

ДЛИНА СВОБОДНОГО ПРОБЕГА И ДИФФУЗНОСТЬ ПОВЕРХНОСТНОГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В GaAs

*В.Л.Альперович, В.И.Белиничер, Г.М.Гусев,
В.Н.Новиков, А.С.Терехов*

Измерение спектров поверхностного фототока в магнитном поле позволило впервые определить зависимости длины свободного пробега и диффузности поверхностного рассеяния электронов от энергии.

Поверхностный фототок (ПФТ), обнаруженный в [1] для межзонных переходов в GaAs, обусловлен анизотропией распределения по импульсам фоторожденных электронов и их частично диффузным рассеянием на поверхности. Величина ПФТ пропорциональна произведению длины свободного пробега электронов по импульсу в объеме полупроводника L на коэффициент диффузности R . Полученные в данной работе зависимости ПФТ от магнитного поля позволили экспериментально разделить

вклады в эффект от объемного и поверхностного рассеяния и независимо определить энергетические зависимости как длины свободного пробега, так и диффузности поверхностного рассеяния электронов.

В магнитном поле \mathbf{H} происходит поворот анизотропной части функции распределения электронов по импульсам [2, 3], что приводит к изменению ПФТ. В геометрии, когда нормаль к поверхности имеет компоненты $(0, 0, 1)$, вектор линейной поляризации света $(0, e_y, e_z)$, а магнитное поле $(0, 0, H)$ электронный вклад в ПФТ в пассивной зоне равен

$$J_y + iJ_x = e_y e_z P \frac{eI}{\hbar\omega\kappa} \left[\kappa_T \Lambda_T f\left(\frac{\kappa_T \Lambda_T}{1 + i\omega_T \tau_T}\right) - \kappa_L \Lambda_L f\left(\frac{\kappa_L \Lambda_L}{1 + i\omega_L \tau_L}\right) \right] \quad (1)$$

$$f(x^{-1}) = \frac{1}{8} \left[12x^2(1-x^2) \ln \frac{1+x}{x} + 3 - 8x - 6x^2 + 12x^3 \right].$$

Здесь e – заряд электрона, I, ω, c – интенсивность, частота и скорость света, $\Lambda_{L,T}, \omega_{L,T} = \frac{eH}{m_{L,T}c}$, $m_{L,T}, \tau_{L,T} = \Lambda_{L,T}/v_{L,T}$, $v_{L,T}$ – длина сво-

бодного пробега, циклотронная частота, масса, время столкновений, и скорость электронов рожденных вместе с легкой и тяжелой дыркой светом с частотой ω , соответственно, $\kappa_{L,T}$ – парциальные коэффициенты поглощения света, $\kappa = \kappa_L + \kappa_T$. Формула (1) получена в τ -приближении и при $H = 0$ совпадает с электронным вкладом в ПФТ, полученным в работе [1]. Вклад дырок в ПФТ мал при концентрации заряженных примесей $N < 10^{15}$ из-за эффективной потери импульса дырками при испускании акустических фононов, и мы его не учитываем. При $\kappa\Lambda \gg 1$ включение магнитного поля приводит к уменьшению ПФТ вдоль оси y на фактор

$$J_y/J_y^0 = \left(\frac{\kappa_T \Lambda_T}{1 + \omega_T^2 \tau_T^2} - \frac{\kappa_L \Lambda_L}{1 + \omega_L^2 \tau_L^2} \right) / (\kappa_T \Lambda_T - \kappa_L \Lambda_L). \quad (2)$$

ПФТ измерялся при $T = 4,2$ К в эпитаксиальном слое GaAs толщиной 190 мкм, выращенном на полуизолирующей подложке с ориентацией (111). Подвижность электронов в слое составляла $\sim 10^5$ см²/В·сек, а их концентрация $1,5 \cdot 10^{14}$ см⁻³. ПФТ выделялся из общего сигнала по поляризационной зависимости [1]. Магнитное поле прикладывалось перпендикулярно поверхности.

На рис. 1 показана зависимость ЭДС, обусловленной ПФТ ($V_{\text{ПФТ}}$) от магнитного поля для двух различных энергий фотонов $\hbar\omega$, соответствующих энергии фотовозбужденных электронов $\epsilon < \hbar\Omega_{LO}$, где $\hbar\Omega_{LO} = 36,7$ мэВ – энергия продольного оптического фонона (пассивная зона). Видно, что в магнитном поле ПФТ уменьшается. Зависимость поля $H_{1/2}$, в котором ПФТ уменьшается вдвое от $\hbar\omega$, показана на рис. 2. Кривая 1 – теоретическая зависимость $H_{1/2}(\omega)$, рассчитанная по формуле (2) с учетом рассеяния электронов на заряженных примесях с концентрацией $N = 3 \cdot 10^{14}$ см⁻³ и на деформационном потенциале акустических фононов с константой $\sigma = 7$ эВ. При вычислении вероятностей рассеяния использовались значения констант, приведенные в [1]. Величина N выбиралась из условия наилучшего соответствия теории и

эксперимента. При расчете учитывался вклад в ПФТ электронов, рожденных из зон тяжелых и легких дырок. Зависимость длины свободного пробега от энергии, рассчитанная с определенной таким образом концентрацией примесей, показана на рис. 3. Вблизи вершины пассивной зоны Λ достигает ≈ 20 мкм, что превышает длину пробега термализованных электронов при гелиевой температуре на три – четыре порядка. В данном образце доминирующим механизмом релаксации импульса электронов при $\epsilon < \hbar\Omega_{LO}$ является рассеяние на заряженных примесях, поскольку испускание акустических фононов уменьшает Λ не более, чем на 30%.

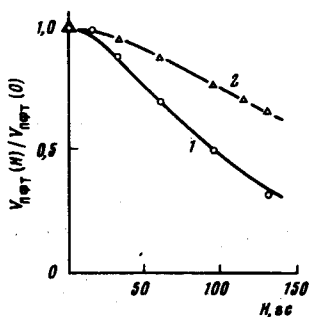


Рис. 1. Зависимость ПФТ от H при $\hbar\omega = 1,535$ эВ (1) и $1,547$ эВ (2), что соответствует кинетической энергии электронов, рожденных из зоны тяжелых дырок, 16 и 28 мэВ, соответственно

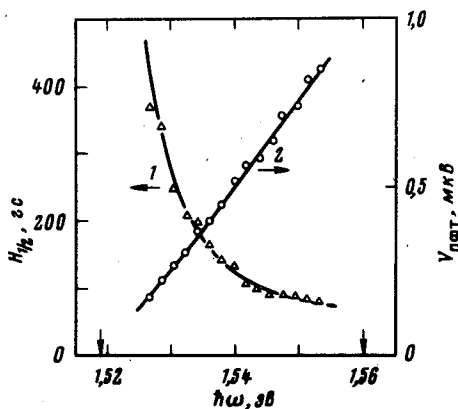


Рис. 2

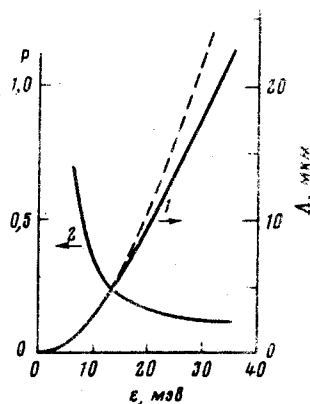


Рис. 3

Рис. 2. Спектральные зависимости поля $H_{1/2}$ (1) и ПФТ (2). Сплошные линии – теория (см. текст). Стрелками на оси абсцисс показаны ширина запрещенной зоны $\hbar\omega_g = 1,519$ эВ и порог испускания оптических фононов электронами из тяжелого канала $\hbar\omega_{\Pi} = 1,560$ эВ

Рис. 3. Зависимости $\Lambda(\epsilon)$ (кривая 1) и $P(\epsilon)$ (кривая 2), определенные из сопоставления эксперимента и теории. Штриховая линия – $\Lambda(\epsilon)$ без учета рассеяния на акустических фононах

Теоретическая оценка длины свободного пробега $\Lambda = 1/N_D \sigma_D$ при рассеянии электронов на мелких нейтральных донорах с концентрацией $N_D \approx 10^{14} \text{ см}^{-3}$ (σ_D — полное сечение рассеяния электрона на донорах) показывает, что этот процесс должен давать существенный вклад в релаксацию импульса электронов. Попытка учесть этот механизм привела к существенному ухудшению согласия с экспериментом. Причина расхождения вероятно связана с тем, что неупругое рассеяние электронов с энергией $\epsilon \gg \epsilon_D$ (ϵ_D — энергия ионизации донора) слабо изотропизует распределение электронов по импульсам.

Экспериментальный спектр ПФТ в пассивной зоне показан кружками на рис. 2. В [1] при теоретическом описании $V_{\text{пфт}}(\omega)$ использовался независящий от энергии коэффициент диффузности P . Определение функции $\Lambda(\epsilon)$ из эксперимента с магнитным полем позволило определить зависимость $P(\epsilon)$ из сопоставления спектра ПФТ с теорией. Кривая 2 на рис. 2 рассчитана для $P(\epsilon)$ вида

$$P(\epsilon) = P_0 + P_1/\epsilon^2, \quad (3)$$

где $P_0 = 0,1$ и $P_1 = 25 \text{ мэВ}^2$ определялись методом наименьших квадратов. Член P_1/ϵ^2 соответствует рассеянию на поверхностных заряженных центрах с концентрацией $N_s = 1,7 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Введение этого члена уменьшило среднеквадратичное отклонение на два порядка по сравнению с $P = \text{const}$. Микроскопическая природа независящего от ϵ члена P_0 не ясна. Возможно, что его происхождение обусловлено рассеянием электронов на геометрических неровностях поверхности и нейтральных поверхностных дефектах.

Институт физики полупроводников
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
13 августа 1981 г.

Институт автоматки и электрометрии
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Литература

- [1] Альперович В.Л., Белничер В.И., Новиков В.Н., Терехов А.С. Письма в ЖЭТФ, 31, 1980, 581; ЖЭТФ, 80, 1981, 2998.
- [2] Мирлин Д.Н., Никитин Л.П., Решина И.И., Сапег В.Ф. Письма в ЖЭТФ, 30, 1979, 419.
- [3] Дымников В.Д. ЖЭТФ, 77, 1979, 1107.