Письма в ЖЭТФ, том 50, вып. 3, стр. 143 – 145 *10 августа 1989 г.*

РЕЛАКСАЦИЯ НЕУСТОЙЧИВОЙ ПРЕЦЕССИИ НАМАГНИЧЕННОСТИ В ^{3}He–A

И.А.Фомин, Д.В.Шопова

Показано, что в условиях импульсного ЯМР в ^{3}He–A релаксация намагниченности осуществляется путем распространения фронтов от стенок ячейки, перпендикулярных магнитному полю. В пределе сильной диффузии найдена скорость распространения фронтов.

Пространственно однородная прецессия намагниченности в сверхтекучей A-фазе ^{3}He неустойчива [1]. Специально поставленные импульсные ЯМР-эксперименты показали, что эта неустойчивость определяет время жизни сигнала индукции при не слишком малых начальных углах отклонения намагниченности [2,3]. Имеющаяся линейная теория позволяет описать лишь начало развития неустойчивости [4]. Целью настоящей работы является построение теории, описывающей релаксацию намагниченности в ^{3}He–A в условиях импульсного ЯМР в нелинейной области, то есть когда отклонение прецессии от однородной уже нельзя считать малым. Эта теория основана на результатах Колмогорова, Петровского и Пискунова [5] и их развитии Каменским и Манаковым [6]. В работе [5] для нелинейного уравнения диффузии, а в работе [6] для более широкого класса задач было показано, что в случае когда возмущения, инициирующие развитие неустойчивости, одномерны и локализованы, переход в равновесное состояние происходит по типу горения, то есть имеется распространяющийся с постоянной скоростью фронт, по одну сторону которого находится неустойчивое начальное состояние, а по другую – равновесное, причем скорость движения фронта можно найти из линеаризованных около начального состояния уравнений.

Чтобы выяснить, может ли происходить указанным образом переход в равновесное состояние в данной задаче нужно, согласно Каменскому и Манакову, исследовать асимптотическое поведение решений линеаризованной задачи на больших расстояниях от начального возмущения z и больших временах t при условии $z = Vt$, где $V = \text{const}$. Эта асимптотика определяется перевальными точками $k_s(V)$ фурье-представления решения. Точки k_s находятся как корни уравнения

$$\frac{d}{dk}(ikV + \Gamma(k)) = 0, \qquad (1)$$

где $\Gamma(k)$ – инкремент нарастания возмущений с волновым вектором k. Релаксация может происходить по описанному выше типу, если существует такое значение $V = V_c$, что для всех $V > V_c$ вещественная часть выражения $ik_sV + \Gamma(k_s)$ отрицательна. Минимальное значение V_c и будет скоростью распространения фронта. Для инкремента неустойчивости прецессии в ^{3}He–A это условие выполняется, однако выражение для $\Gamma(k)$ при произвольных значениях входящих в него параметров громоздко (см. [4]) и скорость V_c не удается найти аналитически. Анализ упрощается в случае сильной диффузии, то есть когда велик параметр $\Lambda \equiv 2D\omega_L/c^2$. Здесь ω_L – ларморовская частота, D и c^2 – существенные для конкретной геометрии задачи компоненты тензоров спиновой диффузии и квадратов скоростей спиновых волн соответственно. Параметр Λ зависит от температуры, при $T \to T_c$ $\Lambda \to \infty$, а вдали от T_c для типичных условий $\Lambda \lesssim 1$. Мы ограничимся здесь случаем больших Λ, результаты численного анализа для $\Lambda \sim 1$ будут сообщены в отдельной статье. Удерживая в выражении для $\Gamma(k)$ главные по $1/\Lambda$, члены имеем

$$\Gamma(k) = \frac{\Omega}{4\omega_L}\sin\beta\left(3\,\frac{3-\cos\beta}{1+\cos\beta}\right)^{1/2} ck - Dk^2. \qquad (2)$$

Проделав необходимые выкладки можно убедиться в том, что граничная скорость существует и равна

$$V_c = V_{c\infty} = c\,\frac{\Omega}{4\omega_L}\sin\beta\left(3\,\frac{3-\cos\beta}{1+\cos\beta}\right)^{1/2}, \qquad (3)$$

это скорость движения фронта в нашей задаче. В формулах (2) и (3) β – угол начального отклонения намагниченности, а Ω – частота продольных колебаний.

Выясним теперь, какие условия следует обеспечить для того, чтобы и начальные возмущения удовлетворяли требованиям работы [6]. В работе [3] показано, что существенным источником возмущений являются стенки камеры и что важна ориентация стенок относительно магнитного поля $\mathbf{H}_0$. Граничные условия требуют чтобы вектор $\mathbf{l}$, характеризующий ориентацию орбитальной части параметра порядка в ^{3}He–A, был направлен по нормали к стенке. Вдали от границ в равновесии $\mathbf{l} \perp \mathbf{H}_0$. Если $\mathbf{H}_0$ лежит в плоскости стенки, то можно удовлетворить обоим требованиям. Если же поле $\mathbf{H}_0$ перпендикулярно границе, то эти требования не совместимы и возникает переходный слой толщиной порядка дипольной длины $l_D \sim 10^{-3}$ см, в котором ориентация $\mathbf{l}$ изменяется от $\mathbf{l} \perp \mathbf{H}_0$ вдали от границы до $\mathbf{l} \parallel \mathbf{H}_0$ на самой границе. Будем считать, что исследуемый объем гелия ограничен только стенками, параллельными $\mathbf{H}_0$ (боковыми) или перпендикулярными $\mathbf{H}_0$ (основаниями), причем расстояние между боковыми стенками не мало по сравнению с расстоянием между основаниями. Частота прецессии спина в ^{3}He–A зависит от взаимной ориентации $\mathbf{l}$ и $\mathbf{H}_0$, поэтому локальная частота прецессии у оснований отличается от частоты прецессии спина в объеме. В результате уже после выключения отклоняющего импульса возникает состояние, пространственная однородность которого нарушена вблизи оснований. Эта неоднородность и играет роль начального возмущения. Все условия применимости подхода работы [6] оказываются выполненными и можно утверждать, что в такой геометрии после выключения отклоняющего импульса от каждого из оснований ячейки побежит фронт. Скорость фронта определяется формулой (3), в которой c есть $c_\perp$ –

большая из двух скоростей, входящих в градиентную энергию ^{3}He$-A$. Время τ полной релаксации, таким образом, пропорционально расстоянию между основаниями L и равно $\tau = L/2V_c$. Следует ожидать, что качественно картина релаксации не изменится и в более сложной геометрии, однако фронты могут не быть плоскими как из-за более сложной формы начальных возмущений, так и из-за анизотропии c^2. Ширину фронта λ можно оценить по скорости диссипации энергии $\lambda \sim D/V_c \sim \Lambda^c/_{\Omega} \sim \Lambda l_D$. Из уравнений движения можно найти также асимптотику решений по обе стороны от фронта. В отличие от примеров, рассмотренных в работе [6] обе асимптотики не являются функциями только от комбинации $z - V_c t$. Это указывает по-видимому, на нестационарность формы фронта.

Предложенная картина релаксации качественно согласуется с результатами экспериментов [2,3]. К сожалению, нельзя произвести количественную интерпретацию этих результатов, поскольку геометрия ячейки в экспериментах [2,3] не удовлетворяла сформулированным выше требованиям. Было бы полезно поставить аналогичные эксперименты, соответственно изменив геометрию ячейки и предусмотрев возможность измерения скорости фронта.

Неустойчивость, аналогичная рассмотренной, имеет место в антиферромагнитной фазе твердого ^{3}He [7], поэтому магнитная релаксация в этой фазе также может происходить по рассмотренному здесь типу.

Мы благодарны В.Г.Каменскому и С.В.Манакову за полезные обсуждения.

Литература

1. *Фомин И.А.* Письма в ЖЭТФ, 1979, **30**, 179.
2. *Боровик-Романов А.С. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1984, **39**, 390.
3. *Буньков Ю.М. и др.* ЖЭТФ, 1985, **88**,1218.
4. *Фомин И.А.* Письма в ЖЭТФ, 1984, **39**, 387.
5. *Колмогоров А.Н. и др.* Бюлл. МГУ. Математика и механика, 1937, **1**, 1.
6. *Каменский В.Г., Манаков С.В.* Письма в ЖЭТФ, 1987, **45**, 499.
7. *Ohmi T. et al.* Progr. Theor. Phys., 1985, **73**, 1075.

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

Поступила в редакцию
3 июля 1989 г.