

Когерентно прецессирующие пространственно неоднородные структуры половинной намагниченности в B -фазе сверхтекучего ^3He

С. Микеладзе, Н. Сурамлишвили

*Институт физики им. Э. Андроликашвили АН Грузии
ул. Тамарашвили, 6, г. Тбилиси, 380077, Грузия
E-mail: nugzars@iph.hepi.edu.ge*

Статья поступила в редакцию 14 марта 2002 г., после переработки 9 декабря 2002 г.

Исследованы пространственно неоднородные когерентно прецессирующие структуры половинной намагниченности в сверхтекучем ^3He - B при наличии малых неоднородностей сильного внешнего магнитного поля. Показано, что в зависимости от степени неоднородности поля возможно существование как двухдоменной, так и трехдоменной когерентно прецессирующих структур.

Досліджено просторово неоднорідні когерентно прецесуючі структури половинної намагніченості у надплинному ^3He - B при наявності малих неоднорідностей сильного зовнішнього магнітного поля. Показано, що в залежності від ступені неоднорідності поля можливо існування як двохдоменної, так і трьохдоменної когерентно прецесуючих структур.

PACS: 67.57.Lm

1. Сверхтекучесть жидкого ^3He связана с куперовским спариванием в состоянии со спином и орбитальным моментом, равными единице. Наличие спина у куперовских пар и сложный вид параметра порядка приводят к разнообразию динамических магнитных свойств сверхтекучих фаз жидкого ^3He . Динамика намагниченности в сверхтекучих фазах обусловлена взаимосвязью магнитного момента \mathbf{M} и параметра порядка триплетного конденсата.

В отсутствие магнитного поля намагниченность и усредненный орбитальный момент сверхтекучей B -фазы жидкого ^3He равны нулю. Во внешнем магнитном поле в системе индуцируется магнитный момент \mathbf{M} и в результате спин-орбитальной когерентности формируется орбитальный момент \mathbf{L} . При отклонении намагниченности от направления магнитного поля она начинает прецессировать вокруг направления поля. В этом случае в объеме сверхтекучей жидкости образуется состояние, в котором спины куперовских пар когерентно прецессируют. Такое состояние характеризуется аномальной стабильностью даже при наличии неоднородностей внешнего магнитного поля. Причинами этого являются жесткость параметра порядка ^3He - B относи-

тельно пространственных неоднородностей и наличие в системе спин-орбитального взаимодействия, обязанного своим происхождением диполь-дипольному взаимодействию между ядерными моментами атомов ^3He .

Дипольный сдвиг частоты прецессии намагниченности от величины ларморовой частоты обусловлен наличием диполь-дипольной энергии. Величины энергии и сдвига частоты зависят от спин-орбитальной конфигурации прецессирующей системы.

Жесткость параметра порядка проявляется в виде пространственной жесткости угла прецессии намагниченности α_S , которой порождаются бездиссипативные спиновые токи, восстанавливающие однородное распределение фазы прецессии во всем объеме. Этими же токами обеспечивается перераспределение продольной составляющей намагниченности и орбитального момента. Возникающий при этом локальный сдвиг частоты компенсирует пространственную разницу ларморовой частоты прецессии. В ^3He - B , помещенном во внешнее неоднородное магнитное поле, возможно существование когерентно прецессирующей двухдоменной спиновой структуры [1,2]. В такой системе модуль намаг-

ниченности M равен равновесному значению $M_0 = \chi_B H_0$ (здесь H_0 — приложенное к системе статическое магнитное поле; χ_B — магнитная восприимчивость сверхтекучей B -фазы жидкого ${}^3\text{He}$). В одном из доменов намагниченность направлена по полю, а в другом отклонена примерно на 104° относительно направления поля, причем ось орбитальной анизотропии во всем объеме параллельна направлению поля. Такая пространственная картина обусловлена спин-орбитальной структурой потенциала диполь-дипольного взаимодействия в случае прецессии с $M = M_0$.

В сверхтекучей B -фазе жидкого ${}^3\text{He}$, согласно результатам работы [3], возможна когерентная прецессия половинной ($M = M_0/2$) и удвоенной намагниченности ($M = 2M_0$). Существование когерентно прецессирующих состояний половинной намагниченности подтверждено экспериментально [4,5]. Потенциал диполь-дипольного взаимодействия при $M = M_0/2$ имеет более сложную спин-орбитальную структуру. С учетом этого, во внешнем неоднородном магнитном поле когерентная прецессия половинной намагниченности должна характеризоваться неоднородным распределением как спиновых, так и орбитальных степеней свободы. Изучению этого вопроса и посвящена настоящая работа.

2. При наличии сильного внешнего магнитного поля энергия диполь-дипольного взаимодействия существенно меньше энергии Зеемана и ее можно рассматривать в качестве возмущения. В нулевом приближении ею можно пренебречь. В этом случае решения для прецессирующих состояний могут быть получены с помощью теоремы Лармора, согласно которой в спиновом пространстве координат, вращающемся с ларморовой частотой $\omega_L = gH$ (g — гиромагнитное отношение ядер ${}^3\text{He}$), влияние магнитного поля на ядерные спины атомов ${}^3\text{He}$ полностью отсутствует и восстанавливается симметрия относительно трехмерных спиновых вращений. Таким образом, полная группа симметрии прецессирующих состояний $\hat{G} = SO_3^S \times SO_3^L$ включает в себя группу трехмерных спиновых вращений SO_3^S во вращающейся системе координат и группу трехмерных орбитальных вращений SO_3^L в лабораторной системе [6]. Применив операции из группы \hat{G} на некоторое начальное состояние, можно получить все вырожденные когерентно прецессирующие состояния.

В качестве начального состояния возьмем одно из решений системы уравнений Леггетта, описывающих взаимосвязь намагниченности \mathbf{M} и спиновой части параметра порядка \hat{A} [7]:

$$\dot{\mathbf{M}} = g\mathbf{M} \times \mathbf{H} + \mathbf{R}_D, \quad (1)$$

$$\dot{\mathbf{A}}_i = \mathbf{A}_i \times g(\mathbf{H} - \frac{\mathbf{M}}{\chi_B}). \quad (2)$$

Здесь \mathbf{R}_D — дипольный момент, внешнее магнитное поле $\mathbf{H} \parallel \mathbf{z}$, а $(\mathbf{A}_i)_\mu = A_{\mu i}$ ($\mu = x, y, z$). Простейшее решение этой системы в случае половинной намагниченности имеет вид:

$$\mathbf{M}^0 = \frac{\chi_B \mathbf{H}}{2}, \quad \hat{A}^0 = \hat{O} \left(\mathbf{z}, -\omega_L \frac{t}{2} \right), \quad (3)$$

где $\hat{O}(\mathbf{z}, -\omega_L t/2)$ описывает вращения вокруг оси \mathbf{z} на угол $-\omega_L t/2$. Воздействие элемента группы \hat{G} на состояние (3) дает общее решение для ларморовой прецессии половинной намагниченности:

$$\begin{aligned} \hat{A} &= \hat{O}(\mathbf{z}, -\omega_L t) \hat{R}^{(S)} \hat{O}(\mathbf{z}, \omega_L t) \hat{A}^0 \hat{R}^{(L)-1} = \\ &= \hat{O}(\mathbf{z}, -\omega_L t) \hat{R}^{(S)} \hat{O}(\mathbf{z}, \omega_L t/2) \hat{R}^{(L)-1}, \end{aligned} \quad (4)$$

$$\mathbf{M}(t) = \hat{O}(\mathbf{z}, -\omega_L t) \hat{R}^{(S)} \mathbf{M}^0 = \hat{O}(\mathbf{z}, -\omega_L t) \hat{R}^{(S)} \frac{\chi_B \mathbf{H}}{2}, \quad (5)$$

где $\hat{R}^{(L)}$ — не зависящая от времени матрица орбитальных вращений SO_3^L в лабораторной системе отсчета, $\hat{R}^{(S)}$ — не зависящая от времени матрица спиновых вращений SO_3^S в прецессирующей системе отсчета. Матрица вращений $\hat{O}(\mathbf{z}, \omega_L t)$ описывает переход от лабораторной системы к вращающейся с частотой ω_L системе.

Физический смысл этих матриц заключается в следующем: $\hat{R}^{(S)}$ описывает ориентацию намагниченности в прецессирующей системе $\mathbf{s} = \tilde{\mathbf{M}}/M^0 = \hat{R}^{(S)} \mathbf{z}$ ($\tilde{\mathbf{M}}$ — вектор намагниченности в прецессирующей системе), а $\hat{R}^{(L)}$ — ориентацию орбитального момента куперовской пары в лабораторной системе отсчета $\mathbf{l} = \mathbf{L}/M^0 = \hat{R}^{(L)} \mathbf{z}$. Параметризуя $\hat{R}^{(S)}$ и $\hat{R}^{(L)}$ углами Эйлера и представляя их в виде

$$\hat{R}^{(S)} = \hat{R}_Z(\alpha_S^0) \hat{R}_Y(\beta_S) \hat{R}_Z(\gamma_S^0), \quad (6)$$

$$\hat{R}^{(L)} = \hat{R}_Z(\alpha_L) \hat{R}_Y(\beta_L) \hat{R}_Z(\gamma_L),$$

где $(\alpha_S^0, \beta_S, \gamma_S^0)$ и $(\alpha_L, \beta_L, \gamma_L)$ — соответствующие углы Эйлера, для параметра порядка (4) получаем

$$\hat{A} = \hat{R}^{(S)}(\alpha_S, \beta_S, \gamma_S) \hat{R}^{(L)-1}(\alpha_L, \beta_L, \gamma_L). \quad (7)$$

Здесь $\alpha_S = \alpha_S^0 - \omega_L t$ и $\gamma_S = \gamma_S^0 - \omega_L t/2$. В такой записи α_S и β_S — азимутальные и полярные углы прецессирующей намагниченности $\mathbf{M}(t)$, а α_L и β_L — азимутальные и полярные углы орбитального момента куперовской пары. Углы γ_S и γ_L в параметре порядка, как нетрудно видеть, содержатся только в комбинации $\gamma = \gamma_S - \gamma_L$. Эти пять переменных — $\mathbf{s}(\alpha_S, \beta_S)$, $\mathbf{l}(\alpha_L, \beta_L)$ и угол γ — полностью описывают физическое состояние системы, и

пространство вырождения когерентной ларморовой прецессии намагниченности в $^3\text{He-B}$ является пятимерным.

3. Вследствие малого диполь-дипольного взаимодействия, потенциал которого дается выражением

$$F_D = \frac{2}{15} \chi_B \left(\frac{\Omega_B}{g} \right)^2 \left(\text{Sp } \hat{A} - \frac{1}{2} \right)^2, \quad (8)$$

степень вырождения понижается (Ω_B — частота ЯМР, характеризующая интенсивность диполь-дипольного взаимодействия). В сильном магнитном поле, когда $\omega_L \gg \Omega_B$, состояние системы описывается быстрыми и медленными переменными, что дает возможность усреднения дипольной энергии по быстрым переменным. Усредненные потенциалы дипольного взаимодействия существенно отличаются для равновесного значения модуля намагниченности M_0 и для половинной намагниченности. Это связано с различием комбинаций быстрых переменных, которые составляют медленную переменную. Для случая половинной намагниченности такой переменной является $\Phi_{12} = \alpha_S - \alpha_L + 2(\gamma_S - \gamma_L)$ и усредненная энергия диполь-дипольного взаимодействия имеет вид [3,8]:

$$F_D = \chi_B \left(\frac{\Omega_B}{g} \right)^2 f_D = \frac{1}{10} \chi_B \left(\frac{\Omega_B}{g} \right)^2 \times \left[1 + (1 - s_Z^2)(1 - l_Z^2) + 2s_Z^2 l_Z^2 + \frac{2}{3} (1 + s_Z)(1 + l_Z) \sqrt{1 - s_Z^2} \sqrt{1 - l_Z^2} \cos \Phi_{12} \right]. \quad (9)$$

Здесь $s_Z = \cos \beta_S$ и $l_Z = \cos \beta_L$ — ориентации намагниченности и орбитального момента относительно направления приложенного магнитного поля. Потенциал (9) имеет два вырожденных абсолютных минимума при $\Phi_{12} = \pi$, которым соответствуют следующие спин-орбитальные конфигурации:

$$s_Z = 0,75, \quad l_Z = 0,3, \quad (10)$$

$$s_Z = 0,3, \quad l_Z = 0,75. \quad (11)$$

Они определяют стабильные прецессирующие состояния половинной намагниченности. Кроме того, возможно существование еще двух вырожденных, метастабильных состояний со спин-орбитальными конфигурациями [9]:

$$s_Z = -1, \quad l_Z = 0, \quad (12)$$

$$s_Z = 0, \quad l_Z = -1. \quad (13)$$

Вырождение, характерное для дипольной энергии (9), снимается так называемой спектроскопической энергией. Она появляется, когда частота коге-

рентной прецессии намагниченности ω_p отличается от ларморовой частоты ω_L . В этом случае энергия Зеемана $-\omega_p \mathbf{M}/g$ полностью не компенсируется энергией Лармора $\omega_p \mathbf{M}/g$. Разница, представляющая собой энергию Зеемана во вращающейся с частотой ω_p координатной системе, и является спектроскопической энергией:

$$F_\omega = \frac{1}{g} (\omega_p - \omega_L) \mathbf{M} = \frac{\chi_B}{2g^2} (\omega_p - \omega_L) \omega_L s_Z. \quad (14)$$

В данной ситуации спин-орбитальные конфигурации стабильно прецессирующих состояний могут быть определены минимизацией свободной энергии системы, которая представляет сумму дипольной и спектроскопической энергий:

$$F = F_D + \frac{\chi_B}{2g^2} (\omega_p - \omega_L) \omega_L s_Z. \quad (15)$$

При этом каждый минимум свободной энергии (15) получается смещением определенного состояния спин-орбитальной конфигурации из (10) и (11) [9]. При отрицательной спектроскопической энергии стабильным прецессирующим состояниям соответствуют спин-орбитальные конфигурации, получаемые смещением состояния (10). В этом случае в зависимости от величины F_ω , $0,75 < s_Z < 1$ и $0 < l_Z < 0,3$. При положительной спектроскопической энергии стабильным состояниям соответствуют спин-орбитальные конфигурации, получаемые смещением состояния (11). Однако при увеличении F_ω , после того, как она превысит некоторое критическое значение, стабильным становится состояние с противоположным направлением намагниченности (12).

4. Обсудим особенности прецессии половинной намагниченности в неоднородном внешнем магнитном поле, причем будем считать, что пространственная неоднородность проявляется вдоль направления внешнего магнитного поля $\mathbf{H} = H\mathbf{z}$ и ларморову частоту представим в виде

$$\omega_L(z) = \omega_L(z_0) + (z - z_0) \nabla \omega_L = \omega_p + (z - z_0) \nabla \omega_L. \quad (16)$$

В этом случае и спектроскопическая энергия системы будет зависеть от координаты z , что приведет к неоднородному пространственному распределению s_Z и l_Z , а свободная энергия системы будет представлять сумму дипольной, спектроскопической и градиентной энергий:

$$F = F_D + F_\omega + F_\nabla, \quad (17)$$

F_∇ имеет следующий вид [6]:

$$F_\nabla = \frac{1}{4} \frac{\chi_B}{g^2} c_{\parallel}^2 (\nabla_i R_{\alpha k})^2 + \frac{1}{2} \frac{\chi_B}{g^2} (c_{\perp}^2 - c_{\parallel}^2) (\nabla_i R_{\alpha i})^2. \quad (18)$$

Здесь c_{\parallel} и c_{\perp} — скорости спиновых волн параллельно и перпендикулярно внешнему магнитному полю. В случае прецессии половинной намагничен-

ности усредненная по быстрым переменным градиентная энергия дается выражением:

$$\begin{aligned}
 F_{\nabla} = & \frac{1}{2} \frac{\chi_B}{g^2} c_{\parallel}^2 \left[\left(\frac{5}{4} - s_Z \right) (\partial_Z \alpha_S)^2 + \left(\frac{5}{4} - l_Z \right) (\partial_Z \alpha_L)^2 + \frac{1}{4} (\partial_Z \Phi_{12})^2 + \right. \\
 & + \frac{1}{1 - s_Z^2} (\partial_Z s_Z)^2 + \frac{1}{1 - l_Z^2} (\partial_Z l_Z)^2 - 2 \left(\frac{1}{2} - s_Z \right) \left(\frac{1}{2} - l_Z \right) \partial_Z \alpha_S \partial_Z \alpha_L - \\
 & - \left. \left(\frac{1}{2} - s_Z \right) \partial_Z \alpha_S \partial_Z \Phi_{12} + \left(\frac{1}{2} - l_Z \right) \partial_Z \alpha_L \partial_Z \Phi_{12} \right] + \frac{1}{2} \frac{\chi_B}{g^2} (c_{\perp}^2 - c_{\parallel}^2) \times \\
 & \times \left\{ \frac{1}{2} \left[2(1 + s_Z^2 l_Z^2) + (1 - s_Z^2)(1 - l_Z^2) + 2 \left(\frac{1}{4} - s_Z \right) (1 + l_Z^2) \right] (\partial_Z \alpha_S)^2 + \right. \\
 & + \frac{1}{4} (1 + l_Z^2) [(\partial_Z \alpha_L)^2 + (\partial_Z \Phi_{12})^2] + \frac{3 - l_Z^2}{2(1 - s_Z^2)} (\partial_Z s_Z)^2 + \frac{1}{1 - l_Z^2} (\partial_Z l_Z)^2 - \\
 & \left. - \left(\frac{1}{2} - s_Z \right) (1 + l_Z^2) (\partial_Z \alpha_S \partial_Z \alpha_L + \partial_Z \alpha_S \partial_Z \Phi_{12}) + \frac{1}{2} (1 + l_Z^2) \partial_Z \alpha_L \partial_Z \Phi_{12} \right\}. \quad (19)
 \end{aligned}$$

Из (9), (14) и (19) следует, что в свободной энергии системы (17) от угла Φ явно зависит только потенциал дипольной энергии. В экспериментах неоднородность внешнего магнитного поля, определяющая масштаб пространственной неоднородности прецессирующего состояния системы, мала не только по сравнению с самим полем, но и по сравнению с дипольной энергией. Из сказанного выше следует,

что $F_{\nabla} \ll F_D$. Это дает возможность считать, что и в неоднородном случае $\Phi = \Phi_{st} = \pi$ и $\partial_Z \Phi_{12} = 0$.

Свободная энергия (17) явно не зависит от углов α_S и α_L , они фигурируют только в виде градиентов $\partial_Z \alpha_S$ и $\partial_Z \alpha_L$. Исследование свободной энергии прецессирующей системы на минимум относительно этих градиентов приводит к однородной системе уравнений для $\partial_Z \alpha_S$ и $\partial_Z \alpha_L$:

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial F_{\nabla}}{\partial (\partial_Z \alpha_S)} = & \left\{ 2c_{\parallel}^2 \left(\frac{5}{4} - s_Z \right) + (c_{\perp}^2 - c_{\parallel}^2) \left[2(1 + s_Z^2 l_Z^2) + (1 - s_Z^2)(1 - l_Z^2) + 2 \left(\frac{1}{4} - s_Z \right) (1 + l_Z^2) \right] \right\} \partial_Z \alpha_S - \\
 & - \left[2c_{\parallel}^2 \left(\frac{1}{2} - s_Z \right) \left(\frac{1}{2} - l_Z \right) + (c_{\perp}^2 - c_{\parallel}^2) \left(\frac{1}{2} - s_Z \right) (1 + l_Z^2) \right] \partial_Z \alpha_L = 0, \quad (20)
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 \frac{\partial F_{\nabla}}{\partial (\partial_Z \alpha_L)} = & - \left[2c_{\parallel}^2 \left(\frac{1}{2} - s_Z \right) \left(\frac{1}{2} - l_Z \right) + (c_{\perp}^2 - c_{\parallel}^2) \left(\frac{1}{2} - s_Z \right) (1 + l_Z^2) \right] \partial_Z \alpha_S + \\
 & + \left[c_{\parallel}^2 \left(\frac{5}{4} - l_Z \right) + \frac{1}{4} (c_{\perp}^2 - c_{\parallel}^2) (1 + l_Z^2) \right] \partial_Z \alpha_L = 0. \quad (21)
 \end{aligned}$$

Детерминант этой системы отличен от нуля для любых значений s_Z и l_Z , и система имеет нулевое решение $\partial_Z \alpha_S = \partial_Z \alpha_L = 0$. Отметим, что удовлетворяется также неравенство

$$\frac{\partial^2 F_{\nabla}}{\partial (\partial_Z \alpha_S)^2} \frac{\partial^2 F_{\nabla}}{\partial (\partial_Z \alpha_L)^2} - \left(\frac{\partial^2 F_{\nabla}}{\partial (\partial_Z \alpha_S) \partial (\partial_Z \alpha_L)} \right)^2 > 0.$$

Из этого следует, что минимальное значение свободной энергии соответствует однородному распре-

делению фазы прецессии α_S и азимутального угла орбитального момента куперовской пары α_L .

Выражение для спектроскопической энергии с учетом (16) принимает вид:

$$F_{\omega} = -\frac{\chi_B}{2g^2} (z - z_0) \omega_p \nabla \omega_L s_Z. \quad (22)$$

В случае непрерывного ЯМР частота ω_p определяется частотой внешнего поперечного радиочастотного поля. В точке z_0 локальная ларморова частота

внешнего статического магнитного поля совпадает с частотой когерентной прецессии, причем на нижней и верхней границах системы $|(z - z_0)\nabla\omega_L| \ll \omega_p$.

Из сказанного выше следует, что свободная энергия стационарно прецессирующей спиновой системы сверхтекучего $^3\text{He-B}$ при наличии неоднородного внешнего магнитного поля примет следующий вид:

$$\begin{aligned} \bar{F} = & \frac{g^2}{\chi_B c_{\parallel}^2} F = \frac{1}{2} \left\{ \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{c_{\perp}^2}{c_{\parallel}^2} - 1 \right) (3 - l_z^2) \right] \times \right. \\ & \times \left. \frac{(\partial_Z s_Z)^2}{1 - s_Z^2} + \frac{c_{\perp}^2}{c_{\parallel}^2} \frac{(\partial_Z l_Z)^2}{1 - l_Z^2} \right\} - \\ & - \frac{1}{2} \frac{\omega_p \nabla\omega_L}{c_{\parallel}^2} (z - z_0) s_Z + \frac{\Omega_B^2}{c_{\parallel}^2} f_D. \end{aligned} \quad (23)$$

В отличие от прецессии при равновесном значении модуля намагниченности [1,2], в данном случае в задаче фигурируют два пространственных параметра, характеризующих интенсивность диполь-дипольного взаимодействия и неоднородность магнитного поля:

$$\lambda_D = \frac{c_{\parallel}}{\Omega_B}, \quad \lambda_{\nabla} = \left(\frac{c_{\parallel}^2}{\omega_p \nabla\omega_L} \right)^{1/3}. \quad (24)$$

Измеряя координату в единицах дипольной длины ($\xi = z/\lambda_D$) и вводя параметр

$$\rho = \frac{\lambda_D}{\lambda_{\nabla}}, \quad (25)$$

характеризующий степень неоднородности внешнего магнитного поля относительно интенсивности диполь-дипольного взаимодействия, из выражения (23) получаем:

$$\begin{aligned} \bar{F} = & \frac{1}{2} \left\{ \left[1 + \frac{1}{2} \left(\frac{c_{\perp}^2}{c_{\parallel}^2} - 1 \right) (3 - l_z^2) \right] \frac{1}{1 - s_Z^2} \left(\frac{ds_Z}{d\xi} \right) + \right. \\ & \left. + \frac{c_{\perp}^2}{c_{\parallel}^2} \frac{1}{1 - l_Z^2} \left(\frac{dl_Z}{d\xi} \right) \right\} - \frac{1}{2} \rho (\xi - \xi_0) s_Z + f_D. \end{aligned} \quad (26)$$

Пространственная структура когерентно прецессирующей спиновой системы зависит от величины параметра ρ и отношения $c_{\perp}^2/c_{\parallel}^2$. Большие значения параметра ρ соответствуют большей неоднородности магнитного поля.

Численный анализ уравнений Эйлера-Лагранжа, полученный при минимизации свободной энергии (25), показывает, что для значения $\rho > 0,38$ формируется двухдоменная структура (рис. 1,а), в которой при увеличении поля $s_Z \rightarrow 1$, $l_Z \rightarrow 0$, а при

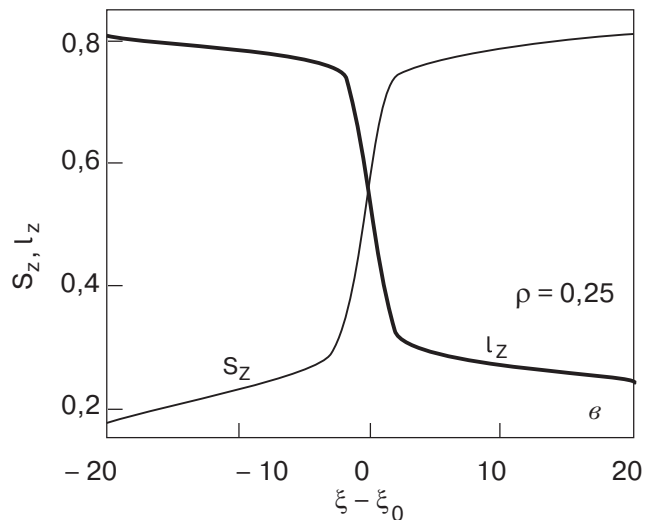
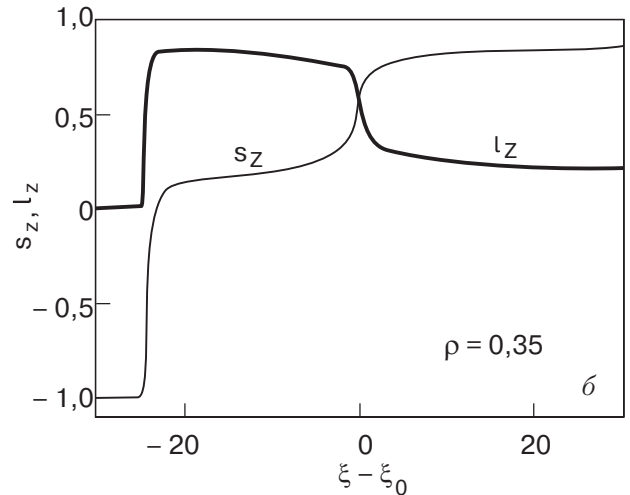
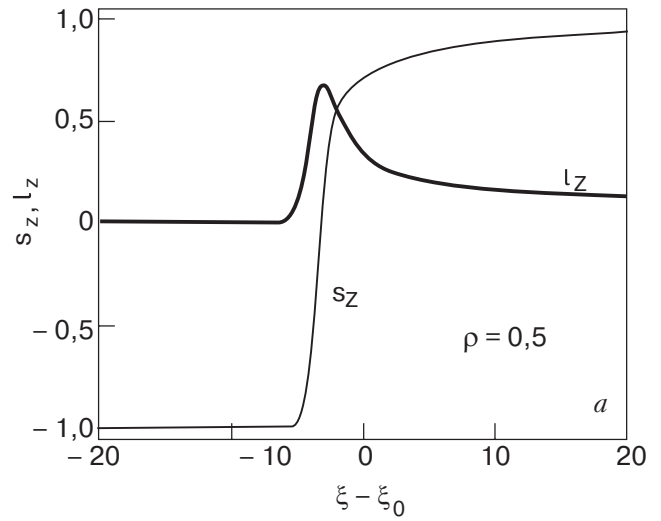


Рис. 1. Зависимость s_Z и l_Z от координаты ξ при различных ρ .

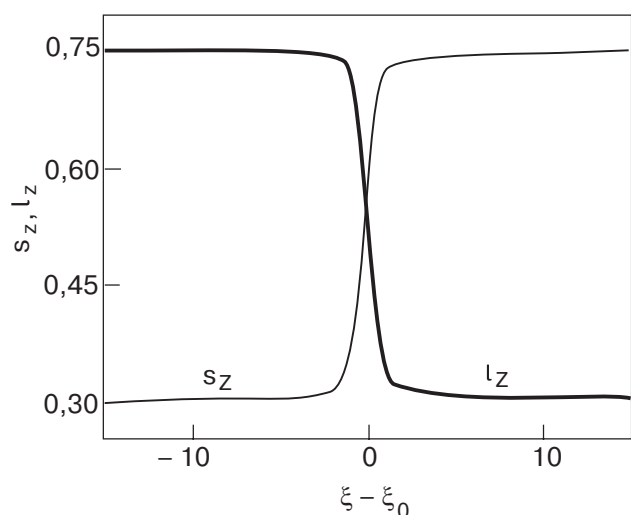


Рис. 2. Зависимость s_z и l_z от координаты ξ в пределе однородного магнитного поля $\rho \rightarrow 0$.

уменьшении поля реализуется домен с $s_z = -1$ и $l_z = 0$. В этом случае переходная область (доменная стенка) сдвинута относительно точки ξ_0 (z_0) в область $\xi < \xi_0$ ($z < z_0$).

Когда $0,29 < \rho < 0,38$, неоднородная когерентно прецессирующая система имеет довольно сложную пространственную структуру (рис. 1,б). При увеличении поля формируется домен, в котором $s_z \rightarrow 1$, $l_z \rightarrow 0$. При уменьшении поля вначале наблюдается переход в промежуточный домен, в котором $0,1 \leq s_z \leq 0,3$ и $0,75 \leq l_z \leq 0,83$. Переходная область между этими доменами расположена при $\xi \approx \xi_0$ ($z \approx z_0$). Далее, в области $\xi < \xi_0$ ($z < z_0$) наблюдается резкий переход в состояние с $s_z = -1$ и $l_z = 0$.

Когда $\rho < 0,29$, двухдоменная структура восстанавливается. Теперь при увеличении поля $s_z \rightarrow 1$ и $l_z \rightarrow 0$, а при уменьшении поля $s_z \rightarrow 0$, $l_z \rightarrow 1$ (рис. 1,в). В этом случае доменная стенка расположена при $\xi \approx \xi_0$ ($z \approx z_0$).

В пределе однородного поля $\rho \rightarrow 0$. В этом случае спин-орбитальные конфигурации прецессирующих состояний должны соответствовать абсолютным минимумам дипольной энергии, причем в области $\xi > \xi_0$ ($z > z_0$) будет осуществляться прецессиру-

ющее состояние со спин-орбитальной конфигурацией $s_z = 0,75$ и $l_z = 0,3$, а в области $\xi < \xi_0$ ($z < z_0$) — состояние с $s_z = 0,3$ и $l_z = 0,75$ (рис. 2).

Мы выражаем глубокую благодарность Г.А. Харадзе за постоянное внимание и многочисленные дискуссии.

Работа выполнена при частичной поддержке гранта №2.16 АН Грузии.

1. А.С. Боровик-Романов, Ю.М. Буньков, В.В. Дмитриев, Ю.М. Мухарский, К. Флахбарт, *ЖЭТФ* **88**, 2025 (1985); А.С. Боровик-Романов, Ю.М. Буньков, В.В. Дмитриев, Ю.М. Мухарский, Е.В. Поддякова, О.Д. Тимофеевская, *ЖЭТФ* **96**, 956 (1989).
2. И.А. Фомин, *ЖЭТФ* **88**, 2039 (1985).
3. G.Kharadze and G.Vachnadze, *Письма в ЖЭТФ* **56**, 474 (1992).
4. V.V. Dmitriev, I.V. Kosarev, M. Krusius, D.V. Ponnarin, V.M.H. Ruutu, and G.E. Volovik, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 86 (1997).
5. V.B. Elstov, V.V. Dmitriev, M. Krusius, J.J. Ruohio, and G.E. Volovik, *J. Low Temp. Phys.* **113**, 645 (1998).
6. T.Sh. Misirpashaev and G.E. Volovik, *ЖЭТФ* **102**, 1197 (1992).
7. A.J. Leggett, *Rev.Mod.Phys.* **47**, 331 (1975).
8. G. Kharadze, N. Suramlishvili, and G. Vachnadze, *J. Low Temp. Phys.* **110**, 851 (1998).
9. Г.Е. Вачнадзе, Н.Г. Сурамлишвили, *ФНТ* **22**, 711 (1996).

Spatially inhomogeneous coherently precessing structures of half magnetization in the B-phase of superfluid ^3He

S. Mikeladze and N. Suramlishvili

The spatially inhomogeneous coherently precessing structures of one-half magnetization in superfluid $^3\text{He-B}$ are investigated in the presence of small inhomogeneities of a strong external magnetic field. It is shown that according to the degree of field inhomogeneity there may exist two- or three-domain precessing structures.