

## СПОНТАННОЕ НАРУШЕНИЕ АКСИАЛЬНОЙ СИММЕТРИИ В $\nu$ -ВИХРЯХ В СВЕРХТЕКУЧЕМ $^3\text{He-B}$

*Г.Е.Воловик, М.М.Саломаа*

Получено новое, аксиально не симметричное, состояние вихря с нарушенной четностью в  $^3\text{He-B}$ , которое при низких давлениях обладает меньшей энергией, чем аксиально симметричное состояние. Фазовый переход между этими двумя состояниями может происходить только первым родом. Обсуждаются свойства вращающейся жидкости, связанные с нарушением аксиальной симметрии в вихре.

Со времени обнаружения фазового перехода первого рода внутри кора квантованного сингулярного вихря в квазиизотропной  $B$ -фазе сверхтекучего  $^3\text{He}^1$ , при котором происходит скачкообразное изменение магнитного момента, сосредоточенного в коре<sup>2</sup>, ведутся интенсивные теоретические исследования структуры кора. Известно, что вблизи температуры сверхтекучего перехода  $T_c$  минимальной энергией среди аксиально симметричных вихрей обладает так называемый  $\nu$ -вихрь<sup>3</sup>, в коре которого нарушена пространственная четность  $P$ , но сохраняется комбинированная четность  $PTU_2$ , где  $T$  – инверсия времени, а  $U_2$  – операция переворота вихревой линии. Из-за несохранения четности  $\nu$ -вихрь обладает спонтанной электрической поляризацией и спонтанным спиновым током, которые сосредоточены в коре и направлены вдоль оси вихря. В коре  $\nu$ -вихря сверхтекучесть не нарушается: кор состоит в основном

из  $A$ -фазы, орбитальный момент  $l$  которой направлен вдоль оси, а также из  $\beta$ -фазы с ферромагнитно упорядоченными спинами куперовских пар.

В  $A$ -фазе, однако, орбитальному моменту  $l$  энергетически более выгодно располагаться в плоскости потока; это приводит в частности к тому, что квантованные вихри в  ${}^3\text{He-A}$ , как сингулярные, так и несингулярные, не обладают аксиальной симметрией<sup>4</sup>. Поэтому возникает вопрос, не нарушается ли аксиальная симметрия в  $v$ -вихре. Для ответа на этот вопрос мы исследовали устойчивость аксиально симметричного состояния  $v$ -вихря в области Гинзбурга – Ландау по отношению к возмущениям, нарушающим аксиальную симметрию.

Параметр порядка в сверхтекучем  ${}^3\text{He}$ , куперовские пары которого находятся в состоянии  $S = 1$ ,  $L = 1$ , содержит 9 амплитуд  $a_{\mu\nu}$ , соответствующих состояниям с различными проекциями  $\mu$  и  $\nu$  спина  $S$  и орбитального момента  $L$ . В вихре  $a_{\mu\nu}$  зависит от расстояния  $r$  до оси вихря и от азимутального угла  $\varphi$  и представимо в следующем общем виде

$$a_{\mu\nu}(\mathbf{r}) = \sum_Q C_{\mu\nu}^{(Q)}(r) e^{i(Q+1-\mu-\nu)\varphi} \quad (1)$$

Слагаемое с  $Q = 0$  описывает аксиально симметричное состояние вихря в  ${}^3\text{He-B}$  с одним квантом циркуляции, а остальные слагаемые являются возмущениями, нарушающими аксиальную симметрию. Возмущения с разными  $|Q|$  в линейном приближении не смешиваются.

Наиболее важными являются возмущения с  $|Q| = 1$  и  $|Q| = 2$ . Неустойчивость по отношению к возмущениям с  $|Q| = 1$  генерирует через нелинейность появление всех остальных гармоник, т.е. симметрия нарушается по отношению ко всем вращениям вокруг оси вихря. В этом случае в плоскости, перпендикулярной к оси вихря, возникает выделенное направление, характеризуемое единичным вектором  $\mathbf{b}$ , который меняет знак при инверсии времени ( $T\mathbf{b} = -\mathbf{b}$ ). Это как раз соответствует отклонению орбитального момента  $l$  от направления оси вихря. Неустойчивость с  $|Q| = 2$  генерирует только четные гармоники  $Q$  и соответствует сохранению симметрии  $C_2$  – поворот на  $\pi$  вокруг оси вихря. В этом случае вектор  $\mathbf{b}$  становится двусторонним директором и орбитальный момент не отклоняется от оси.

Мы нашли, что в приближении так называемой слабой связи, которая соответствует низким давлениям, аксиально симметричное состояние  $v$ -вихря линейно устойчиво по отношению к малым возмущениям как с  $|Q| = 1$ , так и с  $|Q| = 2$ . Однако возмущения большой амплитуды с  $|Q| = 2$  (но не с  $|Q| = 1$ ) приводят к понижению энергии  $v$ -вихря. Результат минимизации функционала энергии Гинзбурга – Ландау в классе функций с  $Q = 0, +2, -2$  приведен на рисунке. Таким образом в вихре при низких давлениях аксиальная симметрия нарушена, так что остаются только дискретные элементы симметрии  $C_2$  ( $Q$  – четно) и  $PTU_2$  ( $C_{\mu\nu} = C_{\mu\nu}^*$ ). Нарушается ли и эта симметрия, покажут дальнейшие исследования.

Отсутствие неустойчивости в малом означает, что аксиальная симметрия может нарушаться лишь фазовым переходом первого рода. Поэтому, если окажется, что у вихрей при высоких давлениях аксиальная симметрия не нарушена, это объяснит наблюдаемый фазовый переход первого рода. На такую возможность указывают результаты численного анализа, проведенного Тунебергом.<sup>1)</sup>

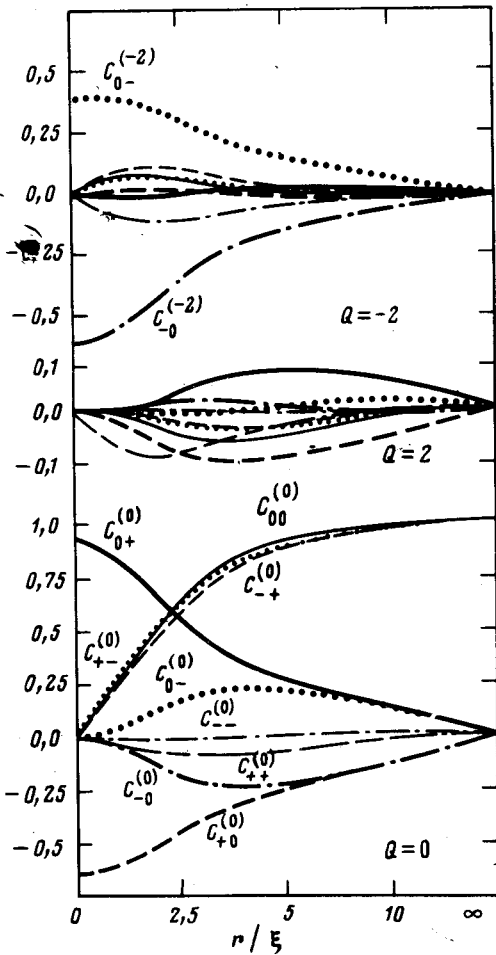
Нарушение аксиальной симметрии в  $v$ -вихре, сохраняя все прежние свойства  $v$ -вихря, связанные с нарушением четности, приводит к новым свойствам. Во-первых, появляется дополнительная голдстоуновская мода – колебания вектора  $\mathbf{b}$ , распространяющиеся вдоль оси вихря. Во-вторых модифицируется взаимодействие вихрей с объемным параметром порядка, который задается матрицей поворота  $R_{\alpha i}(\mathbf{n}, \theta)$ , связывающей спиновую и орбитальную подсистемы в  $B$ -фазе. Угол поворота  $\theta$  фиксируется спин-орбитальным (дипольным) взаимодействием  $\cos \theta_0 = -1/4$ , а ось поворота  $\mathbf{n}$  ориентируется под действием магнитного поля  $\mathbf{H}$  и вихрей. Ориентация  $\mathbf{n}$  относительно  $\mathbf{H}$  регистрируется в ЯМР экспериментах. Полная ориентация

<sup>1)</sup> E. Thuneberg, частное сообщение.

онная энергия, получаемая после усреднения по вихрям в элементе объема, имеет следующий общий вид:

$$F = a \left\{ -(\mathbf{nH})^2 + \frac{2}{5} H^2 [\lambda_{11} (\mathbf{h}\hat{\Omega})^2 + \lambda_{12} (\mathbf{h}\hat{\Omega})(\mathbf{hb}) + \lambda_{22} (\mathbf{hb})^2] + \right. \\ \left. + \frac{4}{5} H [\kappa_1 (\mathbf{h}\hat{\Omega}) + \kappa_2 (\mathbf{hb})] \right\}, \quad h_i = R_{\alpha i} H_{\alpha} / H. \quad (2)$$

Здесь  $\hat{\Omega}$  — единичный вектор вдоль оси вращения (т.е. вдоль оси вихрей) так что  $\mathbf{b} \perp \hat{\Omega}$ . Первый член в (2) описывает взаимодействие  $\mathbf{n}$  с магнитным полем из-за слабой магнитной анизотропии в объеме. Второй член — квадратичное по полю взаимодействие параметра порядка с вихрями, возникающее из-за сильной магнитной анизотропии в окрестности кора; мы учли, что из-за этого взаимодействия вектора  $\mathbf{b}$  отдельных вихрей должны ориентироваться одинаково. В случае симметрии  $C_2$  параметр  $\lambda_{12} = 0$ , а в аксиально симметричном случае также и  $\lambda_{22} = 0$ . Третий член — гиромангнитная энергия, связанная с существованием магнитного момента  $M_{\alpha} = -\frac{4}{5} R_{\alpha i} (\kappa_1 \hat{\Omega}_i + \kappa_2 b_i)$ , сконцентрированного в корах вихрей. Параметр  $\kappa_2 = 0$ , если есть симметрия  $C_2$ .



Компоненты параметра порядка в  $\nu$ -вихре с нарушенной аксиальной симметрией, как функции расстояния от оси вихря ( $\xi$  — длина когерентности). Гармоники  $C_{\mu\nu}^{(0)}$  соответствуют аксиально симметричной части параметра порядка. Обозначения для гармоник  $C_{\mu\nu}^{(+2)}$  и  $C_{\mu\nu}^{(-2)}$  такие же, как и для  $C_{\mu\nu}^{(0)}$ . На оси вихря отличны от нуля компоненты  $C_{0+}$ ,  $C_{0-}$ ,  $C_{+0}$ ,  $C_{-0}$ , причем имеется приближенное равенство  $C_{+0} \cong C_{-0}$ , которое указывает на то, что на оси осуществляется т.н. аксиально-планарная фаза, которую впервые описали Мермин и Стэр<sup>5</sup>.

В третьих, на вихре могут существовать солитоны. Солитон это участок вихревой линии, на котором вектор  $\mathbf{b}$  меняется на  $2\pi$  (или на  $\pi$ , если есть симметрия  $C_2$ ); вне солитона вектор  $\mathbf{b}$  фиксируется взаимодействием с параметром порядка в объеме.

Все 5 параметров  $\lambda$  и  $\kappa$  можно извлечь из ЯМР экспериментов. В частности можно установить, нарушена ли симметрия  $C_2$ , прикладывая поле  $\mathbf{H} \parallel \hat{\Omega}$ . В этом случае равновесный угол  $\beta$  между  $\mathbf{n}$  и  $\mathbf{H}$  отличен от нуля только, если отличен от нуля параметр  $\lambda_{12}$ :

$$\sin^2 \beta = \frac{\lambda_{12}^2}{10 (1 - \lambda_{11} + \lambda_{22})^2} \quad (3)$$

Это равенство получается минимизацией (2) при  $\lambda_{12} \ll 1$ ,  $\lambda_{11} - \lambda_{22} < 1$ . Новые измерения, а также новая обработка старых данных с помощью (2) должны дать ключ к идентификации фазового перехода в вихре, поскольку позволят определить наличие нарушения аксиальной симметрии и его тип в каждом из двух наблюдаемых вихревых состояний.

Данная работа является результатом совместных исследований, проводимых в рамках советско-финляндского научного проекта РОТА.

#### 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. Hakonen P.J., Krusius M., Salomaa 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. Seppälä H.K., Hakonen P.J., Krusius M., Ohmi T., Salomaa M.M., Simola J.T., Volovik G.E. Phys. Rev. Lett., 1984, 52, 1802.
5. Мермин Н.Д., Стэр Г. "Сверхтекучесть гелия-3", Новости фундаментальной физики, вып. 7, стр. 121, М.: 1977.

Институт теоретической физики  
им. Л.Д.Ландау  
Академии наук СССР

Низкотемпературная лаборатория  
Технического университета  
Хельсинки, Финляндия

Поступила в редакцию  
16 октября 1985 г