

РАСПАД НЕСИНГУЛЯРНОГО ВИХРЯ В СВЕРХТЕКУЧЕМ $^3\text{He-A}$ ВБЛИЗИ ПЕРЕХОДА В A_1 -ФАЗУ

Г.Е. Воловик, Г.А. Харадзе

Рассматриваются вихри $^3\text{He-A}$ в сильном магнитном поле вблизи перехода в A_1 -фазу. Показано, что несингулярный вихрь с двумя квантами циркуляции расщепляется на два несингулярных одноквантовых вихря Мермина-Хо, причем расстояние между вихрями Мермина-Хо в вихревой паре расходится при приближении к переходу в A_1 -фазу. Обсуждается возможность наблюдения этого эффекта в экспериментах с ультразвуком.

За последние десять лет была собрана значительная экспериментальная информация о природе квантованных вихрей в сверхтекучих фазах $^3\text{He}^{1-3}$. Было показано, что в $^3\text{He-A}$ существуют несингулярные квантованные вихри, в которых особенность на оси вихря рассасывается благодаря топологически нетривиальной текстуре орбитального вектора \vec{l} внутри мягкого кора вихря. В настоящее время в экспериментах с ультразвуком показано существование двух типов несингулярных вихрей⁴. Причем существенное различие между мягкими корами этих вихрей определяется крошечным спин-орбитальным (дипольным) взаимодействием между орбитальным вектором \vec{l} и спиновым вектором \vec{d} матричного параметра порядка. В слабых магнитных полях $H < H_d$, где $H_d \sim 2-5$ мТ, реализуется вихрь, в котором вектор \vec{d} сцеплен дипольным взаимодействием с вектором \vec{l} (дипольно заперт, dipole-locked) и, следовательно, повторяет нетривиальную топологию этого вектора. В вихре, осуществляющемся в более сильных полях, $H > H_d$, вектор \vec{d} отцепляется от вектора \vec{l} (дипольно открыт, dipole-unlocked), и его топология в вихре становится тривиальной. Последний вихрь с двумя квантами циркуляции и с мягким кором размером порядка дипольной длины $\xi_d \sim 10\mu\text{m}$ ⁵, так называемый вихрь Сеппала-Воловика (СВ-вихрь), интенсивно изучался в ЯМР экспериментах⁶.

Здесь мы покажем, что в очень сильных полях, вблизи фазового перехода 2-го рода в A_1 -фазу, где меняется характер дипольных сил, должна произойти существенная перестройка СВ-вихря. СВ-вихрь расщепляется на две текстуры Мермина-Хо. Каждая из этих несингулярных текстур представляет собой комбинацию вихря с одним квантом циркуляции и дисклинации в поле вектора \vec{l} и обладает дипольно открытым мягким кором. Расстояние между этими корами расходится при приближении к A_1 -фазе.

Параметр порядка A -фазы, 3×3 -матрица $A_{\alpha i}$, искажается магнитным полем. Он содержит две различных комплексных щели Δ_{\uparrow} и Δ_{\downarrow} для каждой из двух компонент спина — вдоль (\uparrow) и против (\downarrow) магнитного поля^{7,8}. Это искаженное состояния часто называют A_2 -фазой в отличие от A_1 -фазы, в которой одна из щелей отсутствует, $\Delta_{\uparrow} = 0$. Равновесный параметр порядка для A_2 - и A_1 - фаз в магнитном поле направленном вдоль оси z имеет вид

$$A_{\alpha i} = \frac{1}{2}(\hat{e}_1 + i\hat{e}_2)_i[\Delta_{\uparrow}(\hat{x} + i\hat{y})_{\alpha} + \Delta_{\downarrow}(\hat{x} - i\hat{y})_{\alpha}] , \quad (1)$$

где векторы с латинскими индексами, \hat{e}_1 и \hat{e}_2 , являются орбитальными. Их векторное произведение составляет вектор $\vec{l} = \hat{e}_1 \times \hat{e}_2$. Греческие индексы соответствуют спиновым степеням свободы. В A_1 -фазе, которая существует в интервале $T_{c2} < T < T_{c1}$, только одна щель $\Delta_{\downarrow} \neq 0$. Ниже T_{c2} , в A_2 -фазе, присутствуют обе щели, с $|\Delta_{\uparrow}|$ непрерывно изменяющейся от 0 при T_{c2} до $|\Delta_{\downarrow}|$ вдали от T_{c2} , то есть при $T_{c2} - T \gg T_{c1} - T_{c2}$, где магнитное искажение параметра порядка мало и восстанавливается структура A -фазы с $|\Delta_{\uparrow}| \cong |\Delta_{\downarrow}| = \Delta_A$.

Вводя общую и относительную фазы щелей $\Delta_{\downarrow} = |\Delta_{\downarrow}| e^{i(\Phi+\alpha)}$ и $\Delta_{\uparrow} = |\Delta_{\uparrow}| e^{i(\Phi-\alpha)}$, можно записать спиновую часть параметра порядка через пару ортогональных единичных векторов

$$\hat{d}_1 = \hat{x} \cos \alpha - \hat{y} \sin \alpha, \quad \hat{d}_2 = \hat{y} \cos \alpha + \hat{x} \sin \alpha, \quad (2)$$

которые перпендикулярны магнитному полю и описывают двухосную магнитную анизотропию A_2 -фазы (в отличие от одноосной анизотропии чистой A -фазы)

$$A_{\alpha i} = \frac{1}{2} e^{i\Phi} (\hat{e}_1 + i\hat{e}_2)_i [(|\Delta_{\uparrow}| + |\Delta_{\downarrow}|) \hat{d}_{1\alpha} + i (|\Delta_{\downarrow}| - |\Delta_{\uparrow}|) \hat{d}_{2\alpha}]. \quad (3)$$

Дипольная энергия для A_2 - и A_1 - фаз в обозначениях обзора ¹ имеет вид

$$\begin{aligned} F_d &= g_d (A_{ij}^* A_{ji} + A_{ii}^* A_{jj}) \\ &= -\frac{1}{2} g_d [(|\Delta_{\uparrow}| + |\Delta_{\downarrow}|)^2 (\hat{d}_1 \cdot \vec{l})^2 + (|\Delta_{\downarrow}| - |\Delta_{\uparrow}|)^2 (\hat{d}_2 \cdot \vec{l})^2] \\ &= -\frac{1}{2} g_d [(|\Delta_{\uparrow}| + |\Delta_{\downarrow}|)^2 \sin^2 \eta + 2g_d |\Delta_{\uparrow}| |\Delta_{\downarrow}| \sin^2 \eta \sin^2 \gamma], \end{aligned} \quad (4)$$

где η и γ – полярный и азимутальный углы вектора \vec{l} :

$$\vec{l} = \hat{z} \cos \eta + \sin \eta (\hat{d}_1 \cos \gamma + \hat{d}_2 \sin \gamma). \quad (5)$$

Из уравнения (4) следует, что очень близко к T_{c2} , где $|\Delta_{\uparrow}| \ll |\Delta_{\downarrow}|$, имеются два существенно различных масштаба дипольного взаимодействия. Взаимодействие, которое укладывает вектор \vec{l} в плоскость, перпендикулярную магнитному полю ($\eta = \pi/2$), существенно превышает то взаимодействие, которое ориентирует вектор \vec{l} вдоль спинового вектора \hat{d}_1 в этой плоскости ($\gamma = 0$).

Соответственно имеются и две дипольных длины, ξ_{d1} и ξ_{d2} , которые можно определить из (4) и градиентной энергии

$$F_G = \gamma_0 (\partial_i A_{\alpha j}^* \partial_i A_{\alpha j} + \partial_i A_{\alpha i}^* \partial_j A_{\alpha j} + \partial_i A_{\alpha j}^* \partial_j A_{\alpha i}). \quad (6)$$

Используя обозначение $\xi_d = (\gamma_0/g_d)^{1/2}$, имеем

$$\xi_{d1} = \xi_d \sqrt{\frac{2}{1+\beta}}, \quad \xi_{d2} = \frac{\xi_d}{\sqrt{\beta}}, \quad \text{где } \beta = \frac{2|\Delta_{\uparrow}| |\Delta_{\downarrow}|}{|\Delta_{\uparrow}|^2 + |\Delta_{\downarrow}|^2}. \quad (7)$$

Величина ξ_{d2} расходится при приближении к A_1 -фазе ($\beta \rightarrow 0$), в то время как ξ_{d1} увеличивается от ξ_d в A -фазе (вдали от T_{c2} , где $\beta \approx 1$) до $\sqrt{2}\xi_d$ в A_1 -фазе ($\beta = 0$).

Структура мягкого кора вихря в A_2 -фазе формируется в результате конкуренции между градиентной и дипольной энергиями. Запишем эти энергии через медленные гидродинамические переменные, сверхтекучую скорость $\vec{v}_s = (\hbar/2m_3)\vec{v}$, $\vec{v} = \vec{\nabla}\Phi + e_1 \vec{\nabla}e_{2i}$ и вектор \vec{l} :

$$\begin{aligned} F_G + F_d &= \frac{1}{2} \rho_{s\parallel} \left(\frac{\hbar}{2m_3} \right)^2 \{ 2\vec{v}^2 - (\vec{v} \cdot \vec{l})^2 + \frac{1}{2} (\partial_i \vec{l})^2 + ((\vec{l} \cdot \vec{\nabla}) \vec{l})^2 \\ &+ \vec{v} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{l}) - 2(\vec{l} \cdot \vec{v})(\vec{l} \cdot (\vec{\nabla} \times \vec{l})) - \xi_{d1}^{-2} \sin^2 \eta + \xi_{d2}^{-2} \sin^2 \eta \sin^2 \gamma \}, \end{aligned} \quad (8)$$

где продольная компонента тензора плотности сверхтекучей компоненты

$$\rho_{s\parallel} = 2\gamma_0 (|\Delta_{\uparrow}|^2 + |\Delta_{\downarrow}|^2) \left(\frac{2m_3}{\hbar} \right)^2. \quad (9)$$

Вдали от T_{c2} двухквантовые СВ-вихри обладают выраженной двухкоровой структурой ⁶, которая была интерпретирована Зотосом и Маки ⁹ как связанная пара двух одноквантовых аналитических (несингулярных) вихрей типа Мермина-Хо (МХ) ¹⁰. Вне коров МХ-вихрей вектор \vec{l} практически фиксирован в плоскости, перпендикулярной к \vec{H} , в то время как внутри коров \vec{l} выходит из плоскости и закручивает половину единичной сферы в каждом из двух коров. Эти МХ-вихри имеют одинаковый вихревой индекс, $N_1 = N_2 = 1$, но противоположные индексы векторного плоского поля \vec{l} вне коров, $p_1 = -p_2 = 1$. Коры МХ-вихрей, составляющих СВ-вихрь, однако плохо изолированы друг от друга, поскольку расстояние между корами имеет тот же порядок, что и размер кора, то есть $\sim \xi_d$. Ситуация может измениться вблизи T_{c2} . Здесь размер кора МХ-вихря, внутри которого вектор \vec{l} выходит из плоскости, определяется масштабом ξ_{d1} , в то время как расстояние R между МХ-вихрями определяется плоским распределением вектора \vec{l} вне коров и его масштаб должен быть $\xi_{d2} > \xi_{d1}$. Если между МХ-вихрями, составляющими СВ-вихрь, имеется гидродинамическое отталкивание, тогда расстояние R между МХ-вихрями увеличивается до тех пор, пока не будет достигнута вторая дипольная длина ξ_{d2} , после чего дипольное взаимодействие между \vec{l} и \vec{d}_1 в плоскости препятствует дальнейшему росту R . Таким образом при приближении к T_{c2} можно ожидать распад СВ-вихря на две текстуры МХ (см. рис.). Указанием на это служит расчет структуры СВ-вихря вблизи перехода в A_1 -фазу, выполненный в работе ¹¹.

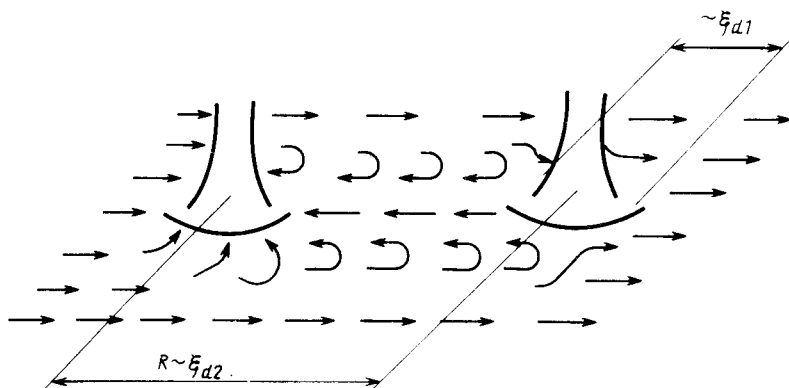


Рис. 1. Схематическое изображение структуры несингулярного вихря с двумя квантами циркуляции при приближении к фазовому переходу 2-го рода в A_1 -фазу. Расстояние $R \sim \xi_{d2}$ между двумя вихрями Мермина-Хо, составляющими вихревую пару, расходится, в то время как размер коров МХ-вихрей, в которых сосредоточена завихренность $\vec{\nabla} \times \vec{v}_s$, имеет порядок ξ_{d1} и стремится к постоянному пределу.

Гидродинамическое взаимодействие МХ-вихрей складывается из "кулоновского" отталкивания одноименных вихревых зарядов N и "кулоновского" притяжения противоположных дисклинационных зарядов p . Покажем, что отталкивание доминирует по крайней мере в предельном случае $\xi_{d2} \gg \xi_{d1}$, то есть при $T_{c2} - T \ll T_{c1} - T_{c2}$. Для этого рассмотрим пару МХ-вихрей на расстоянии $\xi_{d1} \ll R \ll \xi_{d2}$ друг от друга. В этом случае при вычислении энергии взаимодействия можно с одной стороны пренебречь меньшей дипольной энергией и считать, что вектор \vec{l} вне коров может свободно вращаться в плоскости. С другой стороны можно пренебречь гидродинамической энергией внутри коров, так как основной логарифмический вклад дает "кулоновская" область вне коров.

Имеются три области, которые дают логарифмический вклад во взаимодействие вихрей: область расстояний $\xi_{d1} < r < R$ от оси первого МХ-вихря, имеющего заряды $N_1 = p_1 = 1$; 2) такая же область расстояний от оси второго МХ-вихря и 3) область вне вихревой пары на расстоянии $R < r < \xi_{d2}$ от центра СВ-вихря. В первых двух областях параметр порядка можно выбрать в следующей форме, где z , r и ϕ цилиндрические координаты с z вдоль оси каждого из МХ-вихрей

$$\Phi = \phi, \quad \vec{e}_2 = \hat{z}, \quad \vec{v} = \frac{\hat{\phi}}{r}, \quad \vec{l} = \hat{x} \cos p(\phi - \phi_0) + \hat{y} \sin p(\phi - \phi_0), \quad (10)$$

где $p = 1$ для первого МХ-вихря в паре, а $p = -1$ для второго. Градиентная логарифмическая энергия от этих двух областей не зависит от параметров p и ϕ_0 в уравнении (10)

$$F_1 = \int_{region 1} d^2r F_G = F_2 = \frac{5}{2} \pi \rho_{s||} \left(\frac{\hbar}{2m_3} \right)^2 \ln \frac{R}{\xi_{d1}}. \quad (11)$$

В третьей области параметр порядка соответствует асимптотике вихря с $N = 2$, $p = 0$, энергия в этой области, вычисленная тем же методом, что в ¹², равна

$$F_3 = \int_{region 3} d^2r F_G \cong 5, 2 \pi \rho_{s||} \left(\frac{\hbar}{2m_3} \right)^2 \ln \frac{\xi_{d2}}{R}. \quad (12)$$

В результате полное кулоновское взаимодействие МХ-вихрей

$$F_{int} = F_1 + F_2 + F_3 = -0, 2 \pi \rho_{s||} \left(\frac{\hbar}{2m_3} \right)^2 \ln R \quad (13)$$

оказывается отталкивательным. Равновесный размер R пары МХ-вихрей лимитируется только второй дипольной энергией и, следовательно, имеет порядок ξ_{d2} . Вне этого размера вектор \vec{l} практически однороден и направлен по \vec{d}_1 (см. рис.).

Для наблюдения расщепления СВ-вихря в экспериментах с ультразвуком, затухание α которого чувствительно к ориентации вектора \vec{l} , нужно во-первых зафиксировать направление вектора \vec{l} вне вихря. Это осуществляется небольшим наклоном поля \vec{H} по отношению к оси вращения \hat{z} , тогда равновесная ориентация \vec{l}_0 вектора \vec{l} вне СВ-вихрей направлена по векторному произведению $\hat{z} \times \vec{H}$. Во-вторых, необходимо использовать два взаимно ортогональных направления распространения ультразвука \hat{q} : вдоль \hat{z} и вдоль $\hat{z} \times \vec{l}_0$, чтобы обнаружить разные температурные зависимости двух масштабов, $\xi_{d1}(T)$ и $\xi_{d2}(T)$, при приближении к A_1 -фазе, которые характерны для расщепленного СВ-вихря. Изменение затухания $\delta\alpha$ при вращении пропорционально объему, в котором вектор \vec{l} отклоняется от плоскости, перпендикулярной к \hat{q} (см., например, ⁴). Если $\hat{q} = \hat{z}$, то это объем коров МХ-вихрей, так как только там \vec{l} выходит из плоскости, перпендикулярной к \hat{q} ; если же $\hat{q} = \hat{z} \times \vec{l}_0$, то этот объем пропорционален квадрату расстояния $R \sim \xi_{d2}$ между МХ-вихрями и расходится при приближении к T_{c2} в отличие от случая $\hat{q} = \hat{z}$:

$$\delta\alpha(\hat{q} = \hat{z}) \sim \alpha n_V \xi_{d1}^2, \quad \delta\alpha(\hat{q} = \hat{z} \times \vec{l}_0) \sim \alpha n_V \xi_{d2}^2, \quad (14)$$

где n_V — плотность вихрей.

Мы благодарны Ю.Пеколе (J.Pekola) за ценные обсуждения.

Литература

1. Salomaa M.M., Volovik G.E. Rev. Mod. Phys., 1987, 59, 533
2. Hakonen P.J., Lounasmaa O.V., Simola J. Physica, 1989, B160, 1
3. Kharadze G.A. Modern Problems in Condensed Matter Sciences (Helium Three), W.P. Halperin and L.P. Pitaevskii eds, (North-Holland, 1990)

4. *Pekola J.P., Torizuka K., Merinen A.J., Kyyrääinen J.M., Volovik G.E.* Phys. Rev. Lett. in press
5. *Seppälä H.K., Volovik G.E.* J. Low Temp.Phys.. 1983, 51, 279
6. *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
7. *Ambegaokar V., Mermin N.D.* Phys. Rev. Lett., 1973, 30, 81
8. *Mermin N.D., Stare G.* Phys. Rev. Lett., 1973, 30, 1135
9. *Zotos X., Maki K.* Phys. Rev. B, 1984, 30, 145
10. *Fujita T., Nakahara M., Ohmi T., Tsuneto T.* Prog. Theor. Phys., 1978, 60, 671
11. *Kivladze B.N., Kharadze G.A., Kyyrääinen J.M.* Physica B, 1990, 165-166, 631
12. *Volovik G.E., Hakonen P.J.* J. Low Temp.Phys., 1981, 42 503

Институт Теоретической физики им. Ландау
Академии наук СССР
Институт физики
Академии наук Гр.ССР

Поступила в редакцию
6 сентября 1990 г.