Письма в ЖЭТФ, том 34, вып.3, стр. 97 – 101 *5 августа 1981 г.*

КОЛЕБАНИЯ СТОПКИ ДИСКОВ И СИЛА ТРЕНИЯ МЕЖДУ НОРМАЛЬНОЙ И СВЕРХТЕКУЧЕЙ КОМПОНЕНТОЙ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ СВЕРХТЕКУЧЕМ ^{3}He

Э.Б.Сонин

Параметры силы трения между нормальной и сверхтекучей компонентой во вращающемся ^{3}He могут быть определены из эксперимента Андроникашвили с колеблющейся стопкой дисков. Эти параметры существенно различны для *A* и *B* фазы, и их измерение должно дать полезную информацию о возникающих при вращении текстурах.

Во вращающемся He II сила трения между нормальной и сверхтекучей компонентой обычно определяется из экспериментов со вторым звуком [1]. Эта сила также должна влиять на частоту колебаний тел, погруженных в He II, поскольку она приводит к увлечению сверхтекучей компоненты. Однако в этом случае существует более эффективный механизм увлечения сверхтекучей компоненты – пиннинг вихрей, так что сила трения обычно проявляется в виде второстепенной поправки [2, 3]. Существенно отличной оказывается ситуация в сверхтекучем ^{3}He. Из-за гораздо более низких температур длина свободного пробега и коэффициенты вязкости здесь на несколько порядков больше, чем в He II, что наряду с малой скоростью второго звука делает наблюдение второго звука весьма затруднительным[1)]. С другой стороны, изгибная жесткость вихрей (или неоднородной текстуры во вращающейся *A*-фазе – см. ниже) того же порядка или чуть ниже, чем в He II. Поэтому смещения вихрей, обусловленные пиннингом, проникают на длину $l_{изг} \sim \sqrt{\nu_{изг}/\omega}$, малую по сравнению с вязкой глубиной проникновения $l_в \sim \sqrt{\nu_в/\omega}$. Здесь $\nu_{изг} \sim \hbar/m$ и $\nu_в$ – изгибная жесткость вихрей и кинематическая вязкость соответственно, ω – характерная частота, представляющая собой комбинацию частоты осцилляций и частоты вращения, которые как правило одного порядка. Отсюда следует, что всегда можно поставить экспери-

[1)] Однако, можно надеяться на измерения силы трения в стационарных тепловых потоках во вращающихся сосудах наподобие тех, что были выполнены в He II Ярмчуком и Глауберсоном [4].

мент со стопкой дисков[1)], расстояние между которыми много больше $l_{изг}$ и много меньше $l_в$, так что вся нормальная часть жидкости между дисками увлекается дисками и двигается с их скоростью. Скорость же вихрей и сверхтекучей компоненты не меняется вдоль оси колебаний дисков, совпадающей с осью вращения. Последнее допущение неприменимо лишь в малых областях толщины $\sim l_{изг}$ вблизи поверхностей дисков, дающих малый вклад в момент инерции жидкости, тем более что пиннинг вихрей в ^{3}He по-видимому должен быть слабее, чем в HeII, так как масштабы неоднородностей поля параметра порядка в ^{3}He значительно больше.

Как для A-, так и для B-фазы можно воспользоваться результатами общего анализа задачи о колебаниях дисков в HeII [2, 3]. В рассматриваемом нами простом случае, когда все скорости не меняются вдоль оси вращения (оси колебаний), т.е. без учета пиннинга, получим для частоты колебаний дисков ω:

$$\omega^2 = \frac{\omega_0^2}{1 - \gamma \dfrac{\rho_s}{\rho}(1+g)}, \qquad \gamma = \frac{I_ж}{I_ж + I_д}, \tag{1}$$

где ω_0 — частота колебаний стопки дисков в нормальной жидкости выше критической точки, $I_д$ и $I_ж$ — моменты инерции дисков и жидкости между дисками. Величина g дает эффект увлечения сверхтекучей компоненты силой трения:

$$g = \frac{\dfrac{\rho_n}{2\rho} B'\left(1 - \dfrac{\rho_n}{2\rho} B'\right) - \dfrac{\rho_n}{2\rho} B\left(\dfrac{i\omega}{2\Omega} + \dfrac{\rho_n}{2\rho} B\right)}{\left(1 - \dfrac{\rho_n}{2\rho} B'\right)^2 + \left(\dfrac{i\omega}{2\Omega} + \dfrac{\rho_n}{2\rho} B\right)^2}, \tag{2}$$

где Ω — угловая скорость вращения, B и B' — параметры Холла и Вайнена, определяющие скорость движения вихря $\mathbf{v}_L$ и силу трения:

$$\mathbf{v}_L = \mathbf{v}_s + \frac{\rho_n}{2\rho}\left(B'\Omega(\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_s) - B\left[\vec{\Omega} \times (\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_s)\right]\right), \tag{3}$$

$\mathbf{v}_n$ и $\mathbf{v}_s$ — нормальная и сверхтекучая скорость. Очевидно, что без силы трения ($B = B' = 0$) эффект вращения отсутствует, $g = 0$, и диски при колебаниях увлекают лишь нормальную часть жидкости. В пределе большой силы трения (B, $B' \to \infty$) полностью увлекается также и сверхтекучая часть, $g = -1$, и изменение частоты колебаний при переходе через критическую точку во вращающейся жидкости не происходит.

Использование соотношений (1) — (3) для B-фазы, где как и в HeII при вращении возникает решетка сингулярных вихрей, представляется впол-

---

[1)] В неподвижном ^{3}He подобные эксперименты уже были осуществлены [5].

не очевидным. Пояснений требует лишь случай A-фазы. Вывод соотношения (1) опирается на следующее уравнение движения сверхтекучей компоненты:

$$\frac{d\mathbf{v}_s}{dt} + \nabla\left(\mu + \frac{\mathbf{v}_s^2}{2}\right) + [\,\mathrm{rot}\,\mathbf{v}_s \times \mathbf{v}_L\,] = 0. \qquad (4)$$

После усреднения по неоднородной текстуре $\mathrm{rot}\,\mathbf{v}_s$ следует заменить на $2\vec{\Omega}$. Уравнение (4) очевидно в присутствии магнитного поля, когда имеются изолированные вихри, двигающиеся со скоростью $\mathbf{v}_L$. В нулевом магнитном поле, где существует непрерывная периодическая текстура, скорость $\mathbf{v}_L$ есть скорость смещения текстуры, так что $dl/dt = -(\mathbf{v}_L\nabla)\mathbf{l}$. Но изменение $\mathbf{l}$ приводит к изменению скорости $\mathbf{v}_s$:

$$\left.\frac{dv_{si}}{dt}\right|_{\mathbf{l}} = -\,[\,\mathbf{l} \times \nabla_i \mathbf{l}\,]\frac{d\mathbf{l}}{dt} = [\,\mathbf{l} \times \nabla_i \mathbf{l}\,](\mathbf{v}_L\,\nabla)\,\mathbf{l}. \qquad (5)$$

Учитывая соотношение Хо – Мермина [6]

$$(\mathrm{rot}\,\mathbf{v}_s)_i = \frac{1}{2}\,\epsilon_{ijk}\,\mathbf{l}[\nabla_j \mathbf{l} \times \nabla_k \mathbf{l}\,], \qquad (6)$$

получим, что связанное с движением текстуры изменение скорости $\mathbf{v}_s$ совпадает с векторным произведением в (4).

Рассмотрим теперь, какие значения B и B' следует ожидать в области теории Гинзбурга – Ландау. В B-фазе длина свободного пробега квазичастиц превышает всегда размер кора вихря, исключая лишь малую окрестность критической точки. Это дает возможность применить теорию Холла и Вайнена, опирающуюся на теорию рассеяния невзаимодействующих квазичастиц [7]. Согласно этой теории $B \to 0$ и $B' \to 2$ при $\rho_s \to 0$ [1]. Отсюда в соответствии с (3) следует, что вихри двигаются с нормальной скоростью, т.е. $\mathbf{v}_L = \mathbf{v}_n$. Такой результат становится понятным из следующих соображений. Скорость вихря должна определяться из баланса силы взаимодействия между вихрем и сверхтекучей компонентой, т.е. силы Магнуса, и силы трения между нормальной компонентой и вихрем, пропорциональной относительной скорости $\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_L$. Коэффициент пропорциональности для поперечной по отношению к скорости $\mathbf{v}_n - \mathbf{v}_L$ компоненты силы согласно расчетам в модели БКШ для сверхпроводников второго рода [8, 9], убывает как $\sqrt{\rho_s}$ при $\rho_s \to 0$, в то время как сила Магнуса пропорциональна ρ_s. Поэтому $\mathbf{v}_L = \mathbf{v}_n$ при $\rho_s \to 0$. В итоге из (1) и (2) мы видим, что эффект вращения на частоту колебаний в B-фазе отсутствует. Поэтому при переходе через линию фазового перехода второго рода непосредственно в B-фазу (т.е. при низких давлениях, ниже трикритической точки) частота колебаний стопки дисков будет расти пропорционально ρ_s как и в неподвижном ^{3}He.

В A-фазе при достаточно слабом магнитном поле возникает решетка несингулярных вихрей [10, 11] с размером кора много больше длины свободного пробега, и можно воспользоваться результатами расчета

скорости изолированного несингулярного вихря в A-фазе, проделанного Копниным [12]. Из этого расчета следует, что сила трения в A-фазе определяется орбитальной вязкостью, при этом $B = 0$, а параметр $B' \sim \frac{1}{(T_c - T)^{3/2}}$ довольно велик в области Гинзбурга – Ландау. В итоге мы получаем, что сверхтекучая компонента полностью увлекается нормальной компонентой. Поэтому на линии фазового перехода второго рода между нормальным ^{3}He и A-фазой не должно происходить заметное изменение частоты колебаний дисков. При дальнейшем понижении температуры на линии фазового перехода первого рода в B-фазу должно происходить скачкообразное увеличение частоты колебаний.

Рассматривая A-фазу мы пренебрегали вкладом в сверхтекучий ток от градиентов $\mathbf{l}$. Он определяет спонтанный орбитальный момент, но роль его существенна лишь при низких скоростях вращения $\Omega \lesssim \hbar / mR^2$ (R – радиус дисков) [13]. При медленных вращениях сила трения и частота колебаний могут зависеть от исходной текстуры $\mathbf{l}$, например, от того, направлен ли $\mathbf{l}$ параллельно или антипараллельно угловой скорости, и измерения с меняющейся угловой скоростью могли бы в принципе выявить гистерезисные явления, свидетельствующие о существовании спонтанного орбитального момента в A-фазе.

При увеличении магнитного поля размер кора несингулярного вихря уменьшается [14] и становится сравнимым с длиной свободного пробега. При меньших размерах кора эффект вращения на частоту колебаний исчезает. Для сингулярных же вихрей размер кора всегда меньше длины свободного пробега, и магнитное поле не влияет на частоту колебаний. Поэтому по поведению частоты колебаний стопки дисков в магнитном поле можно судить о типе возникающей текстуры (равновесной или метастабильной).

В заключение я благодарю Г.Е.Воловика и Н.Б.Копнина за полезные обсуждения.

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
24 марта 1981 г.

После переработки
25 июня 1981 г.

Литература

[1] H.E.Hall, W.F.Vinen. Proc. Roy. Soc., A238, 204, 1956.

[2] H.E.Hall. Adv. in Phys., 9, 89, 1960.

[3] Э.Л.Андроникашвили, Ю.Г.Мамаладзе, С.Г.Матинян, Д.С.Цакадзе. УФН, 73, 1961.

[4] E.J.Yarmchuk, W.I.Glauberson. J. LT Phys., 36, 381, 1979.

[5] C.N.Archie, T.A.Alvesalo, J.E.Bethold, J.D.Reppy, R.C.Richardson. J. de Phys. (Paris), 39, C6-37, 1978.

[6] N.D.Mermin, T.L.Ho. Phys. Rev. Lett., 36, 594, 1976.

[7] E.B.Sonin. J. L T Phys., 42, 417, 1981.

[8] Ю.М.Гальперин, Э.Б.Сонин. ФТТ, 18, 3034, 1976.

[9] Н.Б.Копнин, В.Е.Кравцов. ЖЭТФ, 71, 1644, 1976.

[10] Г.Е.Воловик, Н.Б.Копнин. Письма в ЖЭТФ, 25, 26, 1977.

[11] T.Fujita, M.Nakajama, T.Ohmi, T.Tsuneto. Prog. Theor. Phys., 60, 671, 1978.

[12] Н.Б.Копнин. ЖЭТФ, 74, 1538, 1978.

[13] M.R.Williams, A.L.Fetter. Phys. Rev., B20, 169, 1979.

[14] G.E.Volovik, P.J.Hakonen. J. LT Phys., 42, 503, 1981.