

СВЯЗАННЫЕ СОСТОЯНИЯ ЭЛЕКТРОНА, ДЫРКИ И ФОНОНА В СИЛЬНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

2128

И.Б. Левинсон

В последнее время в связи с рядом оптических экспериментов [1, 2] возрос интерес к связанным состояниям квазичастиц с длинноволновыми оптическими фононами [3—5]. В настоящей работе показано, что в сильном магнитном поле H существуют связанные состояния трех частиц — электрона, дырки и фонона с нулевым полным импульсом. При формировании этих состояний электрон и дырка находятся вблизи дна соответствующих нижних зон Ландау; поэтому энергия возбуждения такого состояния лежит ниже порога рождения электрон-дырочной пары и фонона:

$$\epsilon = \Delta E + \frac{1}{2} (\omega_{c1} + \omega_{c2}) + \omega_0 - W,$$

где ΔE – ширина запрещенной зоны, ω_{c1} и ω_{c2} – циклотронные частоты электрона и дырки, ω_0 – частота фонона и W – энергия связи. Наличие подобных состояний должно привести к тонкой структуре фоновых повторов собственных поглощения.

Существование связанных состояний трех частиц доказано при следующих предположениях: 1) с фононами взаимодействует только электрон, причем это взаимодействие слабо (константа связи $\alpha \ll 1$); 2) кулоновская энергия меньше магнитной в смысле $L \equiv \ln(\omega_c/R) \gg 1$, где ω_c – циклотронная частота и R – ридберговская энергия с приведенной массой m . Если других малых параметров нет, то есть $\omega_{c1} \sim \omega_{c2} \sim \omega_0$, и энергия связи электрон-дырка $W_c \sim RL^2$ [6] того же порядка, что и энергия связи электрон-фонон $W_p \sim \alpha^2 \omega_0$ [5], то указанные неравенства обеспечивают существование связанных состояний трех частиц, причем $W \sim W_c \sim W_p$. При этом $W \ll \omega_0$, так что энергия связанного состояния налагается на континуум диссоциированных состояний электронно-дырочной пары; поэтому состояние может распадаться с исчезновением фонона. Существенно однако, что соответствующая ширина Γ меньше энергии связи: $\Gamma/W \sim (W/\omega_0)^{3/2}$, что и оправдывает рассмотрение таких связанных состояний.

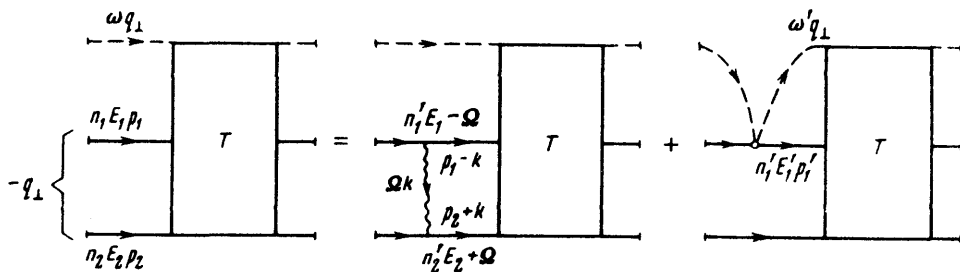


Рис. 1

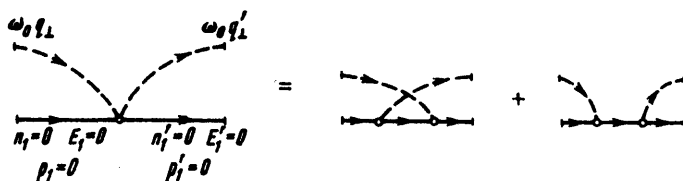


Рис. 2

Так как взаимодействия слабы, то в диаграммах T -матрицы трех частиц опасными являются сечения, в которых возможен реальный распад на три частицы. Существенные диаграммы суммируются уравнением на рис. 1, где пунктирная линия изображает фонон, нижняя сплошная – дырку, верхняя сплошная – электрон, волнистая – кулон, точка – поляронное взаимодействие (рис. 2). Неоднородные члены уравнения отброшены, так как они несущественны при отыскании спектра. По этой же причине не указаны квантовые числа выходных концов T -матрицы, $nE\rho$ с индексами 1 и 2 обозначают квантовое число Ландау, энергетический параметр и продольный импульс электро-

ка и дырки. Вместо p_{1x} и p_{2x} в каждом сечении используется полный поперечный импульс пары $-q_{\perp}$ [7]; это явно указано для входных концов. Интегрирование по Ω , E_1' , ω' может быть выполнено, после чего возникает уравнение для T -матрицы, в которой фононный и дырочный концы находятся на массовой поверхности. При интегрировании в опасных сечениях следует сохранить только припороговые области переменных [8]; это значит, что все квантовые числа Ландау $n = 0$ и можно считать в матричных элементах взаимодействия все продольные импульсы равными нулю. В результате получим уравнение

$$T(p_1 p_2; q_{\perp}) = \int \frac{dk}{2\pi} V(-q_{\perp}) G(\epsilon - \omega_0; p_1 - k, p_2 + k) T(p_1 - k, p_2 + k; q_{\perp}) + \\ + \int \frac{dq_{\perp}'}{(2\pi)^2} \int \frac{dp_{\perp}'}{2\pi} U(q_{\perp}, q_{\perp}') G(\epsilon - \omega_0; p_{\perp}', p_2) T(p_{\perp}' p_2; q_{\perp}'). \quad (1)$$

Здесь $V(-q_{\perp})$ нулевая Фурье-компонента кулоновского потенциала, усредненного по поперечному движению, при поперечном импульсе пары $-q_{\perp}$. Ядро поляронного взаимодействия $U(q_{\perp}, q_{\perp}')$ показано на рис. 2. Далее

$$G(\epsilon, p_1, p_2) = \left(\epsilon - \frac{p_1^2}{2m_1} - \frac{p_2^2}{2m_2} + i0 \right)^{-1}, \quad (2)$$

где m_1 и m_2 эффективные массы, а $\epsilon = E_1 + E_2$ отсчитывается от порога рождения свободной пары без фонона.

Дальнейшее продвижение оказывается возможным благодаря тому, что если $L \gg 1$, то V не зависит от q_{\perp} . Поэтому зависимость T от q_{\perp} определяется собственными функциями поляронного ядра $X(q_{\perp})$ и решение можно искать в виде

$$T(p_1 p_2, q_{\perp}) = T_{\parallel}(p_1 p_2) X(q_{\perp}). \quad (3)$$

Если обозначить $GT_{\parallel} = \psi$ и перейти по p_1 и p_2 к координатному z -представлению, то получим уравнение Шредингера

$$\left[\frac{1}{2m_1} \frac{\partial^2}{\partial z_1^2} + \frac{1}{2m_2} \frac{\partial^2}{\partial z_2^2} + \epsilon - \omega_0 - U\delta(z_1) - V\delta(z_1 - z_2) \right] \psi(z_1 z_2) = 0, \quad (4)$$

где U собственное значение поляронного ядра, соответствующее X . неподвижным центром, с которым взаимодействует электрон, является фонон, масса которого бесконечна.

Если $V = 0$, то существуют связанные состояния электрона и фонона; это значит, что существуют такие X , для которых $U < 0$ [9]. Таким образом, каждому связанному состоянию электрона и фонона соответствуют связанные состояния трех частиц, которые определяются при решении (4). По крайней мере одно такое состояние всегда существует.

Получающиеся при решении (4) энергии не содержат затухания. Это обусловлено тем, что распад связанного состояния с исчезновением фонона происходит в состоянии электронно-дырочной пары далекие от порога ее рождения; между тем такие состояния в (1) не учитываются. Если их учесть по теории возмущений [10], то получится приведенная выше оценка.

Автор выражает благодарность Л.П.Питаевскому и Э.И.Рашба за обсуждение работы.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
6 апреля 1972 г.

Литература

- [1] E.J. Johnson, D.M.Larsen. Phys. Rev. Lett., 16, 655, 1966.
- [2] W.Y.Liang, A.D.Yoffe. Phys. Rev. Lett., 20, 59, 1968.
- [3] Y. Toyozawa, J.Hermanson. Phys. Rev. Lett., 21, 1637, 1968.
- [4] В.И.Мельников, Э.И.Рашба. Письма в ЖЭТФ, 10, 95, 359, 1969.
- [5] И.Б.Левинсон. Письма в ЖЭТФ, 12, 496, 1970.
- [6] H.Hasegawa, R.E.Howard. J. Phys. Chem. Solids, 21, 179, 1961.
- [7] Л.Ш.Горьков, И.Е.Дзялошинский. ЖЭТФ, 53, 717, 1967.
- [8] Л.П.Питаевский. ЖЭТФ, 36, 1168, 1959.
- [9] Б.И.Каплан, И.Б.Левинсон. ФТТ, 1412, 1972.
- [10] И.Б.Левинсон, А.Ю.Матулис, Л.М.Шербаков. ЖЭТФ, 60, 1097, 1971.