

## О НЕОБЫЧНОМ РАСЩЕПЛЕНИИ СПЕКТРА КОЛЛЕКТИВНЫХ МОД В СВЕРХТЕКУЧЕМ $^3\text{He-B}$

Г.Е.Воловик

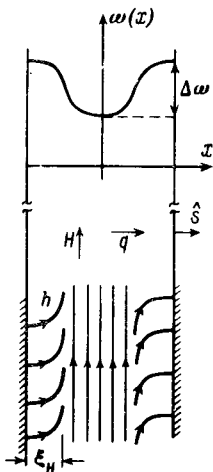
Наблюдаемое шестикратное расщепление спектра коллективных мод с  $J = 2$  в магнитном поле вместо ожидаемого  $(2J + 1)$ -кратного объясняется текстурными эффектами. Найденную зависимость дополнительного расщепления центральной линии с  $J_z = 0$  от вида текстуры параметра порядка можно использовать для идентификации вихревых текстур во вращающемся  $^3\text{He-B}$ .

В последнее время интенсивно изучаются коллективные моды в сверхтекучем  $^3\text{He-B}$  (см. последний обзор <sup>1</sup>). Эти моды представляют собой колебания параметра порядка – матрицы  $A_{\alpha i}$  – относительно равновесного значения  $A_{\alpha i}^0 = R_{\alpha i}$ , где  $R_{\alpha i}$  – ортогональная матрица  $3 \times 3$ . Вырожденное равновесное состояние жидкости, описываемое матрицей  $R_{\alpha i}$ , соответствует куперовскому спариванию с квантовым числом  $J = 0$ , где  $J_i = L_i + R_{\alpha i} S_\alpha$ , а  $L_i$  и  $S_\alpha$  соответственно операторы пространственных и спиновых вращений. Оператор  $J$  является оператором полного момента импульса в системе координат, выбранной так, что орты спиновой

системы координат  $\hat{x}_\alpha$  связаны с осями орбитальной системы  $\hat{x}_i$  соотношением  $\hat{x}_\alpha = R_{\alpha i} \hat{x}_i$ . Матрица поворота  $R_{\alpha i}$  задается осью вращения  $\mathbf{n}$  и углом поворота, который фиксирован спин-орбитальным взаимодействием и равен  $104^\circ$ .

Спектр коллективных мод колебаний матрицы  $A_{\alpha i}$  на фоне состояния с  $J=0$  напоминает спектр возбужденных состояний сферически симметричного атома или молекулы. Он характеризуется следующими квантовыми числами: величиной момента  $J$ , принимающей на матрицах  $A_{\alpha i}$  значения 0, 1 и 2; проекцией  $J_z$  момента на выделенную ось квантования и четностью  $T$  по отношению к комплексному сопряжению. Среди этих 18 мод есть 4 бесщелевые голдстоуновские моды: звук с  $J=0$  и  $T=-1$  и три спиновых волны с  $J=1, J_z=-1, 0, 1$  и  $T=1$ . В экспериментах с распространением ультразвука наблюдается возбуждение двух пятикратно вырожденных мод со щелью: мнимая сквошинг-мода (МС) с  $J=2, T=-1$  и действительная сквошинг-мода (ДС) с  $J=2, T=1$ . В магнитном поле  $H$  экспериментально наблюдается эффект Зеемана – пятикратное расщепление ДС моды <sup>2</sup>, линейное по величине поля:  $\omega(J_z) = \omega_0 + g J_z H$ .

Однако более тонкий эксперимент <sup>3</sup> показал необычное дополнительное расщепление центральной ДС моды с  $J_z=0$  на две линии. Величина расщепления растет с ростом поля и выходит на насыщение при  $H \sim 500$  Гс. Было высказано предположение, что расщепление связано с новой степенью свободы в <sup>3</sup>He-B. Мы покажем, что в действительности расщепление есть результат существования текстуры параметра порядка  $R_{\alpha i}$ , в которой ось квантования проекции момента  $J_z$  в магнитном поле меняется в пространстве, даже если поле однородно. Последнее связано с тем, что взаимодействующий с магнитным полем спиновый момент  $S_\alpha$  входит в полный момент  $J$  вместе с матрицей  $R_{\alpha i}$ . Поэтому ось квантования не направлена по  $\mathbf{H}$ , а повернута этой матрицей. Таким образом ось квантования  $h_i = R_{\alpha i} H_\alpha / H$  зависит от текстуры параметра порядка  $R_{\alpha i}$ .



Распределение поля  $h$  оси квантования момента импульса коллективных мод в текстуре между двумя плоско параллельными пластинами и  $\omega(x)$  – зависимость частоты коллективной моды с  $J=2, J_z=0$  от координаты  $x$  вдоль распространения волны. Расстояние  $\Delta\omega$  между стационарными точками функции  $\omega(x)$  равно наблюдаемому расщеплению этой коллективной моды

В эксперименте <sup>3</sup> ДС моды возбуждались ультразвуком, распространяющимся между двумя параллельными пластинами, так что волновой вектор  $q$  коллективных мод был направлен вдоль нормали  $\hat{s}$  к пластинам (ось  $x$ ), в то время как  $\mathbf{H} \perp \hat{s}$ . Текстура параметра порядка между пластинами определяется конкурирующим действием поверхностной энергии  $F_s = -d H^2 (\mathbf{h} \hat{s})^2$  и магнитной анизотропии  $F_H = -\frac{4}{5} a H (\mathbf{h} \mathbf{H})$  (см. <sup>4</sup>). Рассмотрим для простоты сразу случай сильного поля  $H > 500$  Гс. В условиях эксперимента в этих полях харак-

терная магнитная длина  $\xi_H$ , на которой исчезает влияние границы на параметр порядка, меньше расстояния между пластинами  $l = 4$  мм. Поэтому вектор  $\mathbf{h}$  направлен вдоль  $\mathbf{H}$  везде за исключением областей вблизи пластин, где он на расстоянии  $\sim \xi_H$  разворачивается так, чтобы на границе обеспечить минимум поверхностной энергии  $F_s$ . Таким образом в этой текстуре ось квантования  $\mathbf{h}$  меняется от  $\mathbf{h} \parallel \mathbf{H}$  в центре между пластинами ( $x=0$ ) до  $\mathbf{h} \parallel \hat{\mathbf{s}}$  на границе ( $x = \pm l/2$ ), т.е.

$$\mathbf{h} = \hat{\mathbf{s}} \sin \alpha(x) + \frac{\mathbf{H}}{H} \cos \alpha(x) \quad (1)$$

с  $\alpha(0) = 0$ ,  $\alpha(\pm l/2) = \pm \pi/2$  (см. рисунок).

Это означает, что спектр ДС мод в магнитном поле зависит от координаты  $x$ . Поскольку длина волны ДС мод мала, так как  $q^{-1} \ll \xi_H$ ,  $l$ , мы можем использовать приближение локальных осцилляторов, считая, что в каждой точке  $x$  есть свой спектр коллективных мод, возбуждаемых ультразвуком независимо от остальных участков текстуры. Рассмотрим моду с  $J_z = 0$ . Ее частота зависит от угла между  $\mathbf{q}$  и направлением оси квантования  $\mathbf{h}$  и представима в следующем общем виде:

$$\omega^2(x) = \omega_0^2 + c_1^2 q^2 + c_2^2 (q \mathbf{h})^2. \quad (2)$$

Интенсивность возбуждения этой ДС моды ультразвуком с частотой  $\omega$  и волновым вектором  $\mathbf{q}$  пропорциональна спектральной плотности

$$P(\omega) = \frac{1}{l} \int_{-l/2}^{l/2} dx \delta(\omega - \omega(x)) = \left( l \left| \frac{\partial \omega}{\partial x} \right|_{x=x(\omega)} \right)^{-1}. \quad (3)$$

Функция  $P(\omega)$  обращается в бесконечность при двух частотах, удовлетворяющих условию стационарности  $\partial \omega / \partial x = 0$ : это  $\omega = \omega(0)$  и  $\omega = \omega(\pm l/2)$ . Это и соответствует двум линиям в спектре поглощения ультразвука за счет возбуждения ДС моды с  $J_z = 0$ . Расстояние между линиями, т.е. наблюдаемое дополнительное текстурное расщепление этой ДС моды, равно:

$$\Delta \omega (J_z = 0, H > 500 \text{ Гс}) = \omega(\pm l/2) - \omega(0) \approx \frac{q^2 c_2^2}{2 \omega_0}. \quad (4)$$

Оно не зависит от величины магнитного поля при  $H > 500$  Гс. При меньших полях это выражение нужно умножить на  $\cos^2 \alpha(0)$ , где  $\alpha(0)$  уже не равно нулю, а зависит от типа текстуры и для разных текстур принимает разные значения. Это соответствует экспериментальной ситуации: в полях  $H < 500$  Гс расщепление зависит от предьстории. При  $H = 0$  или для  $\mathbf{H} \parallel \hat{\mathbf{s}}$  текстура однородна и расщепление отсутствует, что также соответствует эксперименту. Кроме того есть и количественное согласие. Нетрудно показать, что расщепление ДС мод с разными  $J_z$  в нулевом магнитном поле, которое возникает из-за снятия вырождения по  $J_z$  при конечном  $\mathbf{q}$ , выражается через ту же самую феноменологическую константу  $c_2$ : например,

$$\omega(|J_z| = 1, H = 0) - \omega(|J_z| = 2, H = 0) \approx \frac{q^2 c_2^2}{2 \omega_0}. \quad (5)$$

Таким образом величины (4) и (5) должны совпадать, и действительно эксперимент<sup>3</sup> показывает, что эти величины близки друг к другу.

В заключение сделаем следующие замечания. 1) Аналогично (4) должно возникнуть текстурное расщепление и остальных четырех ДС мод с  $J_z \neq 0$ . Однако пока оно не было обнаружено, так как эти моды существенно меньше зацепляются ультразвуком. 2) В сильном

поле, таком, что  $\xi_H < l$ , и наклоненном под углом  $\beta$  к нормали  $\hat{s}$  к пластинам, величина текстурного расщепления равна  $\Delta\omega = (c_2^2 q^2 / 2 \omega_0) \sin^2 \beta$ . 3) Поскольку  $\xi_H \sim 1/H$ , величина поля, начиная с которого расщепление  $\Delta\omega$  выходит на насыщение, обратно пропорциональна расстоянию между пластинами. 4) Свойство коллективных мод расщепляется под действием текстур можно использовать для идентификации вихревых текстур, возникающих в  ${}^3\text{He-B}$  во вращающемся сосуде (см. <sup>5</sup>), и солитонов Маки. В частности по расщеплению ДС моды с  $J_z = 0$  можно независимо от ЯМР экспериментов определить вихревой параметр  $\lambda$ , характеризующий ориентационное влияние вихрей на параметр порядка  $F_V = \frac{2}{5} a \lambda H^2 (\hat{\Omega} \hat{h})^2$ , где  $\hat{\Omega}$  — направление оси вращения. Если направить ультразвук вдоль  $\hat{\Omega}$ , а  $\mathbf{H}$  направить под углом  $\beta$  к  $\hat{\Omega}$ , то расщепление  $\Delta\omega$  и параметр  $\lambda$  связаны соотношением:

$$\lambda = \frac{\cos \beta}{\cos \mu} - \frac{\sin \beta}{\sin \mu}, \quad \Delta\omega = \frac{c_2^2 q^2}{2 \omega_0} \sin^2 \mu. \quad (6)$$

#### Литература

1. Halperin W.P. Physica, 1982, 109 + 110B, 1596.
2. Avenel O., Varoquaux E., Ebisawa H. Phys. Rev. Lett., 1980, 45, 1952.
3. Shivaram B.S., Meisel M.W., Sarma B.K., Mast D.B., Halperin W.P., Ketterson J.B. Phys. Rev. Lett., 1982, 49, 1646.
4. Osheroff D.D. Physica, 1977, 90B, 20.
5. Hakonen P.J., Ikkala O.T., Islander S.T., Lounasmaa O.V., Volovik G.E. J. Low Temp. Phys., 1983, 53, 425.

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

Поступила в редакцию  
7 февраля 1984 г.