Письма в ЖЭТФ, том 30, вып. 11, стр. 697 – 701 *5 декабря 1979 г.*

РЕЛАКСАЦИЯ ПРОДОЛЬНОЙ НАМАГНИЧЕННОСТИ В A-ФАЗЕ ^{3}He И СВЕРХТЕКУЧИЕ ПОТОКИ СПИНА

Э.Б.Сонин

В A-фазе ^{3}He сверхтекучие потоки спина возможны лишь при условии, что энергия, удерживающая спиновый вектор **d** в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, превышает диполь-дипольную энергию. Обсуждается эффект сверхтекучих потоков спина на скорость релаксации продольной намагниченности при различных условиях на границе исследуемого объема ^{3}He.

Экспериментальному и теоретическому исследованию процесса релаксации продольной намагниченности в сверхтекучем ^{3}He уже посвящен целый ряд работ. Релаксация происходит значительно быстрее, чем в нормальной фазе, и зачастую носит необычный нелинейный характер. Корручини и Ошеров [1] первыми наблюдали линейное убывание намагниченности со временем. Они объясняли такой закон возникновением больших критических сверхтекучих потоков спина из объема, в котором исследовалась релаксация намагниченности. Теоретически этот механизм релаксации исследовался Вуорио [2]. Дальнейшему обсуждению его посвящено также настоящее сообщение. Прежде всего мы покажем, что сверхтекучий перенос спина может происходить лишь при магнитных полях, превышающих некоторое характерное значение, определяемое условием равенства диполь-дипольной энергии и энергии взаимодействия с магнитным полем.

Рассмотрим процесс релаксации спиновой намагниченности вдоль направления постоянного магнитного поля **H** (ось z) в A-фазе. Если спиновый вектор **d** не выходит из плоскости xy, то состояние системы определяется парой канонически сопряженных переменных [3]: спиновая плотность S_z вдоль оси z и угол поворота ϕ вектора **d** в плоскости xy относительно орбитального вектора **l**, который мы полагаем неподвижным и лежащим в плоскости xy. Уравнения Гамильтона имеют вид:

$$\frac{\partial S_z}{\partial t} = -\operatorname{div}\mathbf{j} + \frac{1}{2} G_D \sin 2\phi , \qquad (1)$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = -\frac{\gamma^2 S_z}{\chi} , \qquad (2)$$

где S_z – отклонение спиновой плотности от равновесного значения $\chi H/\gamma$, γ – гиромагнитное отношение, χ – восприимчивость. Выражение для спинового тока

$$\mathbf{j} = A \nabla \phi - D \nabla S_z \qquad (3)$$

включает наряду со сверхтекучим потоком ("сверхпотоком" спина) $A\nabla\phi$ определяемый жесткостью A параметра порядка, также и диссипативный поток спиновой диффузии $-D\nabla S_z$.

До тех пор пока вектор $\mathbf{d}$ лежит в плоскости, спиновый сверхпоток действительно является бездиссипативным, что связано с устойчивостью (метастабильностью) геликоидальной текстуры с ненулевым $<\nabla\phi>$, т. е. с пространственным вращением $\mathbf{d}$ в плоскости xy. При малых средних градиентах $<\nabla\phi> \ll L_D^{-1}$ ($L_D = \sqrt{A/G_D}$ – размер доменной стенки) текстура представляет собой периодическую структуру $\mathbf{d}$-солитонов [4], являющихся доменными 180-градусными стенками между доменами с противоположно направленными векторами $\mathbf{d}$. Однако текстура с ненулевым $<\nabla\phi>$ не является топологически устойчивой (Воловик и Минеев [5]), если учесть возможность выхода $\mathbf{d}$ из плоскости. С другой стороны, если плоскость xy является "легкой плоскостью", так что выход вектора $\mathbf{d}$ из нее сопровождается ростом объемной энергии, то процесс уничтожения доменных стенок (они должны уничтожаться парами) происходит с преодолением некоторого энергетического активационного барьера, определяемого энергией "вихревой" линии, вдоль которой вектор $\mathbf{d}$ выходит из плоскости xy, становясь перпендикулярным к ней, и при обходе вокруг которой угол ϕ получает приращение 2π. Такой активационный барьер был рассчитан в [6] для аналогичной задачи об устойчивости геликоидальной структуры в легкоплоскостном антиферромагнетике. В A-фазе ^{3}He вектор $\mathbf{d}$ удерживается в "легкой плоскости" xy магнитным полем (энергия взаимодействия с ним $\sim \Delta\chi H^2$, $\Delta\chi$ – разница восприимчивостей поперек и вдоль $\mathbf{d}$), диполь-дипольная же энергия $\sim G_D$ играет ту же роль, что энергия анизотропии внутри легкой плоскости антиферромагнетика, нарушая вырождение по углу ϕ. Используя результаты [6], мы можем сразу получить выражение для активационного барьера (вихревая линия выбрана в форме полукольца, опирающегося на границу системы):

$$E_b = \begin{cases} \dfrac{\pi^3}{8\sqrt{2}} A L_D \left(\ln \dfrac{L_D}{r_C}\right)^2 & <\nabla\phi> \ll \dfrac{1}{L_D} \\[2ex] \dfrac{\pi^2}{4} \dfrac{A}{<\nabla\phi>} \left(\ln \dfrac{1}{r_C <\nabla\phi>}\right)^2 & <\nabla\phi> \gg \dfrac{1}{L_D} \end{cases} . \qquad (4)$$

Здесь r_C — размер сердцевины "вихря", т. е. расстояние от вихревой линии, на котором энергия "жесткости" $A(\nabla\phi)^2 \sim A/r_C^2$ того же порядка, что энергия взаимодействия с магнитным полем $\Delta\chi H^2$.

Очевидно, что активационный барьер может достигать больших значений, если $L_D >> r_C$, т. е. если поле H превышает некоторое значение H_c, определяемое условием $\Delta\chi H_c^2 \sim G_D$ и равное 30 Гс согласно [7]. Такой вывод не зависит от вида текстуры вектора 1 и согласуется с результатами экспериментов [8], в которых при полях 30—85 Гс наблюдался переход от объемного механизма релаксации Леггетта и Такаги [9, 10] к линейному закону релаксации, связанному по Корручини и Ошерову [1], со сверхтекучим переносом спина [1)].

Рассмотрим теперь, каким образом сверхтекучий перенос спина при $H > H_c$ влияет на процесс релаксации сверхтекучего ^{3}He в слое $-d < x < d$. Пространство $|x| > d$ занимает среда с чисто диффузионным характером распространения спина, но с достаточно сильным источником релаксации спина (в качестве такового Корручини и Ошеров [1] предполагали парамагнитные примеси на стенках). Тогда уравнения (1) — (2) (мы будем далее пренебрегать диполь-дипольным взаимодействием, считая намагниченность и потоки спина достаточно большими) должны решаться с граничным условием на поток спина при $x = \pm d$:

$$j = \pm v_0 S_z \qquad v_0 = \sqrt{D'/T_1} \ , \tag{5}$$

где D' — коэффициент диффузии, T_1 — время блоховской релаксации в области $|x| > d$. Решая эту граничную задачу, в пределе $v_0 \to 0$, получим, что намагниченность экспоненциально затухает со временем релаксации $T_p = d/v_0$ независимо от того, осуществляется ли перенос спина в области $|x| < d$ диффузией или сверхпотоком. Однако, пределы применимости такого закона релаксации существенно различны для двух случаев. Если спин переносится сверхпотоком, то $T_p = d/v_0$ вплоть до значений v_0 порядка скорости спиновых волн $\gamma\sqrt{A/\chi}$. В случае же чистой диффузии ($A = 0$ в (1) — (3)) это верно лишь пока $v_0 << D/d$, а при $v_0 >> D/d$ решение задачи дает время релаксации $T_p = 4d^2/\pi^2 D$, которое может значительно превышать время d/v_0.

На эксперименте часто исследуется так называемая открытая геометрия, когда исследуемый объем (объем внутри катушки с током) не отделен от остального объема сверхтекучего ^{3}He, и в качестве возможного механизма релаксации рассматривается унос спина на далекие расстояния без поглощения. В этом случае поскольку магнитное поле вне катушки убывает и, в соответствии с вышесказанным, бездиссипативный перенос спина сверхпотоком становится невозможным, "узким

---

1) Сильная зависимость характера релаксации от H и релаксация по Леггетту и Такаги при слабых H не наблюдались, однако, в [8] в так называемой "горизонтальной геометрии", когда граница слоя ^{3}He была ориентирована нормально к полю **H** и стремилась ориентировать вектор 1 вдоль **H**, устраняя тем самым нарушение симметрии по отношению к поворотам вокруг **H**, без которого механизм Леггетта и Такаги должен подавляться, что, по-видимому, и наблюдалось.

местом" процесса релаксации становится перенос спина как раз вне области действия поля катушки; сверхтекучий же перенос спина внутри исследуемого объема мало влияет на скорость релаксации. Для иллюстрации этого обстоятельства несколько видоизменим рассмотренную выше задачу о релаксации. Пусть в области $|x| > d$ происходит чистая диффузия без поглощения ($T_1 \to \infty$), а в области $|x| < d$ создана начальная неравновесная плотность спина S_0 и происходит быстрый перенос спина на границу сверхпотоком, так что $S_z = \mathrm{const}$ при $|x| < d$ и при $x = \pm d$ имеется граничное условие $d \dfrac{\partial S_z}{\partial t} = \mp j$. Решая задачу о диффузии в области $|x| > d$ с такими граничными и начальными условиями получим:

$$S_z = S_0 \exp\left(\frac{D' t}{d^2} + \frac{|x| - d}{d}\right) erfc\left(\frac{|x| - d}{2\sqrt{D' t}} + \frac{\sqrt{D' t}}{d}\right). \quad (6)$$

Если же в области $|x| < d$ спин также переносится диффузией, то:

$$S_z = S_0 \frac{1}{2}\left[erfc\left(\frac{|x| - d}{2\sqrt{D' t}}\right) - erfc\left(\frac{d + |x|}{2\sqrt{D' t}}\right)\right]. \quad (7)$$

Оба выражения дают $S_z \approx S_0\, d/\sqrt{\pi D' t}$ при больших временах $t >> d^2/D'$.

Для учета диссипации, связанной с появлением вихрей, нужно ввести "силу трения" в (2). Если предположить, что эта сила отсутствует ниже некоторого критического значения $\nabla \phi$, а затем начинает быстро расти, то сразу получим наблюдавшийся линейный закон релаксации спина. Прямое наблюдение возникновения "спиновой турбулентности", т. е. большого числа вихрей, в окрестности которых вектор $\mathbf{d}$ выходит из "легкой плоскости", могло бы подтвердить возникновение больших сверхпотоков спина в процессе его релаксации. В качестве такого подтверждения иногда рассматривается наблюдавшееся явление немонотонной релаксации спина [8, 11]. Однако, предлагались и другие объяснения этого явления [10].

Физико-технический институт
им. А.Ф.Иоффе
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
16 октября 1979 г.

Литература

[1] L.R.Corruccini, D.D.Osherov. Phys. Rev. Lett., 34, 564, 1975; Phys. Rev., B17, 126, 1978.

[2] M.Vuorio. J. Phys., C7, 5, 1974; C9, 267, 1976.

[3] A.J.Leggett. Rev.Mod. Phys., 47, 331, 1975.

[4] K.Maki. J. de Physique, 39, C6-1450, 1978.

[5] Г.Е.Воловик, В.П.Минеев. ЖЭТФ, 72, 2256, 1977.

[6] Э.Б.Сонин. ЖЭТФ, 74, 2097, 1978.

[7] W.F.Brinkman, M.C.Cross. Progress in LT Physics, North Holland, 1978.

[8] R.E.Sager, R.L.Kleinberg, P.A.Warkentin, J.C.Wheatley. J. LT Phys., 32, 263, 1978.

[9] A.J.Leggett, S.Takagi. Ann. Phys. (N.Y.), **106**, 79, 1977.

[10] И.А.Фомин. ЖЭТФ, **77**, 279, 1979.

[11] R.A.Webb. Phys. Lett., **67A**, 197, 1978.