Письма в ЖЭТФ, том 23, вып. 8, стр. 449 – 451 *20 апреля 1976 г.*

ПАЙЕРЛСОВСКИЙ ПЕРЕХОД В СИЛЬНОМ СВЕТОВОМ ПОЛЕ

В. Д. Блажин

Обсуждается влияние на пайерлсовскую неустойчивость решетки сильного светового поля. Показано, что последнее индуцирует переход диэлектрик – металл.

В настоящее время к квазиодномерным структурам, таким как соли с переносом заряда на основе тетрацианхинодиметана (TCNQ) или *плоскоквадратные комплексы переходных* металлов (Pt, Ir), привлечено внимание в связи с перспективой реализации в таких системах высокотемпературной сверхпроводимости [1]. Не останавливаясь на всех аспектах возникновения сверхпроводимости в таких металлах, укажем в качестве одного из основных факторов, препятствующего появлению последней, пайерлсовский переход в состоянии диэлектрика в области низких температур. В связи с этим встает вопрос, как, воздействуя на кристалл тем или иным образом ликвидировать пайерлсовский переход, т. е. металлизовать систему. В этом плане мы хотим здесь обсудить влияние сильного светового поля на пайерлсовский диэлектрик.

Подчеркнем, что наличие в указанных выше веществах узкой зоны проводимости $2|b| \approx 0{,}1 - 0{,}01$ *эв*, отделенной от прочих зон широкими запрещенными интервалами, является весьма удобным с точки зрения применения лазерного излучения $\hbar\omega \sim 1$ *эв*, так как позволяет исключить нежелательный разогрев электронов световым полем. Для формального анализа вопроса о влиянии сильного светового поля на пайерлсовский переход рассмотрим гамильтониан Фрелиха [1], для одномерной системы электронов $\mathcal{H}_0$, дополнив его членом $\mathcal{H}_{ef}$, ответственным за взаимодействие электронов со световой волной

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_{ef} ,$$

$$\mathcal{H}_0 = \sum_{\mathbf{k}} \epsilon_{\mathbf{k}} a^+_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}} + \sum_{\mathbf{q}} \hbar\omega_{\mathbf{q}} \beta^+_{\mathbf{q}} \beta_{\mathbf{q}} + \sum_{\mathbf{kq}} D_{\mathbf{q}} a^+_{\mathbf{k+q}} a_{\mathbf{k}} \beta_{\mathbf{q}} + \text{э.с.} , \qquad (1)$$

$$\mathcal{H}_{ef} = \sum_{\mathbf{k}} \lambda(\mathbf{k}) \sin\omega t \, a^+_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}} .$$

Здесь $a^+_{\mathbf{k}}, a_{\mathbf{k}}, \beta^+_{\mathbf{q}}, \beta_{\mathbf{q}}$ – соответственно операторы рождения и уничтожения электронов с импульсом $\mathbf{k}$ и фононов с импульсом $\mathbf{q}$ $\epsilon_{\mathbf{k}} = b\cos ka$ – энергия электронов, a – постоянная решетки, $\hbar\omega_q$ – энергия фононов. D_q – матричный элемент электрон-фононного взаимодействия. $\lambda(\mathbf{k}) = \mathrm{v}_{\mathbf{k}} \mathcal{E} e/\omega$ – матричный элемент внутризонных оптических переходов в поле монохроматической световой волны $\mathcal{E}\sin\omega t$, $\mathrm{v}_{\mathbf{k}}$ – скорость электрона с импульсом $\mathbf{k}$.

Исключим из гамильтониана $\mathcal{H}_{ef}$ с помощью унитарного преобразования [2]

$$U = \exp\left\{\frac{i}{\hbar}\int_0^t \mathcal{H}_{ef}\, d\tau\right\}. \tag{2}$$

Преобразованный гамильтониан приводится к виду

$$\mathcal{H} = \sum_{\mathbf{k}} \epsilon_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}}^{+} a_{\mathbf{k}} + \sum_{\mathbf{q}} \hbar\omega_{\mathbf{q}} \beta_{\mathbf{q}}^{+} \beta_{\mathbf{q}} + \sum_{n\mathbf{k}\mathbf{q}} D_{\mathbf{q}} i^{n} J_{n}\left(\frac{\lambda(\mathbf{k}+\mathbf{q}) - \lambda(\mathbf{k})}{\hbar\omega}\right) e^{-in\omega t} a_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^{+} a_{\mathbf{k}} \beta_{\mathbf{q}} + \text{э.с.} \tag{3}$$

Здесь $J_n(x)$ – функция Бесселя целого индекса.

Будем далее интересоваться случаем, когда ширина щели в электронном спектре $\Delta \ll \hbar\omega$. Тогда, ограничиваясь в (3) резонансными членами ($n = 0$), окончательно имеем

$$\mathcal{H} = \sum_{\mathbf{k}} \epsilon_{\mathbf{k}} a_{\mathbf{k}}^{+} a_{\mathbf{k}} + \sum_{\mathbf{q}} \hbar\omega_{\mathbf{q}} \beta_{\mathbf{q}}^{+} \beta_{\mathbf{q}} + \sum_{n\mathbf{k}\mathbf{q}} D_{q} J_{0}\left(\frac{\lambda(\mathbf{k}+\mathbf{q}) - \lambda(\mathbf{k})}{\hbar\omega}\right) a_{\mathbf{k}+\mathbf{q}}^{+} a_{\mathbf{k}} \beta_{\mathbf{q}} + \text{э.с.} \tag{4}$$

Гамильтониан (4) отличается от гамильтониана Фрелиха в отсутствии световой волны перенормировкой константы $D_{\mathbf{q}}$:

$$\widetilde{D}_{\mathbf{q}} = D_{\mathbf{q}} J_{0}\left(\frac{\lambda(\mathbf{k}+\mathbf{q}) - \lambda(\mathbf{k})}{\hbar\omega}\right),$$

которая теперь становится зависящей от напряженности светового поля. Поэтому можно сразу написать выражение для щели в спектре пайерлсовского диэлектрика при $T = 0$ [1, 3]

$$\Delta = 8|b|\, e^{-1/\tilde{g}}, \tag{5}$$

где $\tilde{g} = g J_0\left(\frac{\lambda(\mathbf{k}_F) - \lambda(-\mathbf{k}_F)}{\hbar\omega}\right)$, g – константа взаимодействия в отсутствии поля. $\mathbf{k}_F$ – импульс на поверхности Ферми. И соответственно критическая температура

$$T_p = \frac{\gamma}{\pi}\, 8|b|\, e^{-1/\tilde{g}}, \tag{6}$$

где $\ln\gamma = C$ – постоянная Эйлера.

Из выражения (5) следует, что щель Δ, так и T_p, будут осциллировать с возрастанием светового поля, обращаясь в нуль в нулях функции Бесселя $J_0(x)$. Таким образом, световое поле индуцирует переход диэлектрик – металл.

Появление в спектре кристалла щели при пайерлсовской нестабильности может быть интерпретировано как следствие возникновения в кристалле дополнительного периода π/k_F. Колебательное движение электрона в поле световой волны приводит к тому, что действие дополнительного периодического потенциала на последний усредняется на периоде колебаний. В полях, когда удвоенная амплитуда колебаний электрона $2e\mathcal{E}/m\omega^2$ становится равной или кратной периоду π/k_F усредненный потенциал обращается в нуль, что и приводит к осцилляции щели.

Оценим минимальное значение поля, при котором $\Delta = 0$. $\vec{\mathcal{E}}$ параллелен проводящим нитям. Аппроксимируя $\epsilon_k = b\cos ka$, полагая $2|b| \approx 0{,}1$ *эв*, $\hbar\omega \approx 0{,}14$ *эв* (лазер на CO_2), $a \approx 4\text{Å}$, учитывая, что $J_0(x) = 0$ при $x = 2{,}4$, имеем

$$\mathcal{E} = 2{,}4\frac{\hbar^2\omega^2}{2|b|ae} \approx 8\cdot 10^6\ \text{в/см}. \tag{7}$$

Как видно из оценки (7) световые поля, при которых щель полностью обращается в ноль при $T = 0$ близки к пробивным. Однако для практических целей, как, например, поиск высокотемпературной сверхпроводимости, достаточно лишь несколько сдвинуть T_p в область более низких температур, что возможно при существенно более низких полях. (Сдвигу T_p на 1К соответствуют поля $\sim 10^4 - 10^5$ *в/см*, соответственно световые потоки $\sim 0{,}1 - 10$ *Мвт/см*^{2}).

В заключение чисто качественно укажем на еще одну возможность управления пайерлсовским переходом с использованием сильного светового поля. Известно, что температура пайерлсовского перехода сильно зависит от степени одномерности системы, характеризуемой отношением проводимости вдоль нитей к величине прыжковой проводимости в перпендикулярном направлении $\sigma_\parallel/\sigma_\perp$. Известно также, что световое поле почти резонансное с энергетическим интервалом между зоной проводимости и вышележащими незаполненными зонами должно приводить к росту $\sigma_\perp$. Таким образом, освещая кристалл излучениями различной мощности, мы получаем возможность регулировать степень одномерности системы, подбирая условия оптимальные для наблюдения сверхпроводимости.

Автор выражает признательность С.Д.Бенеславскому и Л.Н.Булаевскому за полезное обсуждение работы.

Московский
государственный университет
им. М.В.Ломоносова

Поступила в редакцию
11 марта 1976 г.

Литература

[1] Л.Н.Булаевский. УФН, 115, 2636, 1975.

[2] В.Д.Блажин, А.С.Селиваненко. "Краткие сообщения по физике". ФИАН, 1, 10, 1971.

[3] H.Fröhlich. Proc. Roy. Soc., A223, 296, 1954.