НОВЫЙ РЕЗОНАНС, СВЯЗАННЫЙ С ВЗАИМНЫМ УВЛЕЧЕНИЕМ ЭЛЕКТРОНОВ И ФОНОНОВ

Ф.Г. Басс

Настоящая работа посвящена исследованию влияния взаимного увлечения электронов и фононов на распространение электромагнитных волн в полуметаллах и вырожденных полупроводниках, находящихся во внешнем магнитном поле.

Будем считать электрическое поле слабым и пренебрежем пространственной дисперсией.

Функции распределения для электронов f и N ищем в виде:

$$f=\left[\exp\left(\frac{\mathcal{E}(p)-\mathcal{E}_0}{T}\right)+1\right]^{-1}+\left(\vec{\chi}(p),\frac{\vec{p}}{p}\right),\ N=\left[\exp\left(\frac{\hbar\omega(q)}{T}\right)-1\right]^{-1}+\left(\vec{\psi}(q),\frac{\vec{q}}{q}\right). \quad (1)$$

Здесь $\vec{p}$ – квазиимпульс электрона, m – его эффективная масса, $\mathcal{E}(p)=\frac{p^2}{2m}$ – энергия электрона, $\mathcal{E}_0$ – энергия Ферми, T – температура, $\omega(q)$ – частота фонона, q – квазиимпульс фонона. Добавки к равновесным функциям f_0 и N_0 предполагаются малыми.

Аналогично тому, как это было сделано в работе [1], из системы кинетических уравнений для f и N можно получить систему уравнений для $\vec{\chi}$ и $\vec{\psi}$:

$$\frac{d\vec{\chi}}{dt}+\frac{e}{mc}\left[\vec{H},\vec{\chi}\right]+\nu_э\vec{\chi}+\frac{\pi}{\mathcal{E}}\frac{df_0}{d\mathcal{E}}\int_0^{2p}\vec{\psi}(q)q^2\hbar\omega(q)W(q)dq=-\frac{e\vec{E}p}{m}\frac{df_0}{d\mathcal{E}},$$
$$\frac{\partial\vec{\psi}}{\partial t}+\nu_ф\vec{\psi}-\frac{T4\pi m W(q)}{\hbar\omega(q)}\int_{q/2}^{\infty}\vec{\chi}(p)dp=0, \quad (2)$$

где $\vec{H}$ – внешнее магнитное поле, $\vec{E}$ – переменное электрическое поле, e – заряд электрона, $W(q)$ – вероятность столкновения электронов с фононами с изменением квазиимпульса на q, $\nu_э=\nu_{эп}+\nu_{эф}$, $\nu_{эп}$ и $\nu_{эф}$ – частоты столкновений электронов с примесями и фононами соответственно, $\nu_ф=\nu_{фэ}+\nu_{фф}+\nu_{фп}+\nu_{фг}$, $\nu_{фэ}$, $\nu_{фф}$, $\nu_{фп}$ и $\nu_{фг}$ – частоты столкновений фононов с электронами, фононами, примесями и границами образца. Для $\nu_{эф}$ и $\nu_{фэ}$ имеют место такие формулы:

$$\nu_{эф}=\frac{\pi T}{p\mathcal{E}}\int_0^{2p}\frac{q^3W(q)}{\hbar\omega(q)}dq,\quad \nu_{фэ}=\frac{4\pi m^2W(q)\hbar\omega(q)}{q\left[\exp\left(\frac{\mathcal{E}(q/2)-\mathcal{E}_0}{T}\right)+1\right]}. \quad (3)$$

При выводе (2) предполагалось, что $\hbar\omega(q)/T\ll 1$, т.е. рассеяние электронов на фононах упругое. Если электронный газ полностью вырожден $\left(\frac{df_0}{d\mathcal{E}}=-\delta(\mathcal{E}-\mathcal{E}_0)\right)$ и электромагнитное поле монохроматическое с частотой ω $(\vec{E}=\vec{E}_0e^{-i\omega t})$, то $\vec{\chi}$ удобно искать в виде:

$$\vec{\chi}=\vec{\varkappa}(\mathcal{E}_0)\delta(\mathcal{E}-\mathcal{E}_0)e^{-i\omega t}. \quad (4)$$

При этом для $\vec{\mathfrak{X}}$ из (2) получается алгебраическое уравнение, которое легко решается. Вычисляя электрический ток $\vec{j}$ с помощью функции распределения электронов, получим:

$$j = \frac{ie^2 N\{\vec{E} - \frac{i\omega_н}{\Omega}[\vec{E},\vec{h}] - (\frac{\omega_н}{\Omega})^2 \vec{h}\,(\vec{E},\vec{h})\}}{m(\Omega^2 - \omega_н^2)}, \qquad (5)$$

где $\vec{h} = \vec{H}/H$, $\omega_н = |e|H/mc$ - ларморовская частота, N - концентрация носителей тока, а Ω определяются следующей формулой:

$$\Omega = i\left(\nu_э - \frac{4\pi^2 m^2 T}{\mathcal{E}_0 p_0}\int_0^{2p_0} \frac{q^2 W^2(q)\,\nu_ф(q)}{\omega^2 + \nu_ф^2(q)}\right) + $$
$$+ \omega\left(1 + \frac{4\pi^2 m^2 T}{\mathcal{E}_0 p_0}\int_0^{2p_0} \frac{q^2 W^2(q)}{\omega^2 + \nu_ф^2(q)}\,dq\right), \qquad (6)$$

p_0 - граничный импульс Ферми. Легко показать, что если выполнены неравенства

$$\frac{\nu_ф(2p_0)\,\nu_{фэ}(2p_0)}{\omega^2} \ll 1, \qquad \frac{\nu_{фэ}(2p_0)\,\nu_{эф}(2p_0)}{\omega^2} \ll 1, \qquad (7)$$

то $\Omega = \omega + i\nu_э$.

В этом случае формула (5) принимает такой же вид, как и в отсутствие увлечения, т.е. при достаточно высоких частотах увлечение не сказывается на распространении электромагнитных волн. Если выполнены условия сильного увлечения $\nu_{фэ} \gg \nu_{фф} + \nu_{фп} + \nu_{фг}$ и частота поля настолько мала, что выполняется неравенство $\omega^2/\nu_{фэ}^2 \ll 1$ то для Ω будет иметь место такое выражение:

$$\Omega = i\left(\nu_{эп} + \frac{\omega^2 T}{\pi m^3 p_0^3}\int_0^{2p_0} \frac{q^5}{(\hbar\omega(q))^3 W(q)}\,dq + \right.$$
$$\left. + \frac{2T}{mp_0^3}\int_0^{2p_0} \frac{q^4(\nu_{фф} + \nu_{фп} + \nu_{фг})}{(\hbar\omega(q))^2}\,dq\right) + \omega\,\frac{2T}{mp_0^3}\int_0^{2p_0} \frac{q^4}{(\hbar\omega(q))^2}\,dq. \qquad (8)$$

Для дальнейшего необходимо уточнить закон дисперсии фононов и зависимость $W(q)$ от q. Рассмотрим сначала акустические фононы, для которых имеет место соотношение $\hbar\omega(q)=sq$ (s - скорость звука). Несложный расчет дает для Ω такую формулу:

$$\Omega = \frac{16}{3}\frac{T}{ms^2}\left(i\nu' + \omega\right), \tag{9}$$

где ν' оценивается по порядку величины с помощью следующего соотношения:

$$\nu' \sim \frac{3}{16}\frac{ms^2}{T}\nu_{эп}(2p_0) + \nu_{фф}(2p_0) + \nu_{фг}(2p_0) + \frac{\omega^2}{\nu_{фэ}(2p_0)} \cdot \tag{10}$$

Подставляя (9) в формулу (5) для тока, получаем

$$\vec{j} = \frac{3}{16}\frac{ie^2N(\omega+i\nu')s^2}{T}\frac{\vec{E} - \frac{i\tilde{\omega}_H}{\omega+i\nu'}[\vec{E},\vec{h}] - \left(\frac{\omega_H}{\omega+i\nu'}\right)^2\vec{h}(\vec{E},\vec{h})}{(\omega+i\nu')^2 - \tilde{\omega}_H^2}, \tag{11}$$

где $\tilde{\omega}_H = \frac{3}{16}\frac{|e|Hs^2}{cT}$.

Знаменатель в формуле (11) имеет резонансный характер, причем резонанс имеет место на частоте $\tilde{\omega}_H$. Ширина резонансной линии будет порядка ν' . Заметим, что в силу предположения об упругости рассеяния электронов на фононах $\frac{16}{3}\frac{T}{ms^2} \gg 1$, и, следовательно, $\omega_H \gg \tilde{\omega}_H$. Таким образом, новый резонанс существенно более низкочастотный, чем обычный циклотронный резонанс. Область частот, в которой лежит резонансная частота $\tilde{\omega}_H$, согласно выше сказанному определяется неравенством

$$\nu' \ll \tilde{\omega}_H \ll \nu_{фэ}. \tag{12}$$

Левое неравенство требуется для того, чтобы линия была достаточно узкой. Если предположить, что полупроводник или полуметалл достаточно чисты, так что рассеянием на примесях можно пренебречь, то $\nu' \sim s/L$, где L - минимальный размер образца. Формула для $\nu_{фэ}$ приведена в работе [1]. Численные оценки, проведенные для висмута, показывают, что при $T \sim 10^{-15}$ эрг (10°К) и $L \sim 0{,}1$ см $\tilde{\omega}_H$ лежит в интервале между 10^6 и 10^{10} гц. Условия (12) можно реализовать экспериментально.

Аналогичный расчет для оптических фононов в условиях сильного увлечения приводит к $\tilde{\omega}_H = \frac{5}{64(3\pi^2)^{2/3}}\frac{|e|H\omega_0^2}{cTN^{2/3}}$ (ω_0 - граничная частота оптических фононов). По-видимому, наблюдать увлечение оптических фононов значительно сложнее, чем акустических. Отметим, что предсказываемый резонанс легко отличить от циклотронного, благодаря специфической зависимости резонансной частоты от температуры.

Автор благодарит И.Б.Левинсона и Я.Б. Файнберга за ценные замечания.

Институт радиофизики и электроники
Академии наук Украинской ССР

Поступило в редакцию
I марта 1966 г.