

О ВОЗМОЖНОСТИ АНОМАЛЬНЫХ ФЛУКТУАЦИЙ ПРИ СТРУКТУРНЫХ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДАХ

Б.Г.Идлис, Ю.В.Конаев

Рассматриваются фазовые переходы, связанные с особенностями электронного спектра (конгруэнтные участки поверхности Ферми, в частности, в квазиодномерных системах). Показано, что при неполной конгруэнтности (или сильно отличающихся массах в двухзонных системах) температурная область флуктуаций может быть велика. Это объясняет, например, аномалии восприимчивости, сжимаемости и фононных спектров в соединениях A15.

Теория Ландау фазовых переходов строится в пренебрежении неоднородными флуктуациями параметра порядка. Область применимости такого приближения (приближения среднего поля) определяется неравенством ¹:

$$1 \gg |\tau| \gg \frac{b^2 T_c^2}{ac^3} \equiv Gi, \quad (1)$$

где $\tau = (T - T_c) / T_c$, T_c – температура перехода, a , b и c – коэффициенты в разложении

свободной энергии по степеням параметра порядка Δ :

$$F = a\tau |\Delta|^2 + \frac{b}{2} |\Delta|^4 + c |\vec{\nabla} \Delta|^2. \quad (2)$$

Для сверхпроводников число Гинзбурга $Gi \approx 100 (T_c / \epsilon_F)^4 \sim 10^{-14}$, и флуктуационная область практически ненаблюдаема (энергия Ферми $\epsilon_F \gg T_c$). Фазовые переходы в электронных системах, связанные с наличием конгруэнтных участков поверхности Ферми (ПФ), в том числе и пайерлсовские, имеют много общего со случаем сверхпроводников. В указанных системах (системах с электрон-дырочным спариванием³) отношение T_c / ϵ_F также мало. Поэтому казалось, что и в них флуктуационная область должна быть мала. Однако, это не всегда так. Рассмотрим, например, фазовый переход полуметалла со спектром $\epsilon_1(\mathbf{p}) = (\mathbf{p}^2 - p_F^2) / 2m_1$, $\epsilon_2(\mathbf{p} + \mathbf{w}) = -(\mathbf{p}^2 - p_F^2) / 2m_2$ в состоянии экситонного диэлектрика. Такой переход может сопровождаться как структурными искажениями, так и появлением антиферромагнетизма³. Параметром порядка в обоих случаях служит диэлектрическая щель на ПФ. Соответствующее разложение (2) можно получить из диаграмной теории возмущений и тем самым вычислить коэффициенты a , b и c :

$$a = N(0) = \frac{m p_F}{2\pi^2}, \quad b = N(0) \frac{7\zeta(3)}{8(\pi T_c)^2} (1 - \delta^2), \quad c = b v_F^2 (1 - \delta^2), \quad (3)$$

где $\delta = (m_2 - m_1) / (m_1 + m_2)$, $m = 2m_1 m_2 / (m_1 + m_2)$, $v_F = p_F / m$. Учитывая, что $T_c \approx 0,57 \Delta_0 (1 - \delta^2)^{1/2}$, $\Delta_0 = 2\epsilon_F \exp(-1/g)$, где g — константа связи, для числа Гинзбурга Gi получим

$$Gi \approx 10 \left(\frac{\Delta_0}{\epsilon_F} \right)^4 (1 - \delta^2)^{-2}, \quad (4)$$

т. е. при большой разнице в массах флуктуационная область может быть довольно большой. Так, при $m_2 / m_1 \sim 100$ и $g \sim 0,3$ число Gi оказывается порядка единицы и теория Ландау вообще неприменима.

Роль, аналогичную разнице в массах, может играть и возможная неполная конгруэнтность ПФ, например, за счет легирования или анизотропии. В квазиодномерных системах к этому может привести искажение плоской ПФ за счет перескоков электронов между цепочками.

Для иллюстрации этого рассмотрим однозонный металл со спектром $\epsilon(\mathbf{p}) = -\epsilon(\mathbf{p} + \mathbf{w}) \pm u$, где u — константа, а разные знаки соответствуют разным областям телесных углов. Математически такая модель полностью аналогична сверхпроводнику в сильном обменном поле⁴, роль которого играет u ¹. Известно, что в этом случае на фазовой диаграмме (T_c , u) существует точка $T_c(u) = \tilde{T}_c \approx 0,54 T_{c0}$, $u = \tilde{u} \approx 1,06 T_{c0}$ (T_{c0} — температура перехода при $u = 0$), в которой переход второго рода (при $T_c > \tilde{T}_c$) сменяется переходом первого рода (при $T_c < \tilde{T}_c$), т. е. эта точка является трикритической¹ и коэффициент $b(\tilde{T}_c, \tilde{u}) = 0$. При этом флуктуация вблизи такой точки должны подавляться¹. Однако, в рассматриваемой системе коэффициент $c = v_F^2 b$ и также обращается в этой точке в ноль, т. е. трикритическая точка в нашем случае совпадает с так называемой точкой Лифшица⁵. А из (1) видно, что при приближении к точке Лифшица флуктуационная область должна расширяться. Следует отметить, что мы ограничились областью $u < \tilde{u}$ (т. е. $T_c > \tilde{T}_c$), в которой происходит переход второго рода из металлической фазы в однородную диэлектрическую фазу, и поэтому справедливо выражение (1). При $u > \tilde{u}$ переход происходит в неоднородную (несоизмеримую) фазу и критерий (1) может иметь другой вид. Формально, в самой точке Лифшица $Gi = \infty$. Однако, в этом случае в (2) нужно учесть члены следующего порядка по Δ и ее производным, которые ограничат рост флуктуаций⁵.

Таким образом, в обоих случаях (разные массы, неконгруэнтные ПФ) рост флуктуаций связан с уменьшением градиентного члена в (2), т. е. с уменьшением "жесткости" системы.

¹) В связи с этим отметим, что обсуждаемые эффекты, т. е. широкая флуктуационная область, должны иметь место и в сверхпроводниках в сильном обменном поле.

При структурных переходах следствием этого является смягчение фононов в широкой области волновых векторов. Особенно наглядно это видно на примере полуметалла. Смягчение испытывают фононы с импульсами $q = w$, для которых $\epsilon_1(p) = -\epsilon_2(p + w)$ (вблизи ПФ). При $m_2 \gg m_1$ это условие приближенно выполняется для q , заметно отличающихся от w . В пределе $m_2 = \infty$ бесконечно узкого уровня это условие имеет место для всех q .

Обсуждаемые в настоящей работе эффекты могут быть причиной наблюдаемых в соединениях A15 аномальных температурных зависимостей восприимчивости и сжимаемости, а также аномального смягчения фононов почти во всей зоне Бриллюэна⁶. В связи с последним отметим также, что в соединениях Sm(Y)S частоты продольных фононов, смягчающиеся (сильнее, чем поперечные) при фазовом переходе в состояние с переменной валентностью, лежат ниже частот поперечных фононов (уже при комнатной температуре) почти во всей зоне Бриллюэна⁷, что также можно связать с указанным выше эффектом.

Рассмотренные явления могут иметь место и при магнитных переходах, в частности, в Cr и его сплавах, где роль фононов будут играть спиновые волны.

В заключение отметим, что ввиду заметной критической области в указанных системах флуктуационные поправки должны существенно изменить соотношение между T_c и Δ_0 .

Авторы выражают благодарность Б.А.Волкову за полезное обсуждение.

Литература

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Статистическая физика. М., 1976.
2. Гинзбург В.Л. ФТТ, 1960, 2, 2031.
3. Конаев Ю.В. Труды ФИАН, 1975, 86, 3.
4. Д.Сан-Жам, Сарма Г., Томас Е. Сверхпроводимость второго рода, М.: Мир, 1970.
5. Hornreich R.M., Luban M., Shtrikman S. Phys. Rev. Lett., 1975, 35, 1678.
6. Тестарди Л., Вегер М., Гольдберг И. Сверхпроводящие соединения со структурой β -вольфрама. М.: Мир, 1977.
7. Mook H.A., Nicklow R.N., Penney T., Holtzberg F., Shafer M.W. Phys. Rev., 1978, B18, 2925.