

## БАЛЛИСТИЧЕСКИЙ ПЕРЕНОС ЭЛЕКТРОНОВ ЧЕРЕЗ ЭПИТАКСИАЛЬНЫЕ СЛОИ GaAs В ЭФФЕКТЕ МАГНИТОИНДУЦИРОВАННОГО ПОВЕРХНОСТНОГО ФОТОТОКА

В.Л.Альперович, А.О.Минаев, А.С.Терехов

Обнаружена немонотонная зависимость магнитоиндуцированного поверхностного фототока от магнитного поля, свидетельствующая о переносе баллистических фотоэлектронов через толстый ( $d \sim 10$  мкм) эпитаксиальный слой  $n$ -GaAs и их рассеянии на границе с подложкой. Коэффициенты диффузности рассеяния электронов с энергией 30 мэВ на свободной поверхности эпитаксиального слоя  $P_1 \approx 0,2$ , на границе слой–подложка  $P_2 \approx 0,7$ .

Баллистические фототоки (БФТ), возникающие на этапе свободного движения фотоэлектронов от момента рождения светом до рассеяния по импульсу, позволяют исследовать баллистический перенос не только в субмикронных, но и в обычных макроструктурах. Особый интерес представляет изучение с помощью БФТ рассеяния на границах раздела в слоистых полупроводниковых структурах. В данной работе сообщается об обнаружении нового механизма БФТ, обусловленного оптическим выстраиванием<sup>1</sup> и диффузным рассеянием фотоэлектронов на границах эпитаксиального слоя<sup>2–4</sup>. Экспериментально показано, что при длине свободного пробега по импульсу  $\Lambda_p \gg d$ , фотоэлектроны пересекают слой в баллистическом режиме и теряют импульс на границе раздела с подложкой. Сравнение с расчетом позволило оценить коэффициент диффузности на границе  $n$ -GaAs – полужолирующая подложка.

БФТ вдоль поверхности измерялся при нормальном падении света, в тангенциальном магнитном поле  $\mathbf{B}$ , поворачивающем траектории оптически выстроенных электронов. При этом диффузное рассеяние на границах слоя приводит к асимметрии функции распределения и соответствующему фототоку. Направление оптического выстраивания задается вектором поляризации света  $\mathbf{e}$ , поэтому фототок является поляризационно-зависимым<sup>4</sup>:

$$\mathbf{j} \sim \mathbf{e}(\mathbf{e}[\mathbf{B} \times \mathbf{n}]), \quad (1)$$

где  $\mathbf{n}$  – вектор нормали к поверхности. Близкий по природе БФТ, но без магнитного поля и при наклонном падении света, исследовался в работах<sup>2,3</sup>. Следует отметить, что для возникновения обнаруженного здесь фототока вдоль слоя достаточно диффузного рассеяния импульса без потери энергии на границах (или одной из границ) слоя, в то время как для магнитоиндуцированного фототока поперек слоя<sup>5</sup> необходима термализация фотоэлектронов на границе.

Эксперимент проводился при температуре 4,2 К на эпитаксиальных слоях  $n$ -GaAs толщиной  $7 \div 100$  мкм с подвижностью  $\mu \approx 3 \cdot 10^4 \div 1,3 \cdot 10^5$  см<sup>2</sup>/В·с и концентрацией  $n \approx 1 \cdot 10^{14} \div 2 \cdot 10^{15}$  см<sup>-3</sup> при 77 К, выращенных на полужолирующих подложках. Поляризация света, падающего на образец с омическими контактами, модулировалась между двумя ортогональными состояниями. Конструкция установки описана в<sup>6</sup>. Измерялся фототок  $\mathbf{j}$  на частоте модуляции поляризации, возникавший при приложении магнитного поля параллельно поверхности. Для исключения влияния фотомагнитного эффекта Кикоина–Носкова использовалась геометрия  $\mathbf{j} \parallel \mathbf{B}$ . Измеренная зависимость фототока от угла между векторами  $\mathbf{e}$  и  $\mathbf{B}$  хорошо описывалась формулой (1) во всех исследованных образцах.

На рис. 1 показана зависимость фототока от магнитного поля, измеренная в образце 1 толщиной  $d = 36$  мкм,  $\mu = 3 \cdot 10^4$  см<sup>2</sup>/В·с для энергий фотонов  $\hbar\omega = 1,552$  и  $1,571$  эВ, что соответствует начальной энергии электронов, рожденных с тяжелой дыркой,  $\epsilon = 30$  и  $47$  мэВ. При  $\epsilon = 47$  мэВ  $> \hbar\Omega_{LO} = 37$  мэВ происходит испускание оптического LO-фонона, поэтому в токе доминируют электроны, рожденные с легкой дыркой. Смена знака эффекта обусловлена тем, что направления преимущественного вылета электронов из тяжелого и легкого каналов вза-

имно ортогональны <sup>1</sup>.

На рис. 2 показана зависимость  $j(B)$  в наиболее интересном случае  $\Lambda_p > d$  (образец 2,  $d = 12$  мкм,  $\mu = 8 \cdot 10^4$  см<sup>2</sup>/В·с,  $\Lambda_p = 18$  мкм при  $\epsilon = 30$  эВ). Видно, что в области малых полей фототок меняет знак. Мы полагаем, что это обусловлено рассеянием баллистических электронов на границе пленка-подложка, которое создает вклад в ток противоположного знака. Этот вклад преобладает в малых полях, если  $\Lambda_p \gg d$  и  $P_2 > P_1$ . При больших  $B$ , когда циклотронный радиус  $r_c < d/2$ , задняя граница становится недостижимой для баллистических

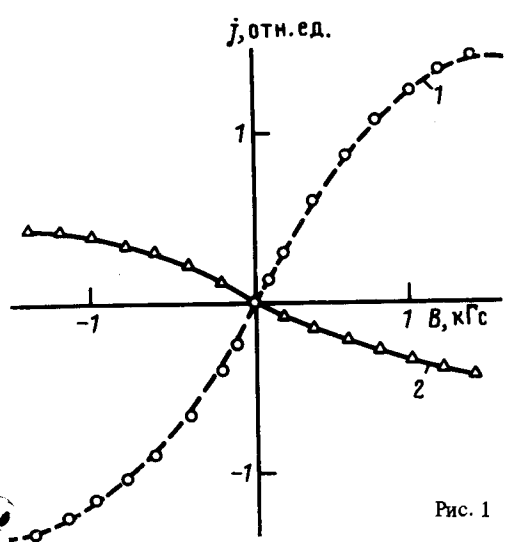


Рис. 1

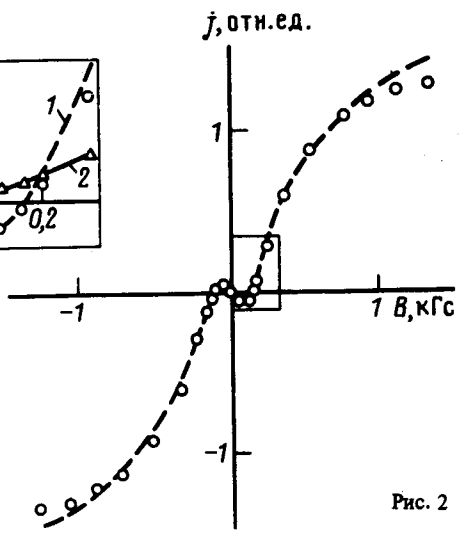


Рис. 2

Рис. 1. Зависимость  $j(B)$  в образце 1 при  $\hbar\omega = 1,552$  эВ (1) и  $1,571$  эВ (2). Сплошная линия проведена через экспериментальные точки, штриховая – расчет ( $\Lambda_p = 7$  мкм)

Рис. 2. Зависимость  $j(B)$  в образце 2 при  $\hbar\omega = 1,552$  эВ. Штриховая линия – расчет. На вставке показаны зависимости  $j(B)$  в области малых  $B$  для  $\hbar\omega = 1,552$  эВ (1) и  $1,540$  эВ (2)

ких фотоэлектронов. При этом остается только вклад от рассеяния на передней границе, возрастающий вплоть до значительно больших полей, соответствующих  $r_c \sim \alpha^{-1}$ , где  $\alpha^{-1} \approx 1$  мкм – глубина поглощения света. В случае возбуждения фотоэлектронов с меньшей энергией  $\epsilon = 19$  эВ ( $\hbar\omega = 1,540$  эВ), соответствующее уменьшение длины пробега <sup>2</sup> ( $\Lambda_p = 9$  мкм) также приводит к подавлению вклада рассеяния на задней границе (вставка на рис. 2).

Приведенные качественные объяснения были подтверждены численным расчетом фототока в фуксовской модели рассеяния на обеих границах. При этом коэффициенты диффузности  $P_1$  и  $P_2$  были подгоночными параметрами. Величина  $\Lambda_p(\epsilon)$  рассчитывалась с учетом рассеяния электронов на заряженных примесях и деформационном потенциале акустических фононов <sup>2</sup>. Концентрация примесей определялась по подвижности  $\mu$ . Результаты приведены на рис. 1, 2. Наилучшее совпадение с экспериментом соответствует  $P_1 \approx 0,2$  и  $P_2 \approx 0,7$  при  $\epsilon = 30$  мэВ. Качественное соответствие эксперимента расчету (немонотонная зависимость от  $B$  при  $\Lambda_p \gg d$ , насыщение при больших  $B$ ) наблюдалось во всех исследованных образцах. В некоторых образцах, однако, зависимость  $j(B)$  не удалось количественно описать расчетом. Возможной причиной расхождений является влияние электрического поля, обусловленного зарядом поверхности и границы раздела пленка-подложка.

Авторы благодарны Ю.Б.Болховитянову, Н.С.Рудой, В.М.Залетину и А.И.Торопову за предоставление образцов, а также В.И.Белиничеру, З.Д.Квону и М.В.Энтину за полезное обсуждение результатов работы.

## Литература

1. Захарченя Б.П. и др. УФН, 1982, 136, 459.
2. Магарилл Л.И., Энтин М.В. ФТТ, 1979, 21, 1280.
3. Альперович В.Л. и др. Письма в ЖЭТФ, 1981, 34, 437.
4. Белиничер В.И., Новиков В.Н. ФТП, 1981, 15, 1957.
5. Альперович В.Л. и др. Письма в ЖЭТФ, 1989, 49, 19.
6. Альперович В.Л. и др. ПТЭ, 1988, № 4, 172.

Институт физики полупроводников  
Сибирское отделение Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
14 апреля 1989 г.