

ТЕКСТУРНЫЕ ЭФФЕКТЫ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ СВЕРХТЕКУЧЕМ ${}^3\text{He}$ – В.Г.Е.Воловик ¹⁾, А.Д.Гонгадзе ²⁾, Г.Е.Гургенишвили ²⁾М.М.Саломая ³⁾, Г.А.Харадзе ²⁾

В наклонном магнитном поле ожидается большое смещение спектра ЯМР при вращении. При углах наклона больше $\approx 14,5^\circ$ на стенке цилиндра должна возникать пара топологических линейных дефектов – буджумов. Исследована текстура в безвихревом состоянии, возникающем немедленно после начала вращения.

Недавние эксперименты с ЯМР во вращающемся сверхтекучем ${}^3\text{He}$ привели к обнаружению квантованных вихрей в обеих сверхтекучих фазах ¹⁻³. В А-фазе при вращении появляется спутный пик ³, связанный с возбуждением спиновых мод, локализованных на несингулярных вихрях ⁴. В В-фазе вихри изменяют текстуру, уже имеющуюся в цилиндре в присутствии аксиального магнитного поля **H**, что приводит к изменению спектра спиновых мод, локализованных на текстуре ². Мы рассмотрим ряд новых текстурных эффектов, которые должны наблюдаться во вращающемся ${}^3\text{He}$ – В.

1. Смещение спектра ЯМР в наклонном поле. Параметр порядка в ${}^3\text{He}$ – В – ортогональная матрица $R_{ik}(\mathbf{n}, \theta_0)$ – описывает поворот спинового пространства относительно орбитального на магический угол $\theta_0 = 104^\circ$ вокруг произвольной оси **n**. Угол β между **n** и **H** определяет сдвиг резонансной частоты относительно Ларморовской ω_0 в поперечном ЯМР (см., напр. ⁵): $\omega - \omega_0 = \sin^2 \beta \Omega_L^2 / 2\omega_0$, где $\Omega_L \ll \omega_0$ – Леггеттовская частота. В отсутствии границ $\beta = 0$ из-за магнитной ориентационной энергии $F_M = -a(\mathbf{nH})^2$, и сдвиг отсутствует. В ограниченной геометрии из-за ориентирующего действия поверхности ($F_s = -d(s_i R_{ik} H_k)^2$, где **s** – нормаль к границе) возникает текстура в поле **n**. Экспериментально радиус сосуда R превышает характерную магнитную длину ξ_H , поэтому резонансная частота почти не смещается, и текстура приводит лишь к образованию эквидистантных спутных пиков, соответствующих осцилляторному дискретному спектру спиновых волн, локализованных на текстуре ⁵. Вращение ${}^3\text{He}$ – В в аксиальном поле не меняет картину, приводя лишь к увеличению расстояния $\Delta\omega$ между пиками поглощения ².

При вращении в наклонном поле ситуация должна измениться ⁶. Ориентационное воздействие вихрей на вектор **n**, происходящее от сильной магнитной анизотропии внутри кора вихря ⁷, имеет следующий вид ^{6, 7}:

$$F_V = \frac{2}{5} a \lambda (z_i R_{ik} H_k)^2 \quad (1)$$

где \hat{z} – направление оси вращения. Параметр λ пропорционален плотности вихрей и, следовательно, угловой скорости вращения Ω . Минимизация $F_M + F_V$ показывает, что при отличном от нуля угле μ между **H** и **z** угол β отличен от нуля и выражается через λ следующим образом

$$u \cos 2\mu + (u^2 - \frac{1}{2})(1 - u^2)^{1/2} \sin 2\mu = \frac{1}{\lambda}, \quad u = 1 - \frac{5}{4} \sin^2 \beta. \quad (2)$$

Формула (2) позволит извлечь параметр λ из сдвига резонансной частоты в наклонном поле. Ранее λ был оценен в ⁷, исходя из экспериментальных данных для расстояния $\Delta\omega$ между пиками ²: $\lambda \sim 2,8(0,9 - T/T_c)$ при $0,6 < T/T_c < 0,8$. Новый метод предпочтительнее, так как не требует знания распределения **n**(**r**) в текстуре, что необходимо для теоретического вычисления $\Delta\omega$, и кроме того сдвиг частоты $\omega - \omega_0$ при $\mu = \pi/4$ должен на порядок превышать $\Delta\omega$.

¹⁾ Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау АН СССР, Москва

²⁾ Институт физики АН Грузинской ССР, Тбилиси.

³⁾ Низкотемпературная лаборатория Технического университета, Хельсинки.

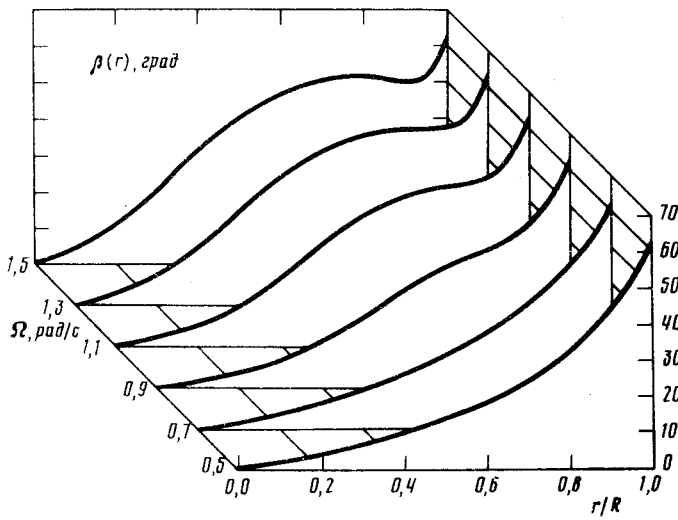


Рис.1. Радиальное распределение угла β между \mathbf{n} и \mathbf{H} в текстуре, возникающей в метастабильном безвихревом состоянии при различных угловых скоростях вращения ^3He - В при $T = 0,7 T_c$ и $H = 284$ Гс.

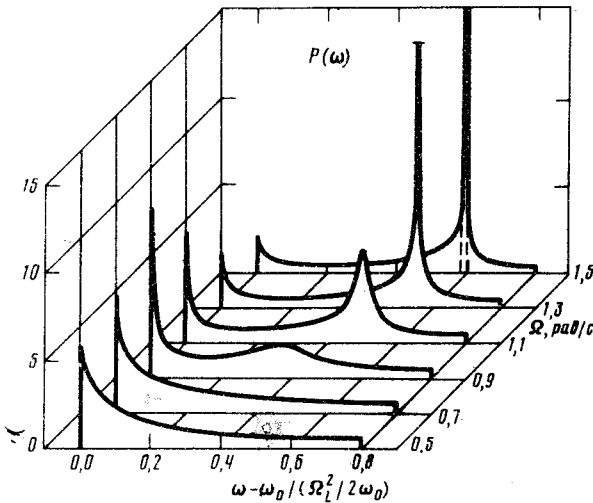


Рис.2. Спектральная плотность поглощения $P(\omega)$ от текстуры, изображенной на рис.1

2. **Текстура в промежуточном безвихревом состоянии.** После начала вращения B -фазы в аксиальном поле в течении минуты наблюдается безвихревое состояние, в котором нормальная компонента вращается твердотельно $\mathbf{v}^n = [\vec{\Omega}, \mathbf{r}]$, а сверхтекучая — покоится $\mathbf{v}^s = 0$. Форма линии в этом состоянии существенно меняется из-за отклонения \mathbf{n} от \mathbf{H} на большой угол β за счет ориентирующего действия противотока: $F_f = 2/5 a [(v_i^s - v_i^n) R_{ik} H_k]^2 / v_c^2$, где $v_c \sim 1$ мм/с. После образования системы вихрей среднее $\langle \mathbf{v}^s \rangle = [\vec{\Omega}, \mathbf{r}]$, и первоначальный характер спектра восстанавливается. Текстура, возникающая в безвихревом состоянии, определяется минимизацией $F_M + F_f + F_g$, где последний член — энергия деформации поля \mathbf{n} ⁵:

$$F_g = 16/13 a \xi_H^2 [(\nabla \cdot \mathbf{n})^2 - 1/2 (\sqrt{5/8} \mathbf{n} \text{rot} \mathbf{n} + \sqrt{3/8} \text{div} \mathbf{n})^2] H^2. \quad (3)$$

В аксиальном поле \mathbf{n} задается полярным и азимутальным углами $\beta(r)$ и $\alpha(r)$: $\mathbf{n} = \hat{z} \cos \beta + (\hat{\phi} \sin \alpha - \hat{r} \cos \alpha) \sin \beta$, где $\hat{z}, \hat{r}, \hat{\phi}$ — орты цилиндрической системы координат. Поверхностная энергия F_s определяет граничные условия $\cos \beta(R) = \pm 1/\sqrt{5}$, $\text{tg} \alpha(R) = \pm \sqrt{3}$. На рис. 1 показан результат минимизации для $\beta(r)$ при $R = 2,5$ мм, $\xi_H = 12/H$ (Гс) см ($H=284$ Гс), что соответствует температуре $T/T_c = 0,7$, и для разных значений Ω .

Если интересоваться не положением пиков поглощения, а общей формой $P(\omega)$ спектра χ''_{MP} , то можно пользоваться приближением локальных осцилляторов. Тогда $P(\omega) =$

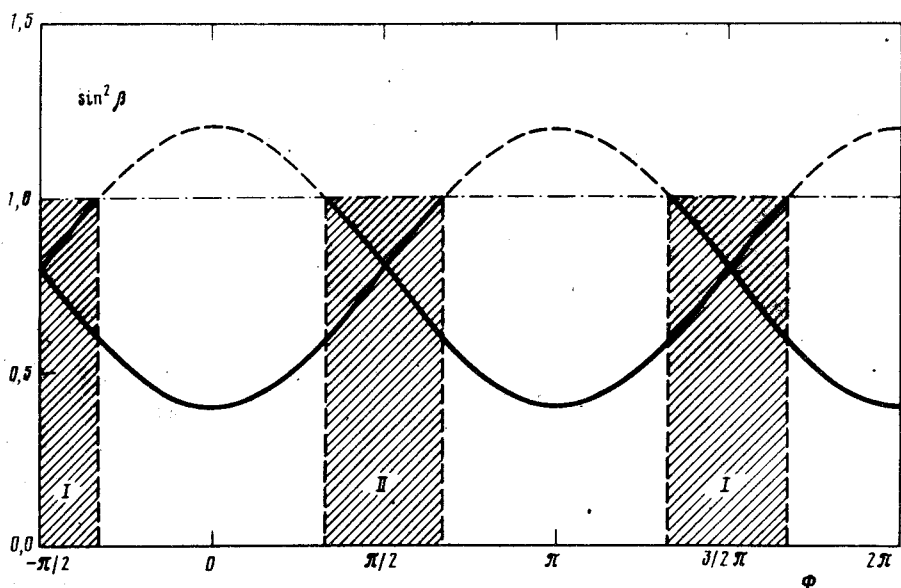


Рис. 3. Две ветви граничных условий для $\sin^2 \beta$ в магнитном поле, направленном под углом 30° к оси цилиндра. В заштрихованных областях I и II должны находиться буджумы, осуществляющие переход с одной ветви на другую.

$$= 2/R^2 \int_0^R dr r \delta(\omega - \omega(r)), \text{ где } \omega(r) = \omega_0 + \sin^2 \beta(r) \frac{\Omega^2 I}{2\omega_0} \text{ локальная частота ЯМР.}$$

Функция $P(\omega)$ показана на рис. 2. При малых Ω форма спектра характеризуется резким максимумом поглощения вблизи ω_0 . С увеличением Ω центр тяжести спектра смещается в сторону высоких частот (т.е. больших β), и при $\Omega \sim 0,8$ рад/с. возникает новый пик. Затем появляются сингулярности, происходящие от экстремумов функции $\sin^2 \beta(r)$. Появление нового пика наблюдалось экспериментально⁸ уже при $\Omega = 0,6$ рад/с. Одна из возможных причин расхождения — отличие v_c от его значения в области Гинзбурга — Ландау.

3. **Линейные буджумы в наклонном поле.** В аксиальном поле имеется четыре различных направления вектора \mathbf{n} на границе с одной и той же энергией F_s . Поэтому возможны линии на поверхности, отделяющие области с разными значениями \mathbf{n} , — линейные буджумы. В аксиальном поле эти дефекты могут существовать лишь как метастабильные. В случае наклонного поля зависимость $\sin \beta$ на границе от азимутального угла ϕ , отсчитываемого от плоскости (\hat{z}, \mathbf{H}) , имеет две ветви:

$$\sin \beta(R, \phi) = 2/\sqrt{5} (1 \pm \sin \mu \cos \phi)^{1/2} \quad (4)$$

с одинаковой поверхностной энергией F_s . При $\sin \mu > 1/4$ каждая из ветвей становится разрывной (см. рис. 3), что приводит с необходимостью к появлению двух буджумов, разделяющих на поверхности области с разными ветвями $\sin \beta(R, \phi)$. Буджумы, например, могут находиться на линиях $\phi = \pi/2$ и $\phi = -\pi/2$. Поскольку буджумы оказывают влияние на распределение текстуры вектора \mathbf{n} в объеме, следует ожидать изменение характера спектра при $\sin \mu > 1/4$.

Мы благодарим Ю.М.Бунькова, О.Т.Иккала, М.Крусиуса, О.В.Лоунасмаа, Ю.Симола и П.Ю.Хаконена за полезные обсуждения эксперимента.

Литература

1. Hakonen P.J., Ikkala O.T., Islander S.T., Lounasmaa O.V., Markkula T.K., Roubeau P., Saloheimo K.M., Volovik G.E., Andronikashvili E.L., Garibashvili D.I., Tsakadze J.S. Phys. Rev. Lett., 1982, 48, 1838.

2. *Ikkala O.T., Volovik G.E., Hakonen P.J., Bunnikov Yu.M., Islander S.T., Haradze G.A.* Письма в ЖЭТФ 1982, 35, 338.

3. *Hakonen P.J., Ikkala O.T., Islander S.T.*, Phys. Rev. Lett., 1982, 49, 1258.

4. *Seppälä H.K., Volovik G.E.* Направлено в J. Low Temp. Phys.

5. *Osheroff D.D.* Physica, 1977, 90B, 20.

6. *Гонгадзе А.Д., Гургенишвили Г.Е., Харадзе Г.А.* ФНТ, 1981, 7, 821.

7. *Hakonen P.J., Volovik G.E.* J. Phys. C, (в печати).

8. *Ikkala O.T.* Ph. D. Thesis.

Проект РОТА

Хельсинки – Москва – Тбилиси

Поступила в редакцию

11 ноября 1982 г.
