

Письма в ЖЭТФ, том 11, стр. 603 – 606

20 июня 1970 г.

ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД, ИНДУЦИРОВАННЫЙ В КРИСТАЛЛЕ ПОЛЕМ СИЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Ю.И.Балкарец

В последние годы на примере ряда моделей [1–3] было продемонстрировано, что твердые тела с близкими энергетическими зонами (уровнями) при учете кулоновского или электрон-фононного взаимодействия квазичастиц могут быть неустойчивыми и стремятся так перестроиться при определенной температуре T_k , чтобы зоны растолкнулись или сблизились. При этом, в зависимости от вида исходных зон и характера взаимодействия, возникают различные фазовые переходы.

Искусственно добиться сближения зон и вызвать фазовый переход можно с помощью больших давлений. Мы хотим обратить внимание на то, что сильная электромагнитная волна с частотой Ω близкой к Δ (Δ – расстояние между заполненной зоной и одной из пустых зон или экситонным уровнем) может играть такую же роль, как и давление, эффективно сближая уровни системы и создавая условия благоприятные для возникновения электронного фазового перехода.

Будем для определенности говорить о фазовых переходах, связанных с сильным электрон-фононным взаимодействием и описанных в работах [2, 3]. При некотором различии моделей эти работы качественно близки. В них показано, что при учете внутризонного или межзонного взаимодействия электронов с оптическими фононами, если выполнен критерий

$$V^2 / M \omega_0^2 \Delta > 1 \quad (1)$$

(V – матричный элемент электрон-фононного взаимодействия, ω_0 – частота фононов, M – масса иона) в системе возникают фазовые переходы, связанные с изменением электронного спектра и смещениями атомов в кристаллической решетке.

Все параметры этих фазовых переходов определяются тем, на сколько сильным является неравенство (1).

Указанные модели используются для описания реальных фазовых переходов в соединениях типа V_2O_3 и в ряде сегнетоэлектриков типа смещений.

Из критерия (1) видно, что искусственное сближение зон действительно является эффективным способом подведения системы к фазовому переходу.

Пусть на кристалл падает интенсивная монохроматическая волна с $\Omega \ll \Delta$, а также учитывается электрон-фононное взаимодействие с одной из оптических фононных мод.

В приближении узких зон, в узельном представлении, если все переходы происходят без изменения числа электронов на узле, гамильтониан системы имеет вид [2] с добавлением члена взаимодействия с полем волны:

$$\begin{aligned} H = & \sum_m \frac{\Delta}{2} (a_{1m}^\dagger a_{1m} + b_{2m}^\dagger b_{2m}) + \sum_q \omega_q c_q^\dagger c_q + \\ & + \lambda \sum_m \{ a_{1m}^\dagger b_{2m}^\dagger e^{-i\Omega t} + b_{2m} a_{1m}^\dagger e^{i\Omega t} \} + \\ & + \sum_{mj} u_{jm} \{ w_{jm11} a_{1m}^\dagger a_{1m} + w_{jm22} b_{2m}^\dagger b_{2m} \} + \\ & + \sum_{mj} u_{jm} \{ \tilde{w}_{jm} a_{1m}^\dagger b_{2m}^\dagger + (\tilde{w}_{jm})^* b_{2m} a_{1m} \}, \end{aligned} \quad (2)$$

где u_{jm} – смещения j -того атома в m -той ячейке, $\lambda = E_0 P_{12} \cdot P_{12}$ – матричный элемент дипольного момента, w – различные матричные элементы электрон-фононного взаимодействия. E_0 – напряженность поля волны. Операторы a , b и c описывают электроны и дырки соответственно на уровнях 1 и 2 и фононы.

Здесь учитывается только резонансная часть взаимодействия с полем волны и предполагается выполненным условие $|\lambda| > r^{-1}$, где r – минимальное время релаксации электронов.

Для точного учета электромагнитной волны совершим каноническое преобразование гамильтониана с помощью оператора

$$U(t) = \exp \{ - (i \Omega t / 2) \sum_m a_{1m}^\dagger a_{1m} + b_{2m}^\dagger b_{2m} \},$$

а также Боголюбовское $u - v$ преобразование, смешивающее состояния 1 и 2 [4]. В результате мы перейдем к системе новых квазичастиц с энергией возбуждения $\epsilon = \sqrt{[(\Delta - \Omega)/2]^2 + \lambda^2}$ и расстоянием между уровнями $\tilde{\Delta} = 2\epsilon$. Изменится и фононная часть гамильтониана. Последний член в (2) можно опустить, так как после $U(t)$ преобразования на него переходит временная зависимость с частотой Ω и, вследствие этого, связанное с ним прямое взаимодействие квазичастиц через фононы содержит лишний малый параметр $\omega_0/\Omega \ll 1$.

Оставшаяся часть гамильтониана имеет вид:

$$H = \sum_m \epsilon (\alpha_{1m}^+ \alpha_{1m} + \beta_{2m}^+ \beta_{2m}) + \frac{1}{2} \sum_{mj} u_{jm} (w_{jm11} - w_{jm22}) \frac{\lambda}{\epsilon} (\alpha_{1m}^+ \beta_{2m}^+ + \beta_{2m} \alpha_{1m}^+) + \\ + \frac{1}{2} \sum_{mj} u_{jm} \left\{ \left[(w_{jm11} + w_{jm22}) + (w_{jm11} - w_{jm22}) \frac{\Delta - \Omega}{2\epsilon} \right] \alpha_{1m}^+ \alpha_{1m}^+ + \right. \\ \left. + \left[(w_{jm11} + w_{jm22}) - (w_{jm11} - w_{jm22}) \frac{\Delta - \Omega}{2\epsilon} \right] \beta_{2m}^+ \beta_{2m}^+ \right\}. \quad (3)$$

При $(\Delta - \Omega)/2 > \lambda$ второй член в (3) можно отбросить по сравнению с третьим. Тогда гамильтониан (3) эквивалентен использованному в работе [2] с той лишь разницей, что роль эффективного расстояния между уровнями играет величина $\tilde{\Delta} \ll \Delta$.

При $(\Delta - \Omega)/2 > \lambda$ можно опустить третий член в (3) по сравнению со вторым, тогда задача сводится к рассмотренной в работе [3], снова с заменой Δ на $\tilde{\Delta}$. Следовательно, при действии волны в рассмотренных условиях и в критерии (1) следует заменить Δ на $\tilde{\Delta}$. Если исходное расстояние между уровнями $\Delta \sim 1 \text{ эв}$ эффективно уменьшить таким способом на один-два порядка, то вероятность возникновения неустойчивости, связанной с фазовым переходом резко возрастает, даже если исходная система была далека от неустойчивости.

Напряженность поля световой волны необходимая для выполнения условия $\lambda > r^{-1}$ при характерных для твердых тел $r \sim 10^{-12} - 10^{-14} \text{ сек}$, составляет величину $E_0 \sim 10^4 - 10^6 \text{ е/см}$.

Подходящими веществами, где можно пытаться вызвать фазовый переход, являются, например, полупроводники и диэлектрики, содержащие ионы редкоземельных и переходных элементов (см. обзоры [5, 6]). В таких веществах существуют узкие экситонные линии, соответствующие переходам с энергией $0,1 - 1 \text{ эв}$ в d - или f -оболочках указанных ионов. Вообще говоря, эти переходы запрещены по четности или спину. Однако, в кристаллах такой запрет часто нарушается и многие переходы разрешены в дипольном приближении [6].

Переходы в d - и f -оболочках часто происходят с участием оптических фононов, что свидетельствует о довольно сильном электрон-фононном взаимодействии.

При освещении сильной волной должно быть обеспечено поддержание системы при температуре сравнимой с T_k .

Фазовый переход можно обнаружить по смещениям в решетке (в некоторых случаях с появлением спонтанного дипольного момента), по смещениям энергетических уровней электронов, а также по изменению электропроводности системы.

Благодарю В.Б.Сандомирского за обсуждение работы и полезные замечания.

Институт радиотехники
и электроники
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
18 мая 1970 г.

Литература

- [1] И.А.Козлов, Л.А.Максимов. ЖЭТФ, 48, 1184, 1965.
 - [2] А.Г.Аронов, Е.К.Кудинов. ЖЭТФ, 55, 1344, 1968.
 - [3] Н.Н.Кристоффель, П.И.Консин. Изв. АН СССР, сер. физ., 33, 187, 1969.
 - [4] В.М.Галицкий, С.П.Гореславский, В.Ф.Елесин. ЖЭТФ, 57, 207, 1969.
 - [5] Г.С.Кринчик, М.В.Четкин. УФН, 98, 3, 1969.
 - [6] В.В.Еременко, А.И.Беляева. УФН, 98, 27, 1969.
-