

## О ПОВЫШЕНИИ ТЕМПЕРАТУРЫ СВЕРХПРОВОДЯЩЕГО ПЕРЕХОДА В УСЛОВИЯХ СИЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КУПЕРОВСКОЙ И РЕШЕТОЧНОЙ МОД

А.И. Головашкин, В.С. Горелик

*В рамках феноменологической теории фазовых переходов с двумя параметрами порядка рассматривается взаимодействие между низкочастотными решеточными осцилляциями и куперовской модой в сверхпроводниках.*

Согласно динамической теории фазовых переходов в кристаллах, опубликованной в работах В.Л. Гинзбурга /1/, В. Кокрена /2/, П.В. Андерсона /3/ и др., вблизи точки структурного фазового перехода в колебательном спектре кристаллов возникают так называемые "мягкие" моды, характеризующиеся сильным уменьшением частоты по мере приближения к точке фазового перехода. Наличие таких мод подтверждено экспериментально /4/.

В литературе /5 – 8/ неоднократно ставился вопрос о возможном существовании взаимосвязи между эффектами высокотемпературной сверхпроводимости и "размягчения" кристаллической решетки. В настоящей работе анализируются эффекты сильного взаимодействия между низкочастотными решеточными модами (в частности, "мягкими" модами, ответственными за структурную неустойчивость) и куперовской модой, возникающей в результате спаривания электронов в условиях преобладания сил межэлектронного притяжения над кулоновским отталкиванием.

Многие характерные черты такого рода взаимодействия могут быть выяснены при анализе классической модели связанных ангармонических осцилляторов /9, 10/, позволяющей установить каким образом взаимодействие между модами "перенормирует" их исходные, затравочные свойства. Аналогичная ситуация реализуется в сверхпроводящем материале, когда энергия какого-либо фононного возбуждения приближается к удвоенному значению энергии сверхпроводящей щели ( $\Omega_{ph} \cong 2\Delta$ ). Спектр такого фонон-куперонного состояния имеет характерные низкочастотную и высокочастотную ветви; его форма анализировалась методом функций Грина в работе /11/. Мы остановимся на анализе феноменологической модели, основанной на теории сверхпроводимости Гинзбурга – Ландау.

В модели система может быть описана введением двух параметров порядка  $\eta$  и  $\xi$ , один из которых ( $\eta$ ) описывает переход в сверхпроводящее состояние, а другой ( $\xi$ ) – в состояние с пониженной симметрией кристаллической решетки. В частности, для сегнетоэлектрического фазового перехода  $\xi$  соответствует полярным колебаниям решетки, ответственным за возникновение спонтанной поляризации. Разложение для плотности свободной энергии в этом случае можно представить в виде:

$$f = f_n + a\eta^2/2 + b\eta^4/4 + a'\xi^2/2 + b'\xi^4/4 + r\eta\xi + w\eta^2\xi^2 + p\eta^2\xi + s\eta\xi^2 + \dots \quad (1)$$

Рассмотрим наиболее простую ситуацию, когда параметры  $\eta$  и  $\xi$  относятся к одному и тому же типу симметрии, т. е.  $r \neq 0$ . При этом члены разложения высших порядков в (1) можно не учитывать, полагая, что  $w = p = s = b' = 0$ ; из условия устойчивости в таком случае следует, что  $a' > 0$ .

В равновесной конфигурации  $(\partial f / \partial \eta)_{\eta_0, \xi_0} = 0$  и  $(\partial f / \partial \xi)_{\eta_0, \xi_0} = 0$ , где  $\eta_0$  и  $\xi_0$  – равновесные значения параметров порядка. Отсюда с учетом того, что  $a = a(T - T_c)$  ( $T_c$  – температура сверхпроводящего перехода,  $a > 0$ ), получаем:  $a(T - T_c)\eta_0 + b\eta_0^3 + r\xi_0 = 0$ ,  $a'\xi_0 + r\eta_0 = 0$ . В соответствии с этим имеем:

$$\xi_0 = -r\eta_0/a', \quad \eta_0^2 = -(a/b)(T - \tilde{T}_c),$$

где

$$\tilde{T}_c = T_c + r^2/a'a.$$

Таким образом, уже в этом простом случае получается принципиально важный результат: при "включении" ( $r \neq 0$ ) взаимодействия между "сверхпроводящим" параметром порядка  $\eta$  и структурным параметром порядка  $\xi$  происходит повышение ( $a > 0$ ) температуры сверхпроводящего перехода на величину  $r^2/a$ , зависящую от степени взаимосвязи между  $\eta$  и  $\xi$  и характеристик мягких мод ( $a$  и  $a'$ ) структурного и сверхпроводящего переходов.

Перейдем к случаю, когда прямая связь между параметрами  $\eta$  и  $\xi$  отсутствует ( $r = 0$ ). Ограничимся анализом случая, когда  $w \neq 0$ ,  $p = s = 0$ . При этом приходим к модели, известной в теории фазовых переходов и подробно описанной в литературе [12].

Уравнения состояния приобретают вид:

$$\eta_0 (a + b\eta_0^2 + 2w\xi_0^2) = 0 \quad (2)$$

$$\xi_0 (a' + b'\xi_0^2 + 2w\eta_0^2) = 0. \quad (3)$$

Уравнения (2), (3) допускают (не считая тривиального:  $\eta_0 = \xi_0 = 0$ ) три типа решений:

- 1)  $\eta_0^2 = -a/b$ ,  $\xi_0 = 0$ ,
  - 2)  $\eta_0 = 0$ ,  $\xi_0^2 = -a'/b'$ ,
  - 3)  $\eta_0^2 = (2a'w - ab')/\Delta$ ,  $\xi_0^2 = (2aw - a'b)/\Delta$ ,
- где  $\Delta = bb' - 4w^2$ .

Наибольший интерес представляет третий случай, при котором возможно "сосуществование" сверхпроводника и фазы с нарушенной симметрией (в частности, сегнетоэлектрика). Полагая, что для "ненормированных" фазовых переходов имеют место обычные соотношения  $a = a(T - T_c)$  и  $a' = a'(T - T_0)$ , приходим к следующим соотношениям для перенормированных температур сверхпроводящего ( $T_c'$ ) и структурного ( $T_0'$ ) переходов:

$$T_c' = T_c (1 - 2a'w/b'a)^{-1} + T_0 (1 - b'a/2a'w)^{-1} \quad (4)$$

$$T_0' = T_0 (1 - 2aw/ba')^{-1} + T_c (1 - ba'/2aw)^{-1}. \quad (5)$$

В этом случае осуществляется "перенормировка" температуры как исходного сверхпроводящего фазового перехода, так и структурного дигорсионного фазового перехода (в частности, сегнетоэлектрического). Конкретные значения  $T_c'$  и  $T_0'$  зависят от величины параметров, характеризующих мягкие моды исходных фазовых переходов ( $a$ ,  $a'$ ,  $b$ ,  $b'$ ) и параметра  $w$ , описывающего взаимодействие между  $\eta$  и  $\xi$ . Для  $w \ll b'a/2a'$  и  $w \ll ba'/2a$  из (4) и (5) следует (при условии, что оказываются малыми и вторые члены в (4) и (5)):

$$T_c' \cong T_c (1 + 2a'w/b'a),$$

$$T_0' \cong T_0 (1 + 2aw/ba'),$$

т. е. при "включении" взаимодействия ( $w > 0$ ) повышается как температура сверхпроводящего ( $T_c' > T_c$ ), так и структурного ( $T_0' > T_0$ ) фазовых переходов. В этом приближении получаем:

$$\Delta T_c'/T_c \cong 2a'w/b'a, \quad \Delta T_0'/T_0 \cong 2aw/ba',$$

где

$$\Delta T_c' = T_c' - T_c \quad \text{и} \quad \Delta T_0' = T_0' - T_0.$$

Изложенные соображения о влиянии структурной неустойчивости кристаллической решетки на величину температуры сверхпроводящего перехода дают основание предложить следующие возможные пути повышения  $T_c'$ . Один из них состоит в исследовании проводящих материалов, структура которых характеризуется относительной неустойчивостью и проявлением полиморфизма.

Другое направление может быть связано с созданием гетерогенных систем, состоящих из смесей диэлектриков (в частности, сегнетоэлектриков), претерпевающих структурные фазовые переходы, и металлов (в частности, уже известных сверхпроводников). К этому же направлению примыкает область исследования, связанная с изучением механических смесей сверхпроводников с диэлектриками, характеризующимися отсутствием структурных фазовых переходов, но присутствием низкочастотных высокочастотных мод в колебательном спектре, частоты которых близки к соответствующим частотам бозе-возбуждений куперовского типа в сверхпроводнике ( $10 - 40 \text{ см}^{-1}$ ). Примерами таких диэлектриков могут служить ароматические аминокислоты (тирозин, триптофон и др.), слоистые кристаллические структуры ( $\text{GaS}$ ,  $\text{GaSe}$ ,  $\text{TlInS}_2$ ,  $\text{BiJ}_2$ ,  $\text{PbJ}_2$  и др.). Предполагается, что в случае такого рода гетерогенных систем взаимодействие между параметром порядка "затравочного" сверхпроводящего перехода и низкочастотными модами кристаллической решетки может осуществляться в области междуфазной границы. Такие гетерогенные системы могут быть реализованы в виде покрытий одного материала другим, в виде поликристаллической смеси, спрессованной или отоженной при различных условиях, и т. д.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В. Л. Труды ФИАН, 180, 3 (1987).
2. Cochran W. Phys. Rev. Lett., 3, 412 (1959).
3. Андерсон П. В. В кн. Физика диэлектриков. Ред. Г.И. Сканиви, М., изд. АН СССР, 1960, с. 290.
4. Steigmeier K. Ferroelectrics, 7, 65 (1974).
5. Копеев Ю. В. В кн. Проблема высокотемпературной сверхпроводимости. Ред. В.Л. Гинзбург и Д.А. Киржниц, М., Наука, 1977, с. 205.
6. Lefkowitz I., Bloomfields P. E. Ferroelectrics, 51, 173 (1984).
7. Горелик В. С. Труды ФИАН, 180, 87 (1987).
8. Беднорц И. Г., Мюллер К. А. Успехи физических наук, 156, 323 (1988).
9. Горелик В. С. В сб. Современные проблемы спектроскопии комбинационного рассеяния света. Ред. Сушинский М.М., М., Наука, 1978, с. 28.
10. Горелик В. С. Труды ФИАН, 132, 15 (1982).
11. Svoboda K., Lassnig R. Phys. Rev. B, 37, 3654 (1988).
12. Изюмов Ю. А., Сыромятников В. Н. Фазовые переходы и симметрия кристаллов. М., Наука, 1984, с. 131.

Поступила в редакцию 9 марта 1989 г.