

ВЛИЯНИЕ ОДНООСНО-ДЕФОРМИРОВАННОГО АЭРОГЕЛЯ НА ОРИЕНТАЦИЮ ПАРАМЕТРА ПОРЯДКА СВЕРХТЕКУЧЕГО ^3He

*Е. В. Суворцев**

*Институт физических проблем им. П. Л. Капицы Российской академии наук
119334, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 31 октября 2008 г.

Исследовано влияние одноосно-деформированного аэрогеля на ориентацию параметра порядка ^3He с учетом корреляций в расположении частиц, образующих аэрогель. Проведена оценка минимальной деформации для B -подобной фазы в одноосно-растянутом аэрогеле, которая может ориентировать орбитальную часть параметра порядка отличным от объемного случая образом. Для A -подобной фазы в одноосно-сжатом аэрогеле оценена сила ориентационного эффекта. Показано, что ориентационный эффект сильнее зависит от корреляций во взаимном расположении частиц аэрогеля, чем температура сверхпроводящего перехода.

PACS: 67.30.hm

Сверхтекучий ^3He в аэрогеле является удобной системой для изучения влияния примесей на формирование и ориентацию параметра порядка. Взаимодействие аэрогеля с параметром порядка ^3He выражается в подавлении температуры сверхтекучего перехода, в возможном изменении формы параметра порядка и пространственной ориентации параметра порядка. Первые попытки описать эффект влияния анизотропии аэрогеля на ориентацию параметра порядка были основаны на модели, в которой аэрогель считался состоящим из одинаковых цилиндров, однородно распределенных в пространстве [1, 2]. При таком рассмотрении в систему неявным образом вводилась корреляция в расположении близлежащих частиц, образующих аэрогель. Деформация аэрогеля в рамках этой модели описывалась как сжатие среды, в которую «вморожены» цилиндры. Такое рассмотрение является довольно грубым приближением для аэрогеля. Цель настоящей работы — попытка описать влияние одноосной деформации аэрогеля на ориентацию параметра порядка ^3He при помощи явного задания корреляций в расположении частиц, образующих аэрогель. Недавно Фомин [3] рассмотрел влияние таких корреляций на температуру перехода в сверхтекучее состояние. В рамках предложенного в указанной статье подхода

для описания температуры сверхпроводящего перехода в аэрогеле в настоящей работе будет рассмотрено влияние анизотропии аэрогеля на ориентацию параметра порядка.

В дальнейшем ограничимся рассмотрением области температур вблизи объемной температуры перехода T_b , т. е. будем считать, что относительное изменение температуры перехода $(T_b - T_a)/T_b \ll 1$, T_a — температура перехода ^3He в аэрогеле. В этой области для наших целей можно использовать линейаризованное уравнение Гинзбурга–Ландау. Следуя принятым в [3] обозначениям, запишем линейаризованное уравнение Гинзбурга–Ландау в импульсном представлении:

$$\left(\tau \delta_{jl} - \frac{3}{5} \xi_s^2 k^2 (\delta_{jl} + 2k_j k_l) \right) a_{\mu l}(\mathbf{k}) = \int a_{\mu l}(\mathbf{q}) \eta_{jl}(\mathbf{k} - \mathbf{q}) \frac{d^3 q}{(2\pi)^3}, \quad (1)$$

$$A_{\mu j}(\mathbf{r}) = \int a_{\mu j}(\mathbf{q}) e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} \frac{d^3 q}{(2\pi)^3},$$

$$\eta_{jl}(\mathbf{r}) = \int \eta_{jl}(\mathbf{q}) e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} \frac{d^3 q}{(2\pi)^3},$$

где $\tau = (T - T_b)/T_b$, $A_{\mu j}$ — комплексная матрица 3×3 , соответствующая параметру порядка для случая p -спаривания, $\eta_{jl}(\mathbf{r})$ — симметричный действительный тензор, характеризующий взаимодействие

*E-mail: letterdlyazheni@mail.ru

примесей с параметром порядка сверхтекучего ^3He , $\xi_s^2 = 7\zeta(3)\xi_0^2/12$, $\xi_0 = \hbar v_F/2\pi T_a$ — длина когерентности сверхтекучего ^3He . Конкретный вид тензора $\eta_{jl}(\mathbf{r})$ зависит от строения аэрогеля и типа рассеяния квазичастиц на частицах, образующих аэрогель. Для простоты будем считать аэрогель состоящим из одинаковых шариков радиусом ρ , распределенных в пространстве со средней плотностью n , а рассеяние — диффузным. Для низкой концентрации частиц аэрогеля тензор $\eta_{jl}(\mathbf{r})$ может быть представлен в виде суммы вкладов отдельных частиц [4]:

$$\eta_{jl}(\mathbf{r}) = \sum_s \eta_{jl}^1(\mathbf{r} - \mathbf{r}_s), \quad (2)$$

где s — номер частицы. Вклад от одной частицы $\eta_{jl}^1(\mathbf{r})$ находится с помощью теории Райнера и Вуорио для малых объектов в сверхтекучем ^3He [5],

$$\eta_{jl}^1(\mathbf{r}) = -\frac{\rho^2}{r^2} \nu_j \nu_l \ln \left[\text{th} \left(\frac{r}{2\xi_0} \right) \right]. \quad (3)$$

Как было показано в [3], для естественных параметров задачи правую часть уравнения (1) можно рассматривать как возмущение.

Относительное изменение температуры перехода τ является собственным значением уравнения (1) при $k \rightarrow 0$ [3]. Без учета возмущения в правой части уравнения (1) собственные значения являются вырожденными, т. е. различным орбитальным индексам соответствует одна и та же температура перехода. В работе [3] рассматривался случай изотропного аэрогеля. При учете такого возмущения собственные значения уравнения Гинзбурга — Ландау оставались вырожденными. Наличие в системе анизотропного возмущения, связанного с одноосно-деформированным аэрогелем, частично снимает данное вырождение. В результате решения секулярного уравнения теории возмущений возникнут поправки к температуре перехода, которые будут соответствовать «продольной» (вдоль направления деформации) и «поперечной» температурам перехода. Таким образом в свободной энергии появится член с тензором температуры перехода, диагональные члены которого найдутся из решения секулярного уравнения. После выделения изотропного вклада в температуру перехода ориентационный член в свободной энергии может быть представлен в виде

$$\tau_{jl}^a A_{\mu j} A_{\mu l}^*, \quad (4)$$

$\tau_{ll}^a = 0$. Для решения поставленной задачи будем использовать метод гриновских функций.

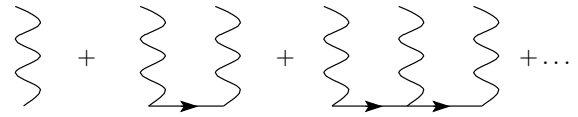


Рис. 1

Тензор гриновской функции для уравнения (1), усредненный по всем реализациям потенциала $\eta_{jl}(\mathbf{r})$, имеет вид

$$\langle G_{jl}(\tau, \mathbf{k}, \mathbf{k}') \rangle = (2\pi)^3 \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}') \times \left[\left(G_{jl}^{(0)}(\tau, \mathbf{k}) \right)^{-1} - \langle \Sigma_{jl}(\tau, \mathbf{k}) \rangle \right]^{-1}, \quad (5)$$

где

$$\left(G_{jl}^{(0)}(\tau, \mathbf{k}) \right)^{-1} = \tau \delta_{jl} - \frac{3}{5} \xi_s^2 k^2 (\delta_{jl} + 2k_j k_l) \quad (6)$$

— тензор невозмущенной гриновской функции, а тензор собственно-энергетической части $\Sigma_{jl}(\tau, \mathbf{k})$ задается рядом, представленным на рис. 1. Стрелками на рисунке обозначаются невозмущенные функции Грина, волнистые линии соответствуют примесному потенциалу

$$\eta_{jl}(\mathbf{k}) = \eta_{jl}^1(\mathbf{k}) \sum_s e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}_s}. \quad (7)$$

Интегрирование в членах, начиная со второго, предполагается по внутренним импульсам. Отметим, что выражение (5) в отличие от соответствующего выражения [3] уже не пропорционально δ_{jl} , а является более сложным тензором.

Собственные значения уравнения (1) определяются полюсами гриновской функции, которые находятся из секулярного уравнения

$$\det \left(\delta_{jl} \tau - \frac{3}{5} \xi_s^2 k^2 (\delta_{jl} + 2k_j k_l) - \Sigma_{jl}(\mathbf{k}) \right)_{\mathbf{k} \rightarrow 0} = 0. \quad (8)$$

Здесь предел $k \rightarrow 0$ соответствует порогу локализации [3].

Поправка первого порядка к собственно-энергетической части получается из первого члена ряда на рис. 1 усреднением по положениям примесей:

$$\tau_{ba}^{(1)} = \frac{1}{3} \eta_{ll}^{(1)}(\mathbf{k} \rightarrow 0) n = \frac{\pi^2}{4} \frac{\xi_0}{l_{tr}}, \quad (9)$$

где l_{tr} — длина свободного пробега квазичастиц в аэрогеле.

Интересующий нас эффект, связанный с анизотропией аэрогеля, возникает, начиная с поправки второго порядка:

$$\Sigma_{jl}^{(2)}(\mathbf{k}) = \int \eta_{jm}^{(1)}(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) \eta_{ln}^{(1)}(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}) n \times \left\langle \sum_t e^{i(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}) \cdot \mathbf{r}_{st}} \right\rangle G_{mn}^{(0)}(\tau = 0, \mathbf{k}_1) \frac{d^3 k_1}{(2\pi)^3}, \quad (10)$$

где усредненная сумма,

$$\left\langle \sum_t e^{i(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}) \cdot \mathbf{r}_{st}} \right\rangle = S(\mathbf{k}_1 - \mathbf{k}), \quad (11)$$

по определению равна структурному фактору аэрогеля, который характеризует взаимное расположение частиц, образующих аэрогель. Связь структурного фактора с парной корреляционной функцией $C(\mathbf{r})$ задается фурье-преобразованием

$$S(\mathbf{k}) = n \int C(\mathbf{r}) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} d^3 r. \quad (12)$$

Согласно общему правилу теории возмущений в формулу (10) подставляется гриновская функция в нулевом порядке теории возмущений, что соответствует подстановке гриновской функции при $\tau = 0$.

Влияние деформации аэрогеля заключается в изменении структурного фактора. Будем считать недеформированный аэрогель изотропным. Как следствие его структурный фактор не должен зависеть от направления волнового вектора \mathbf{k} . Аэрогель обладает несколькими характерными масштабами длин. На расстояниях больших нескольких тысяч ангстрем аэрогель является однородным. В то же время существует интервал длин, $\rho < r < R$, на которых аэрогель проявляет фрактальную структуру. На этих расстояниях парная корреляционная функция аэрогеля обладает фрактальным поведением:

$$C(\mathbf{r}) = A \left(\frac{R}{r} \right)^{3-D}, \quad (13)$$

где D — фрактальная размерность аэрогеля, а R — радиус корреляции, т. е. расстояние, на котором корреляции в расположении частиц начинают спадать. Чтобы обеспечить плавное убывание парной корреляционной функции на радиусе корреляций, обычно вводится модельная функция вида [6]

$$C(\mathbf{r}) \rightarrow C(\mathbf{r}) \exp\left(-\frac{r}{R}\right). \quad (14)$$

Коэффициент A в формулах (13), (14) находится из условия нормировки корреляционной функ-

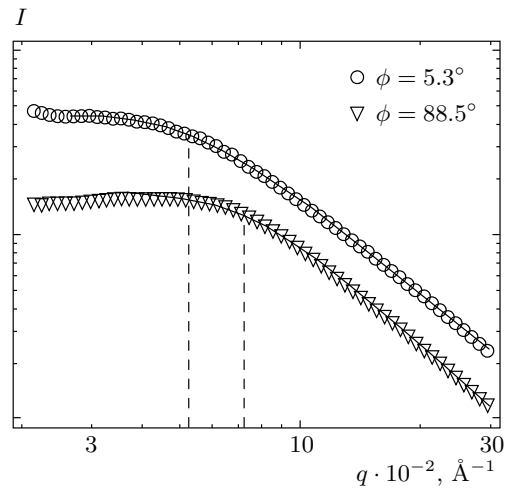


Рис. 2. Зависимость интенсивности рассеянного аэрогелем рентгеновского излучения $I(q, \phi = \theta + \frac{\pi}{2})$ от переданного импульса q , для двух значений угла θ . Графики смещены друг относительно друга в вертикальном направлении для большей наглядности, так как на больших q они совпадают [7]

ции [3]. Важно отметить, что структурный фактор непосредственно может быть измерен в экспериментах по малоугловому рассеянию рентгеновских лучей. Результаты таких измерений для одноосно-деформированного аэрогеля представлены в статье [7]. Как показали авторы работы [7], результаты измерений могут быть описаны такой моделью деформации аэрогеля, при которой фрактальная размерность аэрогеля не изменяется, а корреляционный радиус приобретает угловую зависимость вида (рис. 2)

$$R(\theta) = R_0 + r_1 \cos(2\theta), \quad (15)$$

где R_0 — радиус корреляции до введения в систему деформации, θ — угол между осью деформации и заданным направлением. Амплитуда изменения радиуса корреляций может быть выражена через макроскопические параметры, характеризующие сжатие–растяжение аэрогеля:

$$\frac{r_1}{R_0} = \frac{1}{2}(1 - \nu)\alpha \frac{\Delta l}{l_0}, \quad (16)$$

здесь $\Delta l/l_0$ — относительное изменение длины образца, $\Delta l > 0$ соответствует растяжению, ν — коэффициент Пуассона ($\nu \approx 0.2-0.3$), α — коэффициент передачи макроскопического напряжения на масштабе длины корреляции. Коэффициент α , измеренный в экспериментах, оказался близок к трем.

Подстановка указанного структурного фактора в уравнение (10) дает анизотропную поправку к собственно-энергетической части. Основным эффектом получается за счет угловых зависимостей структурного фактора и невозмущенной гриновской функции. При этом в силу того, что основной вклад в интеграл (10) вносят малые \mathbf{k} , в самом интеграле можно заменить

$$\eta_{jl}^1(\mathbf{k} - \mathbf{k}_1) \approx \eta_{jl}^1(0) = \delta_{jl}\eta^1(0).$$

Для анизотропной части собственно-энергетической части во втором порядке получается следующее выражение:

$$\Sigma_{jl}^{(2)a} \approx 0.7 \left(\frac{\pi}{3}\right)^4 \times \frac{3-D}{D-1} \frac{R_0 r_1}{l_{tr}^2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}, \quad (17)$$

здесь было учтено, что $\xi_s^2 \approx 0.7\xi_0^2$, ось z направлена вдоль оси деформации. Поправка третьего порядка имеет вид

$$\Sigma_{jl}^{(3)} = n \left(\eta^{(1)}(0)\right)^3 \int \frac{d^3 k_1}{(2\pi)^3} \frac{d^3 k_2}{(2\pi)^3} \times G_{jm}^{(0)}(\mathbf{k}_1) G_{lm}^{(0)}(\mathbf{k}_2) \left\langle \sum_{t,u} e^{i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}_{st}} e^{i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}_{su}} \right\rangle. \quad (18)$$

Согласно [3], она может быть вычислена в предположении, что

$$\left\langle \sum_{t,u} e^{i\mathbf{k}_1 \cdot \mathbf{r}_{st}} e^{i\mathbf{k}_2 \cdot \mathbf{r}_{su}} \right\rangle = S(\mathbf{k}_1) S(\mathbf{k}_2). \quad (19)$$

Аналогичное предположение делается для членов высших порядков, после чего можно вычислить всю сумму ряда, который образует геометрическую прогрессию. В частности, для анизотропной части поправки имеем

$$\tau_{jl}^a = \Sigma_{jl}^a \approx 0.7 \left(\frac{\pi}{3}\right)^4 \frac{3-D}{D-1} \frac{R r_1}{l_{tr}^2} \times \frac{1}{\left(1 + 0.46\pi^2 \frac{R^2}{\xi_0 l_{tr}} \frac{3-D}{D-1}\right)^2} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix}. \quad (20)$$

Сначала рассмотрим влияние анизотропного аэрогеля на ориентацию B -подобной фазы. В отсутствие магнитного поля параметр порядка

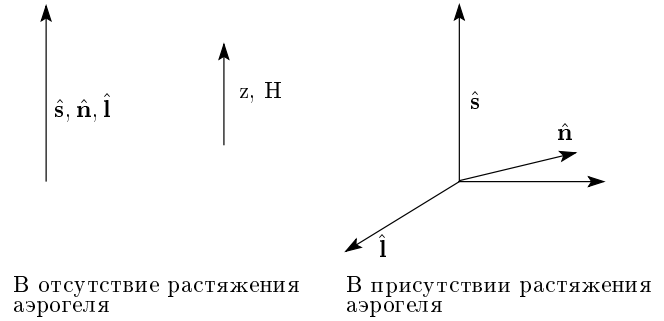


Рис. 3. Изменение ориентации векторов $\hat{\mathbf{n}}$ и $\hat{\mathbf{I}}$ в присутствии одноосно-растянутого аэрогеля

B -подобной фазы изотропен, поэтому ориентационного эффекта нет. Однако ситуация меняется в присутствии магнитного поля. Параметр порядка B -подобной фазы в магнитном поле имеет вид [8]

$$A_{\mu j} = \frac{e^{i\phi}}{\sqrt{3}} \left(\Delta_{\perp} R_{\mu j} + (\Delta_{\parallel} - \Delta_{\perp}) R_{\nu j} \hat{h}_{\nu} \hat{h}_{\mu} \right), \quad (21)$$

где $\hat{\mathbf{h}}$ — направление магнитного поля, $R_{\mu j}(\hat{\mathbf{n}}, \theta)$ — матрица вращения, описываемая осью вращения $\hat{\mathbf{n}}$ и углом поворота

$$\theta_L = \arccos\left(-\frac{1}{4} \frac{\Delta_{\parallel}}{\Delta_{\perp}}\right),$$

который находится из минимизации дипольной энергии. Ориентация вектора $\hat{\mathbf{n}}$ определяется магнитным полем и дипольными силами. Соответствующий член в свободной энергии равен:

$$\Delta F_H^B = \lambda_D N_F (\Delta_{\parallel} - \Delta_{\perp}) \Delta_{\perp} (\hat{\mathbf{n}} \hat{\mathbf{h}})^2. \quad (22)$$

В то же время одноосно-деформированный аэрогель ориентирует орбитальную часть параметра порядка. Подстановка формулы (21) в (4) дает

$$\Delta F_a^B = \frac{1}{3} N_F (\Delta_{\parallel}^2 - \Delta_{\perp}^2) R_{\mu j} R_{\nu l} h_{\mu} h_{\nu} \tau_{jl}^a \approx \frac{2}{3} (\Delta_{\parallel} - \Delta_{\perp}) \Delta_{\perp} \Sigma_{xx}^a (1 - 3l_z^2), \quad (23)$$

здесь для удобства введен орбитальный вектор

$$l_j = \hat{R}_{\mu j} S_{\mu}, \quad (24)$$

S_{μ} — вектор спина. Сравним две ориентационные энергии для случая одноосного растяжения аэрогеля вдоль направления магнитного поля. В отсутствие анизотропии аэрогеля векторы $\hat{\mathbf{n}}$, $\hat{\mathbf{I}}$, $\hat{\mathbf{s}}$ направлены вдоль магнитного поля, рис. 3. В растянутом аэрогеле вектор $\hat{\mathbf{I}}$ стремится повернуться перпендикулярно к магнитному полю, для чего необходимо

соответствующим образом повернуть вектор $\hat{\mathbf{n}}$. Решения (24) для заданной конфигурации векторов $\hat{\mathbf{n}}$, $\hat{\mathbf{l}}$, $\hat{\mathbf{s}}$ при минимуме дипольной энергии всегда существуют, поэтому новая ориентация начинает образовываться, когда

$$\Delta F_a^B \sim \Delta F_H^B. \quad (25)$$

Оценка для значений параметров, характеризующих аэрогель [7] и ${}^3\text{He}$, $D \approx 1.7$, $R \approx 200 \text{ \AA}$, $\xi_0 \sim 200 \text{ \AA}$, $l_{tr} \approx 1400 \text{ \AA}$ показывает, что деформации порядка

$$\gamma_{min} \sim 3 \cdot 10^{-4} \quad (26)$$

уже достаточно для получения ориентации параметра порядка отличной от объемной в отсутствие деформированного аэрогеля.

Оценка силы ориентационного эффекта для A -подобной фазы может быть сделана аналогичным способом. Для ясности рассмотрим случай одноосно-сжатого аэрогеля. Как было показано в работах [1, 9], в сжатом аэрогеле реализуется A -подобная фаза, по форме совпадающая с объемной A -фазой. Параметр порядка A -подобной фазы в этом случае имеет вид

$$A_{\mu j} = \frac{1}{\sqrt{2}} d_{\mu} (m_j + in_j), \quad (27)$$

где вектор $\hat{\mathbf{d}}$ соответствует спиновой части параметра порядка, а $\mathbf{l} = \mathbf{m} \times \mathbf{n}$ — орбитальной. В отсутствие сжатия аэрогеля магнитное поле и дипольные силы ориентируют вектор $\hat{\mathbf{l}}$ перпендикулярно магнитному полю:

$$\Delta F_H^A = \frac{1}{2} \Delta \chi (\hat{\mathbf{d}} \cdot \mathbf{H})^2, \quad (28)$$

$$\Delta f_D = -\frac{2}{5} \lambda_D N_F \Delta_0^2 (\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{l}})^2. \quad (29)$$

Однако, как и в предыдущем случае, сжатый аэрогель способен ориентировать орбитальную часть параметра порядка:

$$\Delta F_a^A = -N_F \frac{\Delta^2}{2} \Sigma_{xx}^a (1 - 3l_z^2). \quad (30)$$

Для оценки ориентационной силы аэрогеля сравним ΔF_a^A с ориентирующей энергией магнитного поля ΔF_H^A . Вычисления для давления плавления, $D = 1.55$, $R = 215 \text{ \AA}$ показывают, что магнитное поле, соответствующее одному проценту сжатия аэрогеля, равно примерно 2500 Гс.

Сравнивая формулы (23), (30) с аналогичной формулой из работы [2], мы видим, что учет корреляций может уменьшить ориентационную энергию,

связанную с анизотропией аэрогеля. Однако для характерных параметров экспериментов численные оценки ориентационной энергии для двух моделей практически совпадают. Отметим также, что если наличие корреляций в системе лишь смещает температуру сверхтекучего перехода, то в отсутствие корреляций ориентационный эффект пропадает.

Экспериментально описанная выше ситуация по ориентации параметра порядка в B -подобной фазе исследовалась в работе [10]. Авторы провели свою собственную оценку минимальной деформации, в которой нижняя граница деформации получилась порядка 10%. Столь существенное различие в оценке происходит из того, что в работе [10] ориентационная энергия аэрогеля сравнивалась с полной дипольной энергией. Как было показано выше, правильнее сравнивать ориентационную энергию аэрогеля с ориентационной энергией в магнитном поле. В указанной работе производилось радиальное сжатие аэрогеля приблизительно на 20%, что при условии однородности деформации соответствует одноосному растяжению аэрогеля на 70–100%. В данных экспериментальных условиях была обнаружена ориентация $\mathbf{l} \perp \mathbf{H}$, что и следует из формулы (23). Другая оценка силы ориентационного эффекта глобальной анизотропии аэрогеля была сделана в работе [11]. По оценке авторов используемый в экспериментах аэрогель был одноосно сжат на 1–2%, не обладая при этом изначально глобальной анизотропией. Из полученных в данной работе результатов следует, что при указанном сжатии анизотропия аэрогеля полностью определяет текстуру B -подобной фазы ($\mathbf{l} \parallel$ оси сжатия). Обобщая все экспериментальные данные можно утверждать, что деформации порядка 1% уже достаточно для ориентации параметра порядка отличным от объемного случая образом как в A -подобной, так и в B -подобной фазах [11, 12]. Этот результат не противоречит полученным выше оценкам, однако сказать точно, при какой граничной деформации глобальная анизотропия начинает ориентировать параметр порядка, из этого пока нельзя.

Автор благодарен И. А. Фомину за многочисленные полезные замечания и обсуждения в ходе работы. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 07-02-00214), Российского Министерства науки и образования, Российского Фонда поддержки науки и стипендии Ландау (Landau Scholarship (A. F.) from Forschungszentrum Jülich, Germany).

ЛИТЕРАТУРА

1. G. E. Volovik, *J. Low Temp. Phys.* **150**, 453 (2008).
2. E. V. Surovtsev and I. A. Fomin, *J. Low Temp. Phys.* **150**, 487 (2008).
3. И. А. Фомин, Письма в ЖЭТФ **88**, 65 (2008).
4. I. A. Fomin, *J. Phys. Chem. Sol.* **66**, 1321 (2005).
5. D. Rainer and M. Vuorio, *J. Phys. C: Sol. St. Phys.* **10**, 3093 (1977).
6. T. Freltoft, J. K. Kjems, and S. K. Sinha, *Phys. Rev. B* **33**, 269 (1986).
7. J. Pollanen, K. Shirer, S. Blinstein et al., arXiv:cond-mat/0711.3495v1.
8. D. Vollhardt and P. Wölfle, *The Superfluid Phases of ^3He* , Taylor and Francis (1990), p. 134
9. I. A. Fomin, *J. Low Temp. Phys.* **150**, 464 (2008).
10. J. Elbs, Yu. M. Bunkov, E. Collin et al., *Phys. Rev. Lett.* **100**, 215304 (2008).
11. T. Kunimatsu, T. Sato, K. Izumina et al., Письма в ЖЭТФ **86**, 244 (2007).
12. V. V. Dmitriev, D. A. Krasnihin, N. Mulders et al., Письма в ЖЭТФ **86**, 681 (2007).