Письма в ЖЭТФ, том 77, вып. 5, с. 285 – 287 © 2003 г. 10 марта

Параметр порядка А-подобной фазы ^{3}He в аэрогеле

И. А. Фомин

Институт физических проблем им. П. Л. Капицы РАН, 119334 Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 января 2003 г.

В рамках феноменологической схемы описания сверхтекучего ^{3}He в аэрогеле получен критерий выбора вида параметра порядка в непосредственной близости от перехода. Кроме BW-фазы, этому критерию удовлетворяет также параметр порядка аксипланарной фазы при специальном выборе свободных параметров. Такой параметр порядка предлагается как предельный при $T \to T_c$ для наблюдаемой в ^{3}He в аэрогеле А-подобной фазы.

PACS: 67.57.–z

1. В жидком ^{3}He, заполняющем свободное пространство между нитями аэрогеля, наблюдаются две сверхтекучие фазы: А-подобная и В-подобная. Названия фаз подчеркивают связь со сверхтекучими А- и В- фазами свободного от примесей (в дальнейшем – чистого) ^{3}He и отражают существующую неопределенность в их идентификации. Импульсные ЯМР эксперименты [1] указывают на то, что после усреднения по мелкомасштабным флуктуациям параметр порядка в В-подобной фазе имеет тот же вид, что и в чистом ^{3}He-B, или близок к нему. Для А-подобной фазы однозначные указания о возможной форме параметра порядка отсутствуют. Известно, что статическая магнитная восприимчивость этой фазы такая же, как в нормальной фазе и в А-фазе чистого ^{3}He [2]. Отсюда следует, что в А-подобной фазе происходит спаривание с одинаковыми спинами (в дальнейшем СОС), то есть отсутствуют куперовские пары с равной нулю проекцией спина на направление магнитного поля (как обычно – ось z). Параметр порядка – матрицу $A_{\mu j}$ – можно в этом случае представить в виде

$$A_{\mu j} = \hat{x}_\mu a_j + \hat{y}_\mu b_j, \tag{1}$$

где $\hat{x}_\mu$ и $\hat{y}_\mu$ – орты соответствующих осей в спиновом пространстве, а a_j и b_j – комплексные векторы в импульсном пространстве. А-фаза чистого ^{3}He (аксиальная) является частным случаем. Ее параметр порядка имеет вид

$$A_{\mu j} = \Delta \frac{1}{\sqrt{2}} \hat{d}_\mu (\hat{m}_j + i\hat{n}_j), \tag{2}$$

то есть он содержит только один спиновый вектор $\hat{d}_\mu$, а "орбитальные" векторы $\hat{m}_j$ и $\hat{n}_j$ вещественны, нормированы и взаимно перпендикулярны. Как показал Воловик [3], матрица вида (2) в аэрогеле не может описывать фазовый переход с установлением дальнего порядка. Вектор $\hat{\mathbf{l}} = \hat{\mathbf{m}} \times \hat{\mathbf{n}}$ совершает случайное блуждание по направлениям, приводящее к обращению в нуль среднего значения $A_{\mu j}$. Остается возможность перехода в состояние сверхпроводящего стекла [4], для которого роль параметра порядка играют средние от четверок операторов рождения и уничтожения квазичастиц. Далее будет показано, однако, что существование сверхтекучей фазы с магнитной восприимчивостью нормального ^{3}He можно объяснить, не отказываясь от куперовского спаривания с сохранением дальнего ориентационного порядка.

2. Вблизи T_c взаимодействие аэрогеля со сверхтекучим ^{3}He можно описывать феноменологически [5], добавив в функционал Гинзбурга и Ландау плотность энергии вида:

$$f_\eta = g_\eta \eta_{jl}(\mathbf{r}) A_{\mu j} A^*_{\mu l}, \tag{3}$$

где $\eta_{jl}(\mathbf{r})$ – случайный вещественный симметричный тензор, а g_η – константа взаимодействия. Эта добавка учитывает флуктуации в расположении нитей аэрогеля. Функционал принимает вид

$$F_{GL} = \int d^3r \{\alpha(T - T_c) A_{\mu j} A^*_{\mu j} + f_\eta + f_\nabla + f_4\}, \tag{4}$$

где f_∇ и f_4 – соответственно градиентная энергия и члены 4-го порядка. Изотропную часть тензора $\eta_0(\mathbf{r})\delta_{jl}$ можно включить в температуру перехода T_c, после чего след $\eta_{jj} = 0$. Аэрогель предполагается в среднем изотропным, то есть $\langle \eta_{jl}(\mathbf{r}) \rangle = 0$. Физически тензор $\eta_{jl}(\mathbf{r})$ описывает расщепление T_c из-за локального нарушения сферической симметрии. В чистом ^{3}He температура T_c одна и та же для всех сферических гармоник с $l = 1$. В аэрогеле, в объемах $> \xi_0$, можно говорить о "локальной температуре перехода", вообще говоря, разной для разных проекций момента. Добавленная энергия f_η – второго порядка по

$A_{\mu j}$. При $\langle A_{\mu j}\rangle \neq 0$ в некоторой области вблизи T_c она дает главный вклад в функционал (4). Следует ожидать, что в этой области выбор $A_{\mu j}$ определяется возмущением f_η. Особый интерес представляют такие комбинации проекций момента и спина которые не расщепляются тензорным полем $\eta_{jl}(\mathbf{r})$, то есть удовлетворяют условию

$$\eta_{jl}A_{\mu j}A^*_{\mu l}=0. \qquad (5)$$

В этом случае энергия f_η не доминирует и становятся существенными те члены функционала (4), которые и вызывают фазовый переход. Если $A_{\mu j}$ – экстремаль функционала (4) и удовлетворяет условию (5), то $\partial F_{GL}/\partial g_\eta=0$ и изменение взаимодействия с аэрогелем не сказывается на величине энергии. Таким свойством обладает параметр порядка B-фазы $A_{\mu j}=\Delta e^{i\varphi}R_{\mu j}$, где $R_{\mu j}$ – ортогональная матрица, в чем можно убедиться прямой подстановкой этого выражения в формулу (2):

$$\eta_{jl}R_{\mu j}R_{\mu l}=\eta_{jl}\delta_{jl}=\eta_{jj}=0. \qquad (6)$$

Для аксиальной фазы аналогичная подстановка дает ненулевой результат: $f_\eta \sim -\eta_{jn}l_jl_n$, из-за чего и возникает ориентационное разупорядочение. Выясним, имеются ли среди СОС фаз (вида (1)) такие, которые подобно B-фазе не расщепляются тензорным полем $\eta_{jl}(\mathbf{r})$, то есть удовлетворяют условию (5). Для этого разделим вещественную и мнимую части векторов $\mathbf{a}$ и $\mathbf{b}$ в определении (1): $\mathbf{a}=\mathbf{m}+i\mathbf{n}$, $\mathbf{b}=\mathbf{l}+i\mathbf{p}$, где $\mathbf{m}$, $\mathbf{n}$, $\mathbf{l}$, $\mathbf{p}$ – вещественные векторы и подставим (1) в (5). Мнимая часть получающегося уравнения равна нулю тождественно в силу симметрии η_{jl}. Условие обращения в нуль вещественной части имеет вид

$$m_jm_l+n_jn_l+l_jl_l+p_jp_l=\delta_{jl}\cdot\mathrm{const}. \qquad (7)$$

Постоянную в правой части можно считать равной единице. Уравнению (7) удовлетворяют следующие четверки векторов: один из векторов, например, $\mathbf{p}=0$, а остальные три образуют ортонормированную тройку. В результате искомый параметр порядка имеет вид

$$A_{\mu j}=\Delta\frac{1}{\sqrt{3}}[\hat d_\mu(\hat m_j+i\hat n_j)+\hat e_\mu \hat l_j]. \qquad (8)$$

Подстановкой можно убедиться, что матрица (8) удовлетворяет условию (5), то есть “изотропная” СОС фаза с таким параметром порядка не теряет ориентационного порядка под действием аэрогеля. Найденная из условия (5) матрица не обязана совпадать с одним из экстремумов свободной энергии чистого ^{3}He [6], тем не менее изотропная СОС фаза является частным случаем аксипланарной фазы [7, 8], параметр порядка которой пропорционален

$$(\hat{\mathbf{d}}+i\hat{\mathbf{e}})[\hat{\mathbf{m}}v_x+i(\hat{\mathbf{n}}v_y+\hat{\mathbf{l}}v_z)]+(\hat{\mathbf{d}}-i\hat{\mathbf{e}})[\hat{\mathbf{m}}v_x+i(\hat{\mathbf{n}}v_y-\hat{\mathbf{l}}v_z)]. \qquad (9)$$

Аксипланарная фаза содержит в виде параметров тройку вещественных чисел v_x, v_y, v_z, связанных соотношением $v_x^2+v_y^2+v_z^2=1$. Изотропной СОС фазе (8) соответствует выбор $v_x^2=v_y^2=v_z^2=1/3$, а аксиальной фазе (2) – выбор $v_x^2=v_y^2=u$, $v_z=0$. Оба предельных случая принадлежат однопараметрическому семейству $v_x=v_y=1/2\equiv u$, $v_z\equiv w$, $2u^2+w^2=1$ с параметром порядка, пропорциональным

$$u\hat{\mathbf{d}}(\hat{\mathbf{m}}+i\hat{\mathbf{n}})-w\hat{\mathbf{e}}\hat{\mathbf{l}}. \qquad (10)$$

При $w\neq 0$ это выражение соответствует неунитарной фазе, отличающейся симметрией от аксиальной. В частности, здесь отсутствует комбинированная симметрия по отношению к калибровочному преобразованию и повороту $\hat{\mathbf{m}}$ и $\hat{\mathbf{n}}$ вокруг $\hat{\mathbf{l}}$, что приводит к отсутствию в аксипланарной фазе непрерывных вихрей.

3. В рамках предложенной схемы при $T=T_c$ переход должен происходить либо непосредственно в B-фазу, либо в симметричную СОС фазу (8). В магнитном поле выбор в пользу фазы (8) обеспечивается ее большей магнитной восприимчивостью. При понижении температуры коэффициенты u и w в формуле (10) могут отклоняться от значений $u=w=1/\sqrt{3}$. Расстояние от T_c, на котором можно ожидать существенных отклонений, можно оценить, рассматривая флуктуационные поправки к среднему $A_{\mu j}$ вдали от T_c, где их можно считать малыми, и экстраполируя их в область, где они становятся порядка 1. Для обычных сверхпроводников [9] это происходит при $(T_c-T)/T_c \sim \left(\lambda^3_{\mathrm{corr}}/l^2_{tr}\xi_0\right)^2$. Здесь λ_{corr} – корреляционная длина для случайного поля $\eta_{jl}(\mathbf{r})$, l_{tr} – транспортная длина пробега фермиевских возбуждений, ξ_0 – длина когерентности в сверхтекучем ^{3}He. Если подставить $\lambda_{corr}\sim 500\,\text{Å}$, $l_{tr}\sim 2000\,\text{Å}$, $\xi_0\sim 200\,\text{Å}$, то $(T_c-T)/T_c\sim 1/30$. Эта оценка в значительной степени обесценивается тем, что плохо известная величина λ_{corr} входит в нее в шестой степени. Более надежную оценку флуктуационной области дает наблюдаемое размытие скачка теплоемкости [10]. Согласно этим данным $(T_c-T)/T_c\sim 1/25$. При таких и меньших удалениях от T_c параметр порядка должен быть близким к симметричной СОС фазе. Эта область может быть большей, если симметричная СОС фаза близка к минимуму функционала (4) при $f_\eta=0$ и при фактически реализующемся виде f_4. В симметричной СОС фазе нет причины для нарушения дальнего ориентационного порядка. Если же $u \neq w$, то возникает энергия $(w^2 - u^2)\eta_{jl} l_j l_l$, которая стремится этот порядок разрушить. При $|w^2 - u^2| \ll 1$ длина, на которой, согласно [3], должно произойти нарушение порядка, будет заведомо больше дипольной. В этом случае направления $\mathbf{l}$ и $\mathbf{m}$ фиксируются соответственно направлениями $\mathbf{d}$ и $\mathbf{e}$. Без детального количественного анализа трудно оценить, должно ли происходить дальнейшее разупорядочение при понижении температуры. В экспериментах дополнительный переход не наблюдается.

Возможные методы экспериментального наблюдения отличия аксипланарной фазы от аксиальной в чистом ^{3}He обсуждались в литературе и использовались в [8]. В принципе все они годятся и для аэрогеля. Более прямыми являются измерения орбитальных свойств, например, анизотропии тензора сверхтекучих плотностей. В фазе (8) этот тензор должен быть изотропным. Наблюдаемый в экспериментах [2] отрицательный сдвиг частоты поперечного ЯМР нельзя считать аргументом, исключающим предложенную идентификацию А-подобной фазы, поскольку при отклонениях $\mathbf{d}$ от $\mathbf{l}$ из-за продольных колебаний [11] или из-за ориентирующего влияния стенок [12] может возникать отрицательная добавка к частоте прецессии спина.

Автор благодарен В. В. Дмитриеву, В. И. Марченко и Т. Е. Панову за стимулирующие обсуждения и рецензенту статьи за полезные замечания. Настоящая работа выполнена при частичной поддержке CRDF, грант # RP1-2089 и Российского фонда фундаментальных исследований, проект # 01-02-16714.

1. В. В. Дмитриев, В. В. Завьялов, Д. Е. Змеев и др., Письма в ЖЭТФ **76**, 371 (2002).
2. B. I. Barker, Y. Lee, L.'Polukhina et al., Phys. Rev. Lett. **85**, 2148 (2000)
3. Г. Е. Воловик, Письма в ЖЭТФ **63**, 281 (1996).
4. Г. Е. Воловик, Д. Е. Хмельницкий, Письма в ЖЭТФ **40**, 469 (1996).
5. И. А. Фомин, Письма в ЖЭТФ **75**, 220 (2002).
6. В. И. Марченко, ЖЭТФ **93**, 141 (1987).
7. N. D. Mermin and G. Stare, Report No. 2186, *Materials Science Center*, Cornell University, 1974 (Перев. в сб. *Сверхтекучесть гелия-3*, под ред. И. М. Халатникова, М.: Мир, 1977, Статья 9, стр.121.)
8. T. R. Mullins, V. V. Dmitriev, A. J. Armstrong et al., Phys. Rev. Lett. **72**, 4117 (1994)
9. А. И. Ларкин, Ю. Н. Овчинников, ЖЭТФ **61**, 1221 (1971).
10. J. He, A. D. Corwin, J. M. Parpia et al., Phys. Rev. Lett. **89**, 115301 (2002).
11. I. A. Fomin, J. Low Temp. Phys. **31**, 509 (1978).
12. А. Д. Гонгадзе, Г. Е. Гургенишвили, Г. А. Харадзе, ЖЭТФ **78**, 615 (1980).