

УДК 621.315

БАЛЛИСТИЧЕСКИЙ ФОТОГАЛЬВАНИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ НА МЕЖЗОННЫХ ПЕРЕХОДАХ В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ

*В. Л. Альперович, В. И. Белиничер, А. О. Минаев,
С. П. Моценко, А. С. Терехов*

Теоретически и экспериментально исследован объемный фотогальванический эффект (ФГЭ) на межзонных переходах в арсениде галлия. В чистом GaAs при гелиевой температуре измерены зависимости ФГЭ от поляризации и частоты света, а также от магнитного поля. Экспериментально обнаружен поворот тока ФГЭ в магнитном поле. Из зависимостей спектров ФГЭ от магнитного поля определено время релаксации импульса баллистических фотоэлектронов как функция их энергии. Полученные результаты сопоставлены с количественной теорией, учитывающей зонную структуру и особенности механизмов рассеяния в GaAs. Теория хорошо описывает поляризационные и магнитные зависимости ФГЭ, в то время как в форме спектра имеются отличия от эксперимента.

Фотогальванический эффект (ФГЭ), состоящий в возникновении фототока при однородном освещении кристаллов без центра симметрии, теоретически и экспериментально изучался в большом числе работ (см., например, обзоры [1, 2]). В этих работах были подтверждены основные феноменологические свойства ФГЭ, а в ряде случаев установлены микроскопические механизмы эффекта [3, 4]. В пьезоэлектриках наиболее широко изучался баллистический ФГЭ, возникающий на этапе свободного (баллистического) движения электронов от момента рождения светом до рассеяния по импульсу благодаря асимметрии функции фотогенерации носителей заряда. Одной из интересных задач дальнейших исследований является изучение спектральных зависимостей ФГЭ в магнитном поле, перпендикулярном току [5]. В таких экспериментах могут быть определены время релаксации импульса и его зависимость от энергии баллистических фотоэлектронов [6, 7]. Данная работа посвящена теоретическому и экспериментальному изучению спектральных зависимостей фотогальванического эффекта на межзонных переходах в арсениде галлия в поперечном магнитном поле.

1. Теория ФГЭ на межзонных переходах в арсениде галлия

Линейный фотогальванический эффект в кристаллах типа GaAs (симметрии T_d) определяется одной константой

$$j_i = \beta(\omega) | \varepsilon_{ijk} | e_j e_k, \quad (1)$$

где j_i — плотность тока, e_j — компоненты вектора поляризации света, ε_{ijk} — единичный полностью антисимметричный тензор, ω — частота света. Константа $\beta(\omega)$ может быть выражена через параметры, характеризующие зонную структуру кристалла и механизмы рассеяния электронов. Теория ФГЭ для межзонных переходов в GaAs развита в [8, 9]. Ниже мы приведем основные результаты этой теории.

Баллистические механизмы ФГЭ связаны с асимметрией в распределении по импульсу фоторожденных электронов и дырок [1]. Асимметрия

возникает при учете взаимодействия в конечном состоянии электрона и дырки. Наиболее сильное взаимодействие такого рода в GaAs является кулоновское притяжение электрона и дырки, которое превосходит энергию взаимодействия с продольными оптическими фононами более чем на порядок. Величины сдвигового [10] и магнитоиндуцированного [11] ФГЭ отличаются от баллистического в параметр a/Λ (где $a = \max(a_B, k^{-1})$, a_B — боровский радиус электрона и дырки, k — волновой вектор электрона, Λ — длина свободного пробега электрона и дырки) и малы всюду, кроме края оптического поглощения, где Λ стремится к нулю и несправедливо кинетическое описание. При расчете ФГЭ на межзонных переходах в GaAs вкладом дырок в фототок можно пренебречь из-за большей частоты потери импульса дырками при рассеянии на акустических фононах. Это обусловлено большой массой тяжелой дырки: фазовый объем рассеяния большой при рассеянии тяжелой дырки в тяжелую лю и для процесса конверсии легкой дырки в тяжелую.

При расчете электронного вклада в ток необходимо учитывать особенность потери импульса электронами, возбужденными вблизи минимума Γ в GaAs. Электроны, возбужденные с кинетической энергией $\varepsilon > \hbar\Omega_{LO}$ (Ω_{LO} — частота продольного оптического фонона), быстро испускают оптические фононы и попадают в пассивную область (ПО) с энергией $\tilde{\varepsilon} = \varepsilon - N\hbar\Omega_{LO}$, где $N = \text{Int}(\varepsilon/\hbar\Omega_{LO})$ — функция, означающая целую часть $\varepsilon/\hbar\Omega_{LO}$. При испускании оптических фононов асимметричная часть функции генерации электронов W_k^{vas} ($\nu = \pm 1$ для электронов, рожденных вместе с легкими и тяжелыми дырками) убывает лишь частично и электроны поступают в пассивную область с энергией $\tilde{\varepsilon} < \hbar\Omega_{LO}$ асимметрично распределенными. Именно такие электроны дают основной вклад в ФГЭ. Выражение для электрического тока j при этом имеет вид

$$j = \int \frac{e\mathbf{k}}{m_e} \sum_{\nu=\pm 1} U_1(\varepsilon_{\mathbf{k}_\nu}) \tilde{W}_k^{\text{vas}} \Gamma_{1k}^{-1} d\mathbf{k}. \quad (2)$$

Здесь e , m_e — заряд и эффективная масса электрона; Γ_{1k} — частота потери импульса электрона; \tilde{W}_k^{vas} — асимметричная часть функции генерации электронов (первая сферическая гармоника), у которой модуль импульса k заменен на модуль импульса \tilde{k} в пассивной области, а направление импульса не изменилось; $U_1(\varepsilon_{\mathbf{k}_\nu})$ — функция изотропизации первой сферической гармоники, учитывающая уменьшение этой гармоники после испускания N оптических фононов [12, 13].

Задача расчета фототока сводится к нахождению W_k^{vas} в активной области. Расчет W_k^{vas} был произведен двумя различными способами.

Для случая, когда энергия фотодырки мала по сравнению с расстоянием до спин-отщепленной зоны, можно воспользоваться уравнением Латинжера и учесть кулоновское электрон-дырочное взаимодействие точно. Такой расчет был произведен в [9] с использованием малого параметра $(\mu_h - \mu_e)/(\mu_h + \mu_e) \approx 0.2$, где $\mu_{h, e}$ — приведенная масса электрона и дырки.

Во втором способе расчета кулоновское электрон-дырочное взаимодействие учитывалось по теории возмущений по параметру $(ka_B)^{-1}$ [8]. Малость энергии фотовозбуждения по сравнению с величиной расщепления дырочной зоны при этом не требуется. Гофрировкой дырочной зоны, так же как и в первом способе, пренебрегается. Поскольку результаты [8] в журналах не публиковались, приведены основные моменты этих расчетов. Вероятность рождения электрона и дырки имеет вид

$$W_k^{\nu} = (2\pi)^{-2} \sum_{\alpha\beta} |D_{\alpha, \nu\beta}(\mathbf{k}) E_{\omega}|^2 \delta(\varepsilon_k^{\nu} + \varepsilon_g - \hbar\omega). \quad (3)$$

Здесь $\varepsilon_k^{\nu} = k^2/2\mu_{\nu}$ — кинетическая энергия электрона и дырки сорта ν ; $\alpha, \beta = \pm 1/2$ — спиновые индексы электрона и дырок; $D_{\alpha, \nu\beta}(\mathbf{k})$ — матричный элемент оператора дипольного момента между валентной зоной и

зонай проводимости с учетом электрон-дырочного взаимодействия. Величина $(D_{\alpha, \nu, \beta}(\mathbf{k}))_i$ может быть представлена как

$$(D_{\alpha, \nu, \beta}(\mathbf{k}))_i = -\frac{e}{\omega} F_{ij}^{\alpha\gamma}(\mathbf{k}) u_{j\gamma}^{\nu\beta}(\mathbf{k}), \quad (4)$$

$u_{j\gamma}^{\nu\beta}(\mathbf{k})$ — дырочная волновая функция; $F_{ij}^{\alpha\beta}(\mathbf{k})$ — динамический фактор дипольного момента, который при учете кулоновского взаимодействия удовлетворяет следующему интегральному уравнению:

$$F_{ij}^{\alpha\beta}(\mathbf{k}) - \frac{|e^2|}{2\pi^2\epsilon_0} \int \frac{d\mathbf{k}'}{|\mathbf{k} - \mathbf{k}'|^2} F_{il}^{\alpha\gamma}(\mathbf{k}') G_{lj}^{\gamma\beta}(\epsilon_{\mathbf{k}}, \mathbf{k}') = F_{ij}^{\alpha\beta}(\mathbf{k}),$$

$$F_{ij}^{\alpha\beta}(\mathbf{k}) = (P\delta_{ij} - i\delta |\epsilon_{ijl}| k_l) \delta_{\alpha\beta}, \quad (5)$$

где введена функция Грина $G_{ij}^{\alpha\beta}(\epsilon, \mathbf{k})$

$$G_{ij}^{\alpha\beta}(\epsilon, \mathbf{k}) = \sum_{\nu=0, \pm 1} \Pi_{ij}^{\nu\alpha\beta}(\mathbf{k}) (\epsilon - \epsilon_{\mathbf{k}}^{\nu} - i\delta)^{-1}, \quad (6)$$

$\nu = 0$ соответствует отщепленным дыркам; $\Pi_{ij}^{\nu\alpha\beta}(\mathbf{k}) = \sum_{\gamma} u_{i\alpha}^{\nu\gamma*}(\mathbf{k}) u_{j\beta}^{\nu\gamma}(\mathbf{k})$ — проекционный оператор на пространство дырочных волновых функций. Асимметрия кристалла заключена в «голом» динамическом факторе $F_{ij}^{\alpha\beta}(\mathbf{k})$ и связана с константой δ в формуле (5). Итерируя (5), получаем следующее выражение для $W_{\mathbf{k}}^{\nu\text{as}}$:

$$W_{\mathbf{k}}^{\nu\text{as}} = (e^4 P \delta / 4\pi^3 \epsilon_0 \omega^2) \sum_{\nu'=\pm 1} \int d\mathbf{k}' |\mathbf{k} - \mathbf{k}'|^{-2} E_{\omega i} E_{\omega n}^* |\epsilon_{ijl}| \times$$

$$\times \text{Sp} (k'_i \Pi_{nm}^{\nu'}(\mathbf{k}) \Pi_{mj}^{\nu'}(\mathbf{k}') - k_l \Pi_{jm}^{\nu'}(\mathbf{k}) \Pi_{mn}^{\nu'}(\mathbf{k}')) \delta(\epsilon_{\mathbf{k}'}^{\nu'} - \epsilon_{\mathbf{k}}^{\nu}) \delta(\epsilon_{\mathbf{k}}^{\nu} + \epsilon_g - \omega). \quad (7)$$

Вычислив шпур в (7) и интеграл по \mathbf{k}' , можно для $W_{\mathbf{k}}^{\nu\text{as}}$ получить некоторое достаточно громоздкое выражение, которое хорошо аппроксимируется следующим:

$$W_{\mathbf{k}}^{\nu\text{as}} = \frac{\chi_{\nu} I}{20\pi\omega} \frac{\delta |\epsilon_{ijl}| k_i e_j e_l}{P k^2 a_{\nu}} (10 + \nu) \delta(\epsilon_{\mathbf{k}}^{\nu} + \epsilon_g - \omega). \quad (8)$$

Здесь χ_{ν} — парциальный коэффициент поглощения света

$$\chi_{\nu} = (4e^2 \mu_{\nu} P^2 k_{\nu} / 3c\omega n_{\omega}) |Z_{\mathbf{k}\nu}|^2,$$

c — скорость света; $z_{\mathbf{k}\nu}$ — фактор Зоммерфельда; $a_{\nu} = \epsilon_0 \hbar^2 / e^2 \mu_{\nu}$ — борковский радиус электрона и дырки; I — интенсивность света в кристалле; e, n_{ω} — поляризация и коэффициент преломления света. Фактор Зоммерфельда $Z_{\mathbf{k}\nu}$ в этой аппроксимации равен $f(\exp(-f) - 1)$, где $f = 2\pi / ka_{\nu}$. Подставляя (8) в (2), получим выражение для фотогальванической константы β

$$\beta = (ecn_{\omega} / 15\pi \hbar \omega) \sum_{\nu=\pm 1} \chi_{\nu} (\delta / Pa_{\nu}) (10 + \nu) \Lambda(\bar{\epsilon}_{\nu}) U_1(\epsilon_{\nu}), \quad (9)$$

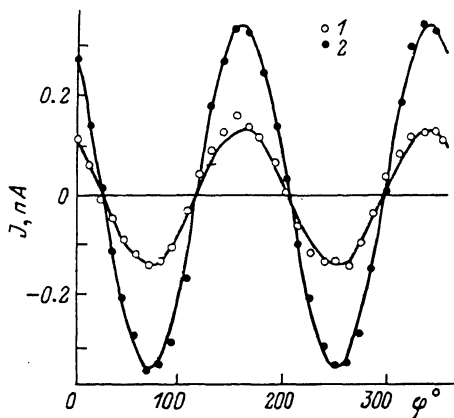
здесь $\Lambda(\bar{\epsilon}_{\nu})$ — длина свободного пробега электрона в пассивной области с энергией $\bar{\epsilon}_{\nu}$.

Изменение баллистического ФГЭ в магнитном поле B описывается обычным образом

$$\mathbf{j}(B) = \frac{\mathbf{j}(0) + \mathbf{j}(0) \times \mathbf{B} / B_1 + \mathbf{B} (\mathbf{B} \mathbf{j}(0)) / B_1^2}{1 + B^2 / B_1^2}, \quad (10)$$

где $\mathbf{j}(0)$ — ток в нулевом поле; B_1 — поле, при котором $\omega_c \tau_p = 1$; $\omega_c = eB / m_e c$ — циклотронная частота; $\tau_p = \Gamma_{1\mathbf{k}}^{-1}$ — время релаксации импульса электронов.

Измерения ФГЭ проводились на эпитаксиальном n -GaAs, выращенном методом газотранспортной эпитаксии на полуизолирующей подложке с ориентацией (110). Толщина эпитаксиального слоя 30 мкм, концентрация и подвижность электронов при 77 К соответственно $1.3 \times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и $1.2 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$. На поверхность образца прямоугольной формы вдоль сторон $[111]$ наносились контакты в виде полосок. Таким образом, фотогальванический ток регистрировался в направлении $[1\bar{1}2]$. Для исключения поверхностного фототока [13] и эффекта увлечения электронов фотонами свет был направлен по нормали к поверхности образца. В данной геометрии опыта в отсутствие магнитного поля проекция фотогальванического тока на $[1\bar{1}2]$, как следует из (1), зависит от направления поляризации света следующим образом:



$$J = J_0 \left(\frac{1}{\sqrt{3}} + \cos 2(\psi + \varphi_0) \right),$$

$$J_0 = \frac{2\sqrt{2} \pi \beta(\omega) l l}{(1 + n_\omega)^2 c \kappa}, \quad (11)$$

Рис. 1. Поляризационные зависимости ФГЭ.

Точки — эксперимент, сплошные линии — формула (12). Энергия кванта света $\hbar\omega$, эВ: 1 — 1.540, 2 — 1.560.

где $\varphi_0 = 27.3^\circ$; ψ — угол между плоскостью поляризации света и осью $[111]$; l — длина образца в направлении контактов $[111]$.

Источником света служил монохроматор ДФС-24 с лампой накаливания. Измерения проводились при температуре 4.2 К. Магнитное поле прикладывалось перпендикулярно поверхности образца. Для выделения ФГЭ на фоне паразитных токов, обусловленных неоднородностями образца, использовалась методика модуляции поляризации [14]. Устройство для управления состоянием поляризации света содержало поляризатор, электрооптический модулятор, четвертьволновую пластинку. Данная схема позволяла переключать поляризацию между двумя взаимно перпендикулярными линейными состояниями e и e' . Вращением $\lambda/4$ можно было изменять угол, под которым ориентированы эти состояния. Паразитная модуляция интенсивности не превышала $\sim 10^{-4}$, что позволяло надежно выделять сигнал ФГЭ. Переменная составляющая фотогальванического тока J на частоте модуляции измерялась синхронным детектором Unipan-232В с предварительным усилителем. Величина J представляла собой разность токов при перпендикулярных поляризациях, которая, согласно (11), зависит от угла φ между осью $[111]$ и бисектрисой угла, образуемого e и e' , следующим образом:

$$J(\varphi) = J_0 \sin 2(\varphi - \varphi_0). \quad (12)$$

Зависимость $J(\varphi)$ измерялась в каждой спектральной точке путем вращения $\lambda/4$. Из аппроксимации экспериментальной зависимости $J(\varphi)$ формулой (12) определялись амплитуда J_0 и фаза φ_0 тока ФГЭ. Управление установкой и обработка данных были автоматизированы [14].

3. Результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены измеренные поляризационные зависимости $J(\varphi)$, которые хорошо описываются рассчитанными по формуле (12) кривыми. Экспериментальный спектр амплитуды ФГЭ $J_0(\omega)$ показан

на рис. 2, а сплошной линией. Спектр содержит особенности в виде скачкообразного уменьшения ФГЭ на порогах испускания оптических фононов электронами, рожденными из зон тяжелых (eh) и легких (el) дырок. Экспериментальные положения порогов хорошо совпадают с расчетом. В пассивной области ($1.52 < \hbar\omega < 1.56$ эВ) на фоне плавного роста фототока, обусловленного увеличением длины свободного пробега при увеличении энергии электронов, наблюдаются дополнительный минимум вблизи $\hbar\omega = 1.55$ эВ и узкий пик при $\hbar\omega = 1.56$ эВ. Угол φ_0 , определенный из $J(\varphi)$ в каждой спектральной точке $\hbar\omega$, показан на рис. 2, б. Видно, что экспериментальные точки группируются вблизи теоретического значения $\varphi_0 = 27.3^\circ$, обозначенного штриховой линией. Отметим, однако, небольшие изменения φ_0 в зависимости от $\hbar\omega$, превышающие в 2—3 раза случайную ошибку. Причины этих изменений неясны.

Для выяснения вопроса о роли баллистического механизма в наблюдаемом ФГЭ мы провели измерения в магнитном поле. Магнитное поле поворачивает траектории баллистических электронов и соответственно фотогальванический ток j (формула (10)). Этот поворот должен приводить к изменению амплитуды J_0 и фазы φ_0 измеряемой проекции ФГЭ. Зависимости $J_0(B)$ и $\varphi_0(B)$, измеренные при различных $\hbar\omega$, показаны точками на рис. 3, а, б соответственно. Видно, что в магнитном поле

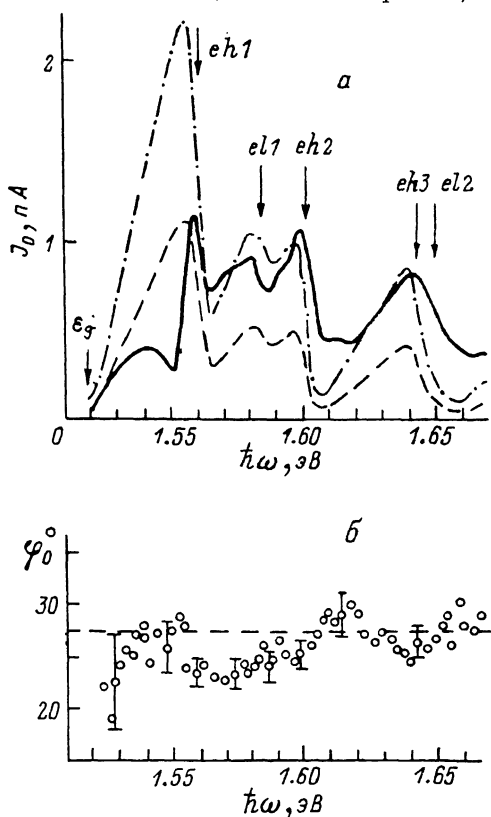


Рис. 2. Спектры амплитуды (а) и фазы (б) поляризационной зависимости ФГЭ в отсутствие магнитного поля.

$B \sim 300$ Гс происходит значительный поворот (на $\sim \pm 30^\circ$) вектора ФГЭ тока, а также уменьшение его амплитуды. Асимметрия функций $J_0(B)$ и $\varphi_0(B)$ обусловлена тем, что направление тока ФГЭ j при $B=0$ не совпадает с направлением $[1\bar{1}2]$, перпендикулярным контактам. Поэтому магнитное поле одного знака вызывает «поворот» тока ФГЭ к $[1\bar{1}2]$ и увеличение (в области малых B) проекции тока на это направление, а противоположного знака — уменьшение проекции вследствие поворота тока в сторону от $[1\bar{1}2]$.

Измеренные зависимости $J_0(B)$ и $\varphi_0(B)$ одновременно описывались теоретическими, полученными на основе формулы (10). При расчете учитывался вклад в ток электронов из зон тяжелых и легких дырок. Единым подгоночным параметром было время релаксации импульса τ_p . Видно, что расчетные зависимости (сплошные линии на рис. 3) хорошо описывают эксперимент, за исключением области $B > 200$ Гс, где проявляются систематические отклонения как в $\varphi_0(B)$, так и в $J_0(B)$. Поскольку при межзонных оптических переходах энергия баллистических фотоэлектронов ϵ задается частотой света $\hbar\omega$, из зависимостей ФГЭ от магнитного поля была определена зависимость $\tau_p(\epsilon)$, показанная точками на рис. 4. Сплошная линия на рис. 4 — теоретическая зависимость, рассчитанная с учетом рассеяния на заряженных примесях с концентрацией $N_i = 6 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$, нейтральных донорах с концентрацией $N_0 = 0.7 \times$

$\times 10^{14} \text{ см}^{-3}$ и деформационном потенциале акустических фононов с константой $\sigma = 7 \text{ эВ}$. Рассеяние импульса на поверхности не учитывалось. Отметим, что в отличие от [6] учет рассеяния электронов на нейтральных донорах улучшил согласие измеренной на данном образце зависимости $\tau_p(\varepsilon)$ с теорией. Значения N_i и N_0 выбирались из условия наилучшего

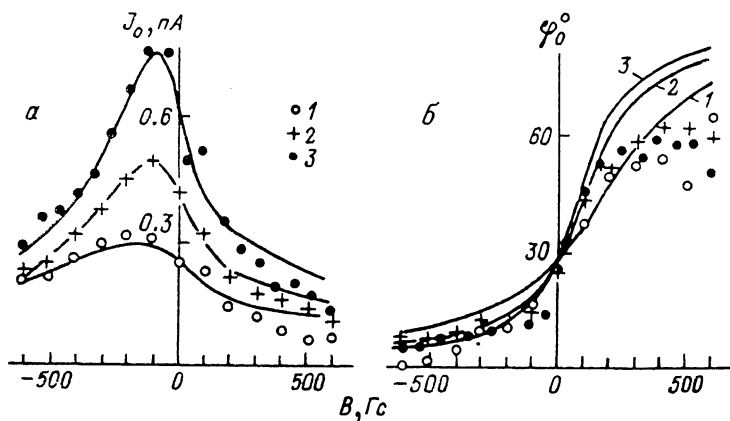
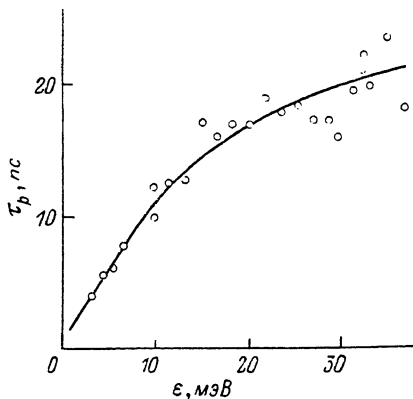


Рис. 3. Зависимости амплитуды J_0 (а) и фазы φ_0 (б) от магнитного поля в различных спектральных точках.

$\hbar\omega$, эВ: 1 — 1.530, 2 — 1.538, 3 — 1.555. Точки — эксперимент, сплошные линии — теория.

соответствия теории и эксперимента и по порядку величины соответствуют данным, полученным при измерении эффекта Холла и проводимости на равновесных электронах. Вблизи вершины ПО τ_p достигает 20 пс, что соответствует подвижности баллистических электронов $0.5 \times 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$. Это на два порядка превышает подвижность термализованных электронов при $T = 4.2 \text{ К}$.



Используя измеренную зависимость $\tau_p(\varepsilon)$, мы рассчитали теоретический спектр ФГЭ. Пороги испускания оптических фононов были феноменологически уширены с параметром $\Gamma = 3 \text{ мэВ}$. Результаты расчета показаны

Рис. 4. Зависимость времени релаксации импульса τ_p от энергии электронов.

Точки — эксперимент, сплошная линия — теория.

на рис. 2, а, откуда видно, что пороги испускания фононов, общий характер теоретического и измеренного спектров совпадают. Наряду с этим видны и различия. При подгонке амплитуды теоретического спектра таким образом, чтобы обеспечить совпадение с экспериментом в области энергий фотоэлектронов $0 < \varepsilon < \leq 10 \text{ мэВ}$, получается приблизительное совпадение величины максимума при $\hbar\omega = 1.56 \text{ эВ}$ (штриховая линия на рис. 2, а). Сравнение измеренной величины ФГЭ с теорией позволило оценить фотогальваническую постоянную $\beta(\omega) \approx 10^{-2} \text{ А/Вт}$ при $\hbar\omega = 1.56 \text{ эВ}$ и константу δ , характеризующую асимметрию гамильтониана Кейна в GaAs $\delta \approx 0.1m_0$, m_0 — масса электрона. В активной области $\hbar\omega > 1.56 \text{ эВ}$ экспериментальный ток превышает расчетный. Если выбрать нормировку из условия совпадения спектров в активной области (штрихпунктирная линия), то величина эффекта в ПО оказывается существенно меньше расчетной. Кроме того, теория плохо описывает форму экспериментального спектра в ПО. Для выяс-

нения причины наблюдаемых отличий необходимы дополнительные исследования.

Таким образом, в данной работе теоретически и экспериментально изучены зависимости ФГЭ в арсениде галлия от поляризации и частоты света, а также от магнитного поля. Поляризационная зависимость, основные особенности спектра, изменение ФГЭ в поперечном магнитном поле удовлетворительно описываются теорией баллистического ФГЭ. Примененный в данной работе метод определения энергетической зависимости времени релаксации импульса по спектрам ФГЭ в магнитном поле перспективен, по нашему мнению, для исследования механизмов рассеяния носителей заряда в кристаллах.

Авторы выражают благодарность Е. Л. Ивченко и М. В. Энтину за полезное обсуждение результатов работы.

Л и т е р а т у р а

- [1] *Белиничер В. И., Стурман Б. И.* УФН, 1980, т. 130, № 3, с. 415—458.
- [2] *Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е.* Проблемы современной физики. Л.: Наука, 1980, с. 275—293.
- [3] *Андрианов А. В., Ивченко Е. Л., Пикус Г. Е.* и др. ЖЭТФ, 1981, т. 81, № 6, с. 2080—2094.
- [4] *Аверкиев Н. С., Аснин В. М., Бакун А. А.* и др. ФТП, 1984, т. 18, № 4, с. 639—654.
- [5] *Попов Б. Н., Фридкин В. М.* ДАН СССР, 1981, т. 256, № 1, с. 63—65; *Леванюк А. П., Погосян А. Р., Уюкин Е. М.* ДАН СССР, 1981, т. 256, № 1, с. 60—63.
- [6] *Альперович В. Л., Белиничер В. И., Гусев Г. М.* Письма ЖЭТФ, 1981, т. 34, № 8, с. 437—440.
- [7] *Альперович В. Л., Мощенко С. П., Терехов А. С.* ФТТ, 1983, т. 25, № 9, с. 2780—2782.
- [8] *Белиничер В. И., Новиков В. Н.* Препринт № 153 ИАЭ СО АН СССР, Новосибирск, 1981. 21 с.
- [9] *Belinicher V. I., Novikov V. N.* Phys. St. Sol. (b), 1981, vol. 107, N 1, p. 61—68.
- [10] *Белиничер В. И., Ивченко Е. Л., Стурман Б. И.* ЖЭТФ, 1982, т. 83, № 2, с. 649—661.
- [11] *Ивченко Е. Л., Лянда-Геллер Ю. Б., Пикус Г. Е., Расулов Р. Я.* ФТП, 1984, т. 18, № 1, с. 93—101.
- [12] *Дымников В. Д., Дьяконов М. И., Перель В. И.* ЖЭТФ, 1976, т. 71, № 6, с. 2373—2380.
- [13] *Альперович В. Л., Белиничер В. И., Новиков В. Н., Терехов А. С.* ЖЭТФ, 1981, т. 80, № 6, с. 2998—3011.
- [14] *Альперович В. Л., Минаев А. О., Мощенко С. П., Терехов А. С.* ПТЭ, 1988, N 4.

Институт физики полупроводников
СО АН СССР
Новосибирск

Поступило в Редакцию
9 июня 1988 г.