

ВЛИЯНИЕ СТАЦИОНАРНЫХ СКРЕЩЕННЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО И МАГНИТНОГО ПОЛЕЙ НА ФОТОГЕНЕРИРОВАННЫЕ НОСИТЕЛИ ЗАРЯДА В ЭПИТАКСИАЛЬНЫХ ПЛЕНКАХ КАДМИЙ – РТУТЬ – ТЕЛЛУР *p*-ТИПА (ОБЗОР)

Характеристики фотоприемных устройств для инфракрасного диапазона, изготовленных на основе эпитаксиальных пленок кадмий – ртуть – теллур *p*-типа, во многом определяются рекомбинационно-диффузионными параметрами неосновных носителей заряда. Исследование поведения неравновесных носителей заряда в пленках, помещенных в стационарные скрещенные электрическое и магнитное поля, позволяет найти эти параметры. В настоящей работе проведен обзор литературы, посвященной изучению неравновесных свойств фотогенерированных носителей заряда методами фотомагнитного эффекта, фотопроводимости в магнитном поле для геометрии Фойгта и Фарадея.

Ключевые слова: узкозонные полупроводники, эпитаксиальные пленки, фотоэлектромагнитные методы, рекомбинационные параметры.

Введение

В настоящее время тройной раствор $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ (КРТ), где x – мольный состав Cd, является основным материалом для создания фотоприемных устройств (ФПУ) инфракрасной (ИК) области спектра [1]. Практически линейная зависимость ширины запрещенной зоны КРТ от x позволяет управлять длинноволновой границей чувствительности таких ФПУ в широких пределах – от 2 до 20 мкм. Особый интерес в этом диапазоне представляют окна прозрачности атмосферы 3÷5 мкм ($x = 0,3\div 0,4$) и 8÷14 мкм ($x = 0,2\div 0,25$).

Для изготовления ФПУ с большим количеством элементов ($> 10^3\div 10^4$) в виде *n-p*-переходов используются преимущественно *p*-типа КРТ пленки, толщина которых d сравнима с длиной диффузии $L(d \leq L)$ неравновесных носителей заряда (ННЗ). Самым технологически развитым методом среди эпитаксиальных является метод жидкофазной эпитаксии (ЖФЭ) [2; 3; 4]. В Институте физики полупроводников СО РАН разработана оригинальная технология выращивания методом молекулярно-лучевой

эпитаксии (МЛЭ) пленок КРТ со сложным профилем мольного содержания Cd на подложках GaAs ориентации (013) [5]. На границах пленок выращиваются варизонные слои, в которых увеличивается состав x от однородной по x центральной области структуры к ее границам. Такие слои уменьшают влияние поверхностной рекомбинации на время жизни носителей заряда. При выборе пленок КРТ для изготовления ФПУ с нужными характеристиками необходимо знать не только концентрацию и подвижность основных носителей заряда, но и рекомбинационно-диффузионные параметры материала, такие как время жизни носителей заряда в объеме τ_v , подвижность неосновных носителей заряда μ_n , скорости поверхностной рекомбинации на свободной и связанной с подложкой границей пленки S_1 и S_2 . В свою очередь, значения τ_v для электронов и дырок определяются параметрами рекомбинационных центров: концентрацией и энергией залегания рекомбинационных центров, коэффициентами захвата электронов и дырок.

Применение традиционных методов изучения процессов диффузии и релаксации

неравновесного электронно-дырочного газа в пленках и пленочных структурах ($d \leq L$) затруднено, так как неравновесные носители имеют малое время жизни. Кроме того, встает задача раздельного определения вкладов в процессы релаксации ННЗ поверхностной и объемной рекомбинации. Для решения этой задачи в пленках p -типа $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ с $x \approx 0,2$ наиболее подходящими являются методы, основанные на изучении фотомагнитного эффекта (ФМЭ) и фотопроводимости (ФП).

В настоящей работе представлен обзор литературы, в которой анализируются результаты исследования зависимости концентрации фотогенерированных ННЗ по толщине ($d \leq L$) КРТ p -типа эпитаксиальной пленки, помещенной в стационарные скрещенные электрическое и магнитное поля. Адекватность аналитических выражений, описывающих профиль концентрации ННЗ, экспериментально проверялась методами ФМЭ и ФП в магнитном поле для геометрии Фойгта ($\vec{k} \perp \vec{B}$, $\vec{k} \perp \vec{E}$ и $\vec{B} \perp \vec{E}$, где \vec{k} – волновой вектор излучения; \vec{E} – напряженность электрического поля; \vec{B} – индукция магнитного поля) и для геометрии Фарадея ($\vec{k} \parallel \vec{B}$, $\vec{k} \perp \vec{E}$ и $\vec{B} \perp \vec{E}$).

Фотогенерированные носители заряда в эпитаксиальных p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0,2$) пленках, помещенных в стационарные скрещенные электрическое и магнитное поля

Профилем концентрации фотогенерированных ННЗ по толщине эпитаксиальной пленки ($d \leq L$), помещенной в стационарные скрещенные электрическое и магнитное поля, определяются такие эффекты, как ФМЭ и ФП в магнитном поле.

Анализ работ, посвященных изучению поведения ННЗ в стационарных скрещенных электрическом и магнитном полях [6–12], и наши ранние предварительные измерения показали, что теория для эпитаксиальных пленок КРТ должна быть пересмотрена и усовершенствована с учетом особенностей этого материала.

В работах [13; 14] рассматривалось поведение электронно-дырочного газа в стационарных скрещенных электрическом $\vec{E}(E_x, 0, 0)$ и магнитном $\vec{B}(0, 0, B_z)$ полях

(рис. 1), исходя из транспортных уравнений в [9] для компонент тока \vec{j}_n и \vec{j}_p электронно-дырочной плазмы в скрещенных электрическом \vec{E} и магнитном \vec{B} полях и из стационарного уравнения непрерывности:

$$\begin{cases} \vec{j}_n = en\mu_n \vec{E}_x + eD_n \vec{\nabla}n - \mu_n [\vec{j}_n \times \vec{B}] \\ \vec{j}_p = ep\mu_p \vec{E}_x + eD_p \vec{\nabla}p + \mu_p [\vec{j}_p \times \vec{B}] \end{cases}, \quad (1)$$

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

где R – скорость объемной рекомбинации; $G = \alpha\beta G_0 \exp(-\alpha y)$ – скорость оптической генерации электронно-дырочных пар; α – коэффициент поглощения; β – квантовый выход; G_0 – количество фотонов, падающих на единицу площади освещенной поверхности пленки в единицу времени; μ_n и μ_p , n и p – подвижности и концентрации электронов и дырок; D_n и D_p – коэффициенты диффузии электронов и дырок; e – величина элементарного заряда; $\vec{\nabla}n$ и $\vec{\nabla}p$ – градиент концентрации неравновесных электронов и дырок.

В монополярных полупроводниках наблюдается биполярная диффузия ННЗ. В этом случае при генерации неравновесного электронно-дырочного газа в полупроводнике диффузия неосновных носителей приводит из-за «стремления» к нейтральности к движению основных носителей противоположного знака в направлениях, позволяющих скомпенсировать объемный заряд. Время установления такого равновесия (так называемое максвелловское время), как правило, очень мало. Биполярная диффузия может распространяться на значительные расстояния, определяемые временами жизни и подвижностью неосновных носителей заряда.

Для пленки толщиной d и шириной w в геометрии Фойгта [13; 14] (см. рис. 1) рассматривался неравновесный электронно-дырочный газ при условиях: стационарный случай ($\partial \Delta n / \partial t = \partial \Delta p / \partial t = 0$); уровень фото-возбуждения мал, так как равновесная концентрация дырок и электронов

$$p_0, n_0 \gg \Delta p, \Delta n,$$

где $\Delta n = n - n_0$, $\Delta p = p - p_0$; электронно-дырочную рекомбинацию считали прямой

$\Delta p = \Delta n$; процесс рекомбинации описывался одним временем жизни $\tau_p = \tau_n = \tau$, и учитывался только линейный рекомбинационный член $R = -\frac{\Delta n}{\tau}$; рассматривался монополярный случай p -типа проводимости $p_0 \gg \Delta n$, для которой не учитывался магнитоконцентрационный эффект [11]; тянущее электрическое поле E_x не приводило к дополнительной генерации неравновесных носителей и разогреву образца; коэффициент поглощения света α достаточно большой, так что $\alpha d \gg 1$; магнитное поле слабое для тяжелых дырок: $\mu_p B_{\max} \ll 1$. Для нахождения распределения концентрации Δn ННЗ по толщине пленки с учетом перечисленных условий из (1) и (2) записывалось уравнение диффузии:

$$D^* \frac{\partial^2 \Delta n}{\partial y^2} + V_d \frac{\partial \Delta n}{\partial y} - \frac{\Delta n}{\tau} = -\alpha \cdot \beta \cdot G_0 \cdot e^{-\alpha y}, \quad (3)$$

где $D^* = \frac{D_n}{1 + \Theta_n^2}$ – эффективный коэффициент диффузии неосновных электронов в магнитном поле;

$$V_d = \mu_n \frac{E_y^* + (\Theta_n + \Theta_p) E_x}{1 + \Theta_n^2} \text{ – скорость поперечного дрейфа в скрещенных электрическом и магнитном полях;}$$

$\Theta_{n,p} = \mu_{n,p} \cdot B$ – угол Холла для электронов и дырок соответственно;

E_y^* – внутреннее электрическое поле, обусловленное градиентом ширины запрещенной зоны $\partial \varepsilon_g / \partial y$ (варизонностью), действующее на неосновные носители заряда.

Уравнение (3) решалось с учетом граничных условий на поперечную компоненту тока j_n неосновных носителей:

$$\begin{cases} j_n(0) = e S_1 \Delta n(0) \\ j_n(d) = -e S_2 \Delta n(d) \end{cases}. \quad (4)$$

Из решения уравнения (3) с граничными условиями (4) было получено аналитическое выражение в [13] для распределения концентрации Δn ННЗ по толщине образца.

На рис. 2 из работы [13] показан профиль распределения концентрации ННЗ, рассчитанный с помощью аналитического выражения, приведенного в этой работе. Пленка освещалась со стороны свободной поверхности с S_1 . Параметры, использованные в расчете, выбирались близкими к реальным для пленок ЖФЭ p -КРТ, выращенных на подложках CdTe: $S_1 = 2 \cdot 10^4$ м/с, $S_2 = 10^4$ м/с, $\tau_v = 10^{-8}$ с, $\alpha = 0,8 \cdot 10^{-6}$ м $^{-1}$, $\mu_n = 5$ м 2 /В·с, $\mu_p = 0,04$ м 2 /В·с, $d = 18 \cdot 10^{-6}$ м, $B = -0,3$ Т, $E_y^* = 0$.

Из рис. 2 видно, что при увеличении тянущего поля электроны в результате дрейфа под действием силы Лоренца все глубже

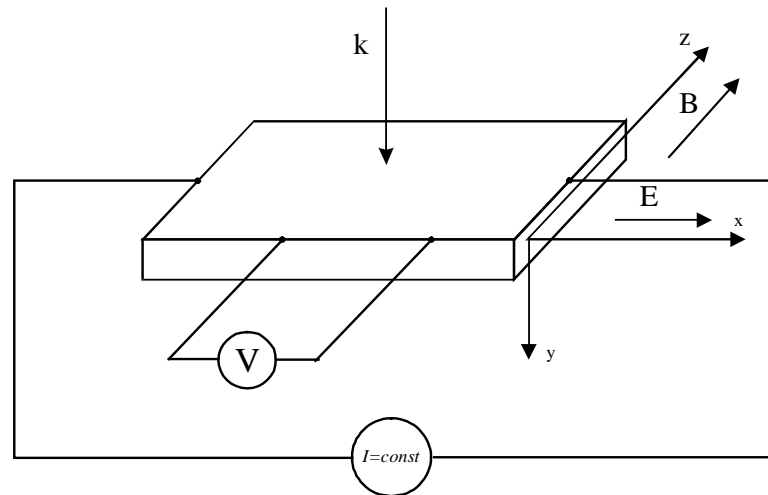


Рис. 1. Принципиальная схема измерений ФП и ФМЭ в геометрии Фойгта

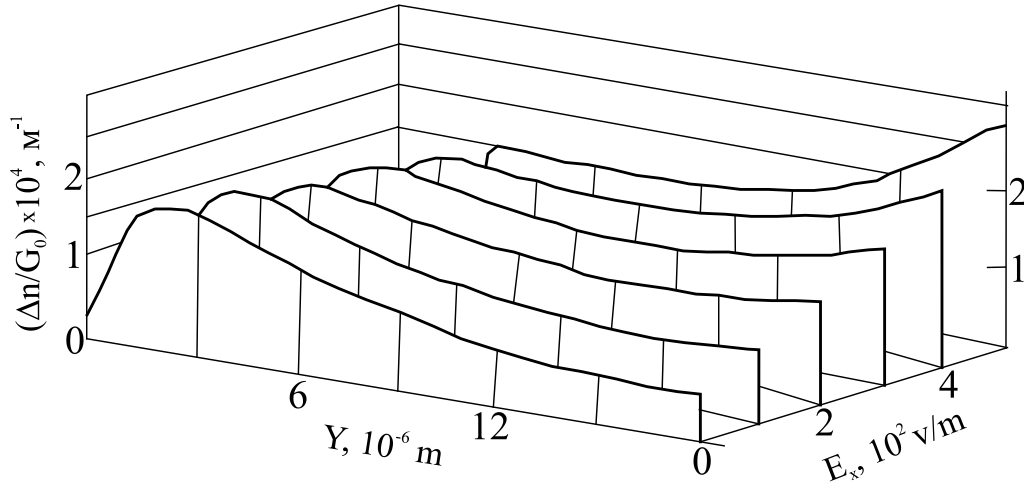


Рис. 2. Профили распределения неравновесных носителей заряда по толщине пленки при различных значениях внешнего электрического поля E_x

проникают в объем пленки. В результате может возникнуть ситуация, когда концентрация Δn ННЗ на обратной поверхности пленки будет превышать концентрацию на освещенной поверхности пленки, т. е. $\Delta n(d) > \Delta n(0)$. Падение плотности электронно-дырочной плазмы вблизи освещаемой поверхности на рис. 2 вызвано большой скоростью поверхностной рекомбинации S_1 на этой поверхности.

Теория, развитая в работах [13; 14], использовалась в статье [15] для бесконтактного определения диффузионно-рекомбинационных параметров узкозонных полупроводников. Из анализа магнитополевых и люкс-амперных характеристик ФМЭ определены подвижность неосновных носителей заряда, скорость поверхностной рекомбинации, зависимость биполярной диффузионной длины и времени жизни неосновных носителей от уровня возбуждения для InSb и $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$.

В работах [13; 14] не учитывался механизм рекомбинации Шокли – Рида – Холла, который является доминирующим для вакансионного КРТ p -типа при $T \approx 77$ К [16]. Для рекомбинации Шокли – Рида – Холла в работе [17] рассчитан профиль концентрации фотогенерированных неравновесных электронов по толщине трехслойной пленочной структуры p -КРТ в скрещенных электрическом и магнитном полях, в которых ширина запрещенной зоны ϵ_g в центральной области постоянна, а в прилегаю-

щих варизонных областях увеличивается (рис. 3).

Профиль молярного содержания кадмия x по толщине структуры p -КРТ с варизонными приграничными областями можно аппроксимировать линейной зависимостью [18]. Известно, что ϵ_g прямо пропорциональна x , поэтому ее профиль также будет линейно изменяться по толщине (см. рис. 3).

В варизонных слоях возникает встроенное электрическое поле, напряженность которого равна [19]:

$$E_{1y}^* = \frac{1}{e} \frac{\partial \epsilon_g(x_{cd})}{\partial x_{cd}} \frac{\partial x_{cd}}{\partial y} \approx \frac{1}{e} \frac{\epsilon_{g2} - \epsilon_{g1}}{y_1},$$

$$E_{3y}^* = \frac{1}{e} \frac{\partial \epsilon_g(x_{cd})}{\partial x_{cd}} \frac{\partial x_{cd}}{\partial y} \approx \frac{1}{e} \frac{\epsilon_{g3} - \epsilon_{g2}}{y_3 - y_2}.$$

На рисунке в «рабочем» слое II ширина запрещенной зоны ϵ_{g2} постоянна, поэтому $E_{2y}^* = 0$.

Для вывода аналитических выражений, описывающих поведение ННЗ в скрещенных электрическом и магнитном полях, в [17] применялись уравнения для плотности токов электронов и дырок (1), уравнения непрерывности для электронов и дырок ($\tau_n \neq \tau_p$) (2), при условии отсутствия полного тока в направлении оси Y (5) и уравнение электронейтральности (6):

$$j_y = j_{ny} + j_{py} = 0, \tag{5}$$

$$\Delta n[1 + K] = \Delta p, \tag{6}$$

где K – коэффициент пропорциональности между концентрациями неравновесных электронов на ловушках и в зоне проводимости. Доминирующей считалась рекомбинация Шокли – Рида – Холла, при которой $\tau_n \neq \tau_p$.

При выводе аналитических выражений, кроме условий в [13; 14], использовалось допущение, что концентрация дырок одинакова во всех трех слоях [20].

Для упрощения модели полагалось, что подвижность и время жизни ННЗ в варизонных слоях постоянны и равны некоторым средним значениям μ_{ni} и τ_{ni} , где i – номер области.

Коэффициент поглощения излучения в варизонной области I равен среднему значению:

$$\alpha_1 = \int_0^{y_1} \alpha y dy / y_1.$$

Для расчета среднего значения коэффициента поглощения использовались выражения, полученные в работе [21].

Неравновесные электроны, созданные падающим излучением в I варизонной области, выталкиваются встроенным электрическим полем в область II, и их можно учесть, введя эффективный темп поверхностной генерации g_s на передней границе области I–II. Уход ННЗ вследствие диффузии из II-й области в I-ю и III-ю учитывался введением эффективных скоростей поверхностной рекомбинации $S_{1эфф}$ и $S_{2эфф}$. С учетом этого трехслойную структуру с варизонными приграничными областями можно заменить однородной центральной областью II. В этом случае дифференциальное уравнение (3) решалось с граничными условиями, подобными [22]:

$$\begin{cases} \Delta n_1 y_1 = \Delta n_2 y_1, \\ \Delta n_2 y_2 = \Delta n_3 y_2, \\ j_{2n} y_1 = -eS_{1эфф} \Delta n_2 y_1 - g_s e, \\ j_{2n} y_2 = -eS_{2эфф} \Delta n_2 y_2. \end{cases} \quad (7)$$

В фотоприемных структурах сила Кулона, действующая на ННЗ в варизонных слоях, гораздо больше силы Лоренца, возникающей в скрещенных электрическом E_x и магнитном B полях ($eE_{y1,3} \gg e\mu_n \cdot B \cdot E_x$). Тогда в [17] выражения для $S_{1эфф}$, $S_{2эфф}$ и g_s принимали следующий вид:

$$\begin{aligned} S_{1эфф} &\approx -\frac{k_b T}{e} \cdot \frac{1}{E_{1y} \cdot \tau_{1n}}, \\ S_{2эфф} &\approx \frac{k_b T}{e} \cdot \frac{1}{E_{3y} \cdot \tau_{3n}}, \\ g_s &= \beta G_0 (1 - e^{-\alpha_1 \cdot y_1}). \end{aligned}$$

С учетом граничных условий (7) и уравнения (3) в [16] было получено распределение концентрации неравновесных электронов по толщине II области. Аналогично было получено в [16] распределение неравновесных электронов в варизонных областях I и III.

На рис. 4 приведены профили концентрации ННЗ из [17], рассчитанные по аналитическому выражению при освещении слоя I для следующих значений параметров:

$$\begin{aligned} S_{1эфф} &= 0,1 \text{ м/с}, S_{2эфф} = 1 \text{ м/с}, \tau_{2n} = 10 \text{ нс}, \\ \alpha_1 &= 2,1 \times 10^6 \text{ м}^{-1}, \alpha_2 = 2,05 \times 10^6 \text{ м}^{-1}, \\ \mu_{2n} &= 5,7 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}, \mu_p = 0,057 \text{ м}^2/\text{В}\cdot\text{с}, \\ y_1 &= 0,5 \text{ мкм}, y_2 = 9,5 \text{ мкм}, y_3 = 11,5 \text{ мкм}, \\ E_x &= 500 \text{ В/м}, T = 77 \text{ К}. \end{aligned}$$

Средние время жизни и подвижность в варизонных слоях выбирались равными:

$$\begin{aligned} \tau_{1n} &= \tau_{3n} = 10 \times \tau_{2n}, \\ \mu_{1n} &= \mu_{3n} = \mu_{2n}/2. \end{aligned}$$

При отсутствии магнитного поля ($B = 0$), как видно из рис. 4, концентрация ННЗ почти не меняется по толщине. Это объясняется тем, что длина диффузии в данном случае (21 мкм) превышает толщину «рабочего» слоя (9 мкм), а также очень малыми значениями скоростей поверхностной рекомбинации $S_{1эфф}$ и $S_{2эфф}$. В скрещенных тянущем электрическом E_x и магнитном B полях на ННЗ действует сила Лоренца, которая прижимает их либо к передней поверхности (при $B > 0$), либо к задней поверхности (при $B < 0$) пленки. В варизонных слоях I и III для ННЗ выполняется условие

$$eE_{y1,3} \gg e\mu_n \cdot B \cdot E_x,$$

поэтому сила Лоренца не приводит здесь к заметному изменению профиля концентрации. Вследствие большого градиента концентрации на границе «рабочего» слоя и областей I и III ННЗ диффундируют в варизонные области на глубину порядка 0,02 мкм. Разница в профилях концентрации в I и III областях вызвана тем, что передняя варизонная область освещена, а задняя нет.

В геометрии Фарадея, когда излучение \vec{k} направлено параллельно магнитному полю \vec{B} ,

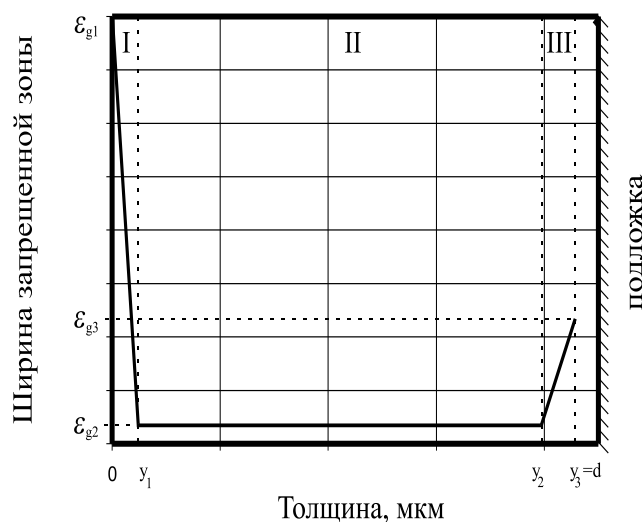


Рис. 3. Профиль края зоны проводимости для пленочной структуры: I – передний варизонный слой; II – центральный «рабочий» слой; III – задний варизонный слой

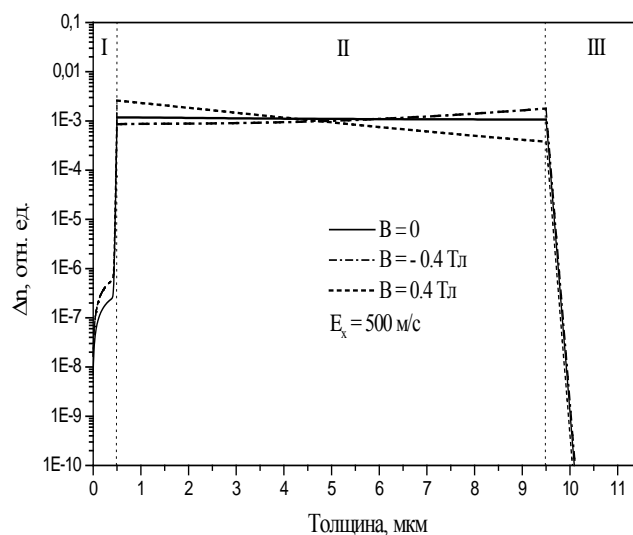


Рис. 4. Распределение неравновесных электронов по толщине структуры при разных значениях индукции магнитного поля

сила Лоренца не действует на составляющие диффузионного потока ННЗ, направленные от освещенной поверхности по Y , в объем пленки. Так как S_1 и S_2 достаточно малы и $d \leq L$, то концентрация ННЗ одинакова по толщине II слоя (см. рис. 4 при $B = 0$).

Фотопроводимость в магнитном поле для геометрии Фарадея в эпитаксиальных p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x \approx 0,2$) пленках

На рис. 5 показана принципиальная схема наблюдения ФП и фото-Холла в геомет-

рии Фарадея. Исследование фото-Холла в магнитном поле в геометрии Фарадея с целью определения подвижности неравновесных фотовозбужденных носителей было проведено в [23; 24]. Подвижность носителей находилась подгонкой теоретических выражений, описывающих этот эффект, к экспериментальным данным. Недостатком метода является то, что подгоняется одновременно большое количество параметров, что снижает достоверность полученных данных.

В работах [25; 26] были исследованы фотоэлектромагнитными методами пленки

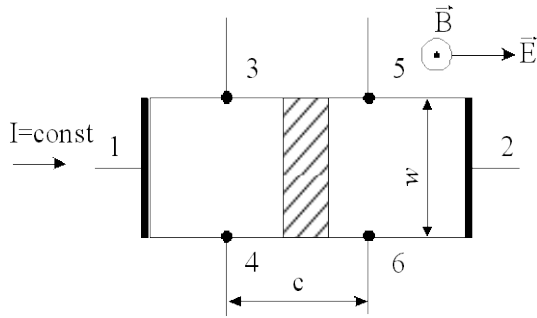


Рис. 5. Принципиальная схема измерения ФП в геометрии Фарадея. Освещенная часть образца заштрихована. Ток проходит через контакты 1, 2; сигнал ФП и магнитосопротивление измеряются между контактами 3, 5 или 4, 6; эффект Холла и фото-Холла – между контактами 3, 4 или 5, 6

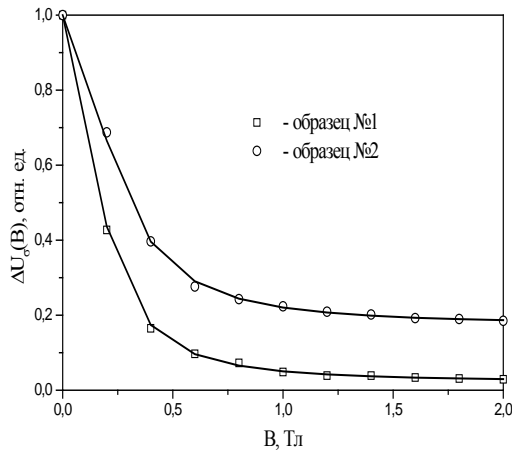


Рис. 6. Экспериментальные и теоретические магнитополевые зависимости сигнала фотопроводимости для двух образцов в геометрии Фарадея

CdHgTe с $x \approx 0,22$ при $T = 77$ К, выращенные методом МЛЭ. Показано, что магнитополевые зависимости электронной компоненты $\Delta U_{\sigma}^{-}(B)$ фотопроводимости в геометрии Фарадея за вычетом дырочной составляющей, не зависящей от магнитного поля, хорошо описываются аналитическим выражением:

$$\Delta U_{\sigma}^{-}(B) = \frac{\Delta U_{\sigma}(0)}{(1 + \mu_n^2 B^2)},$$

где $U_{\sigma}^{-}(0)$ – величина фотопроводимости при отсутствии магнитного поля.

В работе [27] исследовались образцы, изготовленные из пленок, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на подложках GaAs ориентации (013). В этой

работе показано, что при низких температурах для рекомбинации Шокли – Рида – Холла сигнал ФП можно представить:

$$\Delta U_{\sigma}(B) = \Delta U_{\sigma}^{-}(B) + \Delta U_{\sigma}^{\text{const}},$$

где

$$\Delta U_{\sigma}^{-}(B) = \frac{c \cdot I}{w \cdot d} \cdot \frac{\Delta n}{q} \frac{-\mu_n}{p_0^2 \mu_p^2 (1 + \mu_n^2 B^2)} = \frac{\Delta U_{\sigma}(0)}{(1 + \mu_n^2 B^2)};$$

$$\Delta U_{\sigma}^{\text{const}} = -\frac{c \cdot I}{w \cdot d} \cdot \frac{\Delta n}{e} \cdot \frac{K}{p_0^2 \mu_p} - \text{постоянная}$$

составляющая, обусловленная тяжелыми дырками;

c, w, d – длина, ширина и толщина образца соответственно.

Характерные магнитополевые зависимости для двух пленок из работы [28] приведены на рис. 6, где символы – эксперимент, сплошные линии – теория.

В работе [25] предлагается определять μ_n из магнитополевой зависимости электронной составляющей $\Delta U_{\sigma}^{-}(B)$. Подвижность электронов определяется с помощью простого выражения $\mu_n = 1/B_H$, где B_H – индукция магнитного поля, соответствующая половине амплитуды сигнала фотопроводимости при отсутствии магнитного поля. Для исследованных образцов μ_n при $T = 77$ К лежит в диапазоне $5 \div 8$ м²/Вс. В [28] показано, что когда сигнал выходит на насыщение ($\Delta U_{\sigma}^{\text{const}}$) при $B = 1,5 \div 2$ Тл, можно получить выражение для коэффициента K :

$$K = \frac{\mu_n}{\mu_p} \cdot \frac{1}{\Delta U_{\sigma}(0)/\Delta U_{\sigma}(2) - 1}. \quad (8)$$

При условии принципа детального равновесия темпов рекомбинации электронов и дырок и с учетом уравнения электронной нейтральности (6) было получено

$$K = \frac{\tau_p}{\tau_n} - 1. \quad (9)$$

Сравнивая (8) и (9), можно найти отношение времени жизни основных и неосновных носителей заряда.

Также в [28] была оценена плотность рекомбинационных центров в исследуемых образцах. Аналитическое выражение для коэффициента K было взято из работы [29]:

$$K = \frac{\sigma_n \cdot V_n \cdot N_t}{\sigma_p \cdot V_p \cdot p_0}, \quad (10)$$

где σ_n , σ_p , V_n , V_p – сечения захвата и средне-квадратичные тепловые скорости для электронов и дырок соответственно; N_t – концентрация рекомбинационных центров. Значения N_t составили $1,5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ для образца № 1 и $8,5 \times 10^{19} \text{ м}^{-3}$ для образца № 2.

Как видно (см. рис. 6), характер магнитопольевых зависимостей ФП для обоих образцов одинаков, однако величина постоянной составляющей $\Delta U_\sigma^{\text{const}}$ у них отличается. Для образца № 2 величина этой составляющей достигает почти 20 % от максимальной величины сигнала. Поэтому для p -КРТ это может приводить к завышению значений времени жизни неосновных носителей при определении его методом стационарной фотопроводимости.

В работе [30] обнаружено, что в области температур, при которых в p - $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ проводимости становится смешанной ($T = 140 \div 170 \text{ К}$ для $x \sim 0,22$), ФП в геометрии Фарадея имеет немонотонную зависимость от магнитного поля. Немонотонность выражается в появлении максимума при $B \neq 0$. Причина появления максимума заключается в следующем. Магнитопольевая зависимость ФП может быть представлена выражением $\Delta U_\sigma \sim \Delta\sigma(B) \cdot \rho(B)^2$. Проводимость неравновесных носителей $\Delta\sigma(B)$ уменьшается, а удельное сопротивление $\rho(B)$ равновесных носителей возрастает в магнитном поле, так как оно уменьшает эффективную подвижность носителей в направлении тянущего электрического поля [16]. Наличие двух конкурирующих процессов – уменьшение $\Delta\sigma(B)$ и увеличение $\rho(B)$, которые с разной скоростью изменяются в магнитном поле, и приводят к появлению максимумов на магнитопольевой зависимости ФП. Максимум проявляется при условии, когда проводимость равновесных электронов больше либо равна половине проводимости равновесных тяжелых дырок, что выполняется в $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ с $x = 0,22$ при температурах $140 \div 150 \text{ К}$.

Фотомагнитный эффект и фотопроводимость в магнитном поле для геометрии Фойгта

Взаимодействие диффузионных токов ННЗ, обусловленных градиентом концен-

трации ННЗ при облучении полупроводника светом с длиной волны, соответствующей собственному или примесному поглощению, с внешним поперечным магнитным полем \vec{B} , приводит к возникновению ФМЭ. Если грани образца (см. рис. 1), перпендикулярные оси X , коротко замкнуты, то в цепи возникает фотомагнитный ток короткого замыкания $i_{\text{кз}}$, если не замкнуты – возникает разность потенциалов $U_{\text{ФМЭ}}$. Неоднородность плотности магнитодиффузионного тока при разомкнутых гранях приводит к циркуляции тока в образце [31].

Действительно, процессы диффузии и рекомбинации рожденных светом носителей разыгрываются в слое образца протяженностью порядка диффузионной длины L . Остальная же часть образца пассивна и служит проводником, замыкающим на себя $U_{\text{ФМЭ}}$, что приводит к возникновению замкнутого циркулирующего тока в образце. Ток проводимости, вызванный $U_{\text{ФМЭ}}$, в среднем компенсирует магнитодиффузионный ток, и в стационарном состоянии полный ток через все сечение образца отсутствует. В работе [13] было экспериментально показано, что для исследованных пленок p -КРТ выполняется с хорошей точностью условие $i_{\text{кз}} = U_{\text{ФМЭ}}/R_0$, R_0 – сопротивление образца, слабо зависящее от магнитного поля.

ФМЭ интенсивно исследовался в 1950-х – начале 1960-х гг. и к настоящему времени является достаточно хорошо изученным явлением в объемных полупроводниках [7; 32; 33].

В кристаллах $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ ($x = 0,20 \div 0,30$) p -типа проводимости в температурном диапазоне вымораживания дырок на акцепторные состояния ($T < 30 \text{ К}$) обнаружено знакопеременное поведение тока фотоэлектромагнитного эффекта в магнитном поле. Показано, что причиной аномалий фотоэлектромагнитного эффекта является изменение отношения концентраций равновесных и неравновесных носителей тока. Предложенная теоретическая модель, которая учитывает зависимость эффективной длины биполярной диффузии от указанного соотношения, хорошо объясняет наблюдаемые в эксперименте аномалии ФМЭ [34].

В отличие от объемных полупроводников для тонких пленок, толщина которых сравнима с диффузионной длиной неравно-

весных носителей заряда, сигнал ФМЭ зависит от рекомбинационно-диффузионных параметров и индукции магнитного поля более сложным образом. Теория ФМЭ для таких полупроводниковых структур была разработана в работе [9] при следующих основных допущениях: а) образец однороден по толщине; б) низкий уровень возбуждения; в) прямая рекомбинация неравновесных носителей заряда $\Delta n = \Delta p$. В работе приведены выражения, описывающие такие экспериментально измеряемые величины, как ток короткого замыкания ФМЭ, напряжение холостого хода и магнитосопротивление в виде функций времени жизни носителей, скоростей поверхностной рекомбинации, подвижности электронов и дырок, их концентрации, коэффициента поглощения и квантового выхода, интенсивности света, магнитного поля и размеров образцов. Однако применение результатов этой работы для пленок *p*-КРТ затруднено, так как при температурах, близких к температуре кипения жидкого азота, в этом материале доминирует рекомбинация Шокли – Рида – Холла, при которой $\Delta n \neq \Delta p$.

На эпитаксиальных пленках КРТ ФМЭ впервые изучался в работе [6]. Были измерены магнитополевые зависимости ФМЭ при температуре 77 К на слоях КРТ *p*-типа, выращенных методом ЖФЭ при освещении излучением с длинами волн 2,5 и 5,5 мкм. Наблюдался аномальный (отрицательный) ФМЭ, объясняемый большим значением поверхностной рекомбинации на освещенной поверхности $(2,45 \div 3,15) \times 10^3$ м/с. Авторы использовали теорию ФМЭ, разработанную в [33]. Из соответствия теоретических выражений экспериментальным данным определены основные характеристики неосновных носителей заряда: подвижность $\mu_n = 5$ м²/В×с, длина диффузии $L_n = 35 \div 45,7$ мкм, скорости рекомбинации на поверхности пленки и на границе пленка-подложка $(2,45 \div 3,15) \times 10^3$ м/с и $(1,0 \div 2,5) \times 10^2$ м/с соответственно. В работе [35] ФМЭ исследовался на образцах, выращенных методами ЖФЭ и эпитаксии из газовой фазы с использованием металлорганических соединений. Оптическая генерация неравновесных носителей осуществлялась глобаром. Теоретические выражения, описывающие магнитополевую зависимость ФМЭ, были взяты из работы [33]. Из соот-

ветствия теоретических выражений и экспериментальных данных были определены рекомбинационно-диффузионные параметры и построены температурные зависимости подвижности электронов, длины диффузии электронов, их времени жизни, скоростей поверхностной рекомбинации на передней и задней поверхностях слоев КРТ и коэффициента поглощения света. Было обнаружено, что механизм рекомбинации Шокли – Рида – Холла является доминирующим как в объеме, так и на поверхности слоев КРТ. По мнению авторов работы, низкое значение скорости поверхностной рекомбинации является фундаментальным свойством границы раздела CdTe/HgCdTe. Было определено, что значение скорости поверхностной рекомбинации на поверхности КРТ, закрытой слоем CdTe, меньше 50 м/с для $T = 77$ К, что является наименьшим из опубликованных значений для КРТ.

В работе [36] ФМЭ исследовался на варизонных объемных образцах КРТ. ФМЭ рассчитывался для двух предельных случаев: когда встроенное электрическое поле определяется, главным образом, градиентом ширины запрещенной зоны и когда результирующее электрическое поле равно нулю (псевдооднородный случай). Показано, что эти два случая могут быть разделены путем анализа магнитополевых зависимостей ФМЭ. В работе было проведено два разных эксперимента: 1) измерение спектра оптического пропускания, из которого определялись профили структур и пространственное распределение поглощенных фотонов; 2) измерение ФМЭ и ФП как функции магнитного поля, длины волны и температуры. Интерпретация этих результатов показала, что изучаемые структуры являются псевдооднородными. Получено, что для мольного содержания кадмия $0,15 < x < 0,25$ длина диффузии электронов меняется в диапазоне $(1,5 \div 18 \text{ мкм})$, а время жизни – $(5 \times 10^{-11} \div 2 \times 10^{-9} \text{ с})$.

Для получения более полной и однозначной информации о поведении ННЗ необходимо совместное исследование ФМЭ и ФП в скрещенных стационарных электрическом и магнитном полях. При действии тянущего электрического поля \vec{E} сигнал фотопроводимости $U_{\text{ФП}}$ связан с увеличением концентрации носителей заряда $\Delta n, \Delta p$ в полупроводнике под действием поглощенного света.

Магнитополевая зависимость, как правило, не анализировалась, а измерялось значение $U_{\text{ФП}}(B=0)$ для исключения темпа генерации βI_0 ННЗ из сигнала $U_{\text{ФМЭ}}$ при определении рекомбинационных параметров образцов.

Существует несколько методов анализа результатов измерений ФП и ФМЭ для определения рекомбинационно-диффузионных параметров образцов. Метод, основанный на измерении спектральных зависимостей ФП и ФМЭ [32; 33], позволяет определить время жизни и скорость поверхностной рекомбинации в объемных кристаллах. Авторы [37] измеряли отношение сигналов ФП и ФМЭ, исключая тем самым квантовый выход β , интенсивность света I_0 и скорость поверхностной рекомбинации S . С помощью предложенного метода были найдены объемное время жизни, подвижности электронов и дырок для p -InSb при 77 и 300 К. Модификацией этого способа является способ компенсации сигнала ФМЭ сигналом ФП [38]. Ток фотопроводимости подбором тянущего напряжения устанавливают таким, чтобы он компенсировал ток короткого замыкания ФМЭ $i_{\text{кз}}$. Однако в полупроводниках с большой разницей в подвижностях электронов и дырок (к которым относится КРТ), такой способ неприменим вследствие сильной нелинейной зависимости ФП от магнитного поля.

ФМЭ и ФП в скрещенных стационарных магнитном и электрическом полях на образцах КРТ p -типа, выращенных методом ЖФЭ на подложках CdTe, исследовались в работах [13; 14].

В работе [13] показано, что измеряемый сигнал U в режиме генератора тока ($I = \text{const}$) можно представить в виде

$$U = U_{\text{ФП}} + U_{\text{диф}} + U_{\bar{v}_{e_0}},$$

где

$$U_{\text{ФП}} = -R_0 e E_x (\mu_n + \mu_p) \times \\ \times w \frac{1 - \theta_n \theta_p}{1 + \theta_n^2} \int_0^d \Delta n dy;$$

$$U_{\text{диф}} = R_0 e w \frac{D_n (\theta_n + \theta_p)}{1 + \theta_n^2} \times \\ \times [\Delta n(0) - \Delta n(d)];$$

$$U_{\bar{v}_{e_0}} = R_0 e w \frac{(\theta_n + \theta_p) \mu_n E_y^*}{1 + \theta_n^2} \int_0^d \Delta n dy.$$

Как видно из выражений, компоненты сигнала определяются профилем концентрации неравновесных электронов Δn по толщине пленки.

Член $U_{\text{ФП}}$ представляет собой обычную фотопроводимость, пропорциональную полному количеству неравновесных носителей $\int \Delta n dY$. Однако есть и отличие от обычно используемых формул для фотопроводимости [11], заключающееся в коэффициенте $(1 - \theta_n \theta_p) / (1 + \theta_n^2)$ перед интегралом. Этот коэффициент описывает эффект магнитосопротивления за счет неравновесных носителей.

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 [39]. 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 [10].

Второй член – $U_{\text{диф}}$ – представляет собой диффузионную компоненту, возникающую за счет диффузии неравновесных носителей, неравномерно распределенных по толщине образца. Причем под Δn 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 $U_{\text{диф}}$. На рис. 7 из работы [13] показаны теоретические магнитополевые зависимости диффузионной компоненты $U_{\text{диф}}$ при различных значениях тянущего электрического поля E_x . Значения тянущего поля E_x и остальные параметры те же, что и для рис. 2 при $E_y^* = 200 \text{ В/м}$. Кривые пронумерованы в порядке возрастания E_x . Из рис. 7 видно, что диффузионная компонента действительно

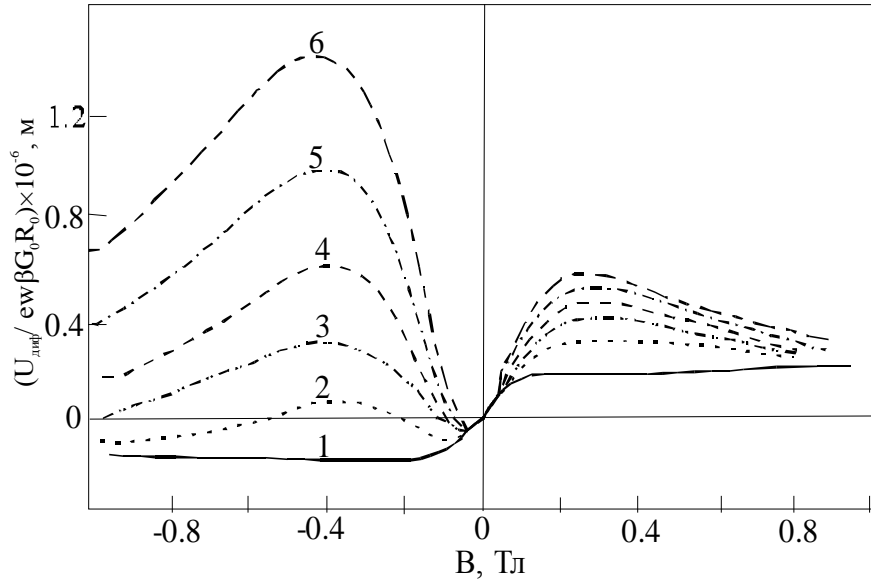


Рис. 7. Теоретические зависимости диффузионной компоненты фототока от магнитного поля при различных электрических полях E_x

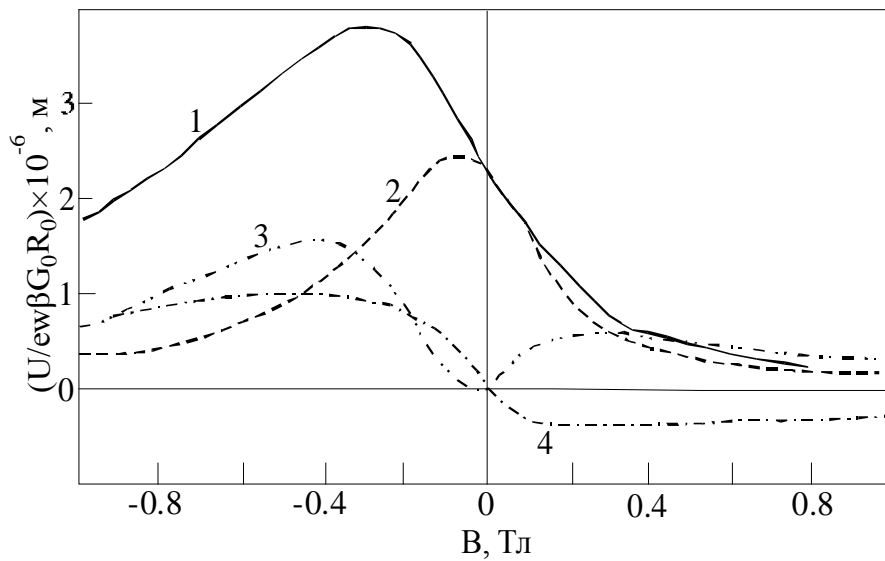


Рис. 8. Теоретические магнитопольные зависимости суммарного сигнала и его составляющих компонент

сильно изменяется по величине при включении внешнего поля и становится существенно несимметричной относительно смены знака магнитного поля. В этом случае показано, что увеличением поля E_x невозможно добиться условия $U_{\text{диф}} \ll U_{\text{ФП}}$, и диффузионную компоненту нельзя исключить из рассмотрения. В противном случае может быть допущена большая ошибка при опре-

делении параметров материала. В наибольшей степени описываемый эффект проявляется в полупроводниках p -типа проводимости с сильно отличающимися подвижностями электронов и дырок (например, в КРТ $\mu_n/\mu_p \approx 200$).

Третий градиентный член $U_{\vec{v}_{e_g}}$ представляет собой ЭДС, возникающую в ре-

зультате дрейфа неосновных носителей во внутреннем эффективном электрическом поле E_y^* . Эффективное поле появляется за счет градиента состава x . Неоднородность образца по времени жизни или по подвижности также может быть описана введением эффективного электрического поля E_y^* . Если образец однороден по толщине, то $U_{\vec{v}_{e_g}} = 0$.

Фотомагнитная ЭДС в варизонном полупроводнике определяется как

$$U_{\text{ФМЭ}} = U_{\vec{v}_{e_g}}(B, E_x = 0) + U_{\text{диф}}(B, E_x = 0).$$

Поэтому $U_{\text{ФМЭ}}$ может изменять знак в варизонных структурах ($E_y^* \neq 0$) в зависимости от соотношения компонент [36].

На рис. 8 из работы [14] приведены теоретические магнитополевые зависимости суммарного сигнала U (кривая 1) и компонент $U_{\text{ФП}}$ (кривая 2), $U_{\text{диф}}$ (кривая 3) и $U_{\vec{v}_{e_g}}$ (кривая 4), построенные для следующих значений: $S_1 = 2 \cdot 10^4$ м/с, $S_2 = 10^2$ м/с, $\tau = 10^{-8}$ с, $\alpha = 0,8 \cdot 10^{-6}$ м⁻¹, $\mu_n = 5$ м²/В·с, $\mu_p = 0,04$ м²/В·с, $d = 18 \cdot 10^{-6}$ м, $B = -0,3$ Т, $E_x = 500$ В/м, $E_y^* = 200$ В/м.

В работе [13] экспериментальные магнитополевые зависимости с хорошей точностью описывались построенной теорией. На рис. 9 показаны экспериментальные магнитополевые зависимости из работы [13], аппроксимированные теоретическими кривыми.

Как видно из рис. 9, кривые 2 и 4, соответствующие ФМЭ, сильно отличаются по амплитуде. При освещении со стороны гетероперехода (кривая 4) сигнал возрастает примерно в 10 раз. Это подтверждает существование внутреннего электрического поля E_y^* на границе пленка-подложка, что приводит к возникновению большого градиентного потенциала $U_{\vec{v}_{e_g}}$ при освещении со стороны подложки.

По экспериментальным данным при температуре 77 К определено, что для пленок ЖФЭ величины параметров составляют: $S_1 = S_2 = (10^2 \div 10^4)$ м/с, $\tau_v = (4 \div 40)$ нс, $\mu_n = (4 \div 6)$ м²/В·с, $E_y^* = (100 \div 2500)$ В/м.

В работе [25] исследованы ФМЭ и ФП в магнитном поле для двух геометрий на

эпитаксиальных пленках p -типа с $x = 0,22$ при $T = 77$ К, выращенных методом МЛЭ. При определении рекомбинационно-диффузионных параметров подвижность фотоэлектронов μ_n определялась из магнитополевых зависимостей ФП в геометрии Фарадея. На основании полученных результатов делается вывод о том, что состав x пленки однороден по толщине, так как магнитополевые зависимости ФМЭ и ФП в геометрии Фойгта описываются одинаковыми значениями параметров при освещении пленки с разных сторон.

В работе [40] при доминирующей рекомбинации Шокли – Рида – Холла экспериментально исследованы при температуре жидкого азота фотомагнитный эффект и фотопроводимость в магнитном поле для геометрии Фойгта на пленках МЛЭ p -КРТ с варизонными приграничными областями, в которых содержание кадмия x увеличено по сравнению с центральной областью структуры, однородной по x . Теоретическая модель поведения ННЗ была рассмотрена в данном обзоре для работы [16]. Величины магнитодиффузионной и градиентной компонент ФП в варизонных слоях могут быть достаточно велики. Показано, что в варизонной области магнитодиффузионная и градиентная компоненты ФП сравнимы по величине, однако имеют разные знаки. Разность знаков компонент связана с тем, что градиент концентрации неравновесных неосновных носителей заряда в варизонной области направлен противоположно вектору напряженности встроенного электрического поля. Следовательно, эти компоненты компенсируют друг друга и оказывают незначительное влияние на измеряемый сигнал ФП. Экспериментально показано, что пленочную структуру при изучении этих эффектов можно заменить центральной областью с одинаковым x , введя эффективные скорости поверхностной рекомбинации и эффективный темп поверхностной генерации ННЗ на границах центральной области с варизонными областями.

На рис. 10 из работы [40] приведены магнитополевые зависимости ФП в геометрии Фойгта при освещении пленочной структуры № 2 с разных сторон при $T = 77$ К, где символы – эксперимент, сплошные линии – теоретический расчет. Видно, что значения сигналов $U_{\text{ФМЭ}}$, измеренных при освещении пленки с разных

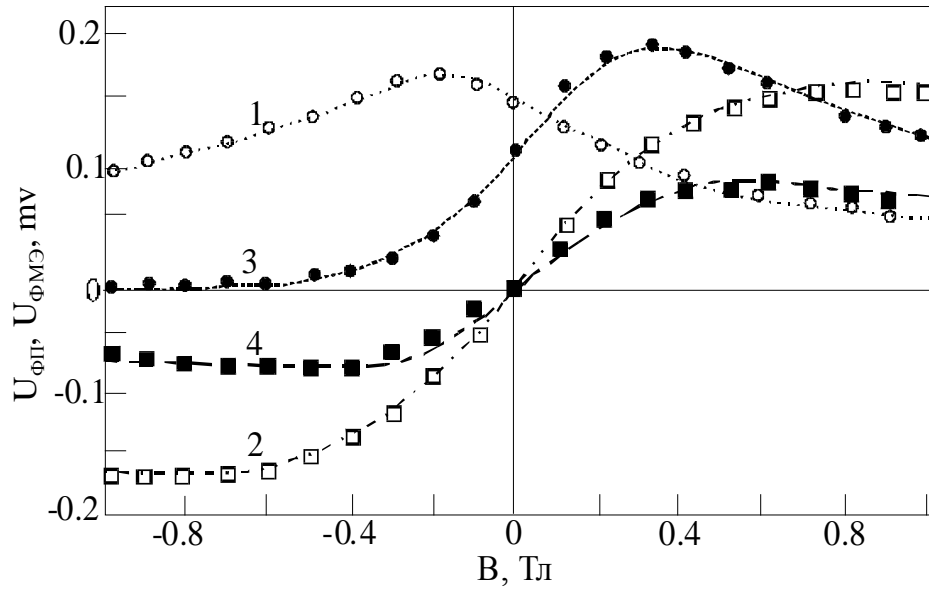


Рис. 9. Экспериментальные зависимости фотомагнитного эффекта (2, 4) и фотопроводимости (1, 3) от магнитного поля

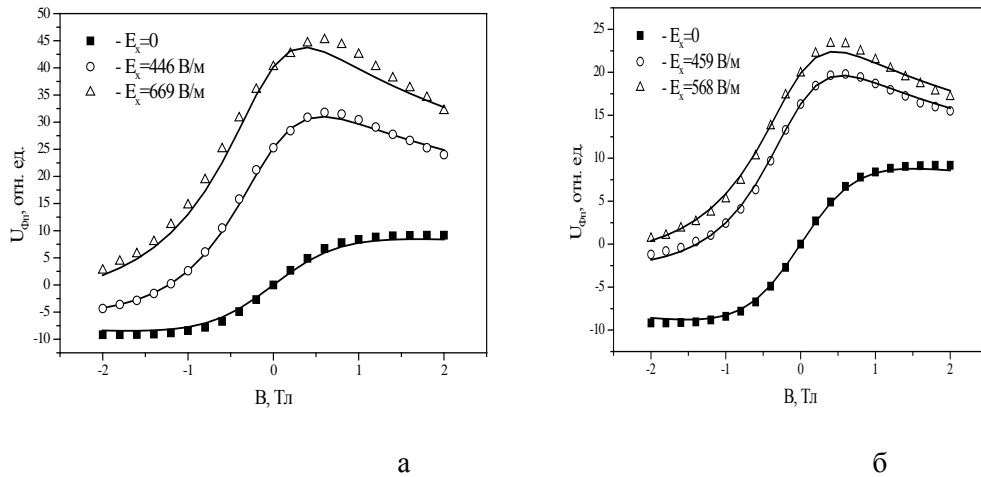


Рис. 10. Магнитопольевые зависимости ФП в геометрии Фойгта для разных значений тянущего электрического поля и ФМЭ при освещении пленки № 2 с лицевой стороны (а) и со стороны подложки (б). $T = 77 \text{ К}$

сторон, сравнимы, и теоретические кривые хорошо описывают экспериментальные магнитопольевые зависимости ФП при разных значениях тянущего электрического поля.

Рекомбинационные параметры определялись из соответствия теоретических выражений (9), (10) и экспериментальных данных методом наименьших квадратов с использованием метода нелинейной оптимизации Хука – Дживса [41]. Для уменьшения числа одновременно подгоняемых па-

раметров подвижность неосновных электронов μ_n и коэффициент K определялись из независимых измерений ФП в геометрии Фарадея [28]. Средние значения рекомбинационно-диффузионных параметров и их доверительные интервалы равны:

$$\tau_n = 10,6 \pm 0,5 \text{ нс},$$

$$S_{1\text{эфф}} = 37 \pm 7 \text{ м/с},$$

$$S_{2\text{эфф}} = 38 \pm 7 \text{ м/с}.$$

При определении времени жизни из измерений ФП без учета вклада тяжелых дырок (т. е. при $K = 0$) его значение получается за-

вышенным, так как величина ФП при отсутствии магнитного поля пропорциональна времени жизни.

Показано, что в пленках МЛЭ p -КРТ с варизонными приграничными областями при температуре 77 К значения $S_{1эфф}$ и $S_{2эфф}$ лежат в диапазоне 30÷150 м/с, что по порядку величины совпадает с лучшими опубликованными значениями для образцов p -КРТ, пассивированных ZnS или CdTe [16].

Рекомбинационно-диффузионные свойства КРТ, приведенные в разных источниках, являются порой противоречивыми, так как параметры определялись разными методами на образцах, выращенных различными способами, с разными легированием, термообработкой и способами подготовки поверхности. Так, в работе [42] было обнаружено, что времена жизни ННЗ, определенные из ФП стационарным и релаксационным способами, отличаются в 3,5÷16 раз. Метод релаксации ФП дает в этом случае более высокие значения, чем метод стационарной ФП. Это объясняется тем, что в случае доминирующей рекомбинации Шокли – Рида, которая имеет место в p -КРТ, «стационарное» время жизни ограничено захватом на ловушки неосновных носителей заряда (т. е. электронов в материале p -типа), а «релаксационное» – рекомбинацией основных носителей заряда (дырок) с электронами на ловушках [29].

Заключение

В настоящем обзоре проанализировано теоретически и экспериментально поведение фотогенерированного электронно-дырочного газа в эпитаксиальных пленках p -КРТ, помещенных в стационарные скрещенные электрическое и магнитное поля для геометрий Фойгта и Фарадея. Толщина пленок сравнима с длиной диффузии ННЗ.

Показано, что измеряемый сигнал ФП в геометрии Фойгта немонотонно меняется в магнитном поле и его можно представить в виде суммы трех компонент. Экспериментальные магнитополевые зависимости ФП для двух геометрий и ФМЭ хорошо описываются предложенными моделями.

Исходя из анализа работ, можно сделать вывод, что для пленок КРТ, выращенных методом ЖФЭ на подложках CdTe, молярное содержание кадмия неоднородно по толщине пленки. Пленки КРТ, выращенные мето-

дом МЛЭ на подложках GaAs, более однородны по x . Определено, что скорость поверхностной рекомбинации на свободной поверхности больше, чем на гетерогранице.

Доказано, что при изучении ФП и ФМЭ пленка p -КРТ с варизонными приграничными слоями может быть сведена к однородной по x центральной области.

Представлены результаты исследования ФП в геометрии Фарадея, из которых следует, что ФП можно представить зависящей от магнитного поля электронной компонентой и независящей от B дырочной компонентой. При наличии большой концентрации рекомбинационных центров величина дырочной компоненты может достигать 20 % от сигнала ФП при $B = 0$. По величине дырочной компоненты можно определить концентрацию рекомбинационных центров и отношение времени жизни основных и неосновных носителей заряда.

Следует отметить, что изучение поведения фотогенерированных ННЗ в пленках ($d \leq L$) p -КРТ методом ФП для геометрии Фарадея позволяет найти μ_n и $K = \tau_p / \tau_n + 1$, а для геометрии Фойгта из совместного анализа ФП и ФМЭ, используя определенные μ_n и K , найти τ_n , S_1 и S_2 методом наименьших квадратов из соответствия теоретических выражений экспериментальным данным. Таким образом, уменьшая число одновременно подгоняемых параметров, можно получить более достоверную информацию о рекомбинационно-диффузионных свойствах пленок.

Список литературы

1. *Рогальский А.* Инфракрасные детекторы. Новосибирск: Наука, 2003. 636 с.
2. *Edwall D. D., Gertner E. R., Tennant W. E.* Liquid-Phase Epitaxy of $Hg_{1-x}Cd_xTe$ Epitaxial Layers // *J. Appl. Phys.* 1984. Vol. 55. P. 1453–1459.
3. *Tung T., Kalisher M. H., Stevens A. P., Herning P. E.* Liquid-Phase Epitaxy of $Hg_{1-x}Cd_xTe$ from Hg Solution: A Route to Infrared Detector Structures // *Mat. Res. Symp. Proc.* 1987. Vol. 90. P. 321–356.
4. *Castro C. A.* Review of Key Trends in HgCdTe Materials for IR Focal Plane Arrays // *Proc. SPIE.* 1993. Vol. 2021. P. 2–9.
5. *Varavin V. S., Vasiliev V. V., Dvoretzky S. A. et al.* HgCdTe Epilayers on GaAs: Growth and

- Devices // Proceedings SPIE. 2003. Vol. 5136. P. 381–395.
6. *Mordovich D., Zemel A., Zussman A. et al.* Photoelectromagnetic Effect in *p*-Type HgCdTe Layers Grown by Liquid Phase Epitaxy // *J. Appl. Phys.* 1987. Vol. 51. No. 26. P. 2239–2241.
 7. *Roosbroeck W. van.* Theory of the Photoelectromagnetic Effect in Semiconductors // *Phys. Rev.* 1956. Vol. 101. No. 6. P. 1713–1725.
 8. *Lile D. L.* Generalized Photoelectromagnetic Effect in Semiconductors // *Phys. Rev. B.* 1973. Vol. 8. No. 10. P. 4708–4722.
 9. *Kończak S., Nowak M.* Some Comments on the Photoelectromagnetic Effect // *Surf. Sci.* 1979. Vol. 87. P. 228–238.
 10. *Schneider W., Behler K.* Application of Photoconductivity Measurements in *n*-InSb under Crossed Field // *Appl. Phys.* 1978. Vol. 17. P. 249–256.
 11. *Малютенко В. К., Тесленко Т. И., Морозенко В. А.* Фотопроводимость полупроводника в условиях поперечного дрейфа носителей тока // *Оптоэлектроника и полупроводниковая техника.* 1987. Вып. 11. С. 10–14.
 12. *Genzow D., Jozwikowska A., Jozwikowski K. et al.* Photoelectromagnetic Effect in Cd_xHg_{1-x}Te Graded-Gap Structures // *Infrared Phys.* 1984. Vol. 24. No. 1. P. 21–24.
 13. *Студеникин С. А., Панаев И. А., Костюченко В. Я. и др.* Фотомагнитный эффект и фотопроводимость тонких эпитаксиальных слоев Cd_xHg_{1-x}Te/CdTe // *ФТП.* 1993. Т. 27, вып. 5. С. 744–756.
 14. *Studenikin S. A., Panaev I. A.* Recombination Parameters of Epitaxial Cd_xHg_{1-x}Te / CdTe Layers from Photoelectromagnetic and Photoconductivity Effects // *Sem. Sci. Technol.* 1993. Vol. 8. P. 1324–1330.
 15. *Штурбин А. В., Шалыгин В. А., Стафеев В. И.* Определение диффузионно-рекомбинационных параметров полупроводников бесконтактным методом // *ФТП.* 1995. Т. 29, вып. 11. С. 2039–2052.
 16. *Lopes V. C., Syllaios A. S., Chen M. C.* Minority Carrier Lifetime in Mercury Cadmium Telluride // *Sem. Sci. Technol.* 1993. Vol. 8. P. 824–841.
 17. *Протасов Д. Ю., Костюченко В. Я.* Эффективные темпы оптической генерации и скорости поверхностной рекомбинации носителей заряда в варизонных пленочных фотоприемных структурах *p*-КРТ МЛЭ // *Автометрия.* 2009. Т. 45, вып. 4. С. 103–108.
 18. *Войцеховский А. В., Денисов Ю. А., Коханенко А. П. и др.* Особенности спектральных и рекомбинационных характеристик МЛЭ-структур на основе CdHgTe // *Автометрия.* 1998. Вып. 4.
 19. *Kroemer H.* Quasi-Electric and Quasi-Magnetic Fields in Nonuniform Semiconductors // *RCA Rev.* 1957. Vol. 18. No. 3. P. 332–342.
 20. *Бахтин П. А., Дворецкий С. А., Варавин В. С. и др.* Исследование зависимостей проводимости и коэффициента Холла от магнитного поля в пленках Cd_xHg_{1-x}Te, выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии // *ФТП.* 2004. Т. 38, вып. 10. С. 1203–1206.
 21. *Anderson W. W.* Absorption Constant of Pb_{1-x}Sn_xTe and Hg_{1-x}Cd_xTe Alloys // *Infr. Phys.* 1980. Vol. 20. P. 363–372.
 22. *Musca C. A., Siliquini J. F., Fynn K. A. et al.* MOCVD-Grown Wider-Bandgap Capping Layers in Hg_{1-x}Cd_xTe Long-Wavelength Infrared Photoconductors // *Semicond. Sci. Technol.* 1996. No. 11. P. 1912–1922.
 23. *Schacham S. E., Finkman E.* Recombination Mechanisms in *p*-type HgCdTe: Freezeout and Background Flux Effects // *J. Appl. Phys.* 1985. Vol. 57. P. 2001–2009.
 24. *Варавин В. С., Дворецкий С. А., Климов А. Э. и др.* Определение характеристик эпитаксиальных пленок Cd_xHg_{1-x}Te путем измерения эффекта Холла при освещении // *Автометрия.* 1998. Вып. 4. С. 59–70.
 25. *Костюченко В. Я., Протасов Д. Ю., Студеникин С. А.* Исследование фотомагнитного эффекта фотопроводимости в слоях *p*-CdHgTe // *Автометрия.* 1996. Вып. 4. С. 77–81.
 26. *Kostuchenko V. Ya., Studenikin S. A., Varavin V. S. et al.* Characterization of MBE *p*-Cd_xHg_{1-x}Te Layers via Photoconductive Effect in Crossed $E \perp B$ Fields // *Material Science and Engineering. B.* 1997. Vol. 44. P. 288–291.
 27. *Варавин В. С., Дворецкий С. А., Костюченко В. Я. и др.* Подвижность неосновных носителей заряда в пленках *p*-HgCdTe // *ФТП.* 2004. Т. 38, вып. 5. С. 532–537.
 28. *Протасов Д. Ю., Костюченко В. Я., Крылов В. С. и др.* Определение времени жизни основных и неосновных носителей заряда в HgCdTe *p*-типа методом фотопроводимости в магнитном поле // *Прикладная физика.* 2007. Вып. 6. С. 27–30.

29. *Fastow R., Goren D., Nemirovsky Y.* Shockley-Read Recombination and Trapping in *p*-Type HgCdTe // *J. Appl. Phys.* 1990. Vol. 68. No. 7. P. 3405–3412.
30. *Протасов Д. Ю., Костюченко В. Я., Овсяк В. Н.* Немонотонное поведение магнитофотопроводимости в HgCdTe *p*-типа // *ФТП.* 2006. Т. 40, вып. 6. С. 663–666.
31. *Кикоин И. К., Лазаев С. Д.* Фотоэлектромагнитный эффект // *УФН.* 1978. Т. 124, вып. 4. С. 597–617.
32. *Равич Ю. И.* Фотоэлектромагнитный эффект в полупроводниках и его применение // М.: Сов. радио, 1967. 93 с.
33. *Nowak M.* Photoelectromagnetic Effect in Semiconductors and Its Application // *Prog. Quant. Electr.* 1987. Vol. 11. P. 205–346.
34. *Госан-Заде С. Г., Стриха М. В., Шельский Г. А.* Низкотемпературные аномалии фотоэлектромагнитного эффекта в $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ *p*-типа проводимости // *ФТП.* 1999. Т. 33, вып. 5. С. 574–579.
35. *Sarusi G., Zemel A., Eger D. et al.* Investigation of the Bulk and Surface Electronic Properties of HgCdTe Epitaxial Layers Using Photoelectromagnetic, Hall, and Photoconductivity Measurements // *J. Appl. Phys.* 1992. Vol. 74. No. 6. P. 2312–2321.
36. *Cohen-Solal G., Marfaing Y.* Transport of Photocarriers in $\text{Cd}_x\text{Hg}_{1-x}\text{Te}$ Graded-Gap Structures // *Sol. St. Electron.* 1968. Vol. 11. P. 1131–1147.
37. *Kurnick S. W., Zitter R. N.* Photoconductive and Photoelectromagnetic Effects in InSb // *J. Appl. Phys.* 1956. Vol. 27. No. 3. P. 278–285.
38. *Goodwin P. W.* Reports of Meeting on Semiconductors // *Phys. Soc. London.* 1956. P. 137.
39. *Рывкин С. М.* Фотоэлектрические явления в полупроводниках. М.: Физматгиз, 1963. 496 с.
40. *Костюченко В. Я.* Фотопроводимость в магнитном поле и фотомагнитный эффект в варизонных фотоприемных структурах $p\text{-CdHgTe}$ // *Автоматрия.* 2009. Т. 45, вып. 4. С. 41–48.
41. *Шун Т. Е.* Решение инженерных задач на ЭВМ: Практическое руководство. М.: Мир, 1982. 235 с.
42. *Fastow R., Nemirovsky Y.* Transient and Steady-State Excess Carriers Lifetimes in *p*-Type HgCdTe // *Appl. Phys. Letters.* 1989. Vol. 55. P. 1882–1884.

Материал поступил в редколлегию 12.12.2009

V. Ya. Kostyuchenko

**THE IMPACT OF STATIONARY CROSSED ELECTRICAL
AND MAGNETIC FIELDS ON EXCESS CHARGE CARRIERS GENERATED
BY RADIATION IN *p*-TYPE MERCURY-CADMIUM-TELLURIDE
EPITAXIAL FILMS (REVIEW)**

The main characteristics of infrared photodetectors on base of *p*-type mercury-cadmium-telluride epitaxial films are mainly governed by recombination and diffusion parameters of minor charge carriers. The investigation of excess charge carriers behavior in epitaxial films placed in stationary crossed electrical and magnetic fields is allows determining of this parameters. This paper reviews of such photoelectromagnetic methods for investigation of excess charge carriers' recombination and diffusion properties as methods of photomagnetic effects and photoconductivity in magnetic fields for Voight and Faraday geometry.

Keywords: narrow-gap semiconductors, epitaxial films, photoelectromagnetics methods, recombination parameters.