Письма в ЖЭТФ, том 37, вып. 2, стр. 103 – 106 *20 января 1983 г.*

ОРБИТАЛЬНЫЙ МОМЕНТ В B-ФАЗЕ ^{3}He И ЕГО ВЛИЯНИЕ НА ТЕКСТУРУ ВО ВРАЩАЮЩЕМСЯ СОСУДЕ

Г.Е.Воловик, В.П.Минеев

B-фаза ^{3}He в магнитном поле $\mathbf{H}$, помимо спинового момента импульса $\mathbf{S} \sim \mathbf{H}$, обладает орбитальным моментом $L_i \sim R_{ik} S_k$, где R_{ik} – матрица поворотов, входящая в параметр порядка ^{3}He-B $\Delta(T) R_{ik} e^{i\phi}$. Изменение энергии жидкости – $\vec{\Omega}\mathbf{L} \sim \Omega_i R_{ik} H_k$, возникающее при вращении сосуда с угловой скоростью $\vec{\Omega}$, оказывает ориентирующее воздействие на параметр порядка, сравнимое по величине с ориентирующим влиянием вихрей. Предлагается измерять величину $\mathbf{L}$ по сдвигу частоты ЯМР во вращающемся ^{3}He-B.

Орбитальный момент в сверхтекучем ^{3}He всегда считался атрибутом анизотропной фазы A, в которой все куперовские пары обладают одинаковым моментом импульса, направленным по оси анизотропии (см., например, [1]). Однако, эксперимента, в котором измерялся бы орбитальный момент ^{3}He-A, пока еще нет. Мы покажем, что изотропная фаза B, в присутствии магнитного поля, также обладает орбитальным моментом импульса, причем обнаружить его экспериментально существенно легче, чем в A-фазе.

В B-фазе имеет место своеобразное нарушение симметрии по отношению к вращениям в спиновом и координатном пространствах. А именно, состояние системы, характеризуемое параметром порядка $\Delta(T) R_{ik} e^{i\phi}$, меняется при вращении как спинового, так и координатного пространств, но не меняется при одновременном согласованном вращении обоих пространств. Генератор преобразований, не меняющих параметр порядка, имеет вид

$$\hat{J}_i = \hat{L}_i + R_{in} \hat{S}_n \qquad (1)$$

где $\hat{\mathbf{L}}$ и $\hat{\mathbf{S}}$ – генераторы поворотов соответственно в орбитальном и спиновом пространствах. В самом деле, действие оператора $\hat{\mathbf{J}}$ на R_{ik} дает

$$\hat{J}_i R_{kl} = \hat{L}_i R_{kl} + R_{in} \hat{S}_n R_{kl} = i(e_{ikm} R_{ml} + R_{in} e_{nlm} R_{km}) = 0. \qquad (2)$$

Оператор $\hat{\mathbf{J}}$ имеет смысл оператора полного момента импульса куперовской пары. Действительно, если выбрать системы координат в спиновом и координатном пространствах, повернутые друг относительно друга с помощью матрицы R_{ik}, то в этом случае $\hat{\mathbf{J}} = \hat{\mathbf{L}} + \hat{\mathbf{S}}$. Равенство (2) означает, что куперовские пары в B-фазе находятся в квантовом состоянии с $J = 0$, в результате чего жидкость является изотропной.

В силу жесткости квантового состояния куперовских пар следует ожидать, что если в B-фазе появляется плотность спина пар $\mathbf{S}^p$, например, во внешнем магнитном поле, то одновременно возникает плотность орбитального момента импульса

$$L_i = -R_{ik} S^p_k , \qquad (3)$$

так что суммарный момент импульса $\mathbf{J}$ сохраняется равным нулю и жидкость остается изотропной (см. также [2,3]).

Соотношение (3) можно проверить путем вычисления плотности сверхтекучего тока в B-фазе. Рассмотрим сначала $T = 0$. В этом случае плотность тока $\mathbf{j}$ должна, помимо градиентного члена $\rho \mathbf{v}_s = \hbar \rho \vec{\nabla} \phi / 2m$, содержать также член, связанный с моментом $\mathbf{L}$:

$$\mathbf{j} = \rho \mathbf{v}_s + \frac{1}{2} \operatorname{rot} \mathbf{L} . \qquad (4)$$

Воспользовавшись градиентным разложением уравнений Горькова (см. [4]), найдем ток в B-фазе в неоднородном магнитном поле при условии $R_{ik} = \text{const}$. При этом мы действительно получим (4) с

$$L_i = -\frac{\chi_B(T=0)}{\gamma} R_{ik} H_k , \qquad (5)$$

где $\chi_B(T=0)$ – восприимчивость B-фазы при $T = 0$, γ – гиромагнитное отношение. Легко видеть, что выражения (5) и (3) эквивалентны, поскольку при $T = 0$ возбуждений нет и спин жидкости $\mathbf{S} = \frac{\chi_B}{\gamma} \mathbf{H}$ совпадает со спином пар $\mathbf{S}^p$.

Перейдем теперь к $T \neq 0$. Здесь результат зависит от того, какой момент $\mathbf{L}$ – динамический или статический нас интересует. Если динамический, то при вычислении тока не нужно учитывать реакцию возбуждений на градиент поля, поскольку возбуждения не успевают отрелаксировать к новому равновесному распределению. В этом случае мы получаем для $\mathbf{L}$ следующее выражение:

$$L_i = -\frac{2}{3}\frac{\chi_n}{\gamma}(1 - f(T)) R_{ik} H_k , \qquad (6)$$

$$f(T) = \int_0^\infty d\epsilon \, \frac{\epsilon^2}{E^2} \, \frac{1}{2T} \operatorname{ch}^{-2} \frac{E}{2T}$$

($E = \sqrt{\epsilon^2 + \Delta^2}$ – спектр возбуждений, χ_n – восприимчивость нормальной Ферми-жидкости), которое совпадает с (3), если в него подставить выражение для $\mathbf{S}^p$, найденное Легетом и Такаги [5]. В статическом случае, который нас интересует, нужно учесть вклад возбуждений в момент $\mathbf{L}$. Тогда $\mathbf{L}$ дается выражением (6), в котором $f(T)$ надо заменить на функцию Иосиды $Y(T) = \int_0^\infty d\epsilon \, \frac{1}{2T} \operatorname{ch}^{-2} \frac{E}{2T}$. Учет ферми-жидкостных эффектов также изменяет коэффициент при $R_{ik} H_k$ в (6).

Момент $\mathbf{L}$ можно обнаружить по его влиянию на ориентацию параметра порядка во вращающемся сосуде, где благодаря $\mathbf{L}$, возникает дополнительный член в энергии

$$F_L = -\vec{\Omega} \mathbf{L} \sim \frac{\chi^p}{\gamma} \Omega_i R_{ik} H_k . \qquad (7)$$

Здесь $\vec{\Omega}$ – угловая скорость вращения сосуда. Этот член описывает ориентирующее воздействие $\vec{\Omega}$ и $\mathbf{H}$ на параметр порядка – матрицу

$$R_{ik}(\mathbf{n}, \theta_0) = \frac{1}{4}(-\delta_{ik} + 5 n_i n_k + \sqrt{15}\, e_{ikl} n_l) \qquad (8)$$

определяемую осью поворота $\mathbf{n}$ и углом поворота $\theta_0 = \arccos(-1/4)$, жестко заданному, благодаря спин-орбитальному взаимодействию.

Хотя при достижимых угловых скоростях $\Omega \sim 1$ рад/с энергия (7) мала, однако, она конкурирует с другими ориентирующими воздействиями: энергией магнитной анизотропии в ^{3}He-B $F_{\text{м}} = -a(\mathbf{n}, \mathbf{H})^2$, возникающей из-за малого спин-орбитального взаимодействия, так что $a \sim 10^{-6}\chi$ (см., например, [6]), и энергией взаимодействия с вихрями $F_\nu = \frac{2}{5} a \lambda \cdot (\frac{\Omega_i}{\Omega} R_{ik} H_k)^2$, обязанной происхождением нарушению изотропности внутри кора вихрей [7] ($\lambda \lesssim 1$ при $\Omega \sim 1$ рад/с). Видно, что при характерных полях $H \sim 300$ Гс, используемых на эксперименте [8] ($\gamma H \sim 1$ МГц), ориентационная энергия (7) сравнима с $F_{\text{м}}$ и F_ν. Энергия F_L становится доминирующей в малых полях. Однако, и при больших полях наличие $\mathbf{L}$ можно обнаружить по изменению спектра ЯМР при изменении направления вращения или поля на противоположное, поскольку в отсутствии $\mathbf{L}$ спектр при этом не меняется.

Величину $\mathbf{L}$ можно найти, измеряя сдвиг частоты ЯМР во вращающемся ^{3}He-B [8], пропорциональный $\sin^2\beta$, где β – угол между $\mathbf{H}$ и $\mathbf{n}$. Следуя работе [9], где рассмотрен случай магнитных полей, направленных под углом к оси вращения, найдем равновесный угол β путем минимизации ориентационной энергии $F_L + F_{\text{м}} + F_\nu$, что удобно проделать, записав F_L из (7) через параметр λ:

$$F_L = \frac{4}{5} a \tilde{\lambda} \frac{\Omega_i}{\Omega} R_{ik} H_k . \tag{9}$$

Имеем:

$$\lambda\left(u \cos 2\mu \pm \frac{u^2 - 1/2}{\sqrt{1-u^2}} \sin 2\mu\right) + $$

$$+ \frac{\tilde{\lambda}}{H}\left(\cos\mu \pm u \frac{\sin\mu}{\sqrt{1-u^2}}\right) = 1, \quad u = 1 - \frac{5}{4}\sin^2\beta, \tag{10}$$

переходящую в формулу (2) работы [9] при $\tilde{\lambda} = 0$. Здесь μ угол между $\mathbf{H}$ и $\vec{\Omega}$. Из двух решений (10), соответствующих различным знакам $\pm$, необходимо выбрать решение, обеспечивающее минимум энергии. Измеряя $\sin^2\beta$ по сдвигу частоты ЯМР при разных μ, можно найти одновременно λ и $\tilde{\lambda}$, т.е. определить как влияние вихрей на ориентацию параметра порядка, так и величину орбитального момента импульса $\mathbf{L}$. Особенно важно измерение смещения частоты поглощения ЯМР в поперечном поле ($\mu = \pi/2$), где оно имеет место только благодаря орбитальному моменту. В этом случае при не слишком больших $\tilde{\lambda}/H$ уравнение (10) дает

$$\sin^2\beta \approx \frac{4}{5} \frac{\tilde{\lambda}^2}{H^2 (1+\lambda)^2} . \tag{11}$$

В заключение нам хотелось бы выразить признательность И.Е.Дзялошинскому, чье замечание об орбитальных степенях свободы ^{3}He-B, вызвало спор между авторами, разрешенный в этой работе. Мы благодарны также И.А.Фомину и М.М.Саломаа за полезные обсуждения.

Литература

1. *Mermin N.D.*, *Ho T.-L.* Phys. Rev. Lett., 1977, 36, 594.
2. *Leggett A.J.* Phys. Rev. Lett., 1977, 39, 587.
3. *Leggett A.J.* *Takagi S.* Annals of Phys., 1978, 110, 353.
4. *Muzikar P.* Phys. Rev., 1980, B22, 3200.
5. *Leggett A.J.*, *Takagi S.* Ann. of Phys., 1977, 106, 79.
6. *Osheroff D.D.* Physica, 1977, 90B, 20.

7. *Hakonen P.J., Volovik J.E.* Journ. of Phys. C, 1982, (в печати).

8. *Иккала О.Т., Воловик Г.Е., Хаконен П.Ю., Буньков Ю.М., Исландер С.Т., Харадзе Г.А.* Письма ЖЭТФ, 1982, 35, 338.

9. *Воловик Г.Е., Гонгадзе А.Д., Гургенишвили Г.Е., Саломаа М.М., Харадзе Г.А.* Письма в ЖЭТФ, 36, 404.

Институт теоретической физики
им. Л.Д.Ландау Академии наук СССР

Поступила в редакцию
13 декабря 1982 г.