

КОГЕРЕНТНАЯ ПРЕЦЕССИЯ СПИНА В РАССЛОИВШЕМСЯ РАСТВОРЕ ${}^3\text{He}$ В ${}^4\text{He}$

*А. И. Кучаев, И. А. Фомин**

*Институт физических проблем им. П. Л. Капицы Российской академии наук
117334, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 9 ноября 1999 г.

Предлагается использовать когерентно прецессирующую спиновую структуру в нормальной ферми-жидкости для исследования границы раздела двух ферми-жидкостей. Показано, что граница вносит дополнительный вклад в затухание прецессирующей структуры. Этот вклад определяется величиной кинетического коэффициента, связывающего поток намагниченности через границу раздела с величиной скачка намагниченности на границе. Установлена связь этого кинетического коэффициента с характером рассеяния фермиевских квазичастиц на границе. Приведены результаты численных расчетов затухания структуры для конкретного объекта — расслоившегося раствора ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}$.

PACS: 67.55.Jd; 67.65.+z; 67.80.Jd

1. ВВЕДЕНИЕ

Граница раздела между чистым жидким ${}^3\text{He}$ и насыщенным раствором ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}$ в расслоившейся смеси является идеальным объектом для исследования свойств границы между двумя разными ферми-жидкостями. Значительный интерес представляет исследование спиновых потоков через такую границу и соответствующих граничных условий. Ранее [1] для этой цели было предложено использовать стоячие спиновые волны в плоском резонаторе, заполненном расслоившейся смесью. Спектр спиновых волн зависит от условий, накладываемых на плотность спина и спиновый ток на границе раздела, что дает возможность судить о граничных условиях по данным о положении и ширине собственных мод резонатора. Однако предложенный эксперимент фактически не был поставлен. В настоящей работе в качестве пробы граничных условий предлагается использовать ранее исследованную нелинейную устойчивую спиновую моду — когерентно прецессирующую структуру [2]. Когерентно прецессирующая структура наблюдалась отдельно в растворах ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}$ и в чистом жидком ${}^3\text{He}$, она образуется в слабонеоднородном магнитном поле при больших отклонениях намагниченности от равнове-

сия и описывается стационарным решением уравнений спиновой динамики ферми-жидкости (уравнений Леггетта и Райса) [3]. В случае постоянного градиента величины поля когерентно прецессирующая структура состоит из двух доменов, в одном из них намагниченность параллельна, в другом — антипараллельна полю. Изменение ориентации намагниченности происходит на протяжении доменной стенки, перпендикулярной градиенту величины поля. Вся структура прецессирует с одной и той же частотой ω_p , равной ларморовской частоте в месте нахождения доменной стенки, что позволяет контролировать положение стенки. Решение уравнений спиновой динамики, описывающее когерентно прецессирующую структуру в расслоившейся смеси ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$, можно составить из решений для каждой из жидкостей путем «сшивки» их на границе раздела с помощью граничных условий. Будем считать, что граница двух жидкостей (раствора ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}$ и чистого ${}^3\text{He}$) плоская, и направим ось z перпендикулярно границе от раствора к концентрированной фазе. Магнитное поле \mathbf{H} и градиент ларморовской частоты ω_L будем считать направленными вдоль оси z . В рассматриваемой задаче существенным является перенос поперечной по отношению к полю проекции намагниченности $M^\pm = M^x \pm iM^y$. Термодинамический анализ [4] (см. также [1]) показывает, что поток намагниченности через границу

*E-mail: fomin@kapitza.ras.ru

раздела фаз \mathbf{J}_i пропорционален скачку эффективного поля $\mathbf{V}_{eff} = \mathbf{M}/\chi$ на границе (χ — магнитная восприимчивость). Граничные условия для поперечных компонент \mathbf{M} и \mathbf{J}_i имеют следующий вид:

$$J_{12}^+ = -J_{21}^+ = b \left(\frac{M_1^+}{\chi_1} - \frac{M_2^+}{\chi_2} \right), \quad (1)$$

где $M^+ = M^x + iM^y$, индексы 1 и 2 нумеруют разные жидкости (1 относится к раствору), а b — кинетический коэффициент, зависящий от свойств границы. Далее будет показано, что граница раздела вносит дополнительный вклад в скорость релаксации когерентно прецессирующей структуры, величина этого вклада при заданной величине тока обратно пропорциональна b , что и позволяет использовать эту структуру для экспериментального определения b . Величина b в свою очередь определяется микроскопическими условиями отражения квазичастиц от границы раздела двух ферми-жидкостей, и, зная b , можно делать некоторые заключения об этих условиях. Связь b с вероятностью прохождения фермиевских квазичастиц через границу раздела была получена в работе [1] в случае малой проницаемости границы для квазичастиц, однако в цитируемой работе было отмечено, что указанное упрощающее предположение не выполняется в случае границы ${}^3\text{He}$ и раствора, в связи с чем уместно вновь вернуться к вопросу о микроскопических граничных условиях.

2. ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

Спиновые волны и когерентно прецессирующие структуры существуют в бесстолкновительном пределе, т. е. когда характерная частота задачи ω и время между столкновениями квазичастиц τ_D удовлетворяют условию $\omega\tau_D \gg 1$. В этом пределе состояние ферми-жидкости описывается матрицей плотности

$$n_{\alpha\beta}(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t) = n(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)\delta_{\alpha\beta} + \mathbf{s}(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t) \cdot \boldsymbol{\sigma}_{\alpha\beta}, \quad (2)$$

где $\sigma_{\alpha\beta}$ — матрицы Паули. Нас интересует только ее спиновая часть $\mathbf{s}(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)$. Фактически все изменения матрицы плотности сосредоточены возле ферми-поверхности, и вместо $\mathbf{s}(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)$ удобно использовать вектор

$$\mathbf{m}(\mathbf{n}, \mathbf{r}, t) = \frac{1}{2}\nu \int \mathbf{s}(\mathbf{p}, \mathbf{r}, t)d\epsilon_0$$

или связанный с ним вектор

$$\boldsymbol{\rho}(\mathbf{n}, \mathbf{r}, t) = \mathbf{m}(\mathbf{n}, \mathbf{r}, t) + \int F^a(\mathbf{n}, \mathbf{n}')\mathbf{m}(\mathbf{n}', \mathbf{r}, t)\frac{d\mathbf{n}'}{4\pi},$$

где $F^a(\mathbf{n}, \mathbf{n}')$ — спиновая часть функции, описывающей в теории Ландау взаимодействие квазичастиц, $\mathbf{n} = \mathbf{p}/|\mathbf{p}|$, ν — плотность состояний на границе Ферми и $\epsilon_0 = v_F(|\mathbf{p}| - p_F)$. Для дальнейшего удобно записать выражение \mathbf{m} через $\boldsymbol{\rho}$:

$$\mathbf{m}(\mathbf{n}, \mathbf{r}, t) = \boldsymbol{\rho}(\mathbf{n}, \mathbf{r}, t) - \int G^a(\mathbf{n}, \mathbf{n}')\boldsymbol{\rho}(\mathbf{n}', \mathbf{r}, t)\frac{d\mathbf{n}'}{4\pi}.$$

Коэффициенты разложения функции $G^a(\mathbf{n}, \mathbf{n}')$ выражаются через соответствующие коэффициенты для $F^a(\mathbf{n}, \mathbf{n}')$:

$$G_l^a = \frac{F_l^a}{1 + F_l^a/(2l + 1)}.$$

Функции $\mathbf{m}(\mathbf{n}, \mathbf{r}, t)$ и $\boldsymbol{\rho}(\mathbf{n}', \mathbf{r}, t)$ находятся из кинетического уравнения [5, 3], которое мы запишем в бесстолкновительном пределе:

$$\frac{\partial \mathbf{m}}{\partial t} + v_i \frac{\partial \boldsymbol{\rho}}{\partial x_i} - \mathbf{m} \times \boldsymbol{\omega}_L + \frac{4}{\hbar\nu} \mathbf{m} \times \boldsymbol{\rho} = 0. \quad (3)$$

Намагниченность \mathbf{M} и ее поток \mathbf{J}_i выражаются соответственно через нулевую и первую гармоники $\mathbf{m}(\mathbf{n}, t)$ и $\boldsymbol{\rho}(\mathbf{n}, t)$:

$$\mathbf{M}(\mathbf{r}, t) = \gamma\hbar \int \mathbf{m}(\mathbf{n}, \mathbf{r}, t)\frac{d\mathbf{n}}{4\pi}, \quad (4)$$

$$\mathbf{J}_i(\mathbf{r}, t) = \gamma\hbar \int v_F n_i \boldsymbol{\rho}(\mathbf{n}, \mathbf{r}, t)\frac{d\mathbf{n}}{4\pi}. \quad (5)$$

Уравнения Леггетта и Райса описывают длинноволновые движения намагниченности с частотами близкими к ларморовской. Они содержат только \mathbf{M} и \mathbf{J}_i [3]. Если ферми-жидкостное взаимодействие не мало, то такое описание применимо на расстояниях от границ, существенно превышающих характерную длину $l_\omega = v_f/\omega_L$. На расстояниях от стенки меньших, чем l_ω , следует учитывать все гармоники $\mathbf{m}(\mathbf{n}, t)$.

В связи с когерентно прецессирующей структурой нас интересуют стационарные решения кинетического уравнения, описывающие прецессию $\mathbf{m}(\mathbf{n}, \mathbf{r}, t)$ с частотой $\boldsymbol{\omega}_p$, не зависящей от координат и близкой по величине к ларморовской:

$$\frac{\partial \mathbf{m}(\mathbf{n}, \mathbf{r}, t)}{\partial t} = \mathbf{m}(\mathbf{n}, \mathbf{r}, t) \times \boldsymbol{\omega}_p. \quad (6)$$

Считая, что функции \mathbf{m} и $\boldsymbol{\rho}$ зависят только от одной координаты z , перепишем уравнение (5) в виде

$$v_z \frac{d\boldsymbol{\rho}}{dz} = \mathbf{m} \times (\boldsymbol{\omega}_L - \boldsymbol{\omega}_p) - \frac{4}{\hbar\nu} \mathbf{m} \times \boldsymbol{\rho}. \quad (7)$$

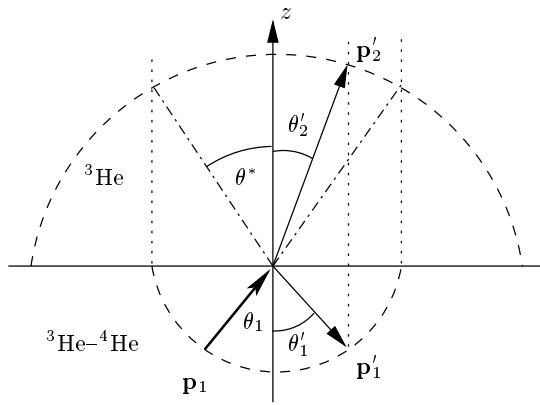


Рис. 1. Геометрия рассеяния квазичастиц на межфазной границе между ${}^3\text{He}$ и насыщенным раствором ${}^3\text{He}$ в ${}^4\text{He}$. Штрихпунктирной линией обозначен конус предельных углов, внутри которого могут располагаться импульсы квазичастиц, прошедших в концентрированную фазу ${}^3\text{He}$

Уравнения для двух граничащих жидкостей различаются значениями параметров. Граничное условие выражает значения ρ для квазичастиц, летящих от границы, через значения ρ для квазичастиц, летящих к границе. В силу малости возмущений эта связь линейная и, вообще говоря, интегральная. Если, однако, ограничиться рассмотрением одночастичных процессов, т.е. таких, при которых падающая на границу раздела квазичастица либо отражается, либо превращается в одну квазичастицу в другой жидкости, то связь становится алгебраической. Неодночастичные процессы имеют меньшую вероятность из-за статистического веса, как это обычно имеет место в ферми-жидкостях. Пусть θ — угол между направлением импульса квазичастицы и осью z , $\mu = \cos \theta$ (см. рис. 1). Сохранение поперечной по отношению к границе проекции импульса устанавливает связь между значениями μ в двух жидкостях:

$$p_{F1} \sqrt{1 - \mu_1^2} = p_{F2} \sqrt{1 - \mu_2^2}. \quad (8)$$

Налетающим квазичастицам в жидкости 1 (растворе) соответствуют значения $\mu > 0$, а в жидкости 2 — $\mu < 0$. Если обозначить через $\alpha(\mu)$ вероятность прохождения квазичастицы через границу, то граничные условия для $\rho_1(\mu_1)$ и $\rho_2(\mu_2)$ можно записать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \rho_2(\mu_2) - \rho_2(-\mu_2) &= \\ &= \frac{\nu_2}{\nu_1} \alpha(\mu_1) \rho_1(\mu_1) - \alpha(\mu_1) \rho_2(-\mu_2), \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} \rho_1(\mu_1) - \rho_1(-\mu_1) &= \\ &= \alpha(\mu_1) \rho_1(\mu_1) - \frac{\nu_1}{\nu_2} \alpha(\mu_1) \rho_2(-\mu_2). \end{aligned} \quad (10)$$

Здесь μ_1 изменяется в интервале $0 < \mu_1 < 1$, а μ_2 в соответствии с соотношением (8) — в интервале $\mu^* < \mu_2 < 1$, где $\mu^* = \sqrt{1 - (p_{F1}/p_{F2})^2}$. Правые части условий (9), (10) содержат вклады только налетающих на стенку квазичастиц. Чтобы связать кинетический коэффициент b в формуле (1) с функцией $\alpha(\mu)$, рассмотрим уравнение (7) на расстояниях от границы порядка l_ω . В этой области можно пренебречь первым членом в его правой части:

$$v_z \frac{d\rho}{dz} = \frac{4}{\hbar v} \rho \times \mathbf{m}. \quad (11)$$

Усредняя написанное уравнение по направлениям \mathbf{n} , убеждаемся, что $\langle n_z \rho \rangle \equiv \rho_1 = \text{const}$. Это равенство является следствием сохранения спина. Запишем теперь функцию ρ в виде

$$\rho = \rho_0 + 3n_z \rho_1 + \psi, \quad (12)$$

где вектор ρ_0 пропорционален средней намагниченности \mathbf{M} , подчиняющейся уравнениям Леггетта и Райса:

$$\mathbf{M} = \gamma \hbar \rho_0 / (1 + F_0^a).$$

Изменением ρ_0 на расстояниях $\sim l_\omega$ можно пренебречь. Вектор ρ_1 пропорционален току: $\mathbf{J}_z = \gamma \hbar v_F \rho_1$, причем ток \mathbf{J}_z не зависит от z , и его можно вычислять в любой точке, в частности, при $z = 0$. Умножим уравнение (10) на $\gamma \hbar v_F \mu$ и проинтегрируем его по μ в пределах от нуля до единицы. Левая часть проинтегрированного равенства оказывается равной $2\mathbf{J}_z/v_F$. В правую часть подставим $\rho(\mu)$ в виде (12), в результате получим

$$\begin{aligned} \frac{2\mathbf{J}}{v_f} &= I_1(1 + F_{01}^a) \mathbf{M}_1 - \frac{\nu_1}{\nu_2} (1 + F_{02}^a) \mathbf{M}_2 + I_2 \mathbf{J} + \\ &+ \gamma \hbar \int \mu_1 \alpha(\mu_1) \psi(\mu_1) d\mu_1 - \\ &- \frac{\nu_1}{\nu_2} \int \mu_1 \alpha(\mu_1) \psi(-\mu_2) d\mu_1, \end{aligned} \quad (13)$$

где

$$I_1 \{ \alpha(\mu) \} = \int_0^1 \mu \alpha(\mu) d\mu,$$

$$\begin{aligned} I_2 \{ \alpha(\mu) \} &= \int_0^1 \mu \alpha(\mu) \times \\ &\times \left[\mu + \left(\frac{p_{F1}}{p_{F2}} \right)^2 \sqrt{1 - \left(\frac{p_{F1}}{p_{F2}} \right)^2 (1 - \mu)^2} d\mu \right]. \end{aligned}$$

Добавки $\psi(\mu)$ в функциях распределения налетающих частиц могут возникать только из-за воздействия ферми-жидкостных полей, создаваемых отраженными от стенки квазичастицами. В отсутствие ферми-жидкостного взаимодействия поправки ψ_1 и ψ_2 в правой части равенства (13) обращаются в нуль и его $(x + iy)$ -проекция сводится к граничному условию (1), в котором

$$b = v_{F1} \nu_1 \left(\frac{\hbar \gamma}{2} \right)^2 \frac{I_1 \{ \alpha(\mu) \}}{2 - 3I_2 \{ \alpha(\mu) \}}. \quad (14)$$

Решение задачи о прохождении частиц через границу раздела двух ферми-жидкостей с полным учетом ферми-жидкостного взаимодействия нам неизвестно. Отметим, что в случае малой прозрачности границы ($\alpha(\mu) \ll 1$) выражение (14) переходит в соответствующее выражение из статьи [1], а в случае полной прозрачности ($\alpha(\mu) = 1$) $p_{F1} = p_{F2}$, $1/b = 0$, т. е. скачок \mathbf{V}_{eff} на границе отсутствует, как и должно быть. Если воспользоваться, как в работе [1], для $\alpha(\mu)$ простой моделью отражения от прямоугольного потенциального барьера,

$$\alpha(\mu) = \frac{4p_{1\perp} p_{2\perp}}{(p_{1\perp} + p_{2\perp})^2}, \quad (15)$$

то для значений параметров, соответствующих расслоившемуся раствору при нулевом давлении имеем $b = v_F \chi (1 + F_0^a) I$, где все параметры взяты для жидкости 1 (раствора) и $I = 0.320$. Чтобы оценить величину поправки к I , возникающей при учете ферми-жидкостного взаимодействия, рассмотрим уравнение для $\psi(\mu)$, которое получается после подстановки (12) в (7):

$$v_z \frac{d\psi}{dz} = \frac{4}{\hbar v} F_0^a \mathbf{m}_0 \times (\psi_0 - \psi), \quad (16)$$

где $\psi_0 = \langle \psi \rangle$ и угловые скобки обозначают усреднение по углам. Решение уравнения (16) для частиц, летящих от границы, имеет вид

$$\begin{aligned} \psi(\mu, z) = & \psi(\mu, 0) \exp\left(-\frac{iz}{\mu l_0}\right) + \frac{i}{\mu l_0} \exp\left(-\frac{iz}{\mu l_0}\right) \times \\ & \times \int_0^z \exp\left(\frac{iz'}{\mu l_0}\right) \psi(z') dz', \end{aligned} \quad (17)$$

где $l_0 = 4F_0^a m_0 / v_F \hbar v$, а для частиц, летящих к границе,

$$\begin{aligned} \psi(\mu, z) = & \frac{i}{\mu l_0} \exp\left(-\frac{iz}{\mu l_0}\right) \times \\ & \times \int_{-\infty}^z \exp\left(\frac{iz'}{\mu l_0}\right) \psi(z') dz'. \end{aligned} \quad (18)$$

Последовательные поправки к $\psi(\mu, z)$ можно находить путем итераций уравнений (17), (18) вместе с уравнением (13). В качестве нулевого приближения для налетающих частиц можно использовать решение с $\psi_0 = 0$, при этом мы возвращаемся к выражению (14) для b . Для отлетающих частиц $\psi(\mu, 0)$ находится из граничных условий (9), (10), после чего из уравнения (17) находится $\psi(\mu, z)$ и затем ψ_0 . Подстановка ψ_0 в уравнение (18) дает поправку к $\psi(\mu, z)$ для налетающих частиц, что позволяет вычислить поправки к интегралам $I_1 \{ \alpha(\mu) \}$ и $I_2 \{ \alpha(\mu) \}$, входящим в формулу (14). Первая итерация дает поправки к I_1 и I_2 порядка 10%, поправка к b при этом возникает лишь в третьем знаке — вместо $I = 0.320$ получается $I = 0.318$, что указывает на удовлетворительную точность выражения (14) для b . В дальнейшем мы будем использовать в численных расчетах именно это выражение.

3. ЗАТУХАНИЕ КОГЕРЕНТНО ПРЕЦЕССИРУЮЩЕЙ СТРУКТУРЫ

Ранее [6] было показано, что изменение угла θ между намагниченностью и осью z для когерентно прецессирующей структуры в однородной жидкости описывается универсальной функцией аргумента $(z - z_0)/\lambda$, где

$$\lambda = \left[\frac{w^2 \chi}{3\kappa \gamma M \nabla \omega_L} \right]^{1/3}$$

— масштаб, характеризующий толщину доменной стенки, z_0 — координата перпендикулярной оси z плоскости, на которой локальная ларморовская частота $\omega_L(z)$ равна частоте прецессии ω_p когерентно прецессирующей структуры, $w^2 = v_F^2 (1 + F_0^a)(1 + F_1^a/3)$, и $\kappa = -(F_0^a - F_1^a/3)/(1 + F_0^a)$. Функция $\theta(z - z_0/\lambda)$ находится как решение уравнения

$$\frac{d^2 \theta}{dz^2} = -\frac{z - z_0}{\lambda^3} \sin \theta, \quad (19)$$

удовлетворяющее граничным условиям $\theta \rightarrow 0$ при $z \rightarrow -\infty$ и $\theta \rightarrow \pi$ при $z \rightarrow \infty$. Ток \mathbf{J}_3 пропорционален производной $d\theta/dz$:

$$\mathbf{J}_3^x = -\frac{w^2 \chi}{3\kappa \gamma^2} \frac{d\theta}{dz}. \quad (20)$$

Для определения вида когерентно прецессирующей структуры, существующей одновременно в двух жидкостях, следует провести сшивку двух решений

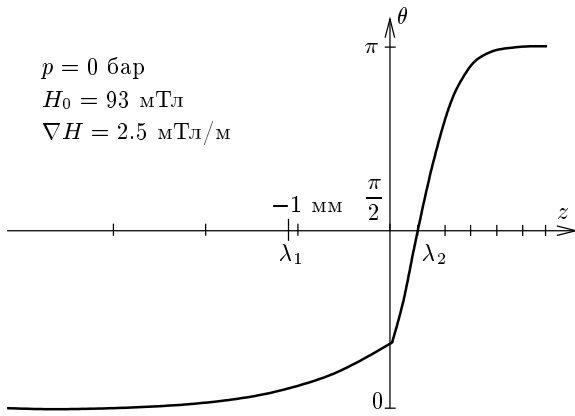


Рис. 2. Зависимость угла θ для когерентно прецессирующей структуры вблизи границы между ^3He и насыщенным раствором ^3He в ^4He ; λ_1 и λ_2 — характерные длины соответственно в растворе и в концентрированной фазе ^3He

на границе раздела с помощью граничных условий (1). Из-за различия параметров двух жидкостей непрерывность тока приводит к скачку производной θ . Скачок поперечной компоненты \mathbf{M} не изменяет угол θ , который тем самым остается непрерывным на границе. Пример сшивки углов θ для границы между ^3He и раствором при типичных условиях приведен на рис. 2. Скачок $\Delta M^+/\chi$ вызывает небольшое искажение структуры вблизи границы, которое сглаживается на расстояниях порядка λ . Из-за малости искажения оно не оказывает существенного влияния на интересующую нас величину затухания когерентно прецессирующей структуры.

Для вычисления вклада границы расслоения в затухание когерентно прецессирующей структуры воспользуемся полученным ранее уравнением (см. [6], формула (4)), описывающим изменение энергии этой структуры. В размерных единицах оно имеет вид

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left((\mathbf{M} - \chi \mathbf{H}) \cdot \frac{\mathbf{J}_3}{\chi} \right) = - \frac{3\mathbf{J}_3^2}{(1 + F_0^a)v_F^2\chi\tau}, \quad (21)$$

где E — плотность энергии,

$$E = \frac{(\mathbf{M} - \chi \mathbf{H})^2}{2\chi} + \frac{3\mathbf{J}_3^2}{(1 + F_0^a)(1 + F_1^a/3)v_F^2\chi}.$$

Интегрируя уравнение (16) по z , найдем величину диссипации энергии в расчете на единицу площади

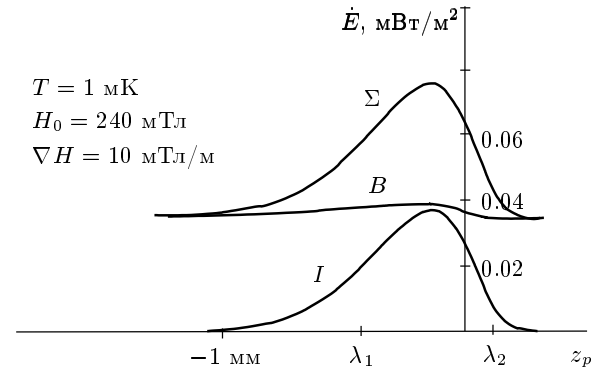
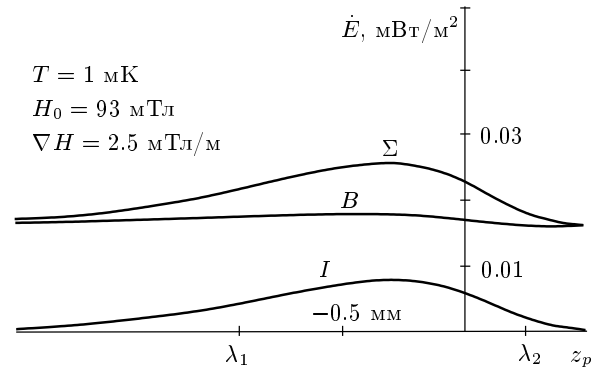


Рис. 3. Зависимость объемного (B) и поверхностного (I) вкладов в затухание когерентно прецессирующей структуры, а также их суммы (Σ) от условного расстояния между прецессирующей доменной стенкой и границей раздела, которое определяется как $z_p = (\omega_p - \omega_0)/\nabla\omega_L$; ω_0 — ларморовская частота на границе раздела, λ_1 и λ_2 — характерные длины соответственно в растворе и в концентрированной фазе ^3He

границы раздела:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\int E dz \right) = - \frac{3}{(1 + F_0^a)v_F^2\chi\tau} \times \int \mathbf{J}_3^2 dz - \frac{\mathbf{J}_3^2}{b} \Big|_{z=0}. \quad (22)$$

Отношение вклада границы в затухание (последний член в формуле (18)) к объемному порядка $((1 + F_0^a)/3)(l_\tau/\lambda)$, где $l_\tau \sim v_F\tau$ — длина свободного пробега квазичастиц.

На рис. 3 приведены результаты расчетов зависимости затухания когерентно прецессирующей структуры от расстояния между прецессирующей доменной стенкой и границей раздела между ^3He и раствором для двух значений поля и градиента. При вычислениях в правую часть формулы (22) подставлялось распределение токов, найденное без учета за-

тухания, для вероятности прохождения квазичастиц $\alpha(\mu)$ было использовано выражение (15). В обоих рассмотренных случаях граница вносит существенный вклад в затухание когерентно прецессирующей структуры, этот вклад увеличивается с ростом поля и его градиента. Результаты для $H_0 = 93$ мТл и $\nabla H = 2.5$ мТл/м отличаются от приведенных в нашей предыдущей работе [7], где нами была допущена вычислительная ошибка. Та же ошибка повлияла на численные значения коэффициентов в формуле для коэффициента отражения спиновых волн при малых волновых векторах, правильное выражение для коэффициента отражения в этом пределе имеет вид $R \approx 0.0145 - 13.12(kv_F/\omega_L)$.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Приведенные результаты показывают, что когерентно прецессирующие структуры можно использовать как инструмент исследования границы между ^3He и раствором. Наиболее удобной представляется постановка эксперимента, соответствующая непрерывному методу ЯМР [8], когда диссипация энергии когерентно прецессирующей структуры компенсируется резонансным высокочастотным полем. Частота поля определяет положение доменной стенки, которое тем самым можно контролировать. Такая схема измерений обладает рядом преимуществ по сравнению с предложенной ранее [1] и основанной на наблюдении спин-волновых мод в резонаторе.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект 98-02-167444) и INTAS (грант 96-0610).

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Heff, D. Candela, D. O. Edwards, and S. Kumar, *Europhys. Lett.* **4**, 1043 (1987).
2. В. В. Дмитриев, И. А. Фомин, *Письма в ЖЭТФ* **59**, 352 (1994).
3. A. J. Leggett, *J. Phys. C* **3**, 448 (1970).
4. L. D. Fleshner, D. R. Fredkin, and S. Schultz, *Solid State Commun.* **18**, 207 (1976).
5. В. П. Силин, *ЖЭТФ* **33**, 1227 (1957).
6. I. A. Fomin, *Physica B* **210**, 373 (1995).
7. I. A. Fomin and A. I. Kouchayev, submitted to *Physica B* (1999).
8. V. V. Dmitriev, *Czechoslovak J. Phys.* **46**, Suppl. S6, 3011 (1996).