

Письма в ЖЭТФ, том 11, стр. 141 – 144

20 января 1970 г.

ЦИКЛОТРОННО-ФОННОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ВЫРОЖДЕННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Р.К.Баханас, И.Б.Левинсон

Свободные электроны, помещенные в сильное магнитное поле $\omega_c \tau \gg 1$ (ω_c – циклотронная частота, τ – время релаксации) поглощают свет только на частотах ω в узкой полосе шириной $1/\tau$ вблизи ω_c . Если учесть процессы, в которых поглощение фотона происходит одновременно с излучением или поглощением фонона, то поглощение

становится возможным на всех частотах ω . В [1] было показано, что при взаимодействии электронов с оптическими фононами (частоты ω_0 без дисперсии) должен наблюдаться циклотронно-фононный резонанс, т. е. пики поглощения на частотах $\omega = n\omega_c \pm \omega_0$, где n — целое число, а верхний и нижний знаки относятся к испусканию и поглощению фонона. Такие пики ($n = 1, 2, 3$ с испусканием фонона) наблюдались в n -InSb [2, 3, 4].

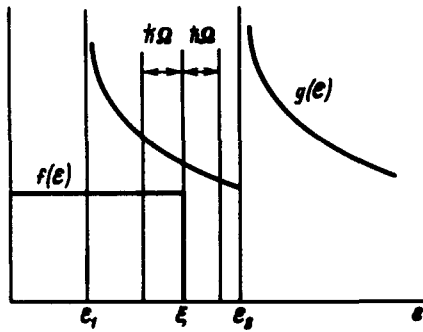


Рис. 1

В настоящей работе мы хотим обратить внимание на другие особенности поглощения с участием оптических фононов, связанные с вырождением электронного газа $\zeta \gg kT$ (ζ — уровень Ферми) и квантуемыми свойствами магнитного поля $\hbar\omega_c \gg kT$. Предполагается также, что $kT \ll \hbar\omega_0$, так что процессы с поглощением фононов, пропорциональные $\exp\{-\hbar\omega_0/kT\}$, можно не учитывать. В дальнейшем для простоты считается $T = 0$. Тогда при поглощении начальные состояния электрона лежат в области $\epsilon_i < \zeta$, а конечные из-за принципа Паули в области $\epsilon_f > \zeta$. Изменение энергии электрона при поглощении фотона $\hbar\omega$ с испусканием фонона $\hbar\omega_0$ есть $\epsilon_f - \epsilon_i = \hbar\Omega$, $\Omega = \omega - \omega_0$. Поэтому получается, что в переходах участвуют только состояния, энергия которых отличается от ζ не больше чем на $\hbar\Omega$, а именно

$$\zeta - \hbar\Omega < \epsilon_i < \zeta, \quad \zeta < \epsilon_f < \zeta + \hbar\Omega. \quad (1)$$

Это иллюстрируется рис. 1, где (для простоты в ультраквантовом случае) изображены фермиевское распределение $f(\epsilon)$, плотность состояний в магнитном поле $g(\epsilon)$ и интервалы энергии (1).

Если увеличивать ω , то при некоторых критических частотах в интервале (1) будут попадать новые уровни Ландау $\epsilon_l = (l + \frac{1}{2})\hbar\omega_c$.

На этих частотах коэффициент поглощения $K(\omega)$ обладает особенностями.

При частотах $\hbar\omega_{\ell}^* = \epsilon_{\ell} - \zeta + \hbar\omega_0$ в интервал допустимых конечных состояний попадает новый уровень ϵ_{ℓ} . Начиная с частоты ω_{ℓ}^* становятся возможными переходы в "новую ветвь" конечных состояний, и поэтому $K(\omega)$ имеет пороговую особенность. Если приближаться к частоте $\hbar\omega_{\ell}^{**} = \zeta - \epsilon_{\ell} + \hbar\omega_0$, то очень быстро возрастает число электронов на уровне ϵ_{ℓ} , попадающих в допустимый интервал начальных состояний, и поэтому $K(\omega)$ быстро растет. Однако при $\omega > \omega_{\ell}^{**}$, после того как уровень ϵ_{ℓ} полностью попадает в этот интервал, быстрый рост прекращается. Поэтому $K(\omega)$ имеет "обращенную" пороговую особенность. Поведение $K(\omega)$ вблизи точек показано на рис. 2. В этих точках $dK/d\omega$ с одной стороны от особенности обращается в бесконечность по тому же закону, что и $g(\epsilon)$ вблизи уровней Ландау ϵ_{ℓ} , т. е. по корневому. Конечное значение $dK/d\omega$ с другой стороны может быть и положительным (как на рис. 2), и отрицательным.

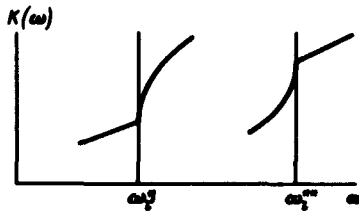


Рис. 2

Чтобы получить представление о порядке величин, рассмотрим $n - \text{InSb}$, считая зону параболической ($m = 0,013 m_0$) и пренебрегая эффектами спинового расщепления. При концентрации $n = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ имеем $\zeta(H = 0) = 700^\circ\text{K}$. Ситуация, близкая к изображенной на рис. 1 реализуется в поле $H = 60 \text{ кэ}$, когда $\zeta = 680^\circ\text{K}$ и $\omega_c = 0,8 \cdot 10^{14} \text{ сек}^{-1} = 620^\circ\text{K}$. Имея в виду, что $\omega_0 = 3,7 \cdot 10^{13} \text{ сек}^{-1} = 280^\circ\text{K}$, найдем длины волн, соответствующие критическим частотам: $\lambda_2^* = 27 \text{ мк}$ и $\lambda_1^{**} = 22 \text{ мк}$. Считая $\tau = 10^{-12} \text{ сек}$, имеем столкновительное размытие уровней Ландау $\hbar/\tau = 10^\circ\text{K}$, что мало по сравнению со всеми расстояниями между уровнями Ландау и уровнем Ферми. Температурное размытие тоже мало при гелиевых температурах. Величину $K(\omega)$ можно оценить исходя из того, что в главном пике циклотронно-фононного поглощения для $n = 2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ эксперимент [2] дает $K = 0,1 \text{ см}^{-1}$, что хорошо согласуется с теорией [5]. Поэтому для $n = 10^{17} \text{ см}^{-3}$ вне пика следует ожидать $K = 10 \text{ см}^{-1}$.

Отметим, что рассмотренные особенности поглощения могут иметь место также при переходах с переворотом спина [3, 6] и при участии междолинных фононов [7]. Укажем также на их родство с особенностями в магнетосопротивлении [8].

Поступила в редакцию
16 декабря 1969 г.

Литература

- [1] Ф.Г.Басс, И.Б.Левинсон. ЖЭТФ, 49, 914, 1965.
- [2] B.D.McCombe, S.G.Bishop, R.Kaplan. Phys. Rev. Lett., 18, 748, 1967.
- [3] H.Y.Fan. Proc. IX Int. Conf. on Semic. Phys., Moscow. 1, 135, 1968
- [4] D.H.Dickey, E.J.Johnson. Bull. Amer. Phys. Soc., 13, 430, 1968.
- [5] Р.Баканас, И.Левинсон. Литовский физический сборник, 9, 143, 1969.
- [6] А.Ю.Матулис. ФТТ, 9, 2238, 1967.
- [7] R.Bakanas, Y.Levinson. Phys. Lett., 23A, 604, 1969.
- [8] Р.В.Поморцев, А.И.Пономарев, Г.И.Харус, И.М.Пидильковский. ЖЭТФ, 54, 1347, 1968.