Краткие сообщения по физике № 4 1977

О ПОГЛОЩЕНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ВЫРОЖДЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В. П. Силин, С. А. Урюпин

УДК 535.341

Для полупроводника с вырожденными носителями в квантующем магнитном поле найдена диссипативная часть высокочастотной проводимости, обусловленная рассеянием носителей на заряженных примесях.

Одним из важных механизмов, приводящих к поглощению электромагнитных волн в полупроводниках, являются столкновения электронов проводимости с заряженными примесями. Этот механизм приводит к тому, что поглощение существенно зависит от внешнего квантующего магнитного поля. Для выявления такой зависимости рассмотрим вырожденный полупроводник в квантующем магнитном поле $\vec{B} = (0,0,B)$, когда $\hbar\Omega \gg \varkappa T$ ($\Omega = eB/mc$ – циклотронная частота), и высокочастотном электрическом поле $\omega \gg \omega_L$ (ω_L – ленгмюровская частота). Электрическое поле будем считать слабым, что означает малость энергии колебаний электрона в электрическом поле по сравнению с энергией продольного движения в магнитном поле ($e^2E^2/m\omega^2 \ll \ll \varepsilon_F - \hbar\Omega/2$, ε_F – энергия Ферми). Далее электрическое поле можно принять однородным $\vec{E}(t) = \vec{E}_0 \cos\omega t$, поскольку расстояние, проходимое электроном за период высокочастотного поля, мало по сравнению с его длиной волны ($eE/m\omega^2$; $v_F/\omega \ll c/\omega$, v_F – скорость Ферми). Как известно, высокочастотное электрическое и сильное магнитное поля изменяют интеграл столкновений электронов с примесями /1/. В квантовых условиях это имеет место тогда, когда магнитная длина $\lambda^2 = c\hbar/|e|B$ оказывается меньше дебаевского радиуса r_D. В линейном приближении по электрическому полю интеграл столкновений в квантующем магнитном поле имеет вид

$$i\hbar \langle \nu | \hat{I} | \mu \rangle = \sum_{\gamma,\eta} \Big[\langle \nu | \hat{U}_\gamma | \eta \rangle \langle \eta | \big[\hat{U}_1, \hat{g}\big] + \big[\hat{U}_\gamma, \delta\hat{\rho}\big] | \mu \rangle \delta E^{-1}(\tilde{\omega}, \mu, \eta) -$$

$$- \langle \nu | \big[\hat{U}_1, \hat{g}\big] + \big[\hat{U}_\gamma, \delta\hat{\rho}\big] | \eta \rangle \langle \eta | \hat{U}_\gamma | \mu \rangle \delta E^{-1}(\tilde{\omega}, \eta, \nu) \Big];$$

$$\hat{U}_1 = \frac{eE_0}{mc} (\vec{p} - \frac{e}{c} \vec{A}) \sin\omega t, \quad \vec{A} = (By, 0, 0), \qquad (I)$$

U_γ - экранированная на расстоянии r_D кулоновская энергия электрона и примеси сорта γ с зарядом e_γ, $|\nu\rangle = |p_z, p_y, n\rangle$ - нормированная волновая функция электрона в магнитном поле, f_ν^0 - равновесная функция распределения Ферми, а

$$E_\nu = \hbar\Omega(n + 1/2) + p_z^2/2m;$$

$$\langle \nu | \delta\hat{\rho} | \mu \rangle = \langle \nu | \hat{U}_1 | \mu \rangle \big[f_\nu^0 - f_\mu^0\big] \delta E^{-1}(\omega, \mu, \nu);$$

$$\langle \nu | \hat{g} | \mu \rangle = \big[f_\nu^0 - f_\mu^0\big] \delta E^{-1}(i\Delta, \nu, \mu);$$

$$\delta E(\omega, \mu, \nu) = \hbar\omega + E_\mu - E_\nu; \quad \tilde{\omega} = \omega + i\Delta; \quad \Delta > 0.$$

Интеграл столкновений (I) позволяет найти действительную часть тензора проводимости $\mathrm{Re}\,\sigma_{jj}$ ($j = \pm 1, 0$), описывающую диссипативные свойства полупроводника. Заметим, что когда в зоне проводимости находится большое число уровней Ландау, то движение электронов можно рассматривать как квазиклассическое и для $\mathrm{Re}\,\sigma$ имеем обычные результаты /I/. Имея в виду выявление квантовых эффектов, изучим противоположный предельный квантовый случай, когда заполнен только один уровень Ландау. Тогда имеем:

$$\mathrm{Re}\,\sigma_{jj} =$$

$$= \sum_{\gamma} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\varepsilon_F - \hbar\Omega/2}{\hbar\omega} \nu_{eff} \frac{\omega_L^2}{(\omega + j\Omega)^2} \Theta\Big(\omega - n\Omega + \frac{\varepsilon_F}{\hbar} - \frac{\Omega}{2}\Big) \begin{Bmatrix} \Lambda_\perp^{(n)}, & j = \pm 1 \\ \Lambda_\parallel^{(n)}, & j = 0 \end{Bmatrix}$$

$$\Lambda_{\perp,\parallel}^{(n)} = \frac{3}{4\sqrt{\pi}} \frac{\lambda^{2n}}{2^n n!} \int_0^\infty q^{2n+1} dq \exp(-\lambda^2 q^2/2) \times$$

$$\times \hat{F} \int_{q_2}^{q_1} \frac{dt}{t} \big[q^2 + t^2 + r_D^{-2}\big]^{-2} \begin{bmatrix} q^2/2 \\ t^2 \end{bmatrix}; \qquad (2)$$

$$\hat{P}q_2 = \begin{cases} q_2, & \omega - n\Omega > 0 \\ -q_2, & \omega - n\Omega < 0 \end{cases}; \quad q_{1,2} = \frac{p_o}{\hbar} \pm \left[\frac{p_o^2}{\hbar^2} + \frac{2m(\omega - n\Omega)}{\hbar} \right]^{1/2};$$

$$p_o = \left[2m(\varepsilon_F - \hbar\Omega/2) \right]^{1/2}; \qquad \nu_{eff} = \frac{4}{3} \frac{\sqrt{2\pi} e^2 e_\gamma^2 N_\gamma}{\sqrt{m}(\varepsilon_F - \hbar\Omega/2)^{3/2}}$$

– эффективная частота столкновений электронов с примесью, которая отличается от используемой в теории невырожденных полупроводников заменой тепловой энергии электронов $\varkappa T$ квантовым значением $\varepsilon_F - \hbar\Omega/2$. Из формулы (2) следует, что поглощение электромагнитного поля характеризуется величинами $\Lambda^{(n)}_{\perp,\parallel}$. Ниже приведем результаты исследования зависимости от частоты функций $\Lambda^{(n)}_{\perp,\parallel}(\omega)$:

а) $|\omega - n\Omega| \ll \varepsilon_F/\hbar - \Omega/2$; $1 \gg \beta_n = (\omega - n\Omega)/(\varepsilon_F/\hbar - \Omega/2)$;

$$\alpha = (\varepsilon_F/\hbar - \Omega/2)\Omega^{-1}; \; a = \lambda^2/2r_D^2; \; \Lambda^{(o)}_{\parallel} \approx \frac{3}{4\sqrt{\pi}} \ln \frac{a + 4\alpha}{a + \alpha\beta_o^2/4};$$

$$\Lambda^{(o)}_{\perp} \approx \frac{3}{4\sqrt{\pi}} \left[\frac{1}{4} \ln \frac{4}{|\beta_o|} + \ln \frac{a + 4\alpha}{a + \alpha\beta_o^2/4} \right] \ln \frac{1}{a}; \tag{3}$$

$$\Lambda^{(1)}_{\parallel} \approx \frac{3}{4\sqrt{\pi}} 4\alpha \ln \frac{1}{4\alpha}; \quad \Lambda^{(n)}_{\perp} \approx \frac{3}{4\sqrt{\pi}} \frac{1}{4n} \ln \frac{4}{|\beta_n|}, \; (n \geq 1);$$

$$\Lambda^{(n)}_{\parallel} \approx \frac{3}{4\sqrt{\pi}} \frac{\alpha}{n(n-1)}, \; (n \geq 2).$$

б) $\varepsilon_F/\hbar - \Omega/2 \ll \omega - n\Omega \ll \Omega$, $\beta_n \gg 1$, $\alpha\beta_n \ll 1$;

$$\Lambda^{(o)}_{\parallel} \approx \frac{3}{4\sqrt{\pi}} \beta_o^{-1/2}; \; \Lambda^{(o)}_{\perp} \approx \frac{3}{8\sqrt{\pi}} \beta_o^{-1/2} \ln \frac{1}{\alpha\beta_o};$$

$$\Lambda^{(1)}_{\parallel} \approx \frac{3}{4\sqrt{\pi}} \alpha\beta_1^{1/2} \ln \frac{1}{\alpha\beta_1}; \quad \Lambda^{(n)}_{\perp} \approx \frac{3}{8n\sqrt{\pi}} \beta_n^{-1/2}, \; (n \geq 1); \tag{4}$$

$$\Lambda^{(n)}_{\parallel} \approx \frac{3}{4\sqrt{\pi}} \alpha\beta_n^{1/2}/n(n-1), \; (n \geq 2).$$

в) $\Omega \ll \omega - n\Omega$, $\alpha\beta_n \gg 1$;

$$\Lambda^{(n)}_{\parallel} \approx \frac{3}{4\sqrt{\pi}} \alpha^{-1}\beta_n^{-3/2}, \; \Lambda^{(n)}_{\perp} \approx \frac{3}{8\sqrt{\pi}} (n+1)\alpha^{-2}\beta_n^{-5/2}. \tag{5}$$

Выражения (3)-(5) отличаются от результатов работы /2/ для невырожденного распределения электронов заменой тепловой энергии электронов $\varkappa T$ на энергию продольного движения электрона в квантующем поле $\varepsilon_F - \hbar\Omega/2$. Кроме того, в отличие от работы /2/, учтена экранировка потенциала взаимодействия электронов с примесью. Экранировка изменяет кулоновский логарифм величин $\Lambda_{\parallel}^{(o)}, \Lambda_{\perp}^{(o)}$, описывающих поглощение при переходах частиц на нулевом уровне Ландау, в области низких частот $\omega \ll \varepsilon_F/\hbar - \Omega/2$, когда максимальным прицельным параметром является r_D, а не расстояние, проходимое частицей за период переменного поля. Величина $\Lambda_{\parallel}^{(n)}$, $(n \neq 0)$ как функция частоты при $\omega = n\Omega$ ограничена: $\Lambda_{\parallel}^{(1)} \approx \frac{3}{4\sqrt{\pi}} 4\alpha \ln \frac{1}{4\alpha}$, $\Lambda_{\parallel}^{(n)} \approx \frac{3}{4\sqrt{\pi}} \alpha/n(n-1)$, $(n \geqslant 2)$. С ростом частоты $\Lambda_{\parallel}^{(n)}$ слабо возрастает как $(\omega - n\Omega)^{1/2}$, достигая максимума $\Lambda_{\parallel}^{(n)} \approx$ $\approx (3/4\sqrt{\pi}) n^{-3/2} (\hbar\Omega)^{-1/2} (\varepsilon_F - \hbar\Omega/2)^{1/2}$ при $\omega - n\Omega \sim n\Omega$. Дальнейшее увеличение частоты приводит к убыванию $\Lambda_{\parallel}^{(n)}$ по закону $\sim (\omega - n\Omega)^{-3/2}$. Более сильно квантование движения электронов проявляется в поведении $\Lambda_{\perp}^{(n)}$. А именно, $\Lambda_{\perp}^{(n)}$ имеет логарифмические расходимости при $\omega = n\Omega$, обусловленные неограниченным временем взаимодействия электрона с примесью во внешнем электрическом поле. Для вырожденного распределения электронов существенным механизмом, ограничивающим время взаимодействия электрона с примесью, является выход электрона из поля примеси. При этом уширение пика равно $\delta\omega = r_D^{-3/2} \sqrt{|ee_\gamma|/m}$, а максимум $\Lambda_{\perp}^{(n)}$ ограничен величиной $\approx (3/16n\sqrt{\pi}) \ln 4 (\varepsilon_F - \hbar\Omega/2)^{1/2} (\hbar\delta\omega)^{-1/2}$. Вдали от частот $\omega = n\Omega$ величина $\Lambda_{\perp}^{(n)}$ убывает по закону $\sim (\omega - n\Omega)^{-5/2}$. Таким образом квантование движения электронов приводит к осцилляциям поглощения высокочастотного излучения в вырожденном полупроводнике. Зависимость $\mathrm{Re}\,\sigma$ от частоты в определенном смысле подобна поведению коэффициента поглощения невырожденного полупроводника, однако характерные области частот в нашем случае определяются не температурой электронов, а квантовой величиной энергии продольного движения электрона в сильном магнитном поле.

Поступила в редакцию
17 января 1977 г.

Л и т е р а т у р а

1. В. П. Силин, Введение в кинетическую теорию газов. Изд. "Наука", М., 1971 г.
2. Г. Г. Панов, А. Н. Панов, ЖЭТФ, 71, Вып. 2(8), 572 (1976).