ОСЦИЛЛЯЦИИ ПОГЛОЩЕНИЯ И УСИЛЕНИЯ ГИПЕРЗВУКА ПРИ НЕУПРУГОМ РАССЕЯНИИ ЭЛЕКТРОНОВ

В.И.Мельников

В [1] были предсказаны особенности гальваномагнитных явлений в сильных электрических полях при неупругом рассеянии электронов с испусканием оптического фонона.

Этот же механизм рассеяния может приводить к осцилляциям поглощения и усиления звука в многодолинном полупроводнике в зависимости от частоты звука ω или напряженности электрического поля E.

Рассмотрим полупроводник с двумя долинами, которые при прохождении поперечной звуковой волны смещаются в противоположных направлениях. Электрическое поле E и волновой вектор звука q параллельны и направлены симметрично относительно долин. Численные множители, обусловленные геометрией расположения долин, будем выписывать для случая n – Ge со звуком, распространяющимся вдоль оси четвертого порядка. В качестве единственного механизма рассеяния возьмем испускание электроном междолинного фонона с энергией $\hbar\omega_0$ в тот же момент, как это позволяет закон сохранения энергии. Во все остальное время электрон движется без рассеяния под действием электрического поля и деформационного потенциала вдоль прямой в p-пространстве, параллельной E и начинающейся в точке минимума энергии, куда электрон попадает после рассеяния. Критерии такого приближения обсуждались в [1].

Вводя плотности электронов на единицу длины в p-пространстве $n_1(p)$ и $n_2(p)$ для первой и второй долин, соответственно, запишем уравнения бесстолкновительного движения:

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + v\frac{\partial n_\alpha}{\partial r} + (eE - iq\delta\epsilon_\alpha)\frac{\partial n_\alpha}{\partial p} = 0; \ (\alpha = 1, 2), \tag{1}$$

где $\delta\epsilon_\alpha \sim \exp[-i\omega t + iqr]$ – сдвиг дна α-ой долины при деформации, $v = p/m_\parallel$ и $m_\parallel$ – скорость и масса электрона в направлении E, q. Испускание фонона происходит при достижении электроном импульса

$$p_{0\alpha} = \sqrt{2m_\parallel(\hbar\omega_0 - 2\delta\epsilon_\alpha)} = p_0\left[1 - \frac{\delta\epsilon_\alpha}{\hbar\omega_0}\right]; \ p_0 = \sqrt{2m_\parallel\hbar\omega_0}. \tag{2}$$

Здесь учтено, что $\delta\epsilon_1 = -\delta\epsilon_2$.

Решение (1) с точностью до линейных по $\delta\epsilon$ членов имеет вид

$$n_\alpha(p) = \frac{n}{p_0}\,\theta(p_{0\alpha} - p)\,\theta(p)\left\{1 + C\delta\epsilon_\alpha \exp\left[i\left(\omega - \frac{qp}{2m_\parallel}\right)\frac{p}{eE}\right]\right\}. \qquad (3)$$

n – концентрация электронов в одной долине.

Произведение ступенчатых функций явно показывает область $(0 < p < p_{0\alpha})$, доступную для движения электронов.

Постоянная C должна находиться из граничного условия

$$(eE - iq\delta\epsilon_1)\,n_1(0) = (eE - iq\delta\epsilon_2 - \frac{\partial p_{02}}{\partial t}\,n_2(p_{02}), \qquad (4)$$

которое соответствует сохранению числа электронов при рассеянии. С прежней точностью из (3) и (4) найдем

$$C = \frac{i}{eE}\left(2q + \frac{p_0\omega}{\hbar\omega_0}\right)\left\{1 + \exp\left[i\left(\omega - \frac{qp_0}{2m_\parallel}\right)\frac{p_0}{eE}\right]\right\}^{-1}. \qquad (5)$$

Ввиду того, что скорость звука $w = \dfrac{\omega}{q}$ много меньше скорости электрона $p_0/m_\parallel$, можно пренебречь в (3) и (5) ω по сравнению с $qp/2m_\parallel$:

$$n_\alpha(p) = \frac{n}{p_0}\,\theta(p_{0\alpha} - p)\,\theta(p)\left\{1 + \frac{i\delta\epsilon_\alpha}{eE}\cdot\frac{2q\exp\left(-\dfrac{iqp^2}{2m_\parallel eE}\right)}{\left[1 + \exp\left(-\dfrac{iqp_0^2}{2m_\parallel eE}\right)\right]}\right\}. \qquad (6)$$

Если воспользоваться формулами (2.11), (2.12) работы [2] для определения коэффициента поглощения звука Г через

$$\delta n_\alpha = \int_0^{p_{0\alpha}} n_\alpha(p)\,dp - n,$$

то получим окончательный результат

$$\Gamma = \Gamma_M\,\frac{4kT}{\hbar\omega_0}\left\{1 + \sqrt{\frac{\pi Y}{2}}\left[C(\sqrt{Y})\,\mathrm{tg}\,\frac{Y}{2} - S(\sqrt{Y})\right]\right\}. \qquad (7)$$

Здесь $C(x)$, $S(x)$ – интегралы Френеля, определение Γ_M дано в [2],

$$Y = \frac{qp_0^2}{2m_\parallel eE} = \frac{q\hbar\omega_0}{eE} = 2\pi\frac{\hbar\omega_0}{eE\lambda} = 2\pi\frac{l}{\lambda}. \qquad (8)$$

Из (7) и (8) видно, что Г критически зависит от соотношения между длиной пробега электрона $l = \dfrac{\hbar\omega_0}{eE}$ и длиной волны звука $\lambda = 2\pi\dfrac{w}{\omega}$, так что при $l = (n + 1/2)\lambda$ (n – любое целое число) Г изменяется с $+\infty$ на $-\infty$.

Более реалистический расчет сгладит эти разрывы, однако до тех пор, пока длина пробега электрона имеет разброс, меньший длины волны звука, должен наблюдаться геометрический резонанс на этих длинах. Подчеркнем, что при этом Γ осциллирует с изменением знака, т.е. звук усиливается или поглощается, в зависимости от соотношения l и λ.

Автор благодарит Э.И.Рашба за ценные обсуждения.

Институт теоретической физики
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
16 июня 1968 г.

Литература

[1] И.И.Восилюс, И.Б.Левинсон. ЖЭТФ, 50, 1660, 1966; ЖЭТФ, 52, 1013, 1967; Письма ЖЭТФ, 6, 854, 1967.

[2] S. V. Gantsevich, V. L. Gurevich. Phys. Rev., 161, 736, 1967.