

## ОРИЕНТАЦИОННЫЙ ФАЗОВЫЙ ПЕРЕХОД НА ВИХРЕ В $^3\text{He-B}$

Э.Б.Сонин

Теоретически показано существование фазового перехода в  $^3\text{He-B}$ , приводящего к появлению неоднородной текстуры поля директрисы  $\mathbf{n}$  в окрестности сингулярного вихря. Обсуждается возможность того, что именно этот переход наблюдался в недавних ЯМР экспериментах во вращающемся  $^3\text{He-B}$ .

При исследовании ЯМР во вращающемся  $^3\text{He-B}$  при  $T/T_c = 0,6$  был наблюден фазовый переход <sup>1</sup>. Температура перехода не зависела от скорости вращения; это свидетельствовало о том, что переход связан с отдельным вихрем. Воловик и Минеев <sup>2</sup> высказали предположение, что наблюденный переход связан с перестройкой кора вихря, возможно, с переходом в нем от  $B$ - к  $A$ -фазе. В настоящей статье обращается внимание на другой тип фазового перехода на одном вихре, связанный не с перестройкой кора, а с изменением текстуры поля директрисы  $\mathbf{n}$  в окрестности вихря.

Анализ проводился в области Гинзбурга — Ландау, магнитное поле направлено по оси вихря (оси  $z$ ). Вдали от вихря директриса  $\mathbf{n}$  должна быть направлена по магнитному полю, но при приближении к вихрю, она подвергается ориентирующему действию сверхтекучих потоков <sup>3-5</sup>, стремящихся отклонить  $\mathbf{n}$  от оси  $z$ . Предположим для простоты, что возникающая при таком отклонении проекция  $\mathbf{n}$  на плоскость  $xu$  не поворачивается в этой плоскости (направлена, скажем, по оси  $x$ ), а угол  $\beta$  между  $\mathbf{n}$  и осью  $z$  зависит только от расстояния  $r$  от линии вихря. Воспользовавшись известными выражениями <sup>3-5</sup> для ориентационной энергии и энергии деформации поля  $\mathbf{n}$ , запишем плотность энергии при малых углах отклонения  $\beta$  в следующем виде:

$$f = a H^2 \left\{ R_H^2 \left( \frac{d\beta}{dr} \right)^2 - \frac{\beta^2}{2} \left( 1 + \frac{1}{h^2} \right) (r^*/r)^2 + \beta^2 \right\}, \quad (1)$$

где

$$R_H^2 = \frac{12}{13} \frac{c}{a H^2} = R_{H0}^2 \frac{\tau}{h^2}, \quad \tau = 1 - \frac{T}{T_c}, \quad h = H/H^*, \quad (2)$$

$$r^* = 1,3 \cdot 10^{-3} \text{ см}, \quad H^* = 21 \text{ Э}, \quad R_{H0} = 1,2 \text{ см}.$$

Энергия ориентации сверхтекучим потоком (второе слагаемое в (1)) растет как  $1/r^2$  и становится больше энергии ориентации магнитным полем (третье слагаемое в (1)) при малых  $r$ . При выводе (1) проводилось усреднение по углу между сверхтекучей скоростью и проекцией  $\mathbf{n}$  на плоскость  $xu$ .

Варьируя свободную энергию по  $\beta$ , получаем:

$$-\frac{d^2\beta}{d\rho^2} - \frac{1}{\rho} \frac{d\beta}{d\rho} - \frac{\alpha^2}{\rho^2} \beta + \beta = 0, \quad (3)$$

где

$$\rho = r/R_H, \quad \alpha^2 = \frac{1}{2} (r^*/R_H)^2 \left( 1 + \frac{1}{h^2} \right). \quad (4)$$

Уравнение (3) эквивалентно двумерному уравнению Шредингера для частицы в поле потенциала притяжения  $1/r^2$  с энергией  $E = -1$ . Если уравнение Шредингера имеет решения, убывающие на бесконечности (связанные состояния), соответствующие отрицательной энергии  $E < -1$ , то однородное поле  $\mathbf{n}$  неустойчиво по отношению к малым отклонениям от оси  $z$  (малым  $\beta$ ). Известно, что в потенциале притяжения  $1/r^2$  может происходить падение частицы на центр, т.е. есть связанные состояния со сколь угодно большой отрицательной энергией <sup>6</sup>; однако в нашей задаче этот потенциал обрезается на размере  $r_0$  кора вихря, поэтому состояние с  $E \leq -1$  появляется только начиная с некоторого  $\alpha$ . Эффект кора можно учесть граничным ускорением для уравнения (3) при  $\rho = \rho_0 = r_0/R_H$ :

$$\left. \frac{\beta'}{\beta} \right|_{\rho=\rho_0} = \frac{\alpha^2}{\rho_0} k. \quad (5)$$

Поскольку эффективный потенциал для  $\beta$  в коре должен быть порядка  $\alpha^2/\rho_0^2$ , константа  $k$  в (5) есть величина порядка единицы.

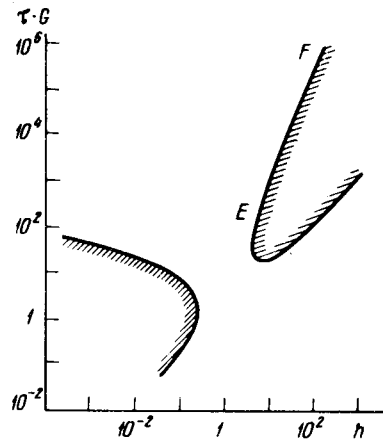
Решением уравнения (3), убывающим на бесконечности, является функция Макдональда мнимого порядка:

$$\beta \sim K_{i\alpha}(\rho) \xrightarrow{\rho \ll 1} -\frac{\sin(\alpha \ln \rho)}{\alpha}. \quad (6)$$

Граничное условие (5) удовлетворяется при дискретном наборе значений  $\alpha$ , наименьшее из которых определяет границу устойчивости однородного состояния  $\beta = 0$ :

$$\alpha_0 = \frac{\pi/2}{|\ln \rho_0| + \kappa}. \quad (7)$$

При  $\alpha > \alpha_0$  основное состояние соответствует неоднородной текстуре поля  $n$ , вид которой может быть определен с помощью нелинейного по  $\beta$  выражения для энергии. Определенные нами первые нелинейные поправки показывают, что без учета нелинейностей в коре ( $\kappa = \text{const}$ ) фазовый переход при  $\alpha = \alpha_0$  является переходом второго рода.



Фазовая диаграмма в переменных  $\tau - h$  (логарифмический масштаб). Штриховкой показаны области неустойчивости однородного состояния  $\beta = 0$ . Точка соответствует экспериментально наблюдаемому фазовому переходу <sup>1</sup>

Подставляя в (7) значения констант из (2) и (4) и пренебрегая числами по сравнению с большим логарифмом, получаем следующее уравнение для линии фазового перехода в переменных  $h$  и  $\pi$  (показана на рисунке):

$$\sqrt{\frac{1+h^2}{G\tau}} = \frac{\pi/2}{\ln(G\tau/h)}, \quad G = \frac{1}{2} (r^*/R_{H_0})^2. \quad (8)$$

Большая константа  $G \sim 10^6$  определяется отношением энергии распаривания к дипольной. В области  $G\tau \gg h \gg 1$  (ветвь  $EF$  на рисунке) для критического поля  $h$  можно получить аналитическое выражение  $h \cong \pi \sqrt{G\tau} / \ln(G\tau)$ . Хотя такое поле довольно велико, оно тем не менее может быть меньше поля  $h \sim \sqrt{G\tau}$ , при котором происходит переход из  $B$ - в  $A$ -фазу, так как  $\ln(G\tau)$  довольно велик.

Мы рассматривали до сих пор переход на одном вихре. В случае конечной плотности вихрей условие убывания  $\beta$  на бесконечности необходимо заменить условием обращения в нуль величины  $\beta'$  на границе ячейки вихревой решетки с центром на вихре и искать  $\beta$  в виде суперпозиции двух независимых решений уравнения (3). Полученная нами фазовая диаграмма остается правильной пока расстояние  $b$  между вихрями удовлетворяет неравенству:

$$b^2 \gg R_H r^* \left(1 + \frac{1}{h^2}\right). \quad (9)$$

При малых  $b$  (больших скоростях вращения), удовлетворяющих обратному неравенству, условие устойчивости состояния  $\beta = 0$  переходит в условие, полученное в работе <sup>4</sup>, авторы которой предполагали, что  $\beta$  не меняется внутри ячейки вихревой решетки.

Попытаемся теперь сравнить исследованный нами фазовый переход с тем, который наблюдался экспериментально. По оценкам условие (9) на эксперименте выполнялось, поэтому согласно нашей теории, как и на эксперименте, зависимость параметров перехода от скорости вращения должна быть слабой. Однако, в точке перехода (точка на рисунке соответствует эксперименту) экспериментальное значение магнитного поля в 11 раз меньше теоретического значения (ветвь  $EF$  на рисунке). Кроме того, на эксперименте фазовый переход не второго, а первого рода. Такие расхождения, на наш взгляд, не исключают тем не менее того, что ориентационный переход, рассмотренный нами, как-то связан с наблюдаемым экспериментально. Во-первых, теория строилась для области Гинзбурга — Ландау, а эксперимент проводился вне ее. Во-вторых, отказ от использовавшихся нами упрощающих предположений (пренебрежение поворотами  $n$  в плоскости  $xu$  и зависимостью  $\beta$  от азимутального угла) должен привести к расширению области неустойчивости однородного состояния и возможно к изменению типа фазового перехода. Наконец, ориентационный фазовый переход не является обязательно альтернативным к фазовому переходу внутри кора<sup>2</sup>, поскольку оба перехода могут происходить одновременно. Для более серьезного обсуждения этой возможности необходима количественная теория фазового перехода внутри кора, которая пока отсутствует. Итак, пока нельзя с уверенностью сказать, соответствует ли ориентационный фазовый переход уже наблюдавшемуся экспериментально или он должен наблюдаться как еще один фазовый переход.

В заключение автор благодарит Г.Е.Воловика и В.П.Минева за дискуссию и полезные замечания.

#### Литература

1. Иккала О.Т., Воловик Г.Е., Хаконен П.Ю., Буньков Ю.М., Исландер С.Т., Харадзе Г.А. Письма в ЖЭТФ, 1982, 35, 338.
2. Воловик Г.Е., Минеев В.П. ЖЭТФ, 1982, 83, 1025.
3. Brinkman W.F., Cross M.C. In: Progress in Low Temperature Physics. Amsterdam: North Holland, 1978, 7A, 105.
4. Гонгадзе А.Д., Гургенишвили Г.Е., Харадзе Г.А. ФНТ, 1981, 7, 821.
5. Hakonen P.J., Volovik G.E., Journ. Phys. C, 1982, 15, L1277.
6. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Квантовая механика. М.: Наука, 1974, § 35.