Письма в ЖЭТФ, том 44, вып. 10, стр. 466 – 468 *25 ноября 1986 г.*

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПРОДОЛЬНУЮ СПИНОВУЮ РЕЛАКСАЦИЮ μ^+ В ИЗОТРОПНЫХ ФЕРРОМАГНЕТИКАХ В КРИТИЧЕСКОЙ ПАРАМАГНИТНОЙ ОКРЕСТНОСТИ T_C

А.В.Лазута, В.Ю.Юшанхай

Теоретически исследуется зависимость продольной спиновой релаксации $\Lambda_{\|}(\tau, H)$ мюонов от магнитного поля H в ферромагнетиках в критической области выше T_C. Показано, что изучение $\Lambda_{\|}(\tau, H)$ позволяет определить коэффициент спиновой диффузии магнетика.

Методом μSR изучалось критическое поведение ферромагнитных металлов Ni и Pd – 2,0 ат. % Mn [1, 2]. В парамагнитной фазе был обнаружен рост скорости спиновой релаксации μ^+ с приближением к T_C, обусловленный критическим замедлением спиновых флуктуаций магнитных атомов металлов. Оказалось также, что включение относительно небольшого магнитного поля H качественно меняет температурное поведение $\Lambda_{\|}(\tau, H)$ $(\tau = (T - T_C) \cdot T_C^{-1})$ [2]. При этом зависимость $\Lambda_{\|}(\tau, H)$ от H систематически не изучалась, а обнаруженный в [2] эффект не был теоретически объяснен.

Мы рассмотрим влияние H на $\Lambda_{\|}$ в кубических ферромагнетиках в окрестности T_C и покажем, что изучение $\Lambda_{\|}(\tau, H)$ дает уникальную возможность для исследования гидродинамическойо области критических флуктуаций в ферромагнитных металлах, а именно, позволяет из данных μSR определить коэффициент спиновой диффузии D. В [3] рассматривался вопрос об определении D методом ЭПР. На основе этого анализа были определены значения D ферромагнитных полупроводников $CdCr_2Se_4$ и $CdCr_2S_4$ [4]. Однако возможности ЭПР в металлах сильно ограничены и нам неизвестно ни одной экспериментальной работы по ЭПР в металлах в критической области выше T_C.

Взаимодействие магнитного момента $\frac{1}{2}\gamma_\mu \vec{\sigma}$ мюона, локализованного в положении $\mathbf{r}_\mu$, с магнитными моментами $g\mu\mathbf{S}$ магнетика в узлах $\mathbf{l}$ запишем в виде

$$V(\mathbf{r}_\mu) = \frac{1}{2}\gamma_\mu g\mu \sum_{\mathbf{l}} \sum_{\alpha,\beta} \sigma_\alpha(\mathbf{r}_\mu)\, \hat{\mathcal{F}}_{\alpha\beta}(\mathbf{r}_\mu - \mathbf{l}) S_\beta(\mathbf{l}) \quad . \tag{1}$$

Здесь $\hat{\mathcal{F}}$ – тензор, который в металлах определяется дипольными силами и изотропным сверхтонким взаимодействием с константой A_{hf}. Для $\hat{\mathcal{F}}$ в $\mathbf{q}$ представлении, которое нам необходимо ниже, имеем

$$\mathcal{F}_{\alpha\beta}(\mathbf{q}) = \frac{4\pi}{v_0}\left(\frac{1}{3}\delta_{\alpha\beta} - \frac{q_\alpha q_\beta}{q^2}\right) + \frac{1}{v_0}A_{hf}\delta_{\alpha\beta} \, , \tag{2}$$

где v_0 – объем элементарной магнитной ячейки. Введя запаздывающую парную спиновую функцию Грина $\hat{G}(\mathbf{q}, \omega)$ магнетика, с учетом (1), (2) для $\Lambda_{\|}$ в системе координат с осью z вдоль $\mathbf{H}$ получим

$$\Lambda_{\|}(\tau, H) = (\gamma_\mu g\mu)^2 \sum_{\alpha = x, y} \sum_{\beta, \rho} \frac{v_0}{(2\pi)^3} \int d\mathbf{q}\, \mathcal{F}_{\alpha\beta}(\mathbf{q})\, \mathcal{F}_{\alpha\rho}(\mathbf{q}) \left. \frac{T_C \operatorname{Im} G_{\beta\rho}(\mathbf{q}, \omega, \mathbf{H})}{\omega} \right|_{\omega = \omega_\mu} , \tag{3}$$

где ω_μ – частота прецессии μ^+. При выводе (3) учтено, что в металлических кубических ферромагнетиках μ^+ локализуется либо в окта- либо в тетрапорах. По существу, выражение (3) – известный в ЯМР результат теории возмущений [5, 6].

Мы будем рассматривать обменную область температур, где магнитная восприимчивость $4\pi\chi(\tau) \ll 1$ [7] и, первоначально, случай слабого поля $g\mu H \ll T_C \tau^{5/3}$ [8]. В нулевом поле, используя гипотезу динамического подобия для G, нетрудно убедиться, что $\Lambda_{\|}(\tau, 0) \equiv \Lambda(\tau) \propto \tau^{-1}$ [6]. Как показано в [3], в слабом поле существенным образом изменяется только динамика поперечных спиновых гидродинамических флуктуаций. Соответствующее выражение для циклических компонент $C_{\pm\mp}$ при $q \ll R_C^{-1}$ ($R_C \propto \tau^{-2/3}$ – корреляционный радиус) имеет вид

$$G_{+-}(q, \omega, H) = G_{-+}(q, \omega, -H) = G_0(\tau) \frac{-g\mu H + iD(\tau)q^2}{\omega - g\mu H + iD(\tau) q^2} \; ; \tag{4}$$

где G_0 – статическая функция Грина. В результате поперечные компоненты $\hat{G}$ и определяют полевую зависимость $\Lambda_{\|}$, для которой из (1) – (4), пренебрегая ω_μ по сравнению с $g\mu H$, находим

$$\Delta\Lambda_{\|}(\tau, H) = \Lambda_{\|}(\tau, H) - \Lambda(\tau) = -c_1 \frac{(\gamma_\mu g\mu)^2}{v_0} T_C G_0(\tau) \frac{(g\mu H)^{1/2}}{D(\tau)^{3/2}} \quad . \tag{5}$$

$$c_1 = \frac{\pi}{\sqrt{2}}\left(\frac{56}{45} + \frac{2}{(2\pi)^2} A_{hf}^2\right)$$

Видно, что включение H уменьшает Λ. Пропорциональность $\Delta\Lambda_{\parallel} \propto H^{1/2} D^{-3/2}$ – прямое следствие того, что флуктуирующее поле, действующее на спин μ^{+}, содержит нелокальную гидродинамическую диффузионную моду. Изучение $\Delta\Lambda_{\parallel}(\tau, H)$ позволяет определить D, если известны A_{hf} и из статических измерений – $\chi(\tau)$, связанная с $G_0(\tau)$ соотношением $4\pi\chi = \omega_0 G_0$ $(\omega_0 = 4\pi(g\mu)^2 v_0^{-1})$. Для этого при фиксированном τ следует найти интервал изменения H, где $\Delta\Lambda_{\parallel} \propto H^{1/2}$. Как ясно из (5), коэффициент пропорциональности в этой зависимости определит $D(\tau)$,.

Выше мы пренебрегали однородным дипольным затуханием Γ_d [9]. При его учете к Dq^2 в (4) добавляется Γ_d [3], что в свою очередь приводит к замене в (5) $(g\mu H)^{1/2}$ на $\{[(g\mu H)^2 + \Gamma_d^2]^{1/2} + \Gamma_d\}^{1/2} - (2\Gamma_d)^{1/2}$. Таким образом, выражение (5) справедливо в области $T_C \tau^{5/3} \gg g\mu H \gg \Gamma_d$.

Рассмотрим $\Lambda_{\parallel}(\tau, H)$ в случае произвольного, но не слишком слабого поля $(g\mu H \gg \Gamma_d)$. Исходя из гипотезы динамического подобия в поле [6], имеем

$$\Lambda_{\parallel}(\tau, H) = \frac{\Lambda_0}{\tau}\, \varphi\Big(\frac{h}{\tau^{5/3}}\Big), \qquad h = \frac{g\mu H}{T_C}, \tag{6}$$

где $\varphi(0) = 1$, $\Lambda_0 \sim (\gamma_{\mu} g\mu / v_0)^2\, T_C^{-1}$. Фактически в (5) определен первый член разложения $\varphi(x)$ при $x \ll 1$. Действительно, поскольку $D \propto \tau^{1/3}$, $G_0(\tau) \propto \tau^{-4/3}$ [6], из (5) находим: $\varphi(x) = 1 - c\sqrt{x}$, где $c \sim 1$. Необходимо подчеркнуть, что слабое поле сильнее влияет на $\Lambda_{\parallel}$, чем на статические величины, поправки к которым порядка $(h/\tau^{5/3})^2$. В сильном поле $(h \gg \tau^{5/3})$ $\Lambda_{\parallel}$ зависит главным образом от H, причем, как следует из (6), $\Lambda_{\parallel}(0, H) \propto H^{-3/5}$. Теоретически не удается выяснить, остается ли $\Lambda_{\parallel}$ при включении H монотонной функцией τ, или имеет максимум. В [2] наблюдался максимум. Тогда, в силу (6), его положение $\tau_m \propto H^{3/5}$, а $\Lambda_{\parallel}(\tau_m, H) \propto H^{-3/5}$.

Остановимся подробнее на работе [2], где изучалась $\Lambda_{\parallel}$ в PdMn выше T_C. При $H = 0$ с уменьшением T скорость Λ возрастала вплоть до $T_C = 5{,}8$ К. В поле $H = 5$кЭ в зависимости $\Lambda_{\parallel}(\tau)$ появлялся максимум при $T_m = 10$ К $(\tau_m \approx 0{,}7)$. Используя $g_{eff} = 2{,}7$ для Mn в Pd [2], находим, что при $\tau = \tau_m$ поправки к статическим величинам $(h/\tau_m^{5/3})^2 \approx 7 \cdot 10^{-2}$, тогда как Λ уменьшалась более чем вдвое: $\Lambda_{\parallel}(\tau_m, H) \approx 0{,}4\Lambda(\tau_m)$. Такое резкое изменение Λ в статически слабом поле свидетельствует о том, что в [2], скорее всего, наблюдалась полевая зависимость $\Lambda_{\parallel}$ "диффузионной" природы.

Наконец, поскольку в силу (6) $\Lambda_{\parallel}(0, h) = c_1 \Lambda_0 h^{-3/5}$, из эксперимента можно установить, что константа $c_1 \ll 1$.

Авторы благодарны А.Г.Аронову за полезные замечания.

Литература

1. *Nishiyama K. et al.* Hyperfine Inter., 1983, **17 – 19**, 473.
2. *Dodds S.A. et al.* Phys. Rev. B., 1983, **28**, 6209.
3. *Лазута А.В., Малеев С.В., Топерверг Б.П.* ЖЭТФ, 1981, **81**, 1475.
4. *Berzhansky V.N., Ivanov V.I., Lazuta A.V.* Solid. State Comm., 1982, **44**, 771.
5. *Абрагам А.* Ядерный магнетизм, М.: ИИЛ, 1963, гл. 4.
6. *Hohenberg P.C., Halperin B.I.* Rev. Mod. Phys., 1977, **49**, 435.
7. *Малеев С.В.* ЖЭТФ, 1974, **66**, 1809.
8. *Паташинский А.З., Покровский В.Л.* Флуктуационная теория фазовых переходов, М.: Наука, 1982.
9. *Huber D.L.* J. Phys. Chem. Sol., 1971, **32**, 2145.

Институт ядерной физики им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступила в редакцию
11 июля 1986 г.