Письма в ЖЭТФ, том 42, вып. 4, стр. 162 – 164 *25 августа 1985 г.*

О ВОЗМОЖНОСТИ ДВУХДОМЕННОЙ ПРЕЦЕССИИ НАМАГНИЧЕННОСТИ В ТВЕРДОМ АНТИФЕРРОМАГНИТНОМ ^{3}He

И.А.Фомин, Д.В.Шопова

Показано, что в антиферромагнитной фазе твердого ^{3}He при некоторых направлениях магнитного поля по отношению к оси анизотропии магнитной структуры пространственно однородная прецессия намагниченности может переходить в двухдоменную, аналогичную ранее обнаруженной в сверхтекучем ^{3}He-*B*.

Как было недавно установлено [1, 2], в сверхтекучем ^{3}He-*B* при отклонении намагниченности на конечный угол от равновесного направления в слабонеоднородном магнитном поле $\mathbf{H}_0$ возникает пространственно неоднородная прецессирующая структура, состоящая из двух доменов, в одном из которых намагниченность параллельна $\mathbf{H}_0$, а в другом – отклонена от него на угол $\beta_0 = \arccos(-1/4)$. Образование такой структуры связано с тем, что дипольная энергия U_D для ^{3}He-*B* как функция двух своих аргументов $\Phi = \alpha + \gamma$ и $u = \cos\beta$ (α, β, γ – эйлеровы углы, определяющие ориентацию параметра порядка) имеет линию неизолированных особых точек, т. е. таких, для которых $\partial U_D/\partial\Phi = 0$, $\partial U_D/\partial u = 0$ и определитель $[(\partial^2 U_D/\partial\Phi^2)(\partial^2 U_D/\partial u^2)] - (\partial^2 U_D/\partial\Phi\partial u)^2 = 0$. Аналогичная ситуация может реализоваться в антиферромагнитной фазе твердого ^{3}He, если считать, что ее магнитная динамика описывается уравнениями, предложенными Ошеровым, Кроссом и Фишером [3] (в дальнейшем ОКФ). Уравнения эти, за исключением знака перед дипольным членом, совпадают с уравнениями Леггетта для ^{3}He-*A*, что позволяет для исследования движения намагниченности в полях, для которых ларморовская частота ω_L велика по сравнению с частотой антиферромагнитного резонанса в нулевом поле Ω, воспользоваться процедурой усреднения по быстрым движениям [4]. Влияние конкретной магнитной структуры на движение намагниченности при $\omega_L \gg \Omega$ определяется усредненной по прецессии дипольной энергией V_D, которая в рассматриваемом случае имеет следующий вид:

$$V_D = \frac{\Omega^2}{16}[\,2(1+u^2) + 2(1-3u^2)\cos^2\theta + (1+u)^2\sin^2\theta\cos 2\Phi\,] \tag{1}$$

V_D зависит как от параметра от угла θ между H_0 и направлением l, определяющим пространственную ориентацию предложенной ОКФ структуры. При $\cos^2\theta = 1/5$ энергия V_D имеет линию неизолированных особых точек $\Phi = \pi/2$ (линия $\Phi = 0$ соответствует заведомо неустойчивым состояниям). Обращение $\partial V_D/\partial u$ в нуль на этой линии может быть обеспечено подходящим выбором сдвига частоты прецессии. Рассуждения, аналогичные проведенным для ^{3}He-*B* [2], показывают, что при $\cos^2\theta = 1/5$ даже слабый градиент ларморовской частоты приведет к распаду первоначально однородной прецессии намагниченности на два домена. В домене, расположенном в области более сильных полей намагниченность параллельна полю, а в области менее сильных – антипараллельна.

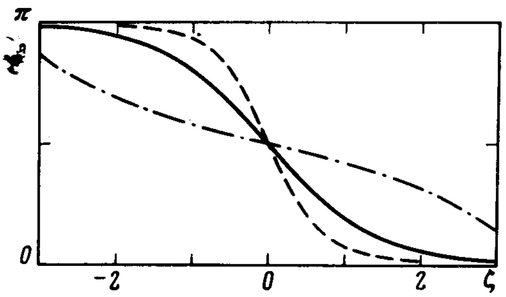
Чтобы найти форму доменной стенки и проследить переход от пространственно однородной прецессии к двухдоменной при изменении угла θ положим $\cos^2\theta = 1/5 + \kappa$ ($\kappa \ll 1$) и выделим в дипольной энергии члены, пропорциональные κ, т. е. $V_D = V_D^{(0)} + \kappa w$. Далее заметим, что как и в ^{3}He-*B* стационарной прецессии соответствуют экстремали функционала

$$F = \int [\,\mathcal{H}^{(0)} + \omega_p^{(0)} P + \mu P + G_\nabla - S_z(z\nabla\omega_L) + \kappa w\,]dz. \tag{2}$$

Здесь $\mathcal{H}^{(0)}$ – пространственно однородная часть гамильтониана, G_∇ – усредненная градиентная энергия, она совпадает с полученной ранее для ^{3}He-*A* [5]. Считается, что ларморовская частота линейно изменяется вдоль направления z, параллельного $\mathbf{H}_0$. На... по координат выбрано в центре образца, который предполагается цилиндрическим и однодоменным. Определяющий частоту прецессии лагранжев множитель ω_p разделен на две части $\omega_p^{(0)}$ и μ так, чтобы $\omega_p^{(0)}$ соответствовала частоте однородной прецессии при $\kappa = 0$, P – канонический импульс, сопряженный углу α. Последние четыре члена под интегралом (2) малы в меру малости κ или $L \nabla \omega_L / \omega_L$, где L – продольный размер образца. Это позволяет, как и в ^{3}He-B сначала минимизировать первые два члена, что дает $\cos\Phi = \pi/2$, а затем минимизировать оставшуюся часть функционала F при заданном Φ. Из условия отсутствия в стационарном состоянии спиновых токов получаем $\alpha = \text{const}$, а произведя минимизацию по β, получим уравнение

$$\frac{d^2\beta}{d\zeta^2} - \tau\sin\beta\cos\beta - \zeta\sin\beta = 0 . \qquad (3)$$

Здесь $\zeta = (z - z_0)/\lambda$, $z_0 = (\mu/\nabla\omega_L) + (\kappa\Omega^2/8\omega_L\nabla\omega_L)$ $\lambda = [(c_\parallel^2 + 4c_\perp^2)/10\omega_L\nabla\omega_L]^{1/3}$ - характерная длина, обусловленная неоднородностью магнитного поля, $c_\parallel$ и $c_\perp$ – скорости спиновых волн, направленных соответственно параллельно и перпендикулярно к $\mathbf{l}$, $\tau = 25\kappa\Omega^2\lambda^2 / 4(c_\parallel^2 + 4c_\perp^2)$. Лагранжев множитель μ не входит явно в уравнение (3), но от него зависит положение границ. Чтобы определить μ, а с ним и зависимость $\beta(z)$ в образце, следует найти решение уравнения (3), удовлетворяющее условиям $\beta \to 0$ при $\zeta \to \infty$ и $\beta \to \pi$ при $\zeta \to -\infty$, после чего выбрать интервал $(\zeta_0 - L/\lambda, \zeta_0 + L/\lambda)$ такой, чтобы $\int P\, d\zeta$ по этому интервалу равнялся заданному начальному значению, тогда определится $z_0 = -\lambda\zeta_0$, а с ним μ и частота прецессии, равная $\omega_L(z_0) + (1 - 5\kappa/4)\Omega^2/10$.



Форма доменной стенки при разных значениях параметра τ: штрих-пунктирная линия соответствует $\tau = -4$, сплошная – $\tau = 0$, пунктирная – $\tau = 4$

Характер изменения β в образце зависит от знака τ и соотношения между τ и L/λ. При $\tau < 0$ и $|\tau| \gg L/\lambda$ картина прецессии близка к однородной. При $\tau = 0$ возникает доменная стенка с толщиной порядка λ, разделяющая области с $\beta = 0$ и $\beta = \pi$, аналогичная той, которая имеется в ^{3}He-B. Для типичных значений $\omega_L \simeq 2\cdot 10^7$ рад/с, $\nabla\omega_L \approx 2\cdot 10^4$ рад/с·см, $c^2 \approx 8$ см/с имеем $\lambda \approx 5\cdot 10^{-4}$ см. При дальнейшем увеличении τ происходит переход в область неустойчивости пространственно однородной прецессии [6]. Из-за наличия внешней неоднородности этот переход происходит плавно – с ростом τ изменяется форма и толщина доменной стенки (см. рисунок). При $\tau \gg L/\lambda$ можно опустить последний член в уравнении (4). В результате получается известное уравнение, имеющее решение

$$\cos\beta = \operatorname{th}\left[(z - z_0)\frac{\sqrt{\tau}}{\lambda}\right]$$

...е. доменную стенку с толщиной $\sim \dfrac{\lambda}{\sqrt{\tau}} = [(c_\parallel^2 + 4c_\perp^2)/\kappa]^{1/2}\dfrac{2}{5\Omega} \sim \dfrac{10^{-6}}{\sqrt{\kappa}}$ см.

Приведенные рассуждения относились к одному домену и их нельзя непосредственно применить к уже имеющимся экспериментальным результатам [7], полученным на многодоменных образцах. Исследование "включения" и "выключения" неустойчивости однородной прецессии важно для понимания процесса релаксации намагниченности как в антиферромагнитном ^{3}He, так и в сверхтекучем ^{3}He-*A*. Следовало бы поэтому с одной стороны попытаться получить однодоменные образцы и произвести на них измерения, аналогичные[7], а с другой – теоретически описать переход к пространственно неоднородной прецессии с учетом доменной структуры образцов. В этом случае произведенный здесь анализ можно использовать с необходимыми изменениями для описания процессов, происходящих в отдельных доменах.

Мы благодарны М.А.Черникову за полезное обсуждение.

Литература

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. *Osheroff D.D., Cross M.C., Fisher D.S.* Phys. Rev. Lett., 1980, **44**, 792.
4. *Фомин И.А.* ЖЭТФ, 1976, **71**, 791.
5. *Фомин И.А.* ЖЭТФ, 1980, **78**, 2392.
6. *Ohmi T., Tsubota M., Tsuneto T.* Preprint, 1985.
7. *Kusumoto T., Ishikawa O., Mizusaki T., Hirai A.* J. Low Temp. Phys., 1985, **59**, 269.

Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
3 июля 1985 г.