Письма в ЖЭТФ, том 29, вып. 10, стр. 618 – 622 *20 мая 1979 г.*

КРИТИЧЕСКИЕ ФЛУКТУАЦИИ В ЖИДКОМ He^3: СТАБИЛИЗАЦИЯ ФАЗЫ АНДЕРСОНА – МОРЕЛА

А.И.Соколов

Выведены и решены (на машине) уравнения ренормгруппы, описывающие сверхтекучие фазовые переходы в жидком He^3. Показано, что взаимодействие критических флуктуаций параметра порядка приводит к увеличению области, соответствующей фазе A на диаграмме состояний He^3.

Известно, что жидкий He^3 при температурах ниже 2,6 мК может существовать в двух сверхтекучих модификациях. Одна из них, характеризующаяся анизотропной щелью в спектре элементарных возбуждений (фаза A), впервые теоретически изучалась Андерсоном и Морелом [1]. Другая, имеющая спектр с изотропной щелью (фаза B), была описана Бальяном и Вертхамером [2]. Ими же было показано, что в приближении слабой связи, т. е. в рамках теории типа БКШ, термодинамически устойчивой ниже точки сверхтекучего фазового перехода является только фаза B. С тем, чтобы объяснить факт существования фазы A при давлениях выше 21 атм, Андерсон и Бринкман [3] вышли за рамки приближения слабой связи и учли перенормировку вершины, обусловленную обменом спиновыми флуктуациями. Как оказалось, обмен парамагнонами действительно стабилизирует A-фазу, а учет инвариантов шестого порядка в разложении свободной энергии позволяет понять на качественном уровне структуру диаграммы состояний жидкого He^3 в целом [4].

Теория Андерсона – Бринкмана в задаче о сверхтекучих фазовых переходах в He^3 аналогична теории Ландау в том смысле, что она игнорирует критические флуктуации параметра порядка. Пренебрежение этими флуктуациями правомерно, если параметр Гинзбурга – Леванюка для рассматриваемой системы мал, что обычно связано с относительной слабостью взаимодействия, ответственного за фазовый переход. Но в случае жидкого He^3 эффективное взаимодействие, по-видимому, достаточно велико, так как теория типа БКШ здесь оказывается неприменимой, и, следовательно, параметр Гинзбурга – Леванюка для сверхтекучих фазовых переходов должен быть не малым. На существенность критических флуктуаций параметра порядка указывают и результаты недавних экспериментов по поглощению нулевого звука в нормальном He^3 в окрестности перехода в сверхтекучее состояние [5]. Поэтому возникает вопрос о роли, которую могут играть критические флуктуации в определении характера сверхтекучих фазовых переходов в He^3 и в формировании его диаграммы состояний. Выяснению этого вопроса и посвящено настоящее сообщение.

Будем исходить из следующего флуктуационного гамильтониана, описывающего сверхтекучие переходы в жидком He^3:

$$H = \frac{1}{2}\int dx\Big[(\kappa_0^2 + \nabla^2)\,\phi_{ij}\phi^*_{ij} + f(\nabla_i\phi_{ki})(\nabla_j\phi_{kj}) +$$

$$+ \frac{1}{2}(\beta_1^{(0)}\phi_{ij}\phi_{ij}\phi^*_{kl}\phi^*_{kl} + \beta_2^{(0)}\phi_{ij}\phi_{kl}\phi^*_{ij}\phi^*_{kl} + \beta_3^{(0)}\phi_{ij}\phi_{kj}\phi^*_{kl}\phi^*_{il} +$$

$$+ \beta_4^{(0)}\phi_{ij}\phi_{kl}\phi^*_{kj}\phi^*_{il} + \beta_5^{(0)}\phi_{ij}\phi_{il}\phi^*_{kj}\phi^*_{kl})\Big]. \qquad (1)$$

Здесь $\phi_{ij}(\mathbf{x})$ – комплексное тензорное поле флуктуаций параметра порядка, первый индекс у ϕ_{ij} – спиновый, второй – орбитальный. Параметр f определяет анизотропию спектра флуктуаций, $\beta_a^{(0)}$ (a = 1, 2, 3, 4, 5) играют роль затравочных констант связи. Спин-орбитальные члены в (1) опущены вследствие их малости.

Чтобы выяснить характер критического поведения системы, нам необходимо иметь уравнения ренормализационной группы (РГ), управляющие эволюцией физических зарядов β_a при $T \to T_c$. При этом, поскольку структура упорядоченной фазы определяется не самими величинами β_a, а их отношениями, достаточно исследовать уравнения для этих отношений. В качестве искомых функций удобно выбрать линейные комбинации отношений β_a/β_1 ($a = 2, 3, 4, 5$), фигурирующие в условиях термодинамической устойчивости A- и B-фаз [6]:

$$v = \frac{\beta_2}{\beta_1}, \quad x = \frac{\beta_4 + \beta_5}{\beta_1} \quad \gamma = \frac{\beta_3}{\beta_1}, \quad z = \frac{\beta_5 - \beta_3}{2\beta_1}. \tag{2}$$

Вывод и анализ полной системы уравнений РГ будут приведены в подробной статье. Здесь мы лишь укажем, что теория радикально упрощается, если пренебречь анизотропией спектра флуктуаций. В то же время учет анизотропного члена в гамильтониане (1), как показывают оценки, не должен существенно влиять на результаты. Поэтому дальше мы будем работать с уравнениями РГ, полученными при $f = 0$. В низшем (паркетном) приближении они имеют вид:

$$\frac{dv}{dt} = -\beta_1[7v^2 + 3x^2 + 3\gamma^2 + 8z^2 + 10\,vx - 6v\gamma - 16\,vz - 2x\gamma - 8xz + 8\gamma z - 5v + 4 + 4\,v\gamma(\gamma + 2z)],$$

$$\frac{dx}{dt} = -\beta_1[4x^2 + 7\gamma^2 + 8z^2 - 8x\gamma - 8xz + 8\gamma z - 5x + 8\gamma - 4x\gamma(\gamma + 2z)],$$

$$\frac{d\gamma}{dt} = -\beta_1[-15\gamma^2 - 24\gamma z + 8x\gamma + 4x - 9\gamma - 4\gamma^2(\gamma + 2z)],$$

$$\frac{dz}{dt} = -\beta_1 z\,[8x - 14\gamma - 22z - 13 - 4\gamma(\gamma + 2z)], \qquad t = c/\kappa. \tag{3}$$

Здесь κ – обратный радиус корреляции, константа $c > 0$. Последние три уравнения, как видно, образуют замкнутую систему. Она имеет восемь фиксированных точек, среди которых есть устойчивые узлы. Однако система (3) в целом устойчивыми решениями не обладает, так как $|v| \to \infty$ при $\kappa \to 0$ независимо от характера эволюции x, γ и z. При этом знак dv/dt таков, что форма четвертого порядка в (1) при любых начальных значениях β_a теряет положительную определенность. Таким образом, сверхтекучий фазовый переход в He^3 должен быть, в принципе, переходом первого рода.

Предположим теперь, что начальные значения β_a совпадают с теми, которые дает парамагнонная теория Андерсона – Бринкмана [3]:

$$\beta_2^{(0)} = -(2+\delta)\beta_1^{(0)}, \quad \beta_3^{(0)} = -2\beta_1^{(0)}, \quad \beta_4^{(0)} = -(2-\delta)\beta_1^{(0)},$$

$$\beta_5^{(0)} = (2+\delta)\beta_1^{(0)}, \quad \beta_1^{(0)} < 0. \tag{4}$$

Как изменяется соотношения между константами β_a под действием критических флуктуаций и как влияет значение δ на структуру низкотемпературной фазы? Ответы на эти вопросы содержит рис. 1, где изображены x-y-проекции трехмерных фазовых траекторий $(x(t), y(t), z(t))$ уравнений РГ, начинающиеся на прямой, параметризуемой формулами (4). Здесь же показаны области значений параметров x и y, в пределах которых устойчивы соответственно фазы A и B, а также изображена граница области устойчивости гамильтониана (1). Из рис. 1 видно, что при $\delta < 0,17$ и $\delta > 0,25$ фазовые траектории системы уравнений РГ пересекают границу области устойчивости гамильтониана в тех же зонах, где и берут свое начало. Очевидно, флуктуации параметра порядка не меняют здесь соотношения между свободными энергиями A- и B-фазы.

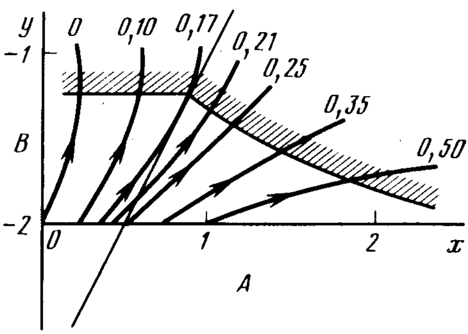

Рис. 1. Проекции на плоскость x-y трехмерных фазовых траекторий уравнений РГ (3). Прямая линия разграничивает зоны стабильности фаз A и B. Пунктиром со штриховкой показана граница области устойчивости гамильтониана (1). Числа у кривых равны соответствующим значениям параметра δ

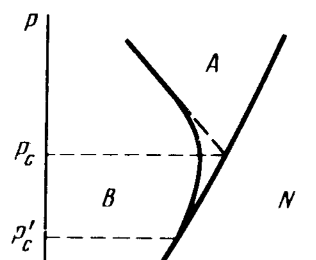

Рис. 2. Диаграмма состояний He^3 с учетом критических флуктуаций. Буквой N обозначена область существования нормальной ферми-жидкости. Жирным пунктиром показана граница области фазы A в теории Андерсона – Бринкмана – Серина; $\delta(P_c) = 0,25$, $\delta(P_c') = 0,17$

Однако при $0,17 < \delta < 0,25$ такое изменение происходит. В этом случае фазовые траектории, начинающиеся в зоне стабильности фазы B, уходят в зону устойчивости фазы A, что означает стабилизацию фазы A критическими флуктуациями. Если значение δ лежит в интервале (0,17, 0,25), в системе сначала наблюдается переход в фазу A, а затем по мере уменьшения температуры и ослабления флуктуаций эта фаза сменяется фазой B посредством фазового перехода первого рода.

Параметр парамагнонной связи δ, как известно, растет с давлением P. Отсюда следует, что на P-T-диаграмме жидкого He^3 должна существовать добавочная область устойчивости фазы A, примыкающая к области, описываемой теорией Андерсона – Бринкмана – Серина [4], и имеющая форму клюва, как это показано на рис. 2. Характерная ширина этого "клюва", очевидно, не превышает ширины критической области. Любопытно, что возникновение "клюва" на диаграмме состояний He^3 не связано с анизотропией спектра критических флуктуаций, как это имеет место в случае кубических и тетрагональных кристаллов с дипольными силами [7, 8].

Я искренне благодарен Э.Б.Сонину за стимулирующие дискуссии и обсуждение результатов работы, а также за сотрудничество на начальном этапе ее выполнения.

Ленинградский
электротехнический институт
им. В.И.Ульянова (Ленина)

Поступила в редакцию
23 марта 1979 г.

Литература

[1] P.W.Anderson. P.Morel. Phys. Rev. Lett., 5, 136, 1960.

[2] R.Balian, N.R.Werthamer. Phys. Rev., 131, 1553, 1963.

[3] P.W.Anderson, W.F.Brinkman. Phys. Rev., Lett., 30, 1108, 1973.

[4] W.F.Brinkman, J.Serene, P.W.Anderson. Phys. Rev., A10, 2386, 1974.

[5] D.N.Paulson, J.C.Wheatley. Phys. Rev. Lett., 41, 561, 1978.

[6] N.D.Mermin, G.Stare. Report No 2186, Cornell University 1974.

[7] А.И.Соколов, А.К.Таганцев. ЖЭТФ, 76, 181, 1979.

[8] А.Л.Корженевский, А.И.Соколов. Письма в ЖЭТФ, 27, 255, 1978.