Письма в ЖЭТФ, том 31, вып.6, стр. 345 – 347 *20 марта 1980 г.*

ШТАРК-ЦИКЛОТРОННЫЙ РЕЗОНАНС В ПОЛУПРОВОДНИКАХ СО СВЕРХРЕШЕТКОЙ

Ф.Г.Басс, В.В.Зорченко, В.И. Шашора

Теоретически предсказано наличие резонанса статического тока в полупроводниках со сверхрешеткой при совпадении кратных ларморовской и штарковской частот.

В настоящее время хорошо изучен ряд резонансных явлений в полупроводниках, в частности циклотронный резонанс в обычных полупроводниках [1] и штарковский в полупроводниках со сверхрешеткой [2].

Электронный резонанс любого типа связан с движением электронов в двух каких-либо полях, каждое из которых приводит к финитному движению с характерной частотой, одна из которых играет роль собственной частоты электрона, а вторая – частоты внешней силы. При совпадении этих частот имеет место резонанс. В циклотронном резонансе роль собственной частоты играет ларморовская частота, а роль частоты внешней силы играет частота переменного электрического поля. В штарковском резонансе собственная частота колебаний электрона – штарковская частота, частота вынуждающего поля – по-прежнему частота электромагнитного поля. Заметим, что колебания электрона со штарковской частотой в сравнительно небольших электрических полях имеют место в полупроводниках со сверхрешеткой.

Если существенна периодичность закона дисперсии как функции квазиимпульса, то электрон совершает финитное периодическое движение в постоянном электрическом поле со штарковской частотой и в постоянном магнитном поле – с ларморовской частотой. Можно ожидать, что при совпадении штарковской и циклотронной частот постоянный ток будет вести себя резонансным образом. Этот резонанс мы назовем штарк-циклотронным. Так как закон дисперсии электрона неквадратичен, то резонанс будет иметь место и на кратных ларморовских и штарковских частотах.

Для простоты ограничимся одномерной сверхрешеткой, для которой зависимость энергии от квазиимпульса запишется так [3]

$$\epsilon(\mathbf{p}) = \epsilon_{\parallel}(\mathbf{p}_{\parallel}) + \mathbf{p}_{\perp}^2 / 2m \qquad (1)$$

ϵ – энергия электрона, $\mathbf{p}_{\perp}$ – компонента квазиимпульса, перпендикулярная оси сверхрешетки, m – эффективная масса электрона, характеризующая движение электрона перпендикулярно оси сверхрешетки, $\epsilon_{\parallel}(\mathbf{p}_{\parallel})$ – часть энергии, характеризующая движение электрона вдоль оси сверхрешетки, $\mathbf{p}_{\parallel}$ – компонента квазиимпульса вдоль оси сверхрешетки, $\epsilon_{\parallel}(p_{\parallel})$ – периодическая функция квазиимпульса $p_{\parallel}$.

Чтобы имел место штарк-циклотронный резонанс, необходимо, чтобы постоянное электрическое поле $\mathbf{E}$ было направлено параллельно оси сверхрешетки, а магнитное поле $\mathbf{H}$ – под углом к оси сверхрешетки. Можно показать, что условие резонанса в этом случае выглядит так:

$$n_1 \Omega = n_2 \omega_{\parallel} . \tag{2}$$

Здесь $\Omega = \frac{1}{\hbar} eEa$ – штарковская частота, a – период сверхрешетки, $\omega_{\parallel} = eH_{\parallel}/mc$ – ларморовская частота, $H_{\parallel}$ – составляющая магнитного поля вдоль оси сверхрешетки, n_1 и n_2 – целые числа.

Составляющая магнитного поля $H_{\perp}$ связывает финитное движение вдоль оси сверхрешетки со штарковской частотой и финитное движение в плоскости, перпендикулярной оси сверхрешетки с ларморовской частотой, и, хотя $H_{\perp}$ не входит в условие резонанса, наличие этой составляющей необходимо для его существования.

Отметим двоякую роль постоянного электрического поля. Оно, с одной стороны, приводит к возникновению постоянного тока, а с другой стороны, формирует резонансную частоту. В циклотронном резонансе эти функции разделены между амплитудой и частотой переменного тока.

Перейдем к вычислению плотности тока. Будем исходить из кинетического уравнения в ν-приближении

$$\left(e\mathbf{E} + \frac{e}{c}[\mathbf{v}, \mathbf{H}]\right) \frac{\partial f}{\partial \mathbf{p}} = -\nu(f - f_0) \tag{3}$$

$\mathbf{v} = \partial \epsilon / \partial \mathbf{p}$ – скорость электрона, ν – характерная частота соударений, f_0 – равновесная больцмановская функция распределения. Можно получить для электрического тока такое соотношение

$$\mathbf{j} = \frac{2e}{(2\pi\hbar)^3} \int d\mathbf{p}\, f_0(\mathbf{p})\, \nu \int_0^{\infty} e^{-\nu\tau}\, \mathbf{v}(\mathbf{p}^{\tau})\, d\tau , \tag{4}$$

где $\mathbf{p}^{\tau}$ удовлетворяет уравнению

$$\frac{d\mathbf{p}^{\tau}}{d\tau} = e\mathbf{E} + \frac{e}{c}[\mathbf{v}(\mathbf{p}^{\tau}), \mathbf{H}] . \tag{5}$$

Электрическое поле, как уже указывалось выше, направлено вдоль оси сверхрешетки. Для определенности примем следующее выражение для $\epsilon_{\parallel}$ [3]:

$$\epsilon_{\parallel} = \Delta\epsilon\left(1 - \cos\frac{p_{\parallel} a}{\hbar}\right) . \tag{6}$$

Кроме того, будем считать, что $|\Omega|, |\omega_{\parallel}| >> |\omega_{\perp}| = |e| H_{\perp}/mc$. Используя последнее допущение, можно решить уравнение итерациями по параметрам $H_{\perp}/H_{\parallel} << 1$ и $|\omega_{\perp}/\Omega| << 1$, после чего для электрического тока получим

$$j_{\parallel} = \frac{eN\Delta\epsilon a}{\hbar} e^{-mT\left(\frac{H_{\perp}a}{H_{\parallel}\hbar}\right)^2} \frac{I_1\left(\frac{\Delta\epsilon}{T}\right)^2}{I_0\left(\frac{\Delta\epsilon}{T}\right)} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \frac{\nu(\Omega - h\omega_{\parallel})}{\nu^2 + (\Omega - h\omega_{\parallel})^2} I_n\left(mT\left(\frac{H_{\perp}a}{H_{\parallel}\hbar}\right)^2\right). \tag{7}$$

Здесь N – концентрация электронов, I_n – модифицированная функция Бесселя.

Как видно из формулы (7), условие резонанса соответствует условию (2), в котором следует положить $n_1 = 1$. Это связано со специфическим видом закона дисперсии (6). Соответствующее резонансное слагаемое достигает максимума или минимума не в резонансной точке, а в точке, сдвинутой относительно резонанса на $\pm\nu$. В этом смысле поведение тока при штарк-циклотронном резонансе напоминает поведение мнимой части высокочастотной проводимости при циклотронном резонансе [1]. Экстремальные значения резонансного тока определяются таким соотношением

$$j_{ext} = \pm \frac{eN\Delta\epsilon a}{\hbar} e^{-mT\left(\frac{H_{\perp}a}{H_{\parallel}\hbar}\right)^2} \frac{I_1\left(\frac{\Delta\epsilon}{T}\right)}{I_0\left(\frac{\Delta\epsilon}{T}\right)} I_n\left(mT\left(\frac{H_{\perp}a}{H_{\parallel}\hbar}\right)^2\right). \tag{8}$$

Естественно, что для того, чтобы резонанс был достаточно острый, должны выполняться неравенства $|\Omega|, |\omega_{\parallel}| >> \nu$.

Как видно из соотношения (8), ток меняет знак и в окрестности резонанса имеет место отрицательная абсолютная проводимость и, следовательно, возможна неустойчивость электрического тока.

Если электрическое поле наряду с постоянной имеет переменную по времени компоненту, периодически меняющуюся с частотой ω, то условие резонанса перепишется так

$$n_1\Omega = n_2\omega_{\parallel} + n_3\omega, \tag{9}$$

где n_3 – целое число.

Авторы благодарят И.Б.Левинсона за ценные замечания.

Харьковский политехнический институт им. В.И.Ленина

Поступила в редакцию 11 декабря 1980 г.
После переработки 5 февраля 1980 г.

Литература

[1] А.И.Ансельм. Введение в теорию полупроводников. М., изд. Наука, 1978.

[2] С.А.Ктиторов, Г.С.Симин, В.Я.Синдаловский. ФТТ, 13, 2230, 1971.

[3] А.Я.Шик. ФТП, 7, 261, 1973.