

Прецессирующие состояния с «нулевой» намагниченностью в сверхтекучей А-фазе жидкого ^3He

Н. Г. Сурамлишвили

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

Статья поступила в редакцию 31 июля 2000 г., после переработки 24 октября 2000 г.

Исследованы режимы когерентной прецессии «нулевой» намагниченности в поперечном радиочастотном поле в сверхтекучей А-фазе жидкого ^3He с учетом диссипативных процессов.

Досліджено режими когерентної прецесії «нульової» намагніченості у поперечному радіочастотному полі в надтекучій А-фазі рідкого ^3He з урахуванням дисипативних процесів.

PACS: 67.57.Lm

1. Когерентная прецессия намагниченности в сверхтекучем ^3He представляет собой зависящее от времени упорядоченное состояние с нарушенной симметрией. Стабильность прецессирующих состояний в основном поддерживается спиновой жесткостью параметра порядка упорядоченных фаз жидкого ^3He и спин-орбитальным взаимодействием. Магнитная динамика в этом случае сводится к коллективным возбуждениям намагниченности и спиновой части параметра порядка триплетного конденсата. При этом в сверхтекучем ^3He возможно существование долгоживущих когерентно прецессирующих состояний, в которых величина намагниченности $|\mathbf{M}|$ существенно отличается от равновесного значения $M_0 = \chi H_0$ (χ — магнитная восприимчивость сверхтекучего ^3He ; H_0 — напряженность внешнего статического магнитного поля). В работах [1–3] теоретически предсказано, что в сильном магнитном поле могут реализоваться долгоживущие прецессирующие состояния с половинной ($M = M_0/2$) и удвоенной ($M = 2M_0$) намагниченностью. Теоретические предсказания о прецессирующих состояниях с половинной намагниченностью экспериментально были подтверждены в случае $^3\text{He}-B$ [4,5]. Наряду с этим авторы работ [4,5] обнаружили еще одну необычную прецессирующую моду с «нулевой» намагниченностью ($M \ll M_0$), возможность стабилизации которой была ранее указана в работе [6].

Когерентная спиновая динамика состояний как с равновесной ($M = M_0$), так и с половинной и

удвоенной намагниченностью соответствует так называемым «резонансным» режимам прецессии магнитного момента. Стабильность таких прецессирующих состояний обусловлена наличием локальных минимумов энергии диполь-дипольного взаимодействия, усредненной по быстрым движениям. В формировании же стационарно прецессирующих состояний с «нулевой» намагниченностью существенный вклад вносит баланс между процессами магнитной релаксации и воздействия поперечного радиочастотного (РЧ) магнитного поля. Из работ [4–7], в частности, следует, что такие процессы определяют остаточную величину магнитного момента для состояния с «нулевой» намагниченностью в $^3\text{He}-B$. Возникает естественный интерес к выяснению роли указанных процессов и в А-фазе сверхтекучего ^3He . Этому и посвящается настоящая работа.

2. В последующих вычислениях удобнее пользоваться безразмерной переменной

$$\mathbf{S} = \frac{\mathbf{M}}{M_0}. \quad (1)$$

Уравнение, описывающее бездиссипативную спиновую динамику сверхтекучих фаз жидкого ^3He , с помощью гамильтониана Леггета запишем в виде

$$H_L = \frac{\mathbf{S}^2}{2} - S_Z + U_D. \quad (2)$$

Параметр порядка, который определяет характерные особенности сверхтекучих фаз ^3He , в этом гамильтониане представлен посредством потенциала диполь-дипольного взаимодействия U_D . Для сверхтекучей А-фазы жидкого ^3He

$$U_D = -\frac{1}{2} \left(\frac{\Omega_A}{\omega_0} \right)^2 (\hat{\mathbf{d}} \cdot \hat{\mathbf{l}})^2, \quad (3)$$

где Ω_A — частота продольного ЯМР; $\omega_0 = gH_0$ — ларморова частота, g — гиромагнитное отношение для ядер ^3He ; вектор $\hat{\mathbf{l}}$ определяет ось орбитальной анизотропии; $\hat{\mathbf{d}}$ является параметром порядка в спиновом пространстве ($\hat{\mathbf{d}}^2 = 1$) сверхтекучей А-фазы ^3He .

Используя запись

$$\hat{\mathbf{l}} = l_Z \hat{\mathbf{z}} + \sqrt{1 - l_Z^2} \hat{\mathbf{x}}, \quad \hat{\mathbf{d}} = \overset{\leftrightarrow}{\mathbf{R}} (\alpha, \beta, \gamma) \cdot \hat{\mathbf{x}}, \quad (4)$$

где ортогональная матрица $\overset{\leftrightarrow}{\mathbf{R}}$ параметризована с помощью углов Эйлера α , β и γ , для потенциала диполь-дипольного взаимодействия получаем

$$U_D = \varepsilon f(s_Z, l_Z, \alpha, \gamma) = \varepsilon \sum_{k,l} f_{kl}(s_Z, l_Z) \exp[i(k\alpha + l\gamma)], \quad (5)$$

где $\varepsilon \propto (\Omega_A/\omega_0)^2$, а $s_Z = \cos \beta$. Отличные от нуля коэффициенты f_{kl} даются выражениями (ниже положено, что $\varepsilon = (1/8)(\Omega_A/\omega_0)^2$)

$$\begin{aligned} f_{00} &= -[1 + l_Z^2 + (1 - 3l_Z^2)s_Z^2], \\ f_{10} = f_{-10} &= 2s_Z l_Z \sqrt{1 - s_Z^2} \sqrt{1 - l_Z^2}, \\ f_{20} = f_{-20} &= \frac{1}{2} (1 - s_Z^2)(1 - l_Z^2), \\ f_{02} = f_{0-2} &= \frac{1}{2} (1 - s_Z^2)(1 - 3l_Z^2), \\ f_{22} = f_{-2-2} &= -\frac{1}{4} (1 - l_Z^2)(1 + s_Z)^2, \\ f_{2-2} = f_{-22} &= -\frac{1}{4} (1 - l_Z^2)(1 - s_Z)^2, \\ f_{12} = f_{-1-2} &= l_Z (1 + s_Z) \sqrt{1 - s_Z^2} \sqrt{1 - l_Z^2}, \\ f_{1-2} = f_{-12} &= -l_Z (1 - s_Z) \sqrt{1 - s_Z^2} \sqrt{1 - l_Z^2}. \end{aligned} \quad (6)$$

3. В гидродинамическом приближении релаксационные процессы описываются с помощью диссипативной функции

$$F_{\text{dis}} = \frac{1}{2} \kappa \left[\frac{S^2}{S^2 - S_Z^2} \left(\dot{S}^2 + \dot{S}_Z^2 - 2\dot{S}_Z \dot{S} \frac{S_Z}{S} \right) + (S^2 - S_Z^2)(\dot{\alpha} + 1)^2 \right], \quad (7)$$

где κ — феноменологический параметр [8].

Компенсация диссипации осуществляется приложением к системе внешнего поперечного РЧ поля $\hat{\mathbf{H}}_{\perp}$ с проекциями $H_{\perp} \cos \varphi$ и $H_{\perp} \sin \varphi$ по осям $\hat{\mathbf{x}}$ и $\hat{\mathbf{y}}$ соответственно. Энергия взаимодействия магнитного момента системы с этим полем описывается выражением

$$F_{\perp} = -\sqrt{S^2 - S_Z^2} h_{\perp} \cos \theta, \quad (8)$$

где $h_{\perp} = H_{\perp}/H_0$, а $\theta = \alpha - \varphi$ — угол между поперечной компонентой намагниченности и поперечным РЧ полем.

В случае сильного магнитного поля ($\varepsilon \ll 1$) в качестве двух пар канонически сопряженных переменных выбираем (S_Z, α) и (S, γ) . Для этих переменных из выражений (2), (7) и (8) с помощью стандартной процедуры конструируются следующие уравнения движения:

$$\dot{S}_Z = -\varepsilon \left(\frac{\partial f}{\partial \alpha} \right) + \varepsilon^2 \kappa (S^2 - S_Z^2) \left(\frac{\partial f}{\partial S_Z} \right)^2 - \sqrt{S^2 - S_Z^2} h_{\perp} \sin \theta, \quad (9)$$

$$\dot{S} = -\varepsilon \frac{\partial f}{\partial \gamma}, \quad (10)$$

$$\dot{\alpha} = -1 + \varepsilon \frac{\partial f}{\partial S_Z} - \varepsilon \kappa \frac{S^2}{S^2 - S_Z^2} \left(\frac{\partial f}{\partial \alpha} - \frac{S_Z}{S} \frac{\partial f}{\partial \gamma} \right) + \frac{S}{\sqrt{S^2 - S_Z^2}} h_{\perp} \cos \theta, \quad (11)$$

$$\dot{\gamma} = S + \varepsilon \frac{\partial f}{\partial S} - \varepsilon \kappa \frac{S^2}{S^2 - S_Z^2} \left(\frac{\partial f}{\partial \gamma} - \frac{S_Z}{S} \frac{\partial f}{\partial \alpha} \right) - \frac{S}{\sqrt{S^2 - S_Z^2}} h_{\perp} \cos \theta. \quad (12)$$

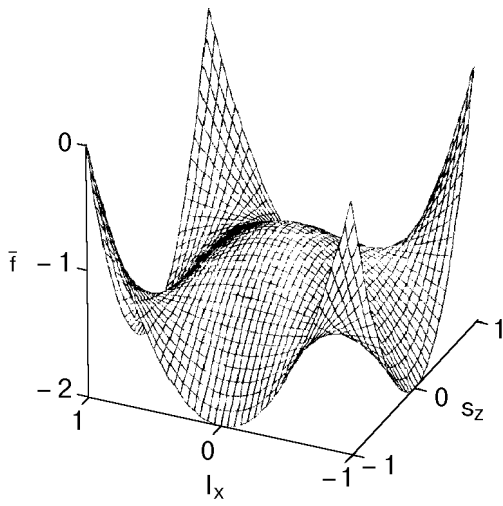


Рис. 1. Профиль усредненного потенциала диполь-дипольного взаимодействия \bar{f} в случае, когда $\sqrt{\epsilon} \ll \bar{S} \ll 1/2$ (коэффициент f_{00} из (6)).

В правых частях написанных уравнений имеются члены порядка 1 , ϵ и ϵ^2 . Это позволяет проанализировать уравнения (9)–(12) методом

разделения движений [8,9], происходящих с существенно разными скоростями, вводя новые переменные \bar{S} , \bar{S}_Z , $\bar{\alpha}$ и $\bar{\gamma}$, изменения которых и будут определять усредненную по быстрым переменным динамику спиновой системы. Из системы (9),(10) видно, что в общем случае углы α и γ являются быстро изменяющимися, а моменты S_Z и S медленно изменяющимися величинами.

Нетрудно заметить, что в (6) коэффициент f_{00} представляет собой усредненный по быстрым переменным α и γ потенциал диполь-дипольного взаимодействия. Профиль коэффициента f_{00} представлен на рис. 1. Из этого рисунка следует, что нерезонансные равновесные состояния соответствуют спин-орбитальным конфигурациям:

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

$$l_Z = \pm 1, \quad s_Z = 0. \quad (14)$$

4. Процедура усреднения по быстрым переменным приводит к уравнениям, которые описывают релаксацию \bar{S} и $s_Z = \bar{S}/\bar{S}_Z$. Эти уравнения имеют вид

$$\dot{\bar{S}} = -\frac{2\epsilon^2\kappa}{1-s_Z^2} \left[\frac{4}{\bar{S}} f_{02}^2 + \frac{8}{\bar{S}-1} (1-s_Z) f_{22}^2 + \frac{1}{\bar{S}-1/2} (5-4s_Z) f_{12}^2 + \frac{8}{\bar{S}+1} (1+s_Z) f_{2-2}^2 + \frac{1}{\bar{S}+1/2} (5+4s_Z) f_{1-2}^2 \right], \quad (15)$$

$$\dot{s}_Z = \frac{1}{\bar{S}} \left\{ \frac{2\epsilon^2\kappa}{1-s_Z^2} \left[f_{10}^2 + f_{20}^2 + \frac{4s_Z}{\bar{S}} f_{02}^2 - \frac{8}{\bar{S}-1} (1-s_Z)^2 f_{22}^2 - \frac{1-2s_Z}{2(\bar{S}-1/2)} (5-4s_Z) f_{12}^2 + \frac{8}{\bar{S}+1} (1+s_Z)^2 f_{2-2}^2 + \frac{1+2s_Z}{2(\bar{S}+1/2)} (5+4s_Z) f_{1-2}^2 \right] + \epsilon^2\kappa (1-s_Z^2) \sum_{kl} \left(\frac{\partial f_{kl}}{\partial s_Z} \right)^2 \right\} - \sqrt{1-s_Z^2} h_{\perp} \sin \theta. \quad (16)$$

Уравнения (15) и (16), помимо обычного резонанса, которому соответствует $\bar{S} = 1$, при $f_{02}, f_{12} \neq 0$ содержат также члены, описывающие резонансные режимы прецессии с $\bar{S} = 0$, $\bar{S} = 1/2$.

Изучение релаксационных процессов начнем со случая отсутствия поперечного РЧ поля ($h_{\perp} = 0$). Легко видеть, что при $l_Z = 0$ (так называемая леггетовская орбитальная конфигурация) в уравнениях (15) и (16) остаются лишь члены, соответствующие резонансам $\bar{S} = 0$ и $\bar{S} = 1$. В этом случае при ориентации намагниченности вдоль магнитного поля ($s_Z = 1$) приходим к полученному ранее результату [8], согласно которому

намагниченность \bar{S} релаксирует к равновесному значению $\bar{S} = 1$ по корневому закону:

$$\bar{S} = 1 \pm \sqrt{(\bar{S}_0 - 1)^2 - 16\epsilon^2\kappa(t - t_0)}. \quad (17)$$

Здесь \bar{S}_0 — значение намагниченности в начальный момент времени $t = t_0$, причем верхний знак в правой части выражения (17) соответствует случаю $\bar{S}_0 > 1$, а нижний — случаю $\bar{S}_0 < 1$.

Рассмотрим теперь случай антипараллельной магнитному полю ориентации намагниченности ($s_Z = -1$). Решая уравнения (15) и (16) с начальными условиями $t = t_0$, $\bar{S} = \bar{S}_0$, находим, что \bar{S}

релаксирует к значению $\bar{S} = 0$ по корневому закону:

$$\bar{S} = -1 + \sqrt{(\bar{S}_0 + 1)^2 - 16\varepsilon^2\kappa(t - t_0)}. \quad (18)$$

Когда $l_Z = \pm 1$, релаксационные уравнения содержат члены, соответствующие резонансу $\bar{S} = 0$:

$$\dot{\bar{S}} = -\frac{8\varepsilon^2\kappa}{\bar{S}}(1 - s_Z^2), \quad (19)$$

$$\dot{s}_Z^2 = -\frac{8\varepsilon^2\kappa}{\bar{S}}s_Z(1 - s_Z^2)\left(\frac{1}{\bar{S}} + 3s_Z\right). \quad (20)$$

Согласно (14), минимальному значению дипольной энергии соответствует значение $s_Z = 0$. В этом случае s_Z остается постоянной, а намагниченность \bar{S} релаксирует к $\bar{S} = 0$ по закону

$$\bar{S} = \sqrt{\bar{S}_0^2 - 16\varepsilon^2\kappa(t - t_0)}. \quad (21)$$

5. Из полученных в предыдущем разделе результатов видно, что намагниченность может релаксировать к значению $\bar{S} = 0$. Причем в процессе приближения к нулевому значению порядок слагаемых, фигурирующих в правых частях уравнений (9)–(12), кроме параметра ε , будет зависеть и от \bar{S} . Если

$$\sqrt{\varepsilon} \ll \bar{S} \ll \frac{1}{2}, \quad (22)$$

то реализуется обычный нерезонансный режим прецессии намагниченности и усреднение проводится по быстрым переменным α и γ . Если же $\bar{S} \sim \sqrt{\varepsilon}$, то угловая переменная γ медленно изменяется и усреднение осуществляется по оставшейся одной быстрой переменной α .

Сначала рассмотрим случай, когда \bar{S} удовлетворяет условиям (22). Следуя работе [7], из уравнений (11) и (12) получаем

$$\frac{\bar{\omega} - 1}{\varepsilon}\bar{S} + \frac{h_{\perp}}{\varepsilon}\frac{s_Z\bar{S}}{\sqrt{1 - s_Z^2}}\cos\theta + \frac{\partial\bar{f}}{\partial s_Z} = 0, \quad (23)$$

$$\frac{\bar{S} - \omega_{\gamma}}{\varepsilon}\bar{S} - \frac{h_{\perp}}{\varepsilon}\frac{\bar{S}}{\sqrt{1 - s_Z^2}}\cos\theta - s_Z\frac{\partial\bar{f}}{\partial s_Z} = 0. \quad (24)$$

Здесь $\bar{\omega} = -\dot{\alpha}$, $\omega_{\gamma} = \dot{\gamma}$, а $\bar{f} = f_{00}$. В реальных экспериментах, которые проводились для ${}^3\text{He-B}$, параметр $(\bar{\omega} - 1)/\varepsilon$ изменялся от 0 до 10, а параметр h_{\perp}/ε — от 1 до 10 [4,5]. Мы допускаем, что аналогичные условия можно реализовать и в случае ${}^3\text{He-A}$. Уравнение (23) представляет собой условие минимума свободной энергии системы, являющейся суммой дипольной и спектроскопической частей и энергии взаимодействия с поперечным РЧ полем. Из условия $\bar{S} \ll 1/2$ следует, что в свободную энергию системы основной вклад вносит энергия диполь-дипольного взаимодействия, а спектроскопическая энергия и энергия взаимодействия с РЧ полем являются малыми возмущениями и в первом приближении их можно не учитывать.

Усредненный диполь-дипольный потенциал \bar{f} имеет четыре вырожденных минимальных значения, спин-орбитальные конфигурации которых даются выражениями (13) и (14). В следующем приближении из уравнения (23) определяется угол θ , а из уравнения (24) — частота ω_{γ} . Величины же \bar{S} и s_Z находим из релаксационных уравнений, описывающих эволюцию спиновой системы во втором приближении по малому параметру ε . Эти уравнения получаются из системы (15), (16) и в условиях (22) имеют следующий вид:

$$\dot{\bar{S}} = -\frac{4\varepsilon^2\kappa}{1 - s_Z^2}\left[\frac{2}{\bar{S}}f_{02}^2 - 4(1 - s_Z)f_{22}^2 - (5 - 4s_Z)f_{12}^2 + 4(1 + s_Z)f_{2-2}^2 + (5 + 4s_Z)f_{1-2}^2\right], \quad (25)$$

$$\dot{s}_Z = \frac{1}{\bar{S}}\left\{\frac{2\varepsilon^2\kappa}{1 - s_Z^2}\left[\frac{4s_Z}{\bar{S}}f_{02}^2 + f_{10}^2 + 4f_{20}^2 + 8(1 - s_Z)^2f_{22}^2 + (1 - 2s_Z)(5 - 4s_Z)f_{12}^2 + 8(1 + s_Z)^2f_{2-2}^2 + (1 + 2s_Z)(5 + 4s_Z)f_{1-2}^2\right] + \varepsilon^2\kappa(1 - s_Z^2)\sum_{kl}\left(\frac{\partial f_{kl}}{\partial s_Z}\right)^2\right\} - h_{\perp}\sqrt{1 - s_Z^2}\sin\theta. \quad (26)$$

Рассмотрим окрестности состояний (13) и (14). При $l_Z = 0$ система уравнений (25) и (26), согласно выражениям (6), принимает вид

$$\dot{\bar{S}} = -\varepsilon^2 \kappa \left(\frac{1-s_Z^2}{\bar{S}} - 3s_Z - 2s_Z^3 \right), \quad (27)$$

$$\dot{s}_Z = \frac{\varepsilon^2 \kappa}{\bar{S}} (1-s_Z^2) \left(\frac{s_Z}{\bar{S}} + 4 + 11s_Z^2 \right) - h_{\perp} \sqrt{1-s_Z^2} \sin \theta. \quad (28)$$

В случае $s_Z = -1 + \beta^2/2$, где $\beta \ll 1$, из системы (27), (28) для \bar{S} и β получаем уравнения

$$\dot{\bar{S}} = -\varepsilon^2 \kappa \left(\frac{2\beta^2}{\bar{S}} + 5 \right), \quad (29)$$

$$\dot{\beta} = \frac{2\varepsilon^2 \kappa}{\bar{S}^2} \beta - h_{\perp} \sin \theta. \quad (30)$$

Эта система уравнений не имеет стационарных решений, так как правая часть (29) всегда отрицательна.

В случае $s_Z = 1 - \beta^2/2$ уравнения (27) и (28) принимают вид

$$\dot{\bar{S}} = -\varepsilon^2 \kappa \left(\frac{\beta^2}{\bar{S}} - 5 \right), \quad (31)$$

$$\dot{\beta} = -\frac{\varepsilon^2 \kappa}{\bar{S}^2} \beta + h_{\perp} \sin \theta. \quad (32)$$

В стационарном состоянии $\dot{\bar{S}} = \dot{\beta} = 0$. При этом получаем

$$\bar{S}_0 = \frac{\beta_0^2}{5}, \quad \beta_0 = \left(\frac{25\varepsilon^2 \kappa}{h_{\perp} \sin \theta} \right)^{1/3}. \quad (33)$$

Поскольку стационарное значение \bar{S}_0 должно удовлетворять условиям (22), поперечное РЧ поле $h_{\perp} \ll \sqrt{5} \kappa \varepsilon^{5/4} / \sin \theta$.

Рассмотрим теперь задачу о поведении малого возмущения на фоне стационарного состояния, характеризуемого параметрами (33). После линеаризации системы (31), (32) для возмущенных величин δS и $\delta \beta$ получаем уравнения

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} - \frac{\beta_0^2}{\bar{S}_0^2} \varepsilon^2 \kappa \right) \delta S + 2\varepsilon^2 \kappa \frac{\beta_0}{\bar{S}_0} \delta \beta = 0, \quad (34)$$

$$2\varepsilon^2 \kappa \frac{\beta_0}{\bar{S}_0^3} \delta S - \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{1}{\bar{S}_0^2} \varepsilon^2 \kappa \right) \delta \beta = 0.$$

Решение этой системы ищем в виде $\delta S_0 \exp(i\omega t)$, $\delta \beta_0 \exp(i\omega t)$. Полученное при этом дисперсионное уравнение имеет следующие решения:

$$\omega \approx i \frac{5\varepsilon^2 \kappa}{2\bar{S}_0^2} \beta_0^2, \quad \omega \approx i \frac{\varepsilon^2 \kappa}{\bar{S}_0^2}. \quad (35)$$

Следовательно, возмущения затухают аперiodически с декрементами $5\varepsilon^2 \kappa \beta_0^2 / \bar{S}_0^2$ и $\varepsilon^2 \kappa / \bar{S}_0^2$. Это означает, что стационарное состояние с параметрами (33) является устойчивым.

Для случая $l_Z = \pm 1$ из (25) и (26) получаем уравнения

$$\dot{\bar{S}} = -\frac{8\varepsilon^2 \kappa}{\bar{S}} (1-s_Z^2), \quad (36)$$

$$\dot{s}_Z = \frac{8\varepsilon^2 \kappa}{\bar{S}^2} s_Z (1-s_Z^2) - h_{\perp} \sqrt{1-s_Z^2} \sin \theta. \quad (37)$$

Эта система не имеет стационарных решений. Из уравнения (36) следует, что для любых значений s_Z модуль намагниченности \bar{S} уменьшается со временем и стремится к значению $\bar{S} \sim \sqrt{\varepsilon}$.

6. В случае, когда $\bar{S} \sim \sqrt{\varepsilon}$, из (12) следует $\dot{\gamma} \sim \sqrt{\varepsilon}$. Эта скорость все еще больше скоростей изменения \bar{S} и \bar{S}_Z . Однако в потенциале диполь-дипольного взаимодействия \bar{S} и \bar{S}_Z фигурируют в виде отношения \bar{S}_Z / \bar{S} . Кроме того, $\dot{s}_Z = \bar{S}_Z - s_Z \dot{\bar{S}}$. Отсюда следует, что $\dot{s}_Z \sim \sqrt{\varepsilon}$. Таким образом, скорости изменения γ и s_Z являются величинами одного порядка. Поэтому в потенциале диполь-дипольного взаимодействия остается лишь одна быстрая переменная α . В такой ситуации потенциал диполь-дипольного взаимодействия представим в виде разложения в ряд Фурье

$$f = \sum_{k=-2}^2 f_k(\bar{S}, \bar{S}_Z, l_Z, \bar{\gamma}) e^{ik\alpha} \quad (38)$$

и выпишем лишь те коэффициенты разложения, которые необходимы для дальнейшего анализа:

$$f_0 = \bar{f} = - [1 + l_Z^2 + (1 - 3l_Z^2)s_Z^2 - (1 - 3l_Z^2)(1 - s_Z^2) \cos 2\gamma], \quad (39)$$

$$f_1 = f_{-1}^* = -2l_Z^2 \sqrt{1 - l_Z^2} \sqrt{1 - s_Z^2} \times [s_Z^2 + \cos 2\gamma - i s_Z \sin 2\gamma], \quad (40)$$

$$f_2 = f_{-2}^* = -\frac{1}{2}(1 - l_z^2) \times$$

$$\times [1 - s_z^2 - (1 + s_z^2) \cos 2\gamma - i s_z \sin 2\gamma]. \quad (41)$$

Нетрудно заметить, что f_0 есть усредненный по быстрой переменной $\bar{\alpha}$ диполь-дипольный потенциал, минимизацией которого и определяются спин-орбитальные конфигурации равновесных прецессирующих состояний. Профиль f_0 после минимизации по переменной $\bar{\gamma}$ изображен на рис. 2. Из анализа f_0 следует, что при $|l_z| \leq 1/\sqrt{3}$ стационарное значение $\gamma_{st} = \pi/2$. В этом случае спиновая система обладает семейством вырожден-

ных минимумов со спин-орбитальными конфигурациями

$$l_z = 0, \quad |s_z| \leq 1. \quad (42)$$

Если же $|l_z| > 1/\sqrt{3}$, то $\gamma_{st} = 0$ и минимальным значениям дипольной энергии соответствуют состояния

$$l_z = \pm 1, \quad s_z = 0. \quad (43)$$

В рассматриваемом случае система уравнений для \bar{S} и s_z имеет вид

$$\dot{\bar{S}} = \frac{2\varepsilon^2\kappa}{1 - s_z^2} \sum_{k>0} \left[\frac{1}{k} \operatorname{Im} \left(\frac{\partial^2 f_k}{\partial \bar{\gamma}^2} \frac{\partial f_k^*}{\partial \bar{\gamma}} \right) + s_z \operatorname{Re} \left(\frac{\partial^2 f_k}{\partial \bar{\gamma}^2} f_k^* \right) + k \operatorname{Im} \left(\frac{\partial f_k}{\partial \bar{\gamma}} f_k^* \right) - s_z \left| \frac{\partial f_k}{\partial \bar{\gamma}} \right|^2 \right], \quad (44)$$

$$\begin{aligned} \dot{s}_z = \frac{2\varepsilon^2\kappa}{1 - s_z^2} \frac{1}{\bar{S}} \sum_{k>0} \left\{ \left[(1 + s_z^2) \left| \frac{\partial f_k}{\partial \bar{\gamma}} \right|^2 + k^2 |f_k|^2 + s_z k \operatorname{Im} \left(\frac{\partial f_k}{\partial \bar{\gamma}} f_k^* \right) - \frac{s_z}{k} \operatorname{Im} \left(\frac{\partial^2 f_k}{\partial \bar{\gamma}^2} \frac{\partial f_k^*}{\partial \bar{\gamma}} \right) - s_z^2 \operatorname{Re} \left(\frac{\partial^2 f_k}{\partial \bar{\gamma}^2} f_k^* \right) \right] \right\} + \\ + \frac{2\varepsilon^2\kappa}{\bar{S}} (1 - s_z^2) \left[\frac{1}{2} \left(\frac{\partial f_0}{\partial s_z} \right)^2 + \sum_{k>0} \left| \frac{\partial f_k}{\partial s_z} \right|^2 \right] - \sqrt{1 - s_z^2} h_{\perp} \sin \theta. \end{aligned} \quad (45)$$

Из этих уравнений следует, что величина намагниченности \bar{S} релаксирует намного медленнее, чем значение проекции магнитного момента на направление внешнего статического магнитного поля, т. е. $\bar{S} / \dot{s}_z \sim \sqrt{\varepsilon} \ll 1$. Поэтому мы вправе

рассмотреть изменения s_z на фоне замороженного значения \bar{S} .

Учитывая, что $\gamma_{st} = \pi/2$ при $l_z = 0$, из (45) получаем

$$\dot{s}_z = \frac{4\varepsilon^2\kappa}{\bar{S}(1 - s_z^2)} [s_z^4 - s_z^3 + s_z^2 + 4] - h_{\perp} \sqrt{1 - s_z^2} \sin \theta. \quad (46)$$

В предельном случае $s_z \approx -1$ временное поведение β определяется уравнением

$$\dot{\beta} = \frac{28\varepsilon^2\kappa}{\bar{S}\beta^3} - h_{\perp} \sin \theta, \quad (47)$$

т.е. стационарное значение β_0 описывается выражением

$$\beta_0 = \left(\frac{28\varepsilon^2\kappa}{\bar{S}h_{\perp} \sin \theta} \right)^{1/3}, \quad (48)$$

а малые возмущения на фоне стационарного состояния (48) затухают с декрементом $84\varepsilon^2\kappa/\bar{S}\beta_0^4$.

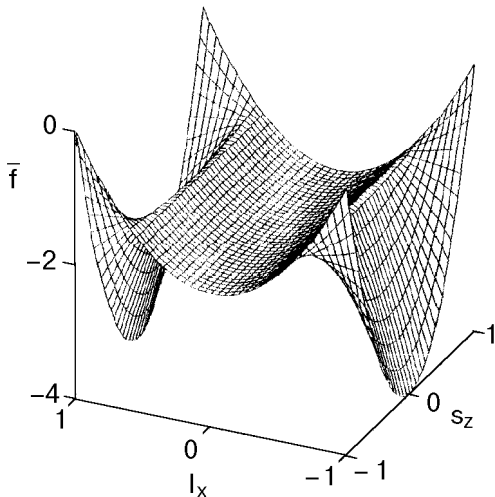


Рис. 2. Профиль усредненного потенциала диполь-дипольного взаимодействия \bar{f} в случае, когда $\bar{S} \sim \sqrt{\varepsilon}$ (выражение (39) после минимизации по переменной γ).

Для $s_Z \approx 1$ временное поведение β определяется уравнением

$$\dot{\beta} = \frac{20\epsilon^2\kappa}{\bar{S}\beta^3} - h_{\perp} \sin \theta, \quad (49)$$

так что стационарное значение β_0 имеет вид

$$\beta_0 = \left(\frac{20\epsilon^2\kappa}{\bar{S}h_{\perp} \sin \theta} \right)^{1/3}, \quad (50)$$

а малые возмущения на фоне стационарного состояния (50) нарастают с инкрементом $60\epsilon^2\kappa/\bar{S}\beta_0^4$.

Таким образом, прецессирующие состояния с $l_Z = 0$, $s_Z \approx -1$ устойчивы, а с $s_Z \approx 1$ неустойчивы.

Для случая же с $l_Z = \pm 1$, с учетом $\gamma_{st} = 0$, из (45) получаем

$$\dot{s}_Z = \frac{32\epsilon^2\kappa}{\bar{S}} s_Z (1 - s_Z^2) - h_{\perp} \sqrt{1 - s_Z^2} \sin \theta. \quad (51)$$

Из этого уравнения для стационарного значения s_Z^0 получаем

$$s_Z^0 = \pm \left(\frac{h_{\perp} \bar{S} \sin \theta}{32\epsilon^2\kappa} \right)^{1/2}. \quad (52)$$

Следовательно, на фоне положительных стационарных значений $s_Z^0 > 0$ малые возмущения нарастают с инкрементом $64\epsilon^2\kappa s_Z^0/\bar{S}$, на фоне же отрицательных значений $s_Z^0 < 0$ — затухают с декрементом $64\epsilon^2\kappa s_Z^0/\bar{S}$. Таким образом, состояния с $s_Z^0 > 0$ неустойчивы, а с $s_Z^0 < 0$ устойчивы.

7. Из проведенного анализа спиновой динамики в $^3\text{He-A}$ следует, что с учетом релаксационных процессов и взаимодействия с поперечным РЧ полем для произвольных значений l_Z реализуются когерентно прецессирующие состояния как с половинной, так и с «нулевой» намагниченностью. В зависимости от порядка величины модуля магнитного момента может осуществляться как обычный нерезонансный режим прецессии намагниченности с двумя быстрыми угловыми перемен-

ными, так и режим, который характеризуется наличием только одной быстрой угловой переменной.

В нерезонансном режиме величина намагниченности определяется из баланса магнитной релаксации и воздействия поперечного РЧ поля. При этом стабилизация состояния возможна в окрестности точки $l_Z = 0$, $s_Z = 1$.

В другом случае намагниченность $S \sim \sqrt{\epsilon}$, а из баланса магнитной релаксации и воздействия РЧ поля определяются спин-орбитальные конфигурации равновесных прецессирующих состояний. При $l_Z = 0$ стабилизация состояния осуществляется в окрестности значения $s_Z = -1$. В случае же $l_Z = \pm 1$ равновесные состояния стабилизируются при отрицательных значениях s_Z .

Я выражаю глубокую благодарность проф. Г. А. Харадзе за постоянное внимание, указания и многочисленные дискуссии.

Работа выполнена при частичной поддержке грантом №2.16 АН Грузии.

1. G. Kharadze and G. Vachnadze, *Письма в ЖЭТФ* **56**, вып. 9, 474 (1992).
2. А. Д. Гонгадзе, Г. Е. Гургенишвили, Г. А. Харадзе, *ЖЭТФ* **78**, вып. 2, 615 (1980).
3. G. Kharadze and G. Vachnadze, *ЖЭТФ* **106**, вып. 2(8), 479 (1994).
4. V. V. Dmitriev, L. V. Kosarev, M. Krusius, D. V. Ponarin, V. M. H. Ruutu, and G. E. Volovik, *Phys. Rev. Lett.* **78**, 86 (1997).
5. V. B. Eltsov, V. V. Dmitriev, H. Krusius, J. J. Ruohio, and G. E. Volovik, *J. Low Temp. Phys.* **113**, 645 (1998).
6. Э. Б. Сонин, *ЖЭТФ* **94**, вып. 9, 100 (1988).
7. G. Kharadze and N. Suramlishvili, to be published.
8. И. А. Фомин, *ЖЭТФ* **77**, вып. 1(7), 279 (1979).
9. Н. Н. Моисеев, *Асимптотические методы нелинейной механики*, Наука, Москва (1981).

Precessing states of «zero» magnetization in the superfluid A-phase of liquid ^3He

N. G. Suramlishvili

The regimes of coherent precession of "zero" magnetization in transverse rf field in the superfluid A-phase of liquid ^3He is investigated taking into account the dissipative processes.