхности. Это означает, что лицевая грань обладает большей скоростью поверхностной рекомбинации.

Обратим внимание еще на один качественный момент. Кривые 2 и 4, соответствующие ФМЭ, сильно отличаются по амплитуде. При освещении со стороны гетероперехода (кривая 4) сигнал возрастает примерно в 10 раз. Это говорит о существовании внутреннего электрического поля E_{γ} на границе пленка-подложка. Это поле приводит к возникновению большой градиентной ЭДС U_{grad} [см. (12)] при освещении со стороны подложки.

Перейдем к количественному описанию результатов. Через экспериментальные точки рис. 6 проведены оптимальные теоретические кривые. Видно, что с помощью полученных формул (9)—(14) удастся хорошо описать экспериментальные результаты. Параметры, определенные в результате подгонки, приведены в табл. 2, 3. В последней колонке (табл. 2) приведено время релаксации τ^* неравновесной проводимости, измеренное бесконтактным методом по отраженной от образца СВЧ волны после импульсного возбуждения светом [20]. Время

Таблица 3

Параметры образцов, определенные из магнитопольевых зависимостей фотопроводимости при освещении с обратной стороны

№ образца	s_1 , м/с	s_2 , 10^4 м/с	τ , 10^{-8} с	μ , $\text{м}^2/\text{В} \cdot \text{с}$	E_{γ}^* , 10^2 В/м	α , мкм
1	220	0.26	1.4	4.75	—26	20
2	30	5	0.35	4.2	—32	9.5
3	20	2.2	0.6	4.0	—12	13

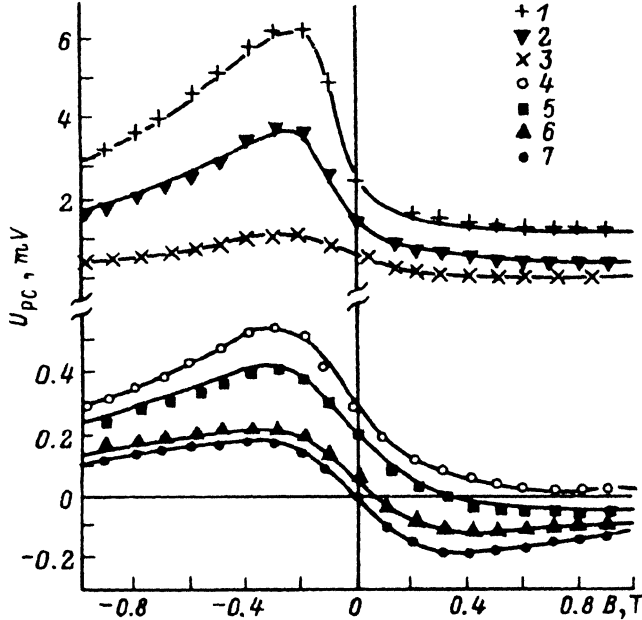


Рис. 7. Экспериментальные зависимости фотопроводимости от магнитного поля, полученные на образце 2 при различных значениях внешнего поля E_{χ} . Точки — эксперимент, линии — оптимизированный расчет. E_{χ} , В/м: 1 — 2300, 2 — 2600, 3 — 1200, 4 — 600, 5 — 420, 6 — 120, 7 — 0.

релаксации, определенное импульсной методикой, является некоторым эффективным временем, зависящим от τ , s_1 , s_2 , L_D [15], тем не менее наблюдается достаточно хорошая корреляция τ^* с объемным временем жизни неосновных носителей τ , полученного из ФМЭ при освещении с лицевой стороны. Такое совпадение, во-первых, исключает возможность грубых ошибок при определении параметров полупроводника, во-вторых, говорит об отсутствии эффектов захвата ловушками неосновных носителей [3].

Мы вынуждены были сделать две таблицы (табл. 2 и 3), поскольку нам не удалось описать все экспериментальные данные одним набором параметров. Как видно из табл. 2, 3, наиболее сильно с изменением стороны освещения изменяются τ и E_{γ} . При освещении с обратной стороны время жизни уменьшается в несколько раз, а встроенное поле сильно возрастает, что неудивительно, поскольку вблизи гетероперехода, как правило, пленка менее совершенна и существует градиент состава. Таким образом, можно сделать вывод, что образцы неоднородны по толщине.

Для получения более подробной информации о неоднородности образца и для согласования двух наборов данных (при освещении с лицевой и обратной стороны образца) мы провели эксперимент, основная идея которого состоит в следующем.

Возвратимся к рис. 2, из которого видно, что при увеличении тянущего электрического поля фотовозбужденные носители под действием силы Лоренца все дальше и дальше проникают в глубь образца. Очевидно, что определяемые из ФП параметры отражают некоторые их величины, усредненные по толщине образца с учетом функции распределения неравновесных носителей (рис. 2). Тогда в случае неоднородного по толщине образца получаемые из ФП параметры должны изменяться с изменением тянущего поля. По этим изменениям можно судить о степени однородности образца по толщине.

Мы осуществили такие измерения ФП в различных электрических полях на образце 2. Результаты измерений показаны на рис. 7. Через экспериментальные точки проведены оптимальные теоретические кривые. Параметры, полученные из этих данных, приведены в табл. 4. Из таблицы видно, что, как и предсказывалось, параметры изменяются с увеличением тянущего поля. В большей степени изменяются τ и E_Y^* , причем при достаточно сильном тянущем поле эти параметры практически совпадают с таковыми, определенными при освещении с обратной стороны образца. Подвижность неосновных носителей изменяется в меньшей степени. С ростом E_X она сначала падает с 5.9 до 4.9 м²/В·с при $E_X = 900$ В/м, а затем наблюдается рост подвижности до 6.3 м²/В·с, который может быть связан с разогревом электронного газа во внешнем поле.

Таким образом, этим экспериментом нам удалось согласовать различные экспериментальные данные и проследить за изменением параметров по толщине образца. Вблизи гетерограницы существует достаточно сильное внутреннее поле и объемное время жизни уменьшается почти на порядок.

3. Заключение

Было показано, что поперечная фотопроводимость пленок КРТ существенно немонотонно меняется с магнитным полем. Экспериментальные данные хорошо описываются теоретической моделью, в которой предполагается, что параметры образца неизменны по толщине. Естественно возникает вопрос: насколько справедлив такой подход, если на самом деле параметры образца неравномерно меняются по толщине пленки — сначала медленно, а затем, при подходе к гетерогранице, более быстро? На этот вопрос мы ответим следующим образом.

Действительно, в теорию [фактически в уравнение (3)] можно включить произвольное изменение с координатой любого из параметров: $\tau(Y)$, $\mu(Y)$, $E_Y^*(Y)$. Но это сильно усложнит уравнение, решить которое можно будет, по-видимому, только численно. Обратная задача — нахождение параметров материала из ФП усложнится еще в большей степени. Если предположить, что все же удастся решить такую задачу, непонятно, получим ли мы в результате этого большую информацию, чем при нашем упрощенном подходе. Как было показано (см. рис. 6, 7), предложенная модель достаточно хорошо описывает эксперимент, фактически в пределах точности измерений. Поэтому введение в теорию новых параметров, отражающих неоднородность структуры по толщине, во-первых, усложнит обратную задачу, во-вторых, приведет к большей неопределенности при подгонке основных величин: τ , s_1 , s_2 , μ , E_Y^* . Поэтому, по нашему мнению, более оправданным является подход, описанный в этой работе: нужно использовать по возможности самую простую модель, достаточно хорошо описывающую эксперимент, предполагая, что получаемые в результате подгонки параметры являются некоторыми усредненными величинами с учетом функции распределения неравновесных носителей по толщине пленки. Далее, проводя измерения в различных тянущих полях, т. е. в условиях различного проникновения неравновесных носителей в глубь образца, можно проследить за изменением

Параметры образца 2, полученные из магнито-
полевых зависимостей
фотопроводимости при различных
тянущих полях E_X

E_X , В/м	τ , 10^{-8} с	μ , м ² /В·с	E_Y^* , 10^2 В/м	L , мкм
0	1.5	5.9	1.8	23
120	0.75	5.9	2.8	16
420	0.51	5.6	3.3	13
600	0.50	5.1	3.2	12
900	0.48	4.9	2.3	12
1200	0.38	5.4	2.0	11
2600	0.20	6.3	12	8.7
3600	0.16	6.3	15	7.9

параметров по толщине пленки. Такая процедура напоминает известный метод измерения профиля концентрации по $C-V$ -измерениям в МДП структурах.

В данной работе мы не обсуждаем физические причины изменения параметров по толщине пленки, а лишь отметим, что эти изменения могут быть обусловлены изменением состава и дефектности по толщине образца.

И наконец, мы хотели бы остановиться еще на одном моменте. Как описывалось выше, подгонка теории под эквивалент осуществлялась путем сравнения относительных величин $U_{Th}(B_i)/U_{Th}(0)$ и $U_E(B_i)/U_E(0)$. При этом интенсивность излучения βI_0 полностью исключается из функции (16). Теперь, определив все рекомбинационно-диффузионные параметры материала, мы вычислили входящую в образец интенсивность света и обнаружили, что определенная таким образом величина βI_0 в пределах точности измерения этой величины (50%) совпадала с экспериментальным значением (βI_0) E . Такое совпадение еще раз свидетельствует в пользу достоверности определенных параметров и исключает возможность грубой ошибки.

Выводы. В работе проведено исследование ФМЭ и ФП в скрещенных электрическом и магнитном полях в пленках $p\text{-Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$, выращенных методом жидкофазной эпитаксии на подложках CdTe. Показано, что поперечная к магнитному полю ФП ведет себя существенно немонотонным образом. Предложенная теоретическая модель хорошо описывает экспериментальные данные. В результате подгонки теории под эксперимент определены параметры материала. Показано, что исследованные структуры неоднородны по толщине. Из измерений ФП в различных тянущих полях получена информация об изменении параметров по толщине пленки.

В заключение авторы выражают свою признательность А. Ф. Буддыгину за предоставленную возможность проведения измерений эффективного времени жизни на СВЧ установке и Э. М. Скоку за поддержку и интерес к работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] R. K. Willardson, A. C. Beer. *Semicond. Semimet.*, 18 (1981).
- [2] J. Piotrowski, W. Galus, M. Grudzien. *Infr. Phys.*, 31, 1 (1991).
- [3] R. Fastow, Y. Nemirovsky. *J. Appl. Phys.*, 60, 1705 (1989); R. Fastow, D. Goren, Y. Nemirovsky. *J. Appl. Phys.*, 68, 3405 (1990).
- [4] D. E. Lacklison, P. Capper. *Semicond. Sci. Techn.* 2, 33 (1987).
- [5] S. E. Schacham, E. Finkman. *J. Appl. Phys.*, 57, 2001 (1985).
- [6] J. Bajaj, S. H. Shin, J. G. Pasko, M. Khoshnevisan. *J. Vac. Sci. Techn. A*, 1, 1749 (1983).
- [7] R. Zucca, D. D. Edwall, J. S. Chen, S. L. Johnston, C. R. Younger. *J. Vac. Sci. Techn.*, 9, 1823 (1991).
- [8] D. Mordowicz, A. Zemel, A. Zussman, D. Eger. *Appl. Phys. Lett.*, 51, 2239 (1987).
- [9] W. van Roosbroeck. *Phys. Rev.*, 101, 1713 (1956).
- [10] D. L. Lile. *Phys. Rev. B*, 8, 4708 (1973).
- [11] S. Konczak, M. Novak. *Surf. Sci.*, 87, 228 (1979).
- [12] W. Schneider, K. Behier. *Appl. Phys.*, 17, 249 (1978); W. Schneider. *Appl. Phys.*, 11, 141 (1976).
- [13] В. К. Малютенко, Г. И. Тесленко. *Оптоэлектроника и полупроводниковая техника*, вып. 11, 10 (1987); В. К. Малютенко, Г. И. Тесленко, И. И. Бойко. *ФТП*, 8, 2120 (1974); V. K. Malutenko, G. I. Teslenko. *Infr. Phys.*, 25, 337 (1985).
- [14] D. Genzon, A. Józwickowska, T. Niedziela, J. Piotrowski. *Infr. Phys.*, 24, 21 (1984).
- [15] R. A. Smith. *Semicond.* (Cambridge University-Press) (1978).
- [16] Ю. И. Равич. *Фотомагнитоэлектрический эффект в полупроводниках и его применение*. М. (1967).
- [17] W. W. Anderson. *Infr. Phys.*, 20, 363 (1980).
- [18] K. P. Mollmann, H. Kissel. *Semicond. Sci. Techn.*, 6, 1167 (1991).
- [19] T. E. Shoup. *A Practical guide to computer methods for engineers*. N. Y. (1979).
- [20] П. А. Бородавский, А. Ф. Буддыгин, Д. Г. Тарло. *А. С. № 1689874* (1991).