

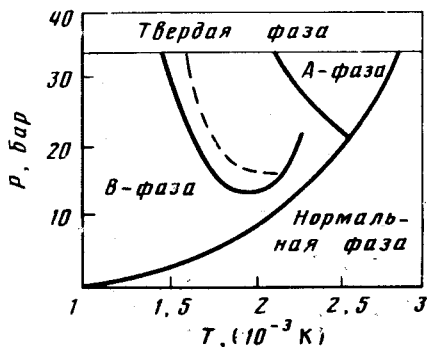
ПРИГРАНИЧНЫЙ СЛОЙ (ПОРЯДКА КОРРЕЛЯЦИОННОЙ ДЛИНЫ) В $^3\text{He-B}$

В.И.Фалько

Проклассифицированы состояния приграничного слоя в $^3\text{He-B}$ по их симметрии. Показано, что наблюдаемый в гироскопическом эксперименте 1 фазовый переход первого рода можно объяснить переориентацией пристеночного слоя. Предложена модель динамики перехода из B - в A -фазу.

В последние годы в теории сверхтекучего ^3He возник интерес к объектам размеров порядка корреляционной длины ξ , таким, например, как кор вихря. Стимулом к этому послужило обнаружение фазовых переходов во вращающемся $^3\text{He-B}$ $^{1, 2}$, интерпретированных Воловиком и Саломая 3 как перестройку кора вихря.

В разных экспериментах были получены две линии перехода (пунктирная кривая на рисунке отвечает ЯМР эксперименту, сплошная – гироскопическому). Переход, наблюдавшийся с помощью ЯМР 2 , можно объяснить только перестройкой кора вихря. Обнаруженному гироскопическим методом 1 переходу однозначного объяснения нет. Связывая его с кором вихря, приходится для согласия с измеренной теплотой перехода q предполагать радиус кора неестественно большим: $\sim 30 \xi$. В работе 3 было показано, что вблизи T_c B -фаза восстанавливается на расстоянии 3ξ от оси вихря, и нет причин для расширения этой области при меньших температурах. Указанное противоречие связано с тем, что в эксперименте угловые скорости, а значит и число вихрей, не велики. Объем $\xi^2 L$, занимаемый корами вихрей, меньше объема ξ^3 пристеночного слоя. В этой заметке предлагается объяснение перехода первого рода, наблюдавшегося в гироскопическом эксперименте, перестройкой пристеночного слоя во вращающемся сосуде.



Фазовая диаграмма ^3He при низких температурах. Сплошная кривая описывает переход, обнаруженный в гироскопическом эксперименте, пунктирная – методом ЯМР

Граничное условие на параметр порядка 4

$$A_{ij} n_j = 0 \quad (1)$$

разрушает B -фазу в слое $\sim \xi$, и вместо нее могут возникать различные микротекстуры. Параметр порядка в объеме B -фазы, занимающей полупространство $z > 0$,

$$A_{ij} = \Delta \delta_{ij} \quad (2)$$

Вместе с (1) эти условия служат граничными условиями для пристеночного слоя. Их группа симметрии $G = C_{\infty v} \otimes T$ содержит вращения вокруг оси z , отражение в плоскости, проходящей через эту ось, и обращение времени. Функционал свободной энергии инвариантен относительно действия более широкой группы $SO_3 \otimes O_3 \otimes T$. Поэтому наиболее симметричная текстура с планарной фазой на стенке сосуда G — инвариантна. Фазы слоя ниже симметрии описываются группами $C_{nv} \otimes T$, C_{nv} , $C_{nv}(C_n)$, $C_n \otimes T$ и т. д. Между текстурами различной симметрии возможны переходы первого и второго рода, а в несимметричных фазах — ориентационный переход. Чтобы выбрать из этого многообразия вариант, удовлетворяющий эксперименту, воспользуемся тем, что измеренное в ¹ тепловыделение q обращается в нуль линейно по сверхтекучему току. Переход между микротекстурами различной симметрии этому условию удовлетворить не может. Для первого рода это следует из того, что в отсутствие тока теплота перехода равна нулю. Для второго рода в этом можно убедиться, используя теорию Ландау. Ток приводит либо к размытию перехода, либо к сдвигу его температуры T_x , но не меняет рода. Поэтому следует трактовать переход как переориентацию пристеночного слоя с нарушенной симметрией вращения вокруг оси z . Тепловыделение линейно по току J_S в тех случаях, когда в разложении свободной энергии в ряд по малому току есть линейный член:

$$F = F_0 + \alpha(T - T_x) J_S \vec{\Psi}.$$

($\vec{\Psi}$ описывает двумерную ориентацию слоя и обладает всеми свойствами симметрии соответствующей его фазы). При T_x происходит "переворот" микротекстуры с тепловыделением

$$q = T_x \Delta \frac{\partial F}{\partial T} = 2T_x \alpha \Psi J_S \sim J_S.$$

Этот эффект возможен лишь в фазах с симметрией, не превышающей симметрии $C_{2v}(E, \sigma_{J_z})$ самого сверхтекучего тока.

К состояниям указанного типа относится, в частности, микротекстура с A -фазой непосредственно на границе жидкости. Если предположить, что реальный ³He имеет так устроенную границу, становится понятно, почему до сих пор не наблюдали перегретой B -фазы. Вся граница служит зародышем A -фазы, и при достижении T_{AB} уже существующий переходной слой отрывается от стенки и движется вглубь сосуда. Некоторые указания на возможность именно этой ситуации получены в работе ⁵ при расчетах структуры приграничного слоя вблизи критической температуры.

До сих пор мы обсуждали явления, связанные с системами больших размеров ($L \gg \xi \sim 10^{-6} \div 10^{-5}$ см). Очевидно, что влияние приграничного слоя сильнее всего проявляется в ограниченной геометрии. В частности, его существование приводит к сдвигу

$$\frac{\Delta T}{T_{AB}} = - \frac{2\epsilon}{Rq_{AB}}$$

температуры $A - B$ -перехода. Этот эффект наблюдался в сверхтекучем ³He в капиллярах ⁶ и в тонком зазоре ⁷. По приведенным в этих работах данным можно оценить величину поверхностной плотности дополнительной энергии за счет пристеночного слоя, как $\epsilon \approx 0,5 \cdot 10^{-5}$ см $q_{AB} \sim \xi q_{AB}$.

Автор благодарит И.С.Шапиро, В.Е.Маркушина, Г.Е.Воловика и Д.Е.Хмельницкого за полезные обсуждения и советы.

Литература

1. Pekola J.P., Simola J.T. J. Low Temp. Phys., 1985, 58, 555.
2. Hakonen P.J., Krusins M., Saioama M.M., Simola J.T., Bunkov Yu. M., Mineev V.P., Volovik G.E. Phys. Rev. Lett., 1983, 51, 1362.

3. *Salomaa M.M., Volovik G.E.*, Phys. Rev., 1985, **B31**, 203.
4. *Ambegaokar V., de Gennes P.G., Rainer D.* Phys. Rev., 1974, **A 9**, 2676.
5. *Thuneberg E.V.* Preprint HU-TFT-85-19. Research Inst. for Theoretical Physics University of Helsinki, 1985.
6. *Manninen M.T., Pekola J.P.* J. Low Temp. Phys., 1983, **52**, 497.
7. *Ahonen A.I., Krusins M., Paalanen M.A.* J. Low. Temp. Phys., 1976, **25**, 421.

Институт физики твердого тела.
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
24 июля 1985г.
