НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ФЕРМИ-СИСТЕМ И ТЕПЛОЕМКОСТЬ ЖИДКОГО He^3

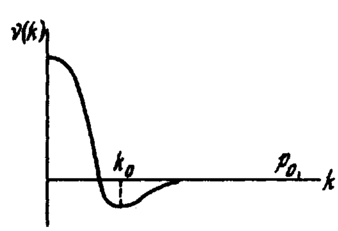
Д.А.Киржниц, Ю.А.Непомнящий

I. В последнее время привлекает к себе внимание несоответствие низкотемпературных данных по теплоемкости He^3 [I] предсказаниям теории ферми-жидкости [2,4] . Можно попытаться объяснить это несоответствие [I)] , предполагая, что при некоторой еще не достигнутой температуре T_c система испытывает фазовый переход второго рода, вследствие чего в теплоемкости возникает пик вблизи T_c шириной ΔT.

Из опытных данных следует $T_c < 0{,}01^0$, $\Delta T \sim 1^0$ и во всяком случае $\Delta T/T_c \gg 1$. Поэтому речь не может идти о переходе в сверхтекучее состояние, которое могло бы образоваться за счет дальнодействующих сил притяжения [5] : для такого перехода [6,7] $\Delta T/T_c \sim (mT_c/p_0^2)^4 \ll 1$ (p_0 - граничный импульс, m - масса частицы).

В настоящей заметке предлагается возможное объяснение аномалии теплоемкости He^3, основанное на том, что дальнодействующие силы притяжения способны привести и к фазовому переходу существенно иной природы с заведомо бо́льшим значением $\Delta T/T_c$. Речь идет о перестройке системы не в канале "частица-частица" , как в случае сверхтекучести, а в канале "частица-дырка"; при этом система переходит в особое пространственно-неоднородное состояние. Обсуждаемая аномалия является, таким образом, своего рода "предвестником" такого перехода.

2. Рассмотрим простейшую модель (см. рисунок). $v(k)$ - фурье-образ парного потенциала взаимодействия. Притяжение имеет место при $k \ll p_0$, причем $v(0) > 0$ и $\int d^3k\, v(k) > 0$, что препятствует коллапсу системы. Предполагается, что система сжата $\eta = p_0/k_0 \gg 1$ и что отношение взаимодействия пары частиц к кинетической энергии $\alpha = (m|v(k_0)|k_0^3)/\pi^2 p_0^2$ мало; однако отношение полного взаимодействия к кинетической энергии $\alpha\eta^3 \equiv 1 + \gamma \gtrsim 1$.



Выберем в качестве нулевого приближение Хартри (обменный член для сжатых систем мал); соответствующая функция Грина определяется уравнением

$$\left(i\frac{\partial}{\partial t} - \frac{p^2}{2m} + i\int dx''\, V(x - x'') G_0(x, x'')\right) G_0(x, x') = \delta^4(x - x'). \qquad (1)$$

При выполнении перечисленных условий можно ограничиться учетом лишь поляризационных диаграмм [8] . Беря трансляционно-инвариантное решение (1), имеем для вершинной части

$$\Gamma(\vec{k}, \omega) = \left(\frac{1}{v(k)} - \Pi(\vec{k}, \omega)\right)^{-1}, \qquad (2)$$

где $\Pi(\vec{k},\omega)=-2i\int d^4p G_0(p)G_0(p+k)$. При $\gamma>0$ и $T<T_c$ (2) имеет полюс при мнимой частоте, что и свидетельствует о неустойчивости системы в канале "частица-дырка". Само T_c определяется при $\gamma \ll 1$ и $k=k_0$ выражением $(p_0 k_0/2m)(\gamma/\ln 2 \ln 1/\gamma)$.

3. Дело заключается в неустойчивости (относительно малых вариаций плотности) трансляционно-инвариантного решения (I). которое отвечает теперь не минимуму энергии, а стационарной точке [9,10]. Перестроенная функция Грина, не приводящая к мнимому полюсу в (2), - это не что иное, как устойчивое решение (I), отвечающее минимуму энергии и описывающее неоднородное распределение плотности.

К тем же результатам можно прийти, исходя из аналогии с теорией сверхпроводимости и описывая конденсацию коррелированных пар "частица-дырка". Соответствующее уравнение Горькова [11], где в промежуточном состоянии имеется лишняя пара "частица-дырка", в точности совпадает с (I).

4. При $\gamma \ll 1$ (или при $|T-T_c| \ll T_c$) устойчивому состоянию системы отвечает слабо модулированное периодическое распределение плотности. Как и в случае движения электронов в поле решетки, спектр возбуждений имеет щель диэлектрического типа; однако в нашем случае внутри сферы Ферми умещается много зон Бриллюэна.

Отметим, что в рассматриваемой модели обычная сверхтекучесть сильно подавлена и перестроенная вершинная функция вообще не имеет мнимого полюса в канале "частица-частица" (при не слишком малых γ).

5. В заключение оценим величину $\Delta T/T_c$ (см. разд. I). Выражение для термодинамического потенциала имеет вид

$$\Phi-\Phi_0=\frac{m p_0}{3\pi^2}\int dx\,\eta(x)\,\hat{O}\,\eta(x)+\cdots, \qquad (3)$$

где $\hat{O}=1-\nu(\hat{p})\sum_{\omega}\Pi(\hat{p},\omega)$, $\eta(x)$ - отклонение плотности от однородной. Оценивая по Гинзбургу [6] роль флуктуаций, имеем

$$\Delta T/T_c \sim (k_0^2/m T_c)^2. \qquad (4)$$

Если это отношение мало, что требует весьма малых значений k_0, то всюду, исключая малую окрестность T_c, приведенный расчет, который велся в рамках перестроенного Хартри-приближения, может считаться оправданным. Более интересен случай, когда (4) не мало: именно этот случай должен иметь место, если излагаемое объяснение правильно [2]. При этом необходимо выйти за рамки нулевого приближения и учесть поляризационные диаграммы, описывающие флуктуации плотности. Такой расчет в настоящее время проводится. Однако уже сейчас имеется уверенность в справедливости качественного вывода о возможности $\Delta T/T_c \gg 1$. Формально аномалия теплоемкости при $T>T_c$ возникает из-за того, что соответствующий полюс в Γ имеет вычет, неограниченно растущий с приближением γ к нулю, или T к T_c. Отметим, с другой стороны, что вообще флуктуации, связанные с парой "частица-дырка", гораздо более существенны, чем "сверхтекучие" флуктуации: энергия такой пары относительно мала (она не содержит характерного для пары "частица-частица" большого слагаемого, описывающего кинетическую энергию пары как целого).

Подробное изложение затронутых выше вопросов будет опубликовано.

Авторы приносят глубокую благодарность В.Л.Гинзбургу и участникам руководимого им семинара за многочисленные полезные дискуссии.

Физический институт
им. П.Н.Лебедева
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
23 мая 1966 г.

Литература

[1] W.Abel, A.Anderson, W.Black, J.Wheatley. Physics, 1, 337, 1965; Phys. Rev. Lett., 15, 875, 1965.

[2] P.W.Anderson. Physics, 1, 1965.

[3] R.Balian, D.Fredkin. Phys. Rev. Lett., 15, 408, 1965.

[4] Л.П.Питаевский. Успехи физ.наук, 88, 409, 1966.

[5] Л.П.Питаевский. ЖЭТФ, 37, 1794, 1959.

[6] В.Л.Гинзбург. Физ.твердого тела, 2, 2031, 1960.

[7] Л.Д.Ландау, Е.М.Лифшиц. Статистическая физика, §80. М., Изд. "Наука", 1964.

[8] Д.А.Киржниц. Полевые методы теории многих частиц. М, Госатомиздат, 1963.

[9] A.Overhauser. Phys. Rev. Lett., 4, 415, 1960.

[10] Д.Таулес. Квантовая механика систем многих частиц. М, Изд. иностр. лит., 1963.

[11] А.А.Абрикосов, Л.П.Горьков, И.Е.Дзялошинский. Методы квантовой теории поля в статистической физике, 1962.

---

1) Предложенное в [3] объяснение вызывает возражения [4] .

2) Подставляя в (4) опытные данные (см.разд.I), получаем разумную оценку $k_0/p_0 \sim$ 0,I - 0,2.