

ПОЛЯРИЗАЦИОННО-ЗАВИСИМАЯ БАЛЛИСТИЧЕСКАЯ ФОТОЭДС В СТРУКТУРЕ МЕТАЛЛ-ПРОВОДНИК

*В.Л.Альперович, В.И.Белиничер, А.В.Браславец,
А.В.Ефанов, С.П.Мощенко, А.С.Терехов, М.В.Энтин*

Обнаружено, что баллистическая фотоздс в арсениде галлия, обусловленная взаимодействием фотоэлектронов с границей металл – полупроводник, содержит поляризационно-зависимую компоненту, связанную с гофрировкой валентной зоны.

В работе¹ установлено, что при гелиевых температурах фотоздс в структурах арсенид галлия – металл обусловлена, в основном, потоком баллистических фотоэлектронов в объем полупроводника (баллистическая ЭДС Дембера) и в металл (поверхностная фотоздс). В данной работе экспериментально и теоретически показано, что при нормальном падении света на кубический кристалл эти баллистические фотоэффекты содержат поляризационно-зависимые компоненты, обусловленные анизотропией волновых функций и законов дисперсии валентной зоны.

Спектры фотоздс (ФЭ) измерялись на структурах Al – (n-GaAs) – (n⁺-GaAs) по методике, описанной ранее¹. Модуляция поляризации света в при измерении поляризационно-зависимой компоненты фотоздс (ПЗФЭ) осуществлялась электрооптическим модулятором. Паразитная модуляция интенсивности при модуляции поляризации не превышала 3·10⁻⁴.

Спектры ФЭ и ПЗФЭ, измеренные в образце с ориентацией (110), показаны на рис. 1. Осцилляции в спектрах при $\hbar\omega > \epsilon_g$ – ширины запрещенной зоны, обусловлены ступенчатой термализацией электронов с испусканием оптических (*LO*) фононов при $\hbar\omega \approx 1,56$ и 1,60 эВ. Структура в области $\hbar\omega \lesssim \epsilon_g$ обусловлена, по-видимому, эффектами пространственной дисперсии на экситонах². На рис. 2 показаны спектры ФЭ и ПЗФЭ, соответствующие пассивной области (ПО)¹ и первому порогу испускания *LO*-фононов, измеренные в различных магнитных полях *H*. При увеличении *H* от 0 до ~ 200 Э изменения в спектре ФЭ обусловлены уменьшением баллистической ЭДС Дембера. В полях *H* > 200 Э ФЭ слабо зависит от *H* и обусловлена вентильной фотоздс и осциллирующей поверхностью фотоздс. Такое поведение спектров ФЭ в магнитном поле соответствует результатам работы¹. Из рис. 2 видно, что спектр ПЗФЭ также содержит компоненту, изменяющуюся вдвое в слабом поле $H \approx 50$ Э. При $H > 100$ Э изменения в спектре ПЗФЭ относительно невелики. Мы полагаем, что часть ПЗФЭ, сильно зависящая от магнитного поля (этота часть, полученная вычитанием спектров ПЗФЭ при $H = 0$ и $H = 100$ Э, показана на рис. 2 штриховой линией).

¹⁾ Пассивная область соответствует энергии электронов $0 < \epsilon < \hbar\Omega_{LO}$ над дном зоны проводимости.

обусловлена баллистической ЭДС Дембера³, а слабо зависящая от H – баллистической поверхностной фотоэдс.

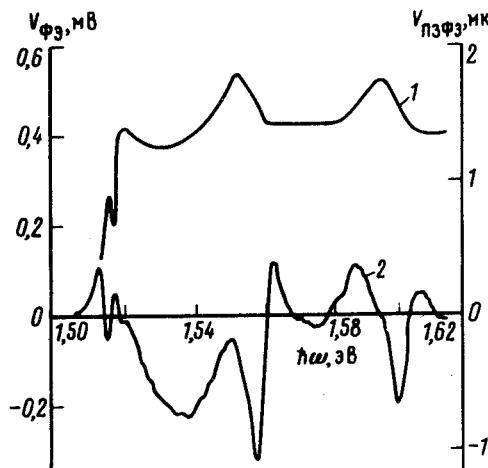


Рис. 1. Спектры ФЭ (кривая 1) и ПЗФЭ (2) при $T = 4,2$ К. Толщина эпитаксиального слоя n -GaAs $d = 22$ мкм, концентрация $n_{\text{тт}} \sim 10^{14}$ см $^{-3}$, подвижность $\mu_{\text{тт}} \sim 10^5$ см 2 /В·с

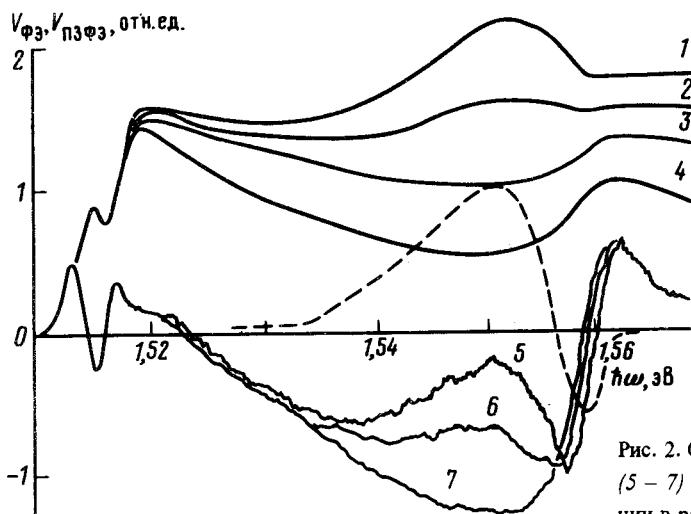


Рис. 2. Спектры ФЭ (кривые 1 – 4) и ПЗФЭ (5 – 7) в области первой фононной осцилляции в различных магнитных полях H . Э: 1 – 0; 2 – 95; 3 – 175; 4 – 700, 5 – 0; 6 – 40; 7 – 100

При нормальном падении света на плоскость (110) поляризационная зависимость баллистических ЭДС Дембера и поверхностной фотоэдс возникает при учете гофрировки валентной зоны в вероятности фотогорождения W_p . Нормальная компонента объемного фотогальванического тока⁴, обусловленного нецентросимметричностью GaAs, в этой геометрии отсутствует. Поэтому феноменологическое выражение для нормальной компоненты фототока, определяющей оба типа фотоэдс, может быть записано в виде

$$j_n = (jn) = T_{klmn} n_k n_l e_m e_n, \quad (1)$$

где T_{klmn} – тензор, имеющий в кубическом кристалле три независимые компоненты, n – вектор нормали. Решая кинетическое уравнение с W_p , учитывающей эффекты гофрировки, получаем следующее выражение для баллистической ЭДС Дембера:

$$V = \frac{eI}{4\sigma\omega} \sum_{\nu} \frac{\kappa_{\nu}}{\kappa} \Lambda_p (\epsilon_{\nu}) \left\{ (1,7 + 0,1\nu) - \right.$$

$$= 1,5 \cdot 10^{-2} \beta \left[\nu + 0,1 N \mu_\nu \left(1,5 + \frac{\epsilon_\nu}{\Lambda_p} \frac{\partial \Lambda_p}{\partial \epsilon_\nu} \right) \cos 2\varphi \right], \quad (2)$$

где I – интенсивность света, σ – проводимость, φ – угол между e и направлением [001], $\epsilon_\nu = (\omega - \epsilon_g) \mu_\nu / m_e$ – кинетическая энергия электрона, рожденного в канале ν ($\nu = -1$ – из зоны легких дырок, $\nu = 1$ – из зоны тяжелых дырок), μ_ν – приведенная масса электрона и дырки, $\Lambda_p(\epsilon_\nu)$ – длина свободного пробега электрона по импульсу, κ_ν – парциальный коэффициент поглощения в канале ν , $\kappa = \kappa_+ + \kappa_-$, $\beta = 3 [N^2 - (L - M)^2] / 2(L - M)^2$ – параметр гофрировки, выраженный через стандартные параметры M , L , N валентной зоны. Выражение (2) получено в модели с упругим изотропным объемным рассеянием, идеально проницаемыми для электронов границами n -GaAs с металлом и с n^+ -подложкой, при толщине слоя n -GaAs $d \gg \Lambda_p$. В такой модели, как видно из (2), ЭДС Дембера пропорциональна Λ_p , что отражает ее баллистическую природу. Причина поляризационной зависимости ЭДС Дембера состоит в том, что при изменении направления поляризации e , меняется соотношение числа электронов, рождающихся с направлением импульса вдоль и перпендикулярно поверхности. Благодаря этому от e зависит соотношение числа электронов, эмиттированных в металл и ушедших в объем n -слоя и, как следствие, баллистическая ЭДС Дембера и поверхностная фотоэдс. Приведенная модель позволяет объяснить следующие результаты. Измеренная поляризационная зависимость $V_{\text{ПЗФЭ}} \sim \cos 2\varphi$. Для образца с ориентацией (100) ПЗФЭ отсутствует, в согласии с (1). Величина отношения ПЗФЭ к ФЭ составляет $\sim 3 \cdot 10^{-3}$, что согласуется с теоретической оценкой. Теория предсказывает знак и порядок величины узкого отрицательного пика в спектре поляризационно-зависимой ЭДС Дембера (штриховая линия на рис. 2). Этот пик связан с падением Λ_p на пороге испускания LO-фона и производной $\partial \Lambda_p / \partial \epsilon_\nu$ в (2). Неясным остается отсутствие в измеренном спектре ПЗФЭ вклада электронов из легкого канала. Следует отметить, что в наблюдаемую ПЗФЭ могут давать вклад, наряду с баллистической ЭДС Дембера, баллистические эффекты другой микроскопической природы, в частности, эффект увлечения (ЭУ) электронов фотонами⁵. В нашей геометрии поляризационные свойства ЭДС Дембера и ЭУ совпадают, но второй эффект меньше первого по параметру $q/k \sim 0,1$, где k – импульс электрона на вершине ПО, q – импульс фотона.

Авторы выражают благодарность В.И.Перелю, Д.Н.Мирлину и В.Ф.Сапеге за полезные обсуждения.

Литература

1. Альперович В.Л., Мощенко С.П., Терехов А.С. ФТТ, 1984, 26, 3532.
2. Агронович В.М., Гинзбург В.Л. "Кристаллооптика с учетом пространственной дисперсии и теория экспонент", М., 1979.
3. Альперович В.Л., Мощенко С.П., Терехов А.С. ФТТ, 1983, 25, 2780.
4. Белиничер В.И., Стурман Б.И. УФН, 1980, 130, 415.
5. Рывкин С.М., Ярошенский И.Д. "Проблемы современной физики", Л., 1980, с. 173.