

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ ХОЛЛА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ ПРИ ВНУТРИЗОННОМ ПОГЛОЩЕНИИ СВЕТА

А.Д.Гладун, А.Д.Малов, В.И.Рыжий

Рассмотрен малоинерционный фотоэлектрический эффект Холла в полупроводниках, обусловленный динамическим воздействием света на рассеяние носителей. Показано, что в достаточно сильных магнитных полях динамический эффект превосходит эффект разогрева.

Воздействие света на проводимость полупроводников при внутризонных переходах носителей тока может быть, как известно, обусловлено двумя причинами: во-первых, изменением средней энергии носителей (разогревом) и, во-вторых, динамическим влиянием светового поля на их рассеяние. Наиболее существенным различием внешнего проявления указанных механизмов является большой разрыв во временах, характеризующих их инерционность. Так разогревному механизму соответствует время запаздывания порядка времени энергетической релаксации носителей, а динамическому – порядка времени релаксации импульса. В этом смысле динамический механизм обладает заметным преимуществом. Однако, обычно относительная величина динамического эффекта довольно мала. В настоящем сообщении мы хотим обратить внимание на возможность существования фотоэлектрического эффекта Холла при внутризонных переходах носителей, связанного с динамическим воздействием света на рассеяние. Как показано ниже, рассматриваемый эффект оказывается сильнее соответствующего разогревного. Причина этого обусловлена тем интересным обстоятельством, что в сильных магнитных полях ($\omega_c \tau \gg 1$, где ω_c – циклотронная частота, τ – время релаксации импульса) постоянная Холла в первом приближении по рассеянию не зависит от подвижности носителей тока поперек магнитного поля, в то время как динамический эффект возникает уже в первом порядке. Таким образом чувствительность постоянной Холла к разогреву характеризуется величиной порядка $(\omega_c \tau)^{-2}$, а вклад динамического механизма в эту постоянную характеризуется величиной порядка $(\omega_c \tau)^{-1}$.

Рассмотрим электронный полупроводник помещенный в сильное магнитное поле. Будем считать, что

$$\Omega, \omega_c \gg \tau^{-1}. \quad (1)$$

Здесь Ω – частота света, который для простоты предполагается монохроматическим. Тогда для поправки к холловскому току, связанной с квазиупругим рассеянием электронов на примесях и акустических фоновых, можно записать [1]

$$\Delta j_y = \frac{2\pi e L^2}{\hbar} \sum_{\mu, \nu, q} \frac{1}{2} q_x [f(\epsilon_\mu) - f(\epsilon_\nu)] \sum_{l=-\infty}^{\infty} G_l(\xi) \times \quad (2)$$

$$\times |U_q|^2 | \langle \mu | e^{iqr} | \nu \rangle |^2 \delta(\epsilon_\mu - \epsilon_\nu + l\hbar\Omega - eEL^2q_y),$$

где U_q – матричные элементы потенциала рассеяния, $f(\epsilon_\mu)$ – диагональные элементы матрицы плотности электронов в представлении Ландау ($\mu = (N, k_y, k_z)$), $\epsilon_\mu = \epsilon(k_z) + (N + 1/2)\hbar\omega_c$, $L = (c\hbar/eH)^{1/2}$ – магнитный радиус. Ось z направлена вдоль магнитного поля, а ось x – вдоль тянущего электрического поля. Величины $G_l(\xi)$, описывающие влияние света на рассеяние, вообще говоря, нелинейно зависят от интенсивности света и различны для полей излучения разной степени когерентности. В частности, для когерентного излучения $G_l(\xi) = J_l^2(\xi)$, а для теплового – $G_l(\xi) = \exp\left(-\frac{\xi^2}{2}\right) I_l\left(\frac{\xi^2}{2}\right)$, где $J_l(\xi)$ и $I_l(\xi)$ – функции

Бесселя действительного и мнимого аргумента соответственно. В рассматриваемом далее случае $\Omega < \omega_c$, которым мы ограничиваемся для простоты, $\xi^2 = L^2(\mathbf{q}\mathbf{e})^2 \left(\frac{\mathcal{E}}{\bar{\mathcal{E}}}\right)^2$, где \mathbf{e} – вектор поляризации излучения, \mathcal{E} – напряженность его поля, $\bar{\mathcal{E}} = H\Omega L/c \cdot (\mathbf{e} \perp \mathbf{H})$. В отсутствие излучения, т. е. при $\mathcal{E} \rightarrow 0$ выражение (2) обращается в ноль, что находится в соответствии с результатами, известными ранее (например, [1]). При не слишком больших интенсивностях света, когда $\mathcal{E} < \bar{\mathcal{E}}$, можно ограничиться в (2) членами квадратичными по $(\mathcal{E}/\bar{\mathcal{E}})$, т. е. линейными по интенсивности падающего излучения. Это для добавки к холловскому току дает

$$\Delta j_y \sim \sigma_{xx} E \sin 2\theta \left(\frac{\mathcal{E}}{\bar{\mathcal{E}}}\right)^2. \quad (3)$$

Здесь σ_{xx} – “темновая” поперечная проводимость, θ – угол между высокочастотным полем излучения и статическим электрическим полем. В случае неполяризованного света выражение (3) следует усреднить по углу θ , в результате чего оно обращается в ноль.

Наличие холловской фотопроводимости приводит к тому, что постоянная Холла R зависит от интенсивности света:

$$-\frac{\Delta R}{R} \sim \frac{\sigma_{xx}}{\sigma_{xy}} \left(\frac{\mathcal{E}}{\bar{\mathcal{E}}}\right)^2 \sim (\omega_c \tau)^{-1} \left(\frac{\mathcal{E}}{\bar{\mathcal{E}}}\right)^2. \quad (4)$$

Оценим величину $\bar{\mathcal{E}}$. Пусть $H \sim 2 \cdot 10^4$ гс, $\Omega \sim 5 \cdot 10^{12}$ сек⁻¹. Тогда $\bar{\mathcal{E}} \sim 10^3$ в/см.

Сравним величину динамического изменения холловской постоянной (4) с соответствующим изменением, связанным с изменением диссипативной проводимости поперек магнитного поля. Считая, что изменение последней вызвано разогревом электронного газа излучением [2], для отношения $(\Delta R)_{\text{дин}} / (\Delta R)_{\text{разогрев}}$ находим

$$\frac{(\Delta R)_{\text{дин}}}{(\Delta R)_{\text{разогрев}}} \sim \omega_c \tau \left(\frac{s}{\Omega L}\right)^2 \quad (5)$$

при $\Omega < T/\hbar$, и

$$\frac{(\Delta R)_{\text{дин}}}{(\Delta R)_{\text{разогрев}}} \sim \omega_c \tau \left(\frac{s}{\Omega L} \sqrt{\frac{\hbar \Omega}{T}} \right) \quad (6)$$

при $\Omega > T/\hbar$. Здесь s — скорость звука, T — температура электронов. Мы для определенности считали, что $T < \hbar \omega_c$.

Из последних соотношений следует, что в достаточно сильных магнитных полях, когда параметр $\omega_c \tau$ велик, динамический эффект оказывается сильнее разогревного. Полагая $\Omega \sim 5 \cdot 10^{12} \text{ сек}^{-1}$, $s \sim 3 \cdot 10^5 \text{ см/сек}$, $T \sim 4\text{К}$, $\tau \sim (10^{-11} + 10^{-12}) \text{ сек}$, находим, что динамическое воздействие света превышает разогревное в магнитных полях $H > (1 + 2) 10^4 \text{ гс}$, если $m \sim 10^{-29} \text{ г}$. Заметим, что в случае быстропеременных процессов, когда разогрев не успевает "следить" за амплитудой поля излучения, временное изменение холловской постоянной будет определяться динамическим воздействием в еще более мягких условиях.

Московский
физико-технический институт

Поступила в редакцию
7 ноября 1974 г.

Литература

- [1] E. N. Adams, T. Holstein. J. Phys. Chem. Sol., 10, 254, 1959.
(имеется перевод в сб. Вопросы квантовой теории необратимых процессов, М., ИИЛ, 1961).
- [2] В.И.Рыжий. ФТТ, 15, 486, 1973.