

ОБ АНОМАЛЬНОЙ МАГНИТНОЙ РЕЛАКСАЦИИ В СВЕРХТЕКУЧЕМ ГЕЛИИ-3

И.А.Фомин

Изменение характера релаксации намагниченности в сверхтекучем гелии-3 при ее отклонении на большие углы объясняется переходом от внутреннего стационарного эффекта Джозефсона к нестационарному. Найдена зависимость критического угла отклонения от температуры и магнитного поля. Произведено сравнение с экспериментом.

В недавних экспериментах Вебба [1] в сверхтекучих фазах He^3 было обнаружено изменение характера релаксации намагниченности при отклонении ее от равновесия на угол больший некоторого критического. В настоящей статье показано, что это явление можно объяснить, если учесть влияние неоднородности постоянного магнитного поля H_0 . Неоднородность поля приводит к тому, что скорость прецессии намагниченности в разных точках пространства различна, вследствие этого градиенты намагниченности растут со временем. Вызванные этими градиентами диффузионные спиновые потоки могут компенсироваться "стоком" через спин-орбитальное взаимодействие V только до тех пор, пока приток спина не превышает максимально возможного для данного V стока, после чего происходит переход в нестационарный режим, аналогичный переходу в джозефсоновских контактах.

Для количественного описания этих процессов воспользуемся системой уравнений Леггетта в приближении сильного поля в той форме к которой она приведена в работе [2] и добавим к этим уравнениям члены, содержащие $(\nabla\alpha)^2$, где α – угол описывающий прецессию намагниченности. Упомянутый градиент пропорционален времени и квадрат его является главным при больших временах среди членов с пространственными производными [3]. Будем считать, что поле H_0 имеет постоянную производную по направлению y равную H_0/l и дифференцирование по y будем обозначать штрихом, тогда $\alpha' = -\omega_L t/l$. В результате нужные нам уравнения в обезразмеренном, как в статье [2], виде и в тех же обозначениях таковы:

$$\dot{S} = -\frac{\partial V}{\partial \Phi} - \frac{DS}{\omega_L} \left(\frac{t}{l}\right)^2 \sin^2 \beta, \quad (1)$$

$$\dot{\Phi} = S - 1, \quad (2)$$

$$\dot{P} = \frac{DS}{\omega_L} \left(\frac{t}{l}\right)^2 \sin^2 \beta. \quad (3)$$

Здесь D – коэффициент спиновой диффузии. Уравнения (1), (2) описывают продольные колебания намагниченности с характерной частотой

$\Omega \sim 10$ кгц. В этом масштабе P и α' меняются медленно и при анализе системы (1), (2) можно пользоваться их мгновенными значениями. Система имеет стационарные решения $S = 1$, $\Phi = \Phi_0$, где Φ_0 — корень уравнения

$$\frac{\partial V}{\partial \Phi} + \frac{D}{\omega_L} \left(\frac{t}{l} \right)^2 \sin^2 \beta = 0, \quad (4)$$

до тех пор пока (4) имеет решения. Подставляя $S = 1$ в (3) и учитывая, что $P = S(\cos \beta - 1)$ находим, что в этом случае релаксация происходит по закону:

$$\operatorname{tg} \frac{\beta}{2} = \left(\operatorname{tg} \frac{\beta_0}{2} \right) \exp \{ (t_0^3 - t^3) / \tau^3 \}, \quad (5)$$

где $\tau^3 = 3l^2 / D\omega_L^2$ в размерных единицах.

При некотором $t = t_c$ уравнение (4) перестает иметь корни и происходит переход в нестационарный режим. Естественно считать, что критический начальный угол отклонения намагниченности β_c в экспериментах [1] это такой угол, при котором решения (4) исчезают в момент окончания процесса поворота намагниченности. Используя тот факт, что угол поворота намагниченности пропорционален времени поворота, т. е. $\beta_c = \omega_L t_c H_1 / 2H_0$ (H_1 — амплитуда переменного поворачивающего поля), а также явный вид потенциала V для A -фазы (см. [2] формулу (18)), получаем уравнение для определения β_c в A -фазе:

$$\left(\beta_c \operatorname{tg} \frac{\beta_c}{2} \right)^2 = \frac{\Omega_A^2}{8D\omega_L} \left(\frac{H_1 l}{2H_0} \right)^2. \quad (6)$$

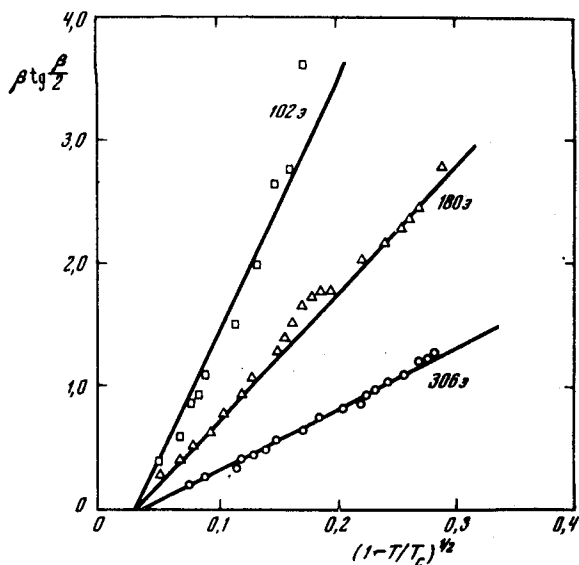
На рисунке формула (6) сравнивается с экспериментом [1]. Согласие для полей 180 и 306 э хорошее, для $H_0 = 102$ э согласие хуже. Следует, однако, иметь в виду, что исчезновение корней уравнения (4) является достаточным условием перехода на нестационарное решение. В A -фазе можно получить более полную информацию о решениях системы (1), (2), воспользовавшись тем, что в этом случае система приводится к уравнению, описывающему движение маятника с трением под действием постоянного момента:

$$\ddot{\theta} + \sin \theta + \lambda \dot{\theta} + \mu = 0, \quad (7)$$

где $\lambda = (D/\Omega_A) \left(2\alpha' \sin \frac{\beta}{2} \right)^2$, $\mu = (8D\omega_L/\Omega_A^2) \left(\alpha' \operatorname{tg} \frac{\beta}{2} \right)^2$.

Это уравнение исследовано (см. [4]) и показано, что переход на устойчивое нестационарное решение может происходить как при $\mu > 1$, что дает критерий (6), так и при $\mu < 1$, $\lambda < \lambda_0$, где λ_0 — некоторая функция

от μ . Поскольку μ содержит на одну степень H_0 в числителе больше, чем λ , нарушение условия $\lambda > \lambda_0$ с уменьшением поля H_0 делается более вероятным. Выбор между стационарным и периодическим решениями при $\lambda < \lambda_0$ определяется начальными условиями.



Точки — экспериментальные данные Вебба [1]. Прямые проведены через точки. Отношение наклонов прямых для 180 и 306 э хорошо согласуется с законом $H_0^{-3/2}$. Отрезки, отсекаемые прямыми на оси абсцисс примерно соответствуют температурам перехода в A_1 -фазу

О релаксации намагниченности после перехода в нестационарный режим можно сделать следующие замечания качественного характера. Средний сток намагниченности, обеспечиваемый взаимодействием V меньше максимально возможного для данного V , он не может поэтому скомпенсировать диффузионный приток намагниченности и влияние V можно не учитывать при грубой оценке в тех случаях, когда имеются значительные диффузионные потоки. Тогда процесс релаксации можно представлять себе происходящим в два этапа. За время порядка τ диффузия выравнивает градиенты намагниченности, это достигается за счет релаксации угла β при неизменной проекции намагниченности на направление H_0 . При малых углах β диффузия становится неэффективной и дальнейшая релаксация продольной компоненты намагниченности происходит за счет более медленного "внутреннего" механизма релаксации [5], что, по-видимому, и наблюдается на эксперименте.

В B -фазе потенциал V имеет более сложный вид и полное исследование условий перехода в нестационарный режим не проводилось. Использование простого критерия (4) не приводит к результатам, согласующимся с экспериментом. Качественное подобие явлений в A - и B -фазах свидетельствует, однако, о том, что физическая причина наблюдаемых явлений в обеих фазах одинакова.

Настоящая работа возникла в значительной мере благодаря обсуждениям с Г.Е.Воловиком, которому автор за это благодарен.

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

Поступила в редакцию
24 октября 1978 г.

Литература

- [1] R.A.Webb. Phys. Rev. Lett., 40, 883, 1978.
- [2] I.A.Fomin. J. Low. Temp. Phys., 31, 509, 1978.
- [3] Y.Kurkijarvi. J. de Physique, Suppl. n.8, 39, C6-63, 1978.
- [4] А.А.Андронов, А.А.Витт, С.Э.Хайкин. Теория колебаний, М., 1959 г.,
гл. VII, § 3.
- [5] A.J.Leggett. S.Takagi. Phys. Rev. Lett., 34, 1424, 1975.
-