

ПОЛУКВАНТОВЫЕ ВИХРИ В СВЕРХТЕКУЧЕМ  $^3\text{He-B}$ 

Г.Е. Воловик

Изучается структура аксиально несимметричного вихря и вихря-дисклинации в  $^3\text{He-B}$  в сильном магнитном поле. Вблизи фазового перехода в  $A$ -фазу, а также в перегретой  $B$ -фазе за линией фазового перехода в  $A$ -фазу эти объекты представляют собой связанные состояния двух хорошо изолированных друг от друга полуквантовых вихрей (вихрей с половинным квантом циркуляции), соединенных доменной стенкой. Расстояние между полуквантовыми вихрями в вихревой паре расходуется при приближении к линии абсолютной неустойчивости  $B$ -фазы по отношению к образованию планарной фазы.

Экспериментально в сверхтекучем  $^3\text{He-B}$  наблюдается два типа вихрей, разделенных линией фазового перехода 1-го рода (см. обзор <sup>1</sup>). Теоретически структура вихрей с  $N = 1$  квантом циркуляции  $h/(2m_3)$  в  $^3\text{He-B}$  исследовалась лишь вблизи  $T_c$ , в области применимости функционала Гинзбурга-Ландау (см. обзор <sup>1</sup>). В этой области численный анализ показал существование двух типов вихрей: аксиально симметричный вихрь с  $A$ -фазой внутри кора<sup>2</sup> и аксиально несимметричный вихрь <sup>3,4</sup>, который был интерпретирован как связанная пара (молекула) вихрей с  $N = 1/2$  каждый <sup>5</sup>. Последние ЯМР эксперименты ясно показали, что линия вихревого фазового перехода действительно разделяет симметричный и несимметричный вихри <sup>6</sup>. Интерпретация же несимметричного вихря как пары полущелых вихрей однако остается под вопросом, поскольку в численном решении эти полуквантовые вихри плохо отделены друг от друга, так как расстояние между ними в вихревой молекуле имеет тот же порядок длины когерентности  $\xi$ , что и размер кора полувихря.

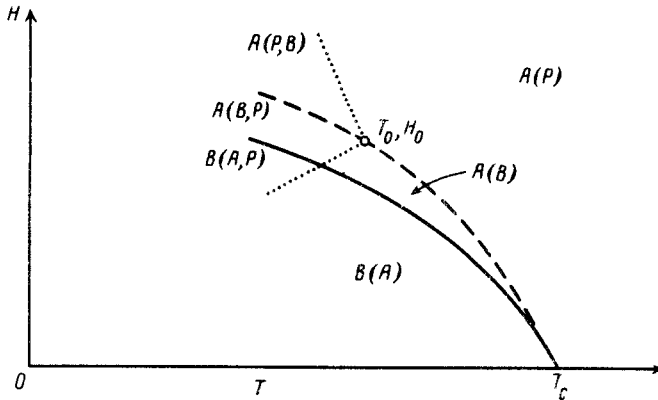


Рис. 1. Схематическое изображение фазовой диаграммы сверхтекучих фаз  $^3\text{He}$  в  $H - T$  плоскости при низких давлениях. Первой буквой обозначена стабильная фаза, последующими буквами в скобках указаны метастабильные (локально устойчивые) фазы в порядке возрастания энергии. Выше жирной линии фазового перехода 1-го рода между  $B$ - и  $A$ - фазами  $B$ -фаза может существовать как метастабильная. На прерывистой линии энергия перегретой  $B$ -фазы сравнивается с энергией планарной ( $P$ ) фазы, причем расстояние между жирной и прерывистой линиями мало при низких давлениях в меру малости эффектов сильной связи. Точка  $(T_0, H_0)$  — трикритическая точка: при  $T > T_0 \sim 0.8T_c$  переход между метастабильными  $B$ - и  $P$ - фазами является переходом 2-го рода, а при  $T < T_0$  — 1-го рода.

Мы покажем, что имеется область внешних параметров (давление  $P$ , магнитное поле  $H$  и температура  $T$ ), где полущелые вихри в  $^3\text{He-B}$  хорошо изолированы друг от друга внутри пары, причем расстояние между ними может возрастать вплоть до размера вихревой ячейки.

Это область низких  $P$ , где эффекты сильной связи, т.е. отклонения от теории БКШ, малы, и энергия  $A$ -фазы мало отличается от энергии планарной ( $P$ ) фазы,  $\eta = (F_P - F_A)/(F_N - F_A) \ll 1$ , где  $F_N$  - энергия нормальной фазы. Схематическое изображение фазовой диаграммы в  $H-T$  плоскости дано на рис.1. Первой буквой обозначена стабильная фаза, последующими буквами в скобках метастабильные (локально устойчивые) фазы в порядке возрастания энергии. Жирной линией обозначена линия фазового перехода 1-го рода между  $B$ - и  $A$ - фазами, где  $F_B = F_A$ ; выше этой линии  $B$ -фаза может существовать как метастабильная. На прерывистой линии ее энергия сравнивается с энергией планарной фазы,  $F_B = F_P$ , причем расстояние между жирной и прерывистой линиями мало в меру малости эффектов сильной связи. Согласно <sup>7</sup> при  $T > T_0$  линия перехода между метастабильной  $B$ -фазой и метастабильной  $P$ -фазой является переходом 2-го рода, а при  $T < T_0$  это переход первого рода. Точка  $(T_0, H_0)$  - трикритическая точка для этих фаз. Пунктирные линии, исходящие из этой точки, - линии катастроф, где либо  $B$  фаза, либо планарная фаза теряют устойчивость. Согласно теории <sup>7</sup> и эксперименту <sup>8</sup>  $T_0 \sim 0.8T_c$  и  $H_0 \sim 2$  кГс.

Параметр порядка  $B$ -фазы в магнитном поле, направленном вдоль оси  $z$ , имеет вид

$$A_{\alpha,i} = e^{i\Phi} [\Delta_1(\hat{x}_\alpha \hat{m}_i + \hat{y}_\alpha \hat{n}_i) + \Delta_2 \hat{z}_\alpha (\hat{m} \times \hat{n})_i], \quad (1)$$

где  $\Phi$  - фаза Бозе-конденсата,  $\hat{m}$  и  $\hat{n}$  - взаимно перпендикулярные единичные вектора. Нас интересует случай, когда  $\Delta_2 \ll \Delta_1$ , т.е. когда  $B$ -фаза находится вблизи линии перехода 2-го рода в планарную фазу. Согласно теории Ландау для переходов 2-го рода энергия  $B$ -фазы задается в виде <sup>7</sup>

$$F_B = F_P - a(T, H)\Delta_2^2 + \frac{1}{2}b(T, H)\Delta_2^4, \quad (2)$$

где  $a(T, H) < 0$  в планарной фазе и обращается в нуль на линии перехода из планарной в  $B$ -фазу,  $b(T, H) > 0$  на линии перехода 2-го рода и обращается в нуль в трикритической точке, где  $a(T_0, H_0) = b(T_0, H_0) = 0$ . Равновесное  $\Delta_{20}^2 = a/b$  мало не только в области  $A(B)$  перегретой  $B$ -фазы за линией перехода в  $A$ -фазу, но также и в примыкающей области стабильной  $B$ -фазы вблизи перехода в  $A$ -фазу при  $T > T_0$ , поскольку на линии перехода, где  $F_A = F_B = F_P - (1/2)b\Delta_{20}^4$ , имеем  $\Delta_{20}^2/\Delta_{10}^2 \sim \eta^{1/2} \ll 1$ .

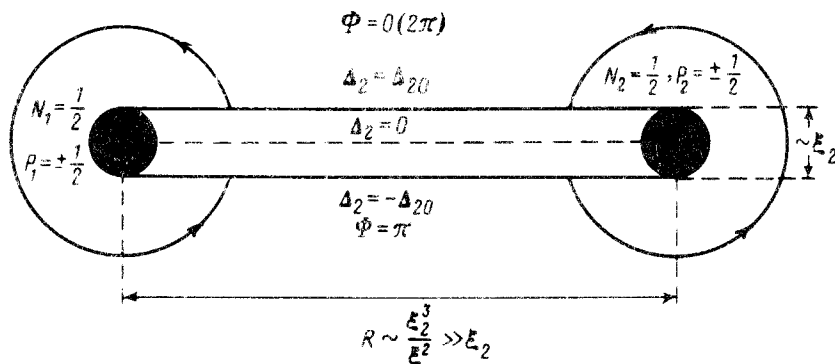


Рис. 2. Два вихря с полуцелым числом  $N = 1/2$  квантов циркуляции в  $B$ -фазе. При обходе каждого из них фаза Бозе-конденсата  $\Phi$  (а также угол поворота параметра порядка, см. формулу (5), который на рисунке не указан) меняется на  $\pi$ . Разрез, на котором происходит скачок фазы и угла на  $\pi$ , представляет собой доменную стенку толщины  $\xi_2$ , в которой  $\Delta_2$  меняет знак. Вблизи линии перехода в планарную фазу, где  $\xi_2 \gg \xi$ , размер  $R$  стенки становится большим.

Полуквантовые вихри в  $B$ -фазе не являются изолированными объектами, поскольку это запрещено топологией, однако они могут быть линиями окончания доменных стенок<sup>9</sup>. Доменная стенка стягивает два соседних полувихря, приводя к конфайнменту полувихрей (см. рис.2). Существенно, что в случае, когда  $\Delta_2$  мало, энергия доменной стенки, в которой  $\Delta_2$  меняет знак на противоположный, мала и вообще обращается в нуль при переходе в  $P$ -фазу, поэтому связываемые такой стенкой полувихри могут отстоять друг от друга на значительном расстоянии. Поскольку это расстояние превышает  $\xi$ , для нахождения структуры рассматриваемых объектов можно пользоваться феноменологическим (гидродинамическим) подходом.

Энергию доменной стенки можно найти, добавив к уравнению (2) градиентную энергию  $(1/2)K(\partial_x \Delta_2)^2$ , где  $x$  - координата вдоль нормали к стенке. Тогда вводя соответствующую длину когерентности  $\xi_2^2 = K/a$  ( $\xi_2 \rightarrow \infty$  при переходе к планарной фазе), получаем для доменной стенки выражение

$$\Delta_2(x) = \Delta_{20} \tanh \frac{x}{\xi_2} \quad (3)$$

и энергию на единицу площади

$$F_{wall} = \frac{8}{3}(F_P - F_B)\xi_2 \sim (F_N - F_B)\xi\left(\frac{\xi}{\xi_2}\right)^3, \quad (4)$$

откуда следует, что энергия такой стенки в  $(\xi_2/\xi)^3$  меньше, чем в обычном случае, когда ее размер имеет порядок обычной длины когерентности  $\xi$ .

Рассмотрим теперь энергию комплекса, содержащего два полувихря, находящихся на расстоянии  $R$  друг от друга и связанных между собой доменной стенкой. Каждый из полуквантовых вихрей обладает следующей структурой. Фаза конденсата  $\Phi$  и орты  $\hat{m}$  и  $\hat{n}$  меняются при обходе полувихря следующим образом:

$$\Phi = N\phi, \quad \hat{m} = \hat{m}_0 \cos p\phi + \hat{n}_0 \sin p\phi, \quad \hat{n} = \hat{n}_0 \cos p\phi - \hat{m}_0 \sin p\phi, \quad (5)$$

где  $\phi$  азимутальный угол вокруг оси полувихря, а число квантов циркуляции  $N$  и индекс дисклинации  $p$  полуцелые числа ( $\pm 1/2$ ). При обходе вокруг полувихря у параметра порядка в уравнении (1) меняется только знак при члене с  $\Delta_2$ , но это как раз и компенсируется изменением знака  $\Delta_2$  при прохождении через приклеенную к вихрю доменную стенку.

Зависимость от  $R$  энергии комплекса на единицу длины складывается из энергии стягивающей стенки и логарифмической "кулоновской" энергии взаимодействия полувихрей с зарядами  $N_1, N_2$  и  $p_1, p_2$ :

$$F(R) = \frac{8}{3}(F_P - F_B)\xi_2 R - \pi\left(\frac{\hbar}{2m_3}\right)^2(\rho_s N_1 N_2 + \rho_{sp} p_1 p_2) \ln R, \quad (6)$$

где  $\rho_s$  и  $\rho_{sp}$  соответственно сверхтекучая плотность и спиновая жесткость, причем вдали от  $T_c$   $\rho_s > \rho_{sp}$ . Комплекс имеет локальный минимум по  $R$ , если заряды  $N$  полувихрей имеют одинаковый знак,  $N_1 = N_2 = \pm 1/2$ , т.е. весь объект обладает квантом циркуляции  $N = N_1 + N_2 = \pm 1$ . Тогда общее "кулоновское" взаимодействие является отталкивающим, что в совокупности с притягивающим эффектом стенки приводит к локальному равновесию. Равновесный размер  $R$  комплекса

$$R = \frac{3\pi}{32}\left(\frac{\hbar}{2m_3}\right)^2 \frac{\rho_s \pm \rho_{sp}}{(F_P - F_B)\xi_2} \sim \frac{\xi_2^3}{\xi^2} \gg \xi_2 \gg \xi \quad (7)$$

может существенно превышать как длину когерентности, так и толщину доменной стенки  $\xi_2$  особенно вблизи перехода в планарную фазу, где  $\xi_2 \rightarrow \infty$ . В формуле

(7) знак (-) относится к случаю противоположных зарядов  $p_1 = -p_2$ , а знак (+) к случаю одинаковых.

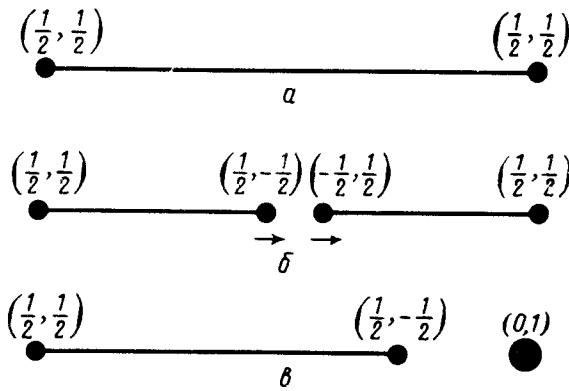


Рис. 3. Диссоциация комбинированного объекта (рис.3а) из вихря и дисклинации с вихревым  $N$  и дисклинационным  $p$  зарядами  $(N, p) = (1, 1)$ , который состоит из пары тождественных полувихрей с полуцельными зарядами  $(N, p) = (1/2, 1/2)$  каждый. В промежуточном состоянии (рис.3б) доменная стенка разрывается с образованием пары новых полувихрей с взаимно противоположными зарядами  $(N, p) = (1/2, -1/2)$  и  $(N, p) = (1/2, 1/2)$ ; их дальнейшее движение указано стрелками. В результате (рис.3в) образуются отдельно дисклинация с  $(N, p) = (0, 1)$  и вихрь с  $(N, p) = (1, 0)$ , состоящий из пары полувихрей с зарядами  $(N, p) = (1/2, 1/2)$  и  $(N, p) = (1/2, -1/2)$

Первый случай описывает чистый вихрь с  $N = 1$ . Это сильно растянутая модификация того аксиально несимметричного вихря с двумя коронами, который был получен численным анализом в <sup>3,4</sup>. Причем здесь существенно более четко выражено пространственное разделение полуквантовых вихрей, составляющих несимметричный вихрь. Второй случай с отличным от нуля индексом дисклинации  $p = p_1 + p_2 = \pm 1$  описывает комбинацию вихря с дисклинацией. Подобный объект с двумя коронами был получен численным анализом в <sup>10</sup> вблизи  $T_c$  в нулевом поле. Мы можем отождествить каждый из коров в этом численном решении с полуквантовым вихрем. Тогда становится понятным, почему в численном решении <sup>10</sup> расстояние  $R$  между коронами в вихре-дисклинации ( $\sim 20\xi$ ) существенно превосходит расстояние  $R$  между коронами в чистом вихре ( $\sim 5\xi$ ). Это следует из формулы (7), если учесть, что  $\rho_s + \rho_{sp} \gg \rho_s - \rho_{sp}$ . В нашем случае предельно большого  $R$  также понятно, почему комбинация вихря с дисклинацией локально устойчива по отношению к распаду на отдельно вихрь и дисклинацию. Для такой диссоциации требуется порвать доменную стенку с образованием пары новых полувихрей (см. рис.3), что требует преодоления энергетического барьера.

В заключение отметим, что область низких давлений и сильных полей должна быть очень интересной в экспериментальном отношении. В частности достаточно лишь немного перегреть  $B$ -фазу, чтобы попасть в метастабильную планарную фазу, которая до сих пор еще ни разу не была получена в объеме. Кроме того, как следует из эксперимента <sup>11</sup>, не исключена возможность существования и стабильной новой фазы. В <sup>11</sup> показано, что определенная комбинация коэффициентов при членах 4-го порядка в функционале Гинзбурга-Ландау вблизи  $T_c$ ,  $\beta_2 + \beta_4 + 2\beta_5$ , проходит через нуль при  $P = P_0 \sim 1$  атм. Согласно однопараметрической парамагнетонной модели эффектов сильной связи <sup>12</sup> эта комбинация обращается в нуль одновременно с  $F_A - F_P$ . Если же  $F_P < F_A$ , то согласно той же модели еще меньшей энергией обладает промежуточная между  $A$ - и  $P$ - фазами так называемая акси-планарная фаза <sup>13</sup>. Поэтому, если эта модель верна, то в сильных полях при  $P < P_0$  следует ожидать существование стабильной акси-планарной фазы.

Я благодарен Ю.Пеколе и М.Крусиусу за ценные обсуждения.

## Литература

1. *Salomaa M.M., Volovik G.E.* Rev. Mod. Phys. , 1987, 59, 533.
2. *Salomaa M.M., Volovik G.E.* Phys. Rev. B , 1985, 31, 203.
3. *Thuneberg E.V.* Phys. Rev. Lett. , 1986, 56, 359.
4. *Salomaa M.M., Volovik G.E.* Phys. Rev. Lett. , 1986, 56, 363.
5. *Salomaa M.M., Volovik G.E.* Europhys. Lett. , 1986, 2, 781.
6. *Dmitriev V.V., Kondo Y., Korhonen J.S. et al* in press
7. *Ashida M., Nagai K.* Progr. Theor. Phys. , 1985, 74, 949.
8. *Kuymarainen J.M., Pekola J.P., Manninen A.J., Torizuka K.* Phys. Rev. Lett. , 1990, 64, 1027.
9. *Salomaa M.M., Volovik G.E.* Phys. Rev. B , 1988, 37, 9298.
10. *Thuneberg E.V.* Europhys. Lett. , 1987, 3, 711.
11. *Israelsson U.E., Crooker B.C., Bozler H.M., Gould C.M.* Phys. Rev. Lett. , 1984, 53, 1943.
12. *Brinkman W.F., Serene J.W., Anderson P.W.* Phys. Rev. A , 1974, 10, 2386.
13. *Мермин Н.Д., Стэр Г.*, В сборнике "Сверхтекучесть гелия-3" под редакцией И.М. Халатникова, Мир, Москва 1977, с.121.

Институт Теоретической физики им.Ландау  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
20 августа 1990 г.