

ВОЗДЕЙСТВИЕ СВЕРХТЕКУЧЕГО ПРОТИВОТОКА НА ДОМЕН С ОДНОРОДНОЙ ПРЕЦЕССИЕЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ В $^3\text{He}-V$

Ю.М.Буньков^{1*)}, О.Д.Тимофеевская²⁾

*)*Ланкастерский университет, Англия*

1)*Институт физических проблем им.П.Л.Капицы АН СССР
117334, Москва*

2)*Московский государственный университет им.М.В.Ломоносова
119899, Москва*

Поступила в редакцию 25 апреля 1991 г.

После переработки 17 июля 1991 г.

Получено решение для положения и формы доменной стенки однородно прецессирующего домена (ОПД) в $^3\text{He}-V$ в случае, когда она образуется в условиях противотока сверхтекучей и нормальной компонент жидкости. Зависимость толщины доменной стенки от ее положения количественно согласуется с результатами по увеличению спин-диффузионной магнитной релаксации ОПД при вращении $^3\text{He}-V$.

Открытое в 1984 году в результате взаимосвязанных теоретических и экспериментальных исследований явление однородной прецессии намагниченности $^3\text{He}-V$ в неоднородном магнитном поле ^{1,2} широко используется в настоящее время для исследований процессов квантового вращения сверхтекучего $^3\text{He}-V$, проводимых в рамках Советско-Финляндского проекта ROTA. Эти эксперименты были инициированы обнаружением в 1986 году Буньковым и Хаконеном сильного влияния на характеристики сигнала ОПД как противотока нормальной и сверхтекучей компонент, так и квантовых вихрей ³. Дальнейшие исследования показали, что влияние противотока связано с анизотропией плотности сверхтекучей компоненты $^3\text{He}-V$, что приводит к сдвигу положения доменной границы ОПД ^{4,5}. Публикуемая ниже работа призвана ответить на вопрос о возможности стационарного существования подобной доменной стенки, ее толщине и влиянии на наблюдаемое в экспериментах увеличение спин-диффузионной магнитной релаксации.

Однородно прецессирующий домен это уникальное распределение прецессирующей намагниченности, обусловленное существованием сверхтекучих спиновых токов и характерного потенциала диполь-дипольного взаимодействия в сверхтекучем $^3\text{He}-V$. Внутри ОПД неоднородность ларморовской частоты прецессии компенсируется диполь-дипольным сдвигом частоты, который возникает при отклонении намагниченности на угол более $\arccos(-1/4)$. В результате намагниченность прецессирует пространственно однородно. ОПД наблюдают в сильно неоднородном поле как в случае импульсного, так и непрерывного ЯМР ^{6,7}. В случае непрерывного ЯМР ОПД занимает область, в которой магнитное поле меньше ω_p/γ , где ω_p частота РЧ поля. При этом частота прецессии ОПД соответствует частоте РЧ поля, а разность фаз РЧ поля и ОПД соответствует условию подкачки энергии в ОПД, что компенсирует диссипацию зеемановской энергии из-за магнитной релаксации. В области поля ω_p/γ расположена доменная граница, отделяющая ОПД и область со стационарной намагниченностью. Форма доменной границы детально исследована в ^{8,9}. В данной работе рассматриваются основные характеристики ОПД

в случае когда к рассмотренным ранее факторам добавляется противоток нормальной и сверхтекучей компонент ${}^3\text{He} - B$.

Для определенности будем считать, что пространственно однородный противоток \vec{v}_s направлен поперек градиента магнитного поля. Наличие противотока приводит к ориентирующему воздействию на наведенный магнитным полем орбитальный момент $\vec{l} = R(n, \Theta) \vec{s}$, характеризуемому плотностью кинетической энергии $W_v = -1/2 \delta\rho (\vec{l}\vec{v}_s)^2$, где $\delta\rho$ - разница плотности сверхтекучей компоненты ${}^3\text{He} - B$ в магнитном поле вдоль и поперек орбитального момента \vec{l} . Это воздействие снимает вырождение в энергии ориентации параметра порядка в плоскости, перпендикулярной магнитному полю.

Следуя методике Фомина ^{8,10}, рассмотрим потенциал диполь-дипольной и ориентирующих энергий для случая пространственно однородной прецессии намагниченности, отклоненной на угол β . Для этого воспользуемся выражением для диполь-дипольной энергии, полученным в ¹¹ для случая ориентирующего воздействия на ориентацию параметра порядка стенки камеры. После его минимизации по внутренним степеням свободы (угол Φ) оно имеет вид:

$$W_D = \chi/\gamma^2 \Omega_B^2 \{ \mu(1-u)(2/5 - 1/4\mu(1-u)) - 1/30 \}. \quad (1)$$

Здесь $u = \cos\beta$, $\mu = 5/4 \sin^2(\phi)$, где ϕ - угол между усредненным по периоду прецессии направлением вектора \vec{n} и \vec{H} . Этот угол непосредственно связан с углом отклонения \vec{l} от \vec{H} - ψ соотношением $\sin(\psi)^2 = 2\mu - \mu^2$. Частота продольного ЯМР Ω_B характеризует масштаб дипольной энергии. Ориентирующее воздействие магнитного поля и противотока в этих обозначениях имеет вид

$$\begin{aligned} W_H &= 4/5 \mu a H^2, \\ W_v &= -1/2 \delta\rho v_s^2 (2\mu - \mu^2), \end{aligned} \quad (2)$$

На рис.1 показан потенциал диполь-дипольной и ориентирующих энергий для типичных условий экспериментов ⁵ ($P = 21$ атм., $T = 0,625$ Тс, $H = 284$ Э, $v_s = 0,7$ см/с). Из рисунка видно, что при отклонении намагниченности на 104° соответствующем ОПД глубокий минимум дипольной энергии стабилизирует направление \vec{l} вдоль \vec{H} (точка А на рисунке). Напротив, при стационарной намагниченности противоток разворачивает \vec{l} вдоль \vec{v}_s (точка В на рисунке). Соответственно решение для доменной границы между этими двумя состояниями лежит на кривой (А-В). При этом за исключением области малых углов отклонения намагниченности, когда

$$(1-u) < \frac{\gamma^2}{2\chi\Omega_B^2} (5\delta\rho v_s^2 - 4aH^2) \quad (3)$$

минимум рассмотренных энергий стабилизирует \vec{l} вдоль \vec{H} . При меньших углах отклонения намагниченности происходит разворот вектора \vec{l} . При этом

$$\mu = \frac{10\gamma^2 \delta\rho v_s^2 - 8\gamma^2 a H^2 - 4(1-u)\chi\Omega_B^2}{10\gamma^2 \delta\rho v_s^2 - 5(1-u)^2 \chi\Omega_B^2} \quad (4)$$

Для нахождения положения и формы доменной стенки, будем считать, что пространственно неоднородное решение является малым возмущением и лежит в минимуме диполь-дипольной и ориентационных энергий. Низкочастотная динамика намагниченности ${}^3\text{He} - B$ на фоне его прецессии описывается системой

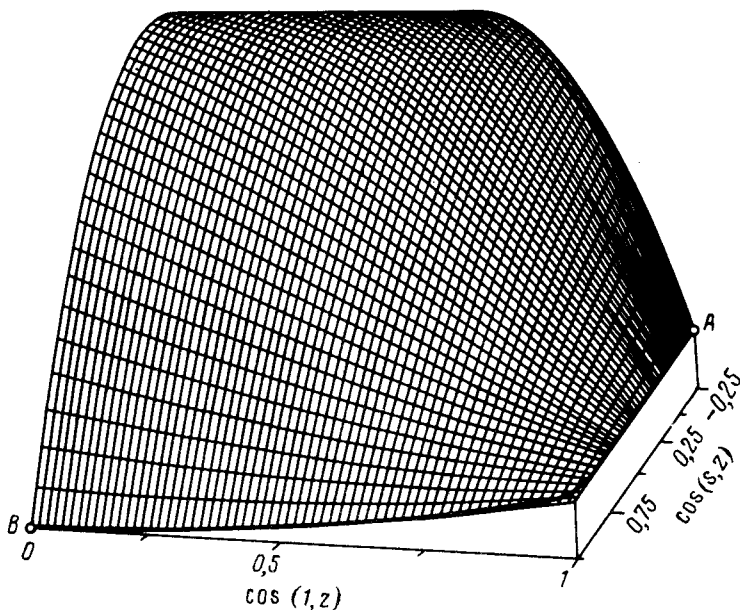


Рис. 1. Зависимость диполь-дипольной и ориентационных энергий в $^3\text{He}-B$ от углов отклонения прецессирующей намагниченности и орбитального момента

уравнений ¹⁰ :

$$\frac{\chi}{\gamma^2} \omega_p \frac{\partial \alpha}{\partial t} = \frac{\partial W}{\partial u} - \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial W}{\partial u'} \right), \quad (5)$$

$$\frac{\chi}{\gamma^2} \omega_p \frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\partial W}{\partial \alpha'} \right)$$

где α и β — фаза и угол отклонения намагниченности в системе координат, вращающейся с частотой ω_p . Гамильтониан W состоит из рассмотренных ранее диполь-дипольной и ориентационной энергий и из члена, описывающего градиентную энергию W_{∇} и спектроскопического члена, описывающего устойчивость ОПД W_{Ω} . Их можно записать в виде:

$$W_{\nabla} = \frac{\chi}{2\gamma^2} \left[c_{\parallel}^2 (2(1-u)\alpha'(\alpha' - \Phi') + \Phi'^2 + \beta'^2) - 2(c_{\parallel}^2 - c_{\perp}^2) ((1-u)\alpha' - \Phi')^2 \right], \quad (6)$$

$$W_{\Omega} = -\frac{\chi}{\gamma} u \omega_p \nabla H(z - z_0),$$

где Φ — угол, характеризующий "внутреннюю" ориентацию параметра порядка, c_{\parallel} и c_{\perp} — скорости спиновых волн вдоль и поперек магнитного поля, z — координата, направленная вдоль градиента величины магнитного поля ∇H , а z_0 соответствует точке, в которой $\gamma H = \omega_p$. Стационарное решение системы уравнений (5) будем искать так же, как и в ⁸. Равенство нулю левой части второго уравнения накладывает условие связи между α' и u' , которое отвечает требованию отсутствия сверхтекучего спинового тока через доменную границу. Решение будем искать в системе координат, вращающейся с частотой внешнего радиочастотного поля ω_p . При этом частоту прецессии

$\frac{\partial \alpha}{\partial t}$ примем равной нулю. Найти решение уравнений (5), асимптотически переходящее в ОПД и в домен со стационарной намагниченностью при стремлении z соответственно в $+\infty$ и $-\infty$ в присутствии противотока удастся только численными методами. На рис.2 показано пространственное изменение угла отклонения прецессирующей намагниченности и орбитального момента от направления магнитного поля, полученные численным решением методом Рунге-Кутты четвертого порядка для тех же экспериментальных условий, что и использованные для рис.1.

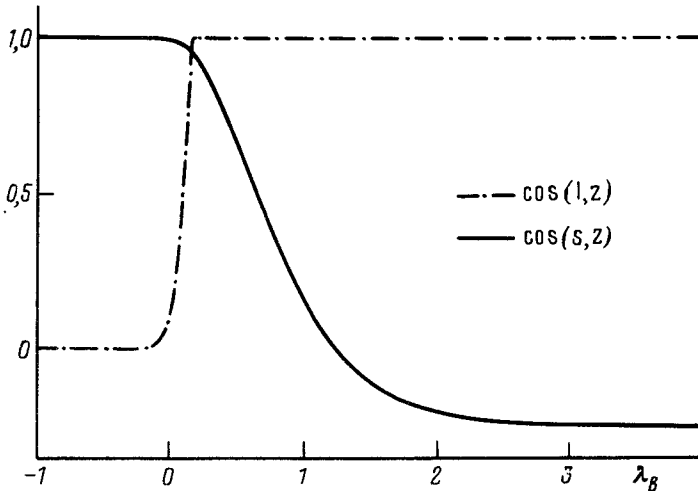


Рис. 2. Пространственная зависимость косинусов углов отклонения прецессирующей намагниченности и орбитального момента от направления магнитного поля для доменной стенки в условиях противотока

Рассмотрим некоторые физические свойства полученного решения. Во первых найдем положение доменной границы. С хорошей точностью оно соответствует равновесному положению, когда разность плотностей кинетической энергии противотока с обеих сторон границы компенсируется спектроскопическим членом, характеризующим устойчивость домена

$$\frac{1}{2} \delta \rho v_s^2 = \frac{5 \chi}{4 \gamma} \omega_p \nabla H \Delta z = \frac{5 \chi}{4 \gamma^2} \omega_p \Delta \omega. \quad (7)$$

Здесь Δz сдвиг положения доменной границы от спектроскопически равновесного. Это решение было получено из интуитивных соображений⁵ и подтверждается численным счетом. В экспериментах проекта РОТА наблюдался сдвиг положения доменной границы при вращении, который также хорошо соответствует полученному решению^{4,5}.

Что касается формы распределения намагниченности внутри доменной стенки, то ее можно представить в виде аналитического решения для следующего приближенного случая. Давайте интересоваться только той частью доменной стенки, в которой \vec{l} направлен вдоль \vec{H} . Требование асимптотического приближения u к $-1/4$ при увеличении z и задание положения границы жестко определяют искомое решение. Для упрощения задачи рассмотрим изотропный случай, когда $c_{||} = c_{\perp}$. Замена переменной $u = 3/8 + 5/8 \cos v$ приводит в этом случае первое уравнение системы (5) к уравнению Синус-Гардон

$$v'' = -\frac{1}{\lambda_B^2} \sin v, \quad \lambda_B = \frac{c_{\parallel}}{\sqrt{\omega \Delta \omega}}, \quad (8)$$

где λ_B --- характерный размер данной стенки. Существует аналитическое решение этого уравнения, асимптотически приближающееся к $u = -1/4$ при $z \rightarrow \infty$, то есть плавно переходящее в ОПД, - это односолитонное решение $v = -\pi + 4 \arctg(\exp(z/\lambda_B))$. Соответственно для переменной u оно имеет вид:

$$u = 1 - \frac{5}{4} \tanh^2 \frac{z}{\lambda_B} \quad (9)$$

Физической величиной, определяемой толщиной и формой доменной границы, является спиновая диффузия через границу, приводящая к магнитной релаксации, которая измеряется в экспериментах ⁸.

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{D\omega^2\sigma}{\lambda} \quad (10)$$

Здесь σ - форм-фактор границы. Для доменной границы в покоящемся $^3\text{He}-\text{B}$ величина σ была найдена равной 1,1. Вычисления форм-фактора доменной границы для спиновой диффузии при рассмотренном выше решении и ее толщине λ_B дают величину $\sigma = 35/16$. Следует отметить, что хотя это решение априори не верно для области малых β , то есть области, в которой разворачивается вектор \vec{l} , оно дает хорошее приближение для величины спиновой диффузии через границу, которая определяется в основном областью больших углов отклонения намагниченности.

Численное решение для формы доменной стенки, представленное на рис. 2 получено для случая анизотропии скорости спиновых волн $c_{\parallel} = 4/3c_{\perp}$. При этом считалось, что $132\omega_p\Delta\omega = \Omega_B^2$, что соответствует условиям экспериментов ⁵. Форм-фактор этого решения оказался равным 2,2.

В экспериментах по вращению $^3\text{He}-\text{B}$ была получена величина спиновой диффузии, функционально соответствующая толщине границы λ_B с форм-фактором 2,29. Таким образом наше решение описывает экспериментально наблюдаемое изменение толщины доменной стенки при вращении не только качественно, но и количественно.

Численный расчет для случая, когда градиенты углов α, β направлены поперек H показывает, что форма доменной стенки имеет тот же вид, а величина форм-фактора $\sigma = 1,76$.

В заключение отметим, что характерный размер доменной стенки λ_B соответствует аналогу длины Гинзбурга - Ландау для спинового серхтока ¹⁰. В связи с этим доменную границу, положение которой сдвинуто от спектроскопически равновесного z_0 , можно рассматривать как пермонентный сброс фазы.

Авторы благодарны Андрееву А.Ф., Боровику-Романову А.С., Дмитриеву В.В., Крузиусу М., Мухарскому Ю.М. и Поддьяковой Е.В. за плодотворную критику и полезное обсуждение данной проблемы.

1. Боровик-Романов А.С., Буньков Ю.М., Дмитриев В.В., Мухарский Ю.М. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 256.

2. Фомин И.А. Письма в ЖЭТФ, 1984, 40, 260.

3. Bunkov Yu.M., Hakonen P.J. J. Low Temp. Phys., in press.

4. Korhonen J.S., Dmitriev V.V., Janu Z. et al. Physica 1990, 165B, 871.

5. Bunkov Yu.M., Kondo Y., Korhonen J.S., Krusius M., Parts U. In press.
6. Боровик-Романов А.С., Буньков Ю.М., Дмитриев В.В. и др. ЖЭТФ, 1985, 88, 2025.
7. Боровик-Романов А.С., Буньков Ю.М., Дмитриев В.В. и др. ЖЭТФ, 1989, 96, 956.
8. Фомин И.А. ЖЭТФ 1985, 88, 2039.
9. Поддьякова Е.В. ЖЭТФ 1990, 96, 1166.
10. Фомин И.А. ЖЭТФ 1988, 94, 112.
11. Fomin I.A. J.Low Temp.Phys., 1977, 31, 509.