

## АНАЛОГ ЭФФЕКТА ААРОНОВА – БОМА В СВЕРХТЕКУЧЕМ $He^3$ -А

*М.В.Хазан*

Динамика коллективной "clapping" моды вблизи вихря с полуцелым числом квантов циркуляции ( $n = 1/2$ ) в  $He^3$ -А аналогична динамике электрона вне цилиндрической трубы с магнитным потоком. Из-за эффекта Ааронова – Бома рассеяние "clapping" моды на вихрях с  $n = 1/2$  должно существенно превышать рассеяние на вихрях с  $n = 1, 2$ , что можно использовать для идентификации вихрей.

В последнее время интенсивно изучаются вихревые текстуры, возникающие при вращении  $He^3$ . В А-фазе  $He^3$  экспериментально обнаружены <sup>1</sup> несингулярные вихри с двумя квантами циркуляции,  $n = 2$ . Помимо того возможны сингулярные вихри с  $n = 1$  и так называемые полувихри с  $n = 1/2$ . Последние энергетически выгоднее, чем вихри с  $n = 1, 2$  в плоскопараллельной геометрии и в магнитном поле, перпендикулярном поверхности пластин <sup>2</sup>. Основным методом изучения вихревых текстур – исследование их влияния на динамику

коллективных мод, распространяющихся в объеме жидкости. Эти моды представляют собой колебания параметра порядка — матрицы  $A_{\alpha i} = A_{\alpha i}^0 + \delta A_{\alpha i}$  — относительно зависящего от координат (текстура) равновесного значения  $A_{\alpha i}^0 = d_{\alpha}(\mathbf{r})(\Delta'_i + i\Delta''_i)(\mathbf{r})$ . Здесь  $d_{\alpha}$  — единичный вектор в спиновом пространстве, ортогональный спину пары;  $\Delta'_i, \Delta''_i$  и 1 — момент пары — образуют тройку в орбитальном пространстве. До сих пор вихри исследовались с помощью таких коллективных мод как спиновые волны, которые возбуждаются в ЯМР экспериментах. Ультразвуковая спектроскопия применяется при исследовании текстур в  $\text{He}^3\text{-A}$  и скоро будет использована для изучения вихревых текстур.

Эксперимент <sup>3</sup> и теория <sup>4</sup> показывают, что перспективным является изучение текстур с помощью других коллективных мод параметра порядка, таких как "real squashing" мода в  $\text{He}^3\text{-B}$ . Здесь мы покажем, что для идентификации вихрей в  $\text{He}^3\text{-A}$  удобно использовать одну из так называемых "clapping" мод. В рамках общей схемы классификации коллективных мод в  $\text{He}^3\text{-A}$  <sup>5</sup> этой моде соответствуют квантовые числа  $S_d = 0, Q = 2$ . Эта мода обладает спектром со щелью  $\omega^2 = \omega_0^2 + c^2 q^2$ , где  $\omega_0 = 1,22 \Delta(T)$ , ( $\Delta(T)$  — щель в спектре ферми-возбуждений) и  $c \sim v_F$  и естественной шириной  $\Gamma_{cl} = \beta \omega_0$  (вблизи  $T_c$   $\beta \approx 0,1$ ).

Далее будет показано, что из-за аналога эффекта Ааронова — Бома рассеяние "clapping" моды на вихре с  $n = 1/2$  должно быть более сильным, чем на других типах вихрей. "Clapping" мода с квантовыми числами  $S_d = 0, Q = 2$  описывается комплексным скаляром  $\psi$ :

$$\delta A_{\alpha i} = \psi d_{\alpha} (\Delta'_i - i\Delta''_i). \quad (1)$$

В коротковолновой моде  $\psi$  быстро меняется на фоне медленно меняющейся текстуры векторов  $\mathbf{d}$  и  $\hat{\Delta}' + i\hat{\Delta}''$ .

Рассмотрим рассеяние "clapping" моды на вихревой текстуре, возникающей в плоскопараллельной геометрии и в магнитном поле, перпендикулярном поверхности пластин (условия, выгодные для образования вихрей с  $n = 1/2$ ). В такой геометрии поле параметра порядка  $A^0$  вблизи вихря с  $n$  квантами представимо в виде

$$d_{\alpha} = \begin{cases} \text{const}, & n = 1, 2 \\ \hat{x}_{\alpha} \cos \varphi/2 - \hat{y}_{\alpha} \sin \varphi/2, & n = 1/2 \end{cases} \quad (2)$$

$$\Delta'_i + i\Delta''_i = (\hat{x}_i + i\hat{y}_i) \exp(in\varphi),$$

где  $\varphi$  — азимутальный угол в плоскости,  $\hat{x}_{\alpha}, \hat{y}_{\alpha}$  и  $\hat{x}_i, \hat{y}_i$  — орты в спиновом и орбитальном пространствах. Динамику "clapping" моды вблизи вихря (2) можно описывать в терминах квадратичного по  $\delta A_{\alpha i}$  (1) лагранжиана, который из соображений симметрии имеет вид

$$\mathcal{L} = (\omega_0^2 - \omega^2) |\delta A_{\alpha i}|^2 + b_1 |\nabla_k \delta A_{\alpha i}|^2 + b_2 |\nabla_i \delta A_{\alpha i}|^2 \quad (3)$$

Варируя  $\mathcal{L}$  по  $\psi$  находим для  $\psi(x, y)$  двумерное волновое уравнение, обладающее в данной геометрии аксиальной симметрией:

$$c^2 (\nabla^2 - i\mathbf{A})^2 \psi + U\psi = (\omega_0^2 - \omega^2) \psi. \quad (4)$$

Здесь вектор  $\mathbf{A} = \Delta'_i \nabla \Delta''_i$  играет для коллективной моды роль абелева калибровочного поля, при повороте на угол  $\alpha$  вокруг направления  $\mathbf{l} = [\hat{\Delta}', \hat{\Delta}'']$  он преобразуется по закону

$$\mathbf{A} \rightarrow \tilde{\mathbf{A}} = \Delta'_i \nabla \Delta''_i - \nabla \alpha.$$

При этом функция  $\psi$  согласно (1) должна преобразовываться как

$$\psi \rightarrow \psi e^{-i\alpha},$$

а  $U = -c^2 (\nabla_k d_{\alpha})^2$  играет роль обычного потенциала. Уравнение (4) аналогично уравне-

нию Шредингера для элек.рона вне цилиндрической трубы с магнитным потоком (роль которой играет кор вихря с размером, зависящим от геометрии системы. Это либо дипольная длина  $\xi_D \sim 10^{-3}$  см в открытой геометрии, либо расстояние между пластинами  $a$ , при  $a < \xi_D$ ). Вне этой области  $A = \frac{n}{(x^2 + y^2)^{1/2}} \hat{\varphi}$  и  $\text{rot } A = 0$ . Задача рассеяния для уравнения (4) была впервые решена в работе <sup>6</sup>. Основной вклад в рассеяние на малые углы  $\theta$  вносит эффект Ааронова — Бома, обусловленный существованием вектор потенциала в неодносвязной области вне кора вихря:

$$d\sigma = \frac{\sin^2 \pi n}{2\pi q} \frac{d\theta}{\sin^2 \theta/2},$$

где  $q$  — импульс возбуждений. Видно, что эффект имеется только для вихрей с полуцелым числом квантов циркуляции, т. е. для  $n = 1/2$ . Из-за эффекта Ааронова — Бома сечение рассеяния "clapping" моды на вихрях с  $n = 1/2$  существенно превышает сечение рассеяния на других типах вихрей. Это можно использовать для идентификации вихрей с  $n = 1/2$ .

В настоящее время неизвестен непосредственный способ возбуждения "clapping" моды наподобие генерации 2 звука в HeII периодическими тепловыми импульсами. Поэтому в экспериментах она возбуждается с помощью ультразвука (условие возбуждения  $c_0 q = \omega_{cl}$ ,  $c_0$  — скорость нульзвука,  $c_0 \gg v_F$ ), что приводит к резонансному пику на кривой поглощения звука. Вихри, из-за рассеяния возбуждений, вызывают дополнительное уширение  $\gamma$  линии поглощения

$$\frac{\gamma}{\Gamma_{cl}} = \frac{v_{gr} N_v \sigma}{\beta \omega_{cl}} \sim \frac{1}{\beta} (c/c_0)^2 \frac{(N_v)^{1/2}}{q}, \quad \theta_{min} \sim \frac{1}{qr_v},$$

где  $v_{gr} = \partial\omega/\partial q$  — групповая скорость моды,  $N_v$  — плотность вихрей ( $r_v$  — межвихревое расстояние),  $\sigma$  — сечение рассеяния. Оценки показывают, что при низких давлениях, не слишком далеко от  $T_c$  это уширение составляет  $\sim 10$  процентов от естественной ширины линии, даже при наличии равновесной плотности вихрей  $N_v \sim 10^4$  см<sup>-2</sup> во вращающемся сосуде. Если же полувихри рождаются в процессе диссипации сверхтекучего движения, то их плотность может быть на два — три порядка больше и эффект будет виден даже при высоких давлениях, где  $c/c_0$  мало. Указанным методом можно будет наблюдать фазовый переход по температуре от вихрей с  $n = 2$  к вихрям с  $n = 1/2$  в экспериментах с противотоком.

Автор глубоко благодарен Г.Е.Воловику, оказывавшему стимулирующее влияние и помощь на всех этапах работы, а также И.А.Фомину и Д.Е.Хмельницкому за ценные обсуждения.

#### Литература

1. Hakonen P.J., Ikkana O.T., Islander S.T., Lounasmaa O.V., Volovik G.E. Journ. of Low Temp. Phys., 1983, 53, 425.
2. Воловик Г.Е., Саломая М.М. ЖЭТФ, 1985, 88, 1656.
3. Shivaram et al. Phys. Rev. Lett., 1982, 49, 1646.
4. Воловик Г.Е., Хазан М.В. ЖЭТФ, 1984, 87, 483.
5. Воловик Г.Е., Хазан М.В. ЖЭТФ, 1983, 85, 948.
6. Aharonov Y., Bohm D. Phys. Rev., 1959, 115, 485.