

УДК 537.311.322

© 1990

ЦИКЛОТРОН-ФОНОННЫЙ РЕЗОНАНС С УЧЕТОМ НЕЛИНЕЙНОГО ПОЛЯРИЗАЦИОННОГО ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

И. Гиязов, Б. Ахмадходжаев

Развита теория циклотрон-фононного резонанса в случае, когда разность энергии конечного и начального электронных уровней равна энергии двух комбинаций ($2LO$, $LO+TO$, $2TO$) фононов. Из величины энергии расщеплений в пиннинге, полученных теоретическим путем, и сравнения с таковыми, полученными на эксперименте, оцениваются константы нелинейного поляризационного электрон-фононного взаимодействия.

Эксперименты последних лет по магнетопоглощению позволили обнаружить пиннинги (характерный разрыв на зависимости максимума пика коэффициента поглощения от величины магнитного поля) при циклотрон-фононном резонансе (ЦФР), которые обусловлены как однофононным [1, 2], так и двухфононным [3-6] взаимодействием с учетом различных ветвей колебаний.

В связи с этим представляется полезным оценить константы, определяющие электрон-фононное взаимодействие в двухфононном гамильтониане. Для этого развивается теория формы линии ЦФР с учетом нелинейного поляризационного взаимодействия.

Наиболее ярко двухфононные процессы проявляются в условиях пиннинга, когда частоты продольных ω_{LO} и поперечных ω_{TO} фононов и циклотронная частота Ω удовлетворяют условию

$$n\Omega = p\omega_{LO} + q\omega_{TO}, \quad (1)$$

где n, p, q — произвольные целые числа. В этих условиях верхний электронный уровень (на который забрасывается электрон в результате ЦФР поглощения) оказывается нестационарным, так как вероятность его распада велика [7, 8]. В случае, когда p и q принимают значения $p, q=0, 1, 2$, так что $p+q=2$, при выполнении условия (1), n -й уровень совпадает по энергии с уровнем $n=0$ плюс два фонона. Учет взаимодействия между этими уровнями приводит к снятию вырождения и соответственно к расщеплению линии ЦФР поглощения на компоненты [7, 8].

Ниже рассматривается электронный полупроводник кубической симметрии с параболическим законом дисперсии в квантующем магнитном поле при температурах, когда электроны заселяют только зону Ландау $n=0$, а оптические фононы не возбуждены. Переход электрона на высшие уровни Ландау при поглощении электромагнитной волны обеспечивается линейным оптическим поляризационным взаимодействием [9].

Нелинейный поляризационный гамильтониан взаимодействия определим как [10]

$$H = \sum_{\alpha\alpha' \mathbf{q}\mathbf{q}' j j'} \{ C_{j j'}(\mathbf{q}, \mathbf{q}') J_{\alpha\alpha'}(\mathbf{q} + \mathbf{q}') b_{\mathbf{q}j} b_{\mathbf{q}'j'} + \text{с. с.} \} a_{\alpha}^+ a_{\alpha'}, \quad (2)$$

где

$$C_{jj'}(\mathbf{q}, \mathbf{q}') = \frac{iAh\omega_{LO}}{|\mathbf{q} + \mathbf{q}'|V} \Gamma_{jj'}(\mathbf{q}, \mathbf{q}') \delta_{j1} \delta_{j'1}$$

для комбинации $2LO$ -фононов,

$$C_{jj'}(\mathbf{q}, \mathbf{q}') = \frac{iBh\sqrt{\omega_{LO}\omega_{T0}}}{|\mathbf{q} + \mathbf{q}'|V} \Gamma_{jj'}(\mathbf{q}, \mathbf{q}') (\delta_{j1} + \delta_{j'1})$$

для комбинации $LO+TO$ -фононов,

$$C_{jj'}(\mathbf{q}, \mathbf{q}') = \frac{iCh\omega_{T0}}{|\mathbf{q} + \mathbf{q}'|V} \Gamma_{jj'}(\mathbf{q}, \mathbf{q}')$$

для комбинации $2TO$ -фононов,

$$\Gamma_{jj'}(\mathbf{q}, \mathbf{q}') = \left\{ \frac{(\mathbf{q} + \mathbf{q}')_z}{|\mathbf{q} + \mathbf{q}'|} e_q^x e_{q'}^y + \text{ц. п.} \right\},$$

\mathbf{q}, \mathbf{q}' — волновые векторы оптических поляризационных фононов; α, α' — квантовые числа электронов в магнитном поле; b_{qj} — фононные; a_α — электронные операторы вторичного квантования; V — нормировочный объем; $J_{\alpha\alpha'}(\mathbf{q} + \mathbf{q}')$ — матричный элемент оператора $\exp\{i(\mathbf{q} + \mathbf{q}'; \mathbf{r})\}$, вычисленный на волновых функциях электрона в магнитном поле [11, 12]; j, j' — номер ветви колебаний, $j=1$ для LO -фононов, $j=2, 3$ для двух TO -фононов; A, B, C — константы, подлежащие определению.

Векторы поляризации фононов имеют следующий вид:

$$\begin{aligned} \mathbf{e}_q &= (e_q^x, e_q^y, e_q^z), \quad e_q^\mu = \frac{q^\mu}{|q|}, \quad \mu = x, y, z, \\ \mathbf{e}_{q_2} &= \left(\frac{e_q^y}{\sqrt{(e_q^x)^2 + (e_q^y)^2}}, -\frac{e_q^x}{\sqrt{(e_q^x)^2 + (e_q^y)^2}}, 0 \right), \\ \mathbf{e}_{q_3} &= \left(\frac{e_q^z e_q^x}{\sqrt{(e_q^x)^2 + (e_q^y)^2}}, \frac{e_q^y e_q^z}{\sqrt{(e_q^x)^2 + (e_q^y)^2}}, -\sqrt{(e_q^x)^2 + (e_q^y)^2} \right). \end{aligned} \quad (3)$$

Коэффициент поглощения вычисляется на основе формулы Кубо для комплексной электропроводности [13] и диаграммной техники Константина и Переля [14], тогда матрица плотности $f_{\alpha\alpha'}$ определяется из квантового кинетического уравнения

$$(S + i\omega_{\alpha\alpha'}) f_{\alpha\alpha'} = F_{\alpha\alpha'} + \sum_{\beta\beta'} f_{\beta\beta'} W_{\beta\alpha}^{\beta'\alpha'}, \quad (4)$$

где $S = -i\omega + \delta$, $\delta \rightarrow 0$, $\omega_{\alpha'\alpha} = \omega_{\alpha'} - \omega_\alpha$, ω — частота поглощаемого излучения, $F_{\alpha\alpha'}$ — угловая, $W_{\beta\alpha}^{\beta'\alpha'}$ — горизонтальные непроводимые части уравнения (4).

В [7] показано, что в ЦФР важными являются угловые части уравнения (4). Учет этого обстоятельства и детальный анализ ряда теории возмущений для комплексной электропроводности показали, что существенным в этой задаче является бесконечный ряд графиков (см. рисунок). Форма линии ЦФР определяется функцией W , которая в результате суммирования ряда на рисунке приводит к перенормировке электронной линии под внешней фононной линией [7]. В этом случае W имеет вид

$$W = \frac{1}{(i\hbar)^2} \sum_{\mathbf{r}' \mathbf{q}_1 \mathbf{q}'_1 j j'} \frac{|C_{jj'}(\mathbf{q}_1, \mathbf{q}'_1)|^2 |J_{\mathbf{r}'\mathbf{r}}(\mathbf{q}_1 + \mathbf{q}'_1)|^2}{|\mathbf{q}_1 + \mathbf{q}'_1| [S + i(\omega_{\mathbf{r}'\alpha} + \omega_{LO} + \omega_{0j} + \omega_{0j'})]}. \quad (5)$$

Проводя соответствующие интегрирования по импульсам фононов в (5) и сохраняя только резонансные члены, чему соответствует $n_{\mathbf{r}'} = 0$, для W получим

$$W = -B_0 \Omega / \sqrt{\gamma + i\delta}, \quad (6)$$

$$\gamma = (\omega - 3\omega_{LO})/\Omega, \quad B_0 = A^2 \omega_{LO}^2 \cdot 0.16 / (32 \cdot \sqrt{2} \pi \Omega^2 R a^3)$$

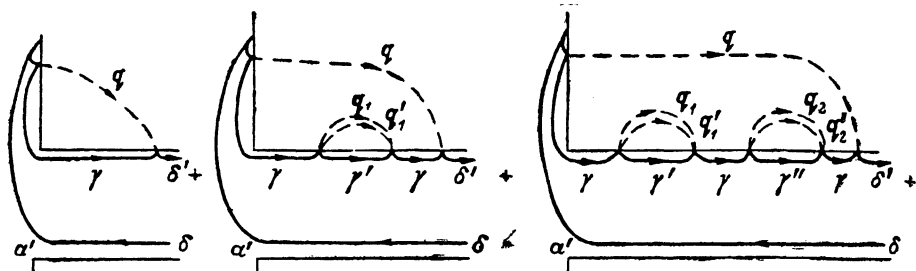
для комбинации $2LO$ -фононов,

$$\gamma = (\omega - 2\omega_{LO} - \omega_{TO})/\Omega, \quad B_0 = B^2 \omega_{LO} \omega_{TO} \cdot 0.14 / (32 \cdot \sqrt{2} \pi \Omega^2 R a^3)$$

для комбинации $LO + TO$ -фононов,

$$\gamma = (\omega - \omega_{LO} - 2\omega_{TO})/\Omega, \quad B_0 = C^2 \omega_{TO}^2 \cdot 0.4 / (32 \cdot \sqrt{2} \pi \Omega^2 R a^3)$$

для комбинации $2TO$ -фононов; a — постоянная решетки; R — магнитная длина.



Диаграммы, просуммированные при получении формулы (5).

Можно показать, что для каждой из трех комбинации фононов $2LO$, $LO + TO$, $2TO$ спектр электрон-фононной системы состоит из двух ветвей (электронный уровень с квантовым числом Ландау $n=3$ и уровень с $n=0$ плюс два оптических фонона соответствующей комбинации фононов, участвующей в пиннинге [7, 8]).

Учитывая, что электропроводность

$$\sigma^{\mu\nu}(\omega) = \sum_{\alpha\alpha'} j_{\alpha\alpha'}^{\mu} j_{\alpha\alpha'}^{\nu}$$

($j_{\alpha\alpha'}^{\mu}$ — матричный элемент плотности тока), для нее с учетом рисунка получим

$$\sigma^{\mu\nu}(\omega) = \frac{1}{i\hbar} \sum_{\alpha\alpha'\gamma q} \frac{j_{\alpha\alpha'}^{\mu} j_{\alpha'\alpha}^{\nu} |C_q|^2 J_{\alpha'\gamma}(q) N_{\alpha}}{[S + i(\omega_{\gamma\alpha} + \omega_0) - W] \hbar \omega_{\alpha'\alpha} \hbar(\omega_{\gamma\alpha} + \omega_0) (S + i\omega_{\alpha\alpha'})}, \quad (6)$$

где N_{α} — функция распределения электронов, C_q — константа электрон-фононного взаимодействия фреilihовского гамильтониана [9].

Коэффициент поглощения света $K(\omega)$, связанный с диагональной частью электропроводности (7) соотношением

$$K(\omega) = \frac{2\pi}{cn_0} \text{Re } \sigma^{\mu\nu}(\omega)$$

(n_0 — показатель преломления, c — скорость света), получается из (7) интегрированием резонансного знаменателя по q_x и k_x . В случае низких температур N_{α} может быть заменена ступенькой, и для коэффициента поглощения получим

$$\frac{K(\omega)}{K_0} = \begin{cases} \ln \frac{x_0 + \sqrt{b + x_0^2}}{|x_0 - \sqrt{b + x_0^2}|}, & \varepsilon < 0, \\ \frac{1}{2} \ln \frac{2x_0^2}{(\varepsilon - B_0^2/2)^2 + 3B_0^4/4}, & \varepsilon > 0, \end{cases} \quad (8)$$

где $K_0 = (2\sqrt{2}/63\pi)(e^2/\hbar c g_0) \eta/R$; η — безразмерная константа связи фреilihовского гамильтониана взаимодействия [7]; $b = \varepsilon + iB_0/\sqrt{\varepsilon}$; $x_0 =$

$=\sqrt{2}\pi^2 R^3 N$ — безразмерная концентрация электронов; N — концентрация электронов; $\varepsilon = \gamma$ — безразмерная энергия электрона, отсчитанная от уровня Ландау $n=3$. Из (8) видно, что коэффициент поглощения имеет два пика поглощения, расположенных при $\varepsilon_1 = -B_0^{2/3}$ и $\varepsilon_2 = 0.5B_0^{2/3}$. Общая величина расщепления в пиннинге равна в этом случае $\Delta = \varepsilon_2 - \varepsilon_1 = 1.5B_0^{2/3}$.

Оценим константы A , B , C , определяющие величины двухфононного взаимодействия из сравнения с экспериментальными данными, полученными в [3, 6] для электронного полупроводника InSb. Пиннинги обнаружены для комбинации $2LO$ -фононов, когда в (1) выполняются условия $n=3$, $p=2$, $q=0$. Для комбинации $LO+TO$ -фононов пиннинги обнаружены, когда в (1) $n=3$, $p=1$, $q=1$, а для комбинации $2TO$ -фононов пиннинги появляются при условии, когда $n=3$, $p=0$, $q=2$ в (1). Общая величина энергии расщепления в пиннингах во всех этих случаях равна $\hbar\Delta_{\text{экс}} = (0.2+0.8)$ мэВ.

В случае комбинации $2LO$ -фононов величина энергии расщепления равна $\hbar\Delta_{\text{теор}} = 1.5B_0^{2/3}\hbar\Omega = B_0^{2/3}\hbar\omega_{LO}$. Из сравнения с экспериментальными значениями величина $A = (2.4-0.9) \cdot 10^{-14}$ см⁻². В случае комбинации $LO+TO$ -фононов величина расщепления равна $\hbar\Delta_{\text{теор}} = 1.5B_0^{2/3}\hbar\Omega = B_0^{2/3}\hbar(\omega_{LO} + \omega_{TO})/2$, а в случае $2TO$ -фононов $\hbar\Delta_{\text{теор}} = 1.5B_0^{2/3}\hbar\Omega = B_0^{2/3}\hbar\omega_{TO}$. Из сравнения с экспериментальными значениями энергии расщепления получено: $B = (1-2.7) \cdot 10^{-14}$ см², $C = (0.5-1.5) \cdot 10^{-14}$ см².

В заключение следует отметить, что двухфононное взаимодействие приводит к эффектам, которые сравнимы по величине с эффектами, обусловленными однофононным взаимодействием [15, 16].

Представляется интересным получить величины констант взаимодействия для двухфононного гамильтониана теоретическим путем, так как они уже известны. Однако рассмотрение столь сложных вопросов выходит за рамки данной статьи. Они будут опубликованы в будущем.

Список литературы

- [1] Dickey R. H., Larsen D. M. // Phys. Rev. Lett. 1968. V. 20. N 2. P. 65—69.
- [2] Kaplan R., Wallis R. F. // Phys. Rev. Lett. 1968. V. 20. N 26. P. 1499—1502.
- [3] Иванов-Омский В. И., Шерегий Е. М. // ФТТ. 1974. Т. 16. № 1. С. 238—240.
- [4] Ngai L. K., Johnson E. J. // Phys. Rev. Lett. 1972. V. 29. N 24. P. 1607—1610.
- [5] Басс Ф. Г., Левинсон И. Б. // ЖЭТФ. 1965. Т. 49. № 3 (9). С. 914—924.
- [6] Иванов-Омский В. И., Парфеньев Р. В., Шерегий Е. М. // ФТТ. 1975. Т. 17. № 12. С. 3631—3635.
- [7] Гязов И., Коровин Л. И. // ФТТ. 1974. Т. 16. № 9. С. 2693—2700.
- [8] Гязов И., Коровин Л. И. // ФТТ. 1975. Т. 17. № 10. С. 2902—2906.
- [9] Frölich H. // Adv. in Phys. 1954. V. 3. N 2. P. 325—334.
- [10] Левинсон И. Б., Рашба Э. И. // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. № 4. С. 1502—1512.
- [11] Гуревич Л. Э., Недлин Г. М. // ЖЭТФ. 1961. Т. 40. № 3. С. 809—818.
- [12] Коровин Л. И., Харитонов Е. В. // ФТТ. 1965. Т. 7. № 7. С. 2162—2173.
- [13] Kubo R. // J. Phys. Soc. Jap. 1960. V. 12. N 3. P. 570—578.
- [14] Константинов О. В., Перель В. И. // ЖЭТФ. 1960. Т. 39. № 1 (7). С. 197—208.
- [15] Коровин Л. И., Павлов С. Т. // Письма в ЖЭТФ. 1967. Т. 6. № 2. С. 525—528.
- [16] Коровин Л. И., Павлов С. Т. // ЖЭТФ. 1967. Т. 53. № 5 (11). С. 1708—1716.

Ташкентский автомобильно-дорожный институт
Ташкент

Поступило в Редакцию
23 октября 1989 г.