

О ВОЗМОЖНОСТИ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ПРОВОДИМОСТИ НА НЕРАВНОВЕСНЫХ ЭЛЕКТРОНАХ В КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.Ф. Елесин

1. В последнее время твердо установлено, что, освещая полупроводник монохроматическим светом, в нем можно создать неравновесные электроны, сосредоточенные в узком энергетическом интервале (см. [1]). Такая ситуация приводит к ряду интересных явлений [1,2].

В настоящей работе показано, что в случае моноэнергетического распределения фотоэлектронов может иметь место эффект абсолютной отрицательной проводимости в поперечном квантующем магнитном поле, т.е. ток, перпендикулярный магнитному полю, течет в направлении, обратном приложенному электрическому полю. Эффект связан с особенностями плотности состояния электрона в магнитном поле.

2. Рассмотрим полупроводник, в котором концентрация равновесных носителей мала по сравнению с концентрацией фотоэлектронов, рождаемых в зоне проводимости под действием внешнего монохроматического источника $I g(\epsilon - \omega)$. ($\hbar = 1$). Будем считать, что электроны рождаются с энергией ω , меньшей энергии оптического фонона, а время жизни τ_e фотоэлектрона много меньше времени релаксации на акустических фононах и времени электрон-электронных взаимодействий; рассеяние импульса происходит на примесях. Выражение для плотности тока фотоэлектронов, который возникает под действием электрического поля $E = E_x$, направленного перпендикулярно сильному магнитному по-

лю $H = H_z$ ($\Omega \gg kT$, $\Omega r \gg 1$, Ω – ларморовская частота), имеет вид [3]

$$i_x = \frac{e}{4\pi L_z} \sum_{\kappa, \kappa', q} w_{im}(\kappa, q; \kappa') D(\kappa, q; \kappa') q_y, \quad (1)$$

где $w_{im}(\kappa, q; \kappa')$ – вероятность упругого рассеяния электрона на примесях; $D(\kappa, q; \kappa') = f_{\kappa'} - f_{\kappa}$; f_{κ} – функция распределения фотоэлектронов, т.е. число электронов в состоянии $\kappa = (N, p_z)$; Функция f_{κ} удовлетворяет уравнению

$$\sum_{\kappa, q} w_{im}(\kappa, q; \kappa') D(\kappa, q; \kappa') - f_{\kappa} / r_0 = \lg(\epsilon_{\kappa} - \omega), \quad (2)$$

решение которого в слабом электрическом поле E ($eE\sqrt{\omega}/\Omega\sqrt{m} \ll \ll \omega - \Omega(N + 1/2)$) имеет вид

$$D(\kappa, q, \kappa') = - \frac{E q_y}{H} \frac{\partial f(\epsilon)}{\partial \epsilon}, \quad (3)$$

где

$$f(\epsilon) = \lg g(\epsilon - \omega), \quad \epsilon = \epsilon_{\kappa} = \Omega(N + 1/2) + p_z^2 / 2m.$$

Подставив (3) в (1) и считая, что радиус действия сил между электроном и примесным атомом мал по сравнению с ларморовским радиусом, получим (см. [3])

$$\sigma_{xx} = - \left(\frac{3\Omega}{32\omega} \right) \sigma_0 \int_0^{\infty} dx \frac{df(x)}{dx} \sum_{NN'} \frac{N + N' + 1}{\sqrt{x - N - 1/2} \sqrt{x - N' - 1/2}}, \quad (4)$$

где $\sigma_0 = 4e^2 J k(\omega) r_0 (3\Omega^2 r_{im})^{-1}$ – "классическая" фотопроводимость при $\Omega r_{im} \gg 1$, $f(x) = \delta(x - \omega/\Omega)$, J – интенсивность света, $k(\omega)$ – коэффициент поглощения света при $H = 0$. Интегрируя по частям, найдем из (4)

$$\sigma_{xx} = \left(\frac{3\Omega}{32\omega} \right) \sigma_0 \left\{ \frac{d}{dx} \sum_{NN'} \frac{N + N' + 1}{\sqrt{x - N - 1/2} \sqrt{x - N' - 1/2}} \right\}_{x=\omega/\Omega}. \quad (5)$$

Рассмотрим сначала случай, когда $\Omega/2 < \omega < 3\Omega/2$. Тогда в двойной сумме останется одно слагаемое с $N = N' = 0$, и из (5) получим, что проводимость отрицательна:

$$\sigma_{xx} = - \sigma_0 \left(\frac{3\Omega}{32\omega} \right) \frac{\Omega^2}{(\omega - \Omega/2)^2}. \quad (6)$$

При стремлении $\omega \rightarrow \Omega/2$ проводимость увеличивается, пока не начнет сказываться уширение уровней Ландау за счет конечного времени жизни электрона τ , так что в пределе получим

$$\sigma_{xx} = - \frac{3}{16} \sigma_0 (\Omega \tau)^2. \quad (7)$$

С увеличением энергии ω ($H = \text{const}$) проводимость периодически становится отрицательной при условии $\omega = (N + 1/2)\Omega$. При $\omega = \text{const}$ условие резонанса достигается изменением H , причем резонансы появляются с периодом

$$\Delta\left(\frac{1}{H}\right) = \frac{\pi}{mc\omega} \quad (8)$$

При больших квантовых числах проводимость становится положительной, так как двойная сумма в (5) стремится к величине $16\pi^2/3$ [4].

3. Рассмотрим физическую интерпретацию эффекта отрицательной проводимости. Электрический ток в сильном поперечном магнитном поле обусловлен двумя процессами. Во-первых, дрейфовым движением центра ларморовского кружка под действием электрического поля во время столкновения. Этот ток всегда направлен по полю. Во-вторых, вращением электрона. Электрическое поле, изменяя энергию электрона, может влиять на момент столкновения, поскольку полное число столкновений, пропорциональное вероятности рассеяния и плотности начальных и конечных состояний, зависит от энергии. Для равновесных электронов моменты столкновений в среднем равновероятны, и вклад от неполного числа оборотов в ток равен нулю.

Однако если фотоэлектроны заполняют узкий энергетический интервал $\epsilon = \omega \geq \Omega(N + 1/2)$, где плотность состояний резко зависит от энергии, второй процесс становится преобладающим. При этом столкновения происходят чаще, когда электрон двигается по полю, поскольку его энергия уменьшается и рассеивание происходит эффективнее. Поэтому ток, возникающий за счет неполного ларморовского кружка, течет в сторону, противоположную приложенному полю.

4. Следует заметить, что коэффициент поперечной диффузии фотоэлектронов всегда положителен, так как вместо $-\partial f(\epsilon)/\partial \epsilon$ в (4) следует подставить $f(\epsilon)$. Физически это связано с тем, что в процессах диффузии электрическое поле не влияет на акт столкновения [4]. В то же время коэффициент диффузии так же, как и проводимость будет испытывать осцилляции с периодом (8).

5. Подчеркнем, что изученная нами модель отрицательного сопротивления с примесным рассеянием не является единственной, поскольку эффект связан лишь с особенностью плотности состояния (возможен механизм с рассеянием на оптических фононах). Рассмотренная ситуация, по-видимому, может быть экспериментально осуществлена в чистом InSb p -типа.

Автор выражает глубокую благодарность Ю.А.Быковскому и В.М.Галицкому за ценное обсуждение работы.

Литература

- [1] M.A.Habbeger, H.Y.Fan. Phys. Rev. Lett., 12, 99, 1964.
- [2] В.Ф.Елесин, Э.А.Манькин. ЖЭТФ, 50, 1381, 1966.
- [3] А.И.Ахиезер, В.Г.Барьяхтар, С.В.Пелетминский. ЖЭТФ, 48, 204, 1965.
- [4] E.Adams, T.Holstein. J.Phys.Chem. Solids., 10, 254, 1959.