сообщения
объединенного
института
ядерных
исследований
дубна

14-85-860

В.Ю.Юшанхай

ПРЕЦЕССИЯ СПИНА МЮОНА В РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ МЕТАЛЛАХ С МОДУЛИРОВАННОЙ МАГНИТНОЙ СТРУКТУРОЙ

1985

1. Тяжелые редкоземельные металлы /РЗМ/ исследовались мюонным методом в ряде экспериментов [1-5], как в парамагнитной, так и в магнитоупорядоченной фазах. В [1-3] некоторые РЗМ изучались в окрестности температуры Нееля T_N. При этом в антиферромагнитной /АФМ/ фазе при $T < T_N$ не было наблюдено прецессии спина мюона подобно той, которая происходит в образцах с ФМ упорядочением ниже температуры Кюри. Факт отсутствия прецессии был объяснен в [1-3] как следствие ненаблюдаемо быстрой, за время $t < \Lambda^{-1} \sim 10^{-9}$ с, релаксацией поперечной поляризации мюонов. Действительно, в многоподрешеточных АФМ, каковыми в определенных температурных интервалах являются тяжелые РЗМ, следует ожидать большой разброс статических локальных магнитных полей на мюонах, остановившихся в образце [6]. Это и может привести к большой скорости $\Lambda \sim 10^{9}$ с$^{-1}$ потери поляризации мюонов. Однако в [4] сообщалось об измерении сигнала прецессии в поликристаллическом образце одного из РЗМ - диспрозии, во всем интервале температур, где существует АФМ простая спиральная структура. Вдали от T_N прецессия наблюдалась на относительно высокой частоте $\nu \sim 150$ МГц. Этот факт заставляет предположить, что в близком интервале частот следует ожидать прецессию спина мюона и в других РЗМ. Если это так, то отрицательный результат экспериментов [1-3] явился следствием либо недостаточно высокого временного разрешения экспериментальных спектров, либо сильных структурных неоднородностей образца, приведших к ненаблюдаемо быстрому затуханию сигнала.

В настоящей работе выведены временные функции для описания прецессии поляризации мюонов в модулированных структурах, наблюдаемых в РЗМ: простой спирали /ПС/, статической продольной спиновой волны /СПСВ/, а также для случая ферромагнитной спирали /ФС/. Получена связь частоты прецессии с микроскопическими параметрами как дипольной, так и сверхтонкой составляющей магнитного поля в междоузлиях решетки кристалла - местах локализации мюонов. При этом выведена пространственная зависимость статического локального магнитного поля на мюоне от координаты междоузлия. Эта зависимость носит не случайный характер, а строго определенным образом выражается через параметры магнитной структуры. Это обстоятельство и указывает на возможность наблюдать прецессию спина мюона в различных АФМ веществах.

2. Как известно, замедляясь в металлическом кристалле, мюоны локализуются, как правило, в междоузлиях его решетки. Характер пространственного распределения и временных флуктуаций локальных магнитных полей в кристалле в каждом конкретном случае обусловливает особенности картины прецессии и релаксации начальной поляризации ансамбля мюонов. Рассматривая магнитоупоря-

доченную фазу РЗМ, в дальнейшем положим, что в узлах решетки, задаваемых векторами $\vec R_\ell$, находится средний магнитный момент

$$\langle\vec\mu(\vec R_\ell)\rangle = g\mu_B\langle\vec J(\vec R_\ell)\rangle .$$

Здесь g -фактор Ланде, μ_B-магнетон Бора и $\langle\vec J(\vec R_\ell)\rangle$-квантовомеханическое среднее оператора полного момента в узле $\vec R_\ell$. Ограничиваясь температурами, не очень близкими к T_N, будем пренебрегать временными флуктуациями моментов. Тем самым пренебрегается вкладом в процесс мюонной спиновой релаксации, который обусловлен такого рода флуктуациями. При этом, однако, учитывается другой источник релаксации - модулированное распределение статических магнитных полей. В данном случае именно этот источник дает главный вклад в процесс мюонной релаксации в идеальном кристалле.

Статическое магнитное поле $\vec B(\vec r)$ на мюоне, локализованном в междоузлии в точке $\vec r$, имеет две составляющие - дипольную $\vec B^{(dip)}(\vec r)$ и сверхтонкую $\vec B^{(hf)}(\vec r)$ /9,10/. Каждую из декартовых компонент этого поля удобно представить в виде

$$B_\alpha(\vec r) = \sum_{\beta=x,y,z}\sum_\ell D_{\alpha\beta}(\vec R_\ell-\vec r)\langle\mu_\beta(\vec R_\ell)\rangle , \qquad /1/$$

причем

$$D_{\alpha\beta}(\vec R_\ell-\vec r) = D^{(dip)}_{\alpha\beta}(\vec R_\ell-\vec r) + D^{(hf)}_{\alpha\beta}(\vec R_\ell-\vec r) .$$

Дипольная составляющая тензора $D^{(dip)}_{\alpha\beta}$ имеет следующий вид:

$$D^{(dip)}_{\alpha\beta}(\vec R_\ell-\vec r) = \frac{\delta_{\alpha\beta}-3m_\alpha m_\beta}{|\vec R_\ell-\vec r|^3};\quad m_\alpha = \frac{R_{\ell\alpha}-r_\alpha}{|\vec R_\ell-\vec r|} . \qquad /2/$$

Определяя $D^{(hf)}_{\alpha\beta}$, отметим, что сверхтонкое поле, наводимое на мюоне за счет $s-f$-обмена отдельным ионом в узле $\vec R_\ell$, определяется не полным моментом $\langle\vec J(\vec R_\ell)\rangle$, а средним спиновым моментом иона $\langle\vec S(\vec R_\ell)\rangle$. Однако на основе правила векторного сложения моментов без труда можно найти

$$\langle\vec S(\vec R_\ell)\rangle = a\langle\vec J(\vec R_\ell)\rangle,\quad a = \frac{\langle\vec S\cdot\vec J\rangle}{J(J+1)} .$$

В результате получим

$$D^{(hf)}_{\alpha\beta}(\vec R_\ell-\vec r) = \delta_{\alpha\beta}A_{sf}(|\vec R_\ell-\vec r|) , \qquad /3/$$

причем

$$A_{sf}(|\vec R_\ell-\vec r|) \sim aJ_{sf}\cdot|\psi_s(\vec r)|^2\cdot\frac{\cos[2k_F|\vec R_\ell-\vec r|+2\delta_0]}{|\vec R_\ell-\vec r|^3} , \qquad /4/$$

где $J_{sf} = J_{sf}(\vec q=0)$ -константа $s-f$-обменного взаимодействия, $|\psi_s(\vec r)|^2$ -плотность s-электронов в месте локализации мюона, k_F -величина

фермиевского импульса, δ_0 -фазовый сдвиг волновой функции s-электронов проводимости, рассеивающихся на мюоне. Наличие δ_0 в /4/ может обусловить изменение знака сверхтонкого поля на мюоне. Зависимость сверхтонкого поля на примесном спине в металле от сдвига δ_0 была впервые отмечена Бландиным и Кембеллом /8/, что явилось обобщением результата РККИ. Оценка для сверхтонких полей на мюоне в сильномагнитных веществах может быть получена на основе подходящих моделей, в рамках которых рассчитываются величины $|\psi_s(\vec r)|^2$ и δ_0 /9,10/.

3. Будем рассматривать совокупность магнитных структур в тяжелых РЗМ, описываемых следующей зависимостью компонент магнитного момента в узлах решетки /11,13/:

$$\begin{aligned}
\langle\mu_x(\vec R_\ell)\rangle &= \langle\mu_\perp\rangle\cos(\vec Q_\perp\cdot\vec R_\ell+\phi^{(0)}_\perp) ,\\
\langle\mu_y(\vec R_\ell)\rangle &= \langle\mu_\perp\rangle\sin(\vec Q_\perp\cdot\vec R_\ell+\phi^{(0)}_\perp) , \qquad /5/\\
\langle\mu_z(\vec R_\ell)\rangle &= \langle\mu_\parallel\rangle\cos(\vec Q_\parallel\cdot\vec R_\ell+\phi^{(0)}_\parallel) ,
\end{aligned}$$

причем условимся, что волновые векторы в /5/ направлены вдоль гексагональной оси кристалла, т.е. $\vec Q_{\perp,\parallel}\parallel\vec c$. В общем случае магнитная структура представляет собой последовательность ферромагнитных гексагональных плоскостей.

Найдем закон, описывающий пространственное изменение магнитного поля /1/ при условии /5/. Суммирование по узлам решетки будем проводить следующим образом: сначала выполним суммирование по узлам $\vec R^{(j)}_\ell$, принадлежащим j-ой ФМ плоскости, а затем просуммируем по индексу j. Это дает

$$\sum_\ell D_{\alpha\beta}(\vec R_\ell-\vec r)\langle\mu_\beta(\vec R_\ell)\rangle = \sum_j\sum_\ell D_{\alpha\beta}(\vec R^{(j)}_\ell-\vec r)\langle\mu_\beta(\vec R^{(j)}_\ell)\rangle = \sum_j\langle\mu_\beta(j)\rangle\sum_\ell D_{\alpha\beta}(\vec R^{(j)}_\ell-\vec r) , \qquad /6/$$

где $\langle\mu_\beta(j)\rangle \equiv \langle\mu_\beta(\vec R^{(j)}_\ell)\rangle$ - компонента магнитного момента на узлах в j-ой базисной ФМ плоскости. Простой проверкой для ГПУ решетки легко убедиться, что если $\vec r$ есть координата какого-либо междоузлия и $\alpha\neq\beta$, то выполняется:

$$\sum_\ell D^{(dip)}_{\alpha\beta}(\vec R^{(j)}_\ell-\vec r) = 0 ,\qquad (\alpha\neq\beta) . \qquad /7/$$

Из /1/, воспользовавшись /5/-/7/, получим следующее выражение для компоненты локального магнитного поля $(\vec{Oz}\parallel\vec c)$:

$$B_\alpha(z) = \langle\mu_\alpha\rangle\mathrm{Re}\{\exp[i(Q_\alpha z+\phi^{(0)}_\alpha)]\times\sum_j\exp[iQ_\alpha(Z_j-z)]\sum_\ell D_{\alpha\alpha}(\vec R^{(j)}_\ell-\vec r)\} . \qquad /8/$$

где посредством Z_j и z обозначены z-координаты j-ой плоскости и междоузлия соответственно. Кроме того,

$$<\mu_x> = <\mu_y> \equiv <\mu_\perp>, \quad <\mu_z> \equiv <\mu_\parallel>,$$

$$Q_x = Q_y = Q_\perp, \qquad Q_z = Q_\parallel, \qquad /9/$$

$$\phi_x^{(0)} = \phi_\perp^{(0)}, \quad \phi_y^{(0)} = \phi_\perp^{(0)} - \frac{\pi}{2}, \quad \phi_z^{(0)} = \phi_\parallel^{(0)}.$$

Осуществляя дальнейшие преобразования выражения /8/, получим, что компонента $B_\alpha(z)$ представима в виде

$$B_\alpha(z) = B_\alpha^{(s)} \cos[Q_\alpha z + \phi'_\alpha], \qquad /10/$$

где индекс s подчеркивает, что величина $B_\alpha^{(s)}$ не зависит от координаты z междоузлия, а лишь от сорта /симметрии/ междоузлия.

Для того, чтобы конкретизировать /10/, условимся, что две плоскости с индексами $j = \pm 1$ являются ближайшими к мюону, $j = \pm 2$ - следующие за ближайшими и т.д. Далее введем структурные факторы $F_\alpha(Q_\alpha)$ и $G_\alpha(Q_\alpha)$ следующим образом:

$$F_\alpha(Q_\alpha) \equiv \sum_{j=1}^{\infty} \cos[Q_\alpha \cdot \frac{c}{4}(2j-1)] \sum_\ell [D_{\alpha\alpha}(\vec{R}_\ell^{(+j)} - \vec{r}) + D_{\alpha\alpha}(\vec{R}_\ell^{(-j)} - \vec{r})]. \quad /11/$$

$$G_\alpha(Q_\alpha) \equiv \sum_{j=1}^{\infty} \sin[Q_\alpha \frac{c}{4}(2j-1)] \sum_\ell [D_{\alpha\alpha}(\vec{R}_\ell^{(+j)} - \vec{r}) - D_{\alpha\alpha}(\vec{R}_\ell^{(-j)} - \vec{r})].$$

Величины $B_\alpha^{(s)}$ и ϕ'_α следующим образом выражаются через F_α и G_α:

$$B_\alpha^{(oct)} = <\mu_\alpha> F_\alpha(Q_\alpha), \quad \phi'_\alpha = \phi_\alpha^{(0)} \qquad /12/$$

- для октаэдрического междоузлия и

$$B_\alpha^{(tet)} = <\mu_\alpha> \sqrt{F_\alpha^2(Q_\alpha) + G_\alpha^2(Q_\alpha)}$$

$$\phi'_\alpha = \phi_\alpha^{(0)} + Q_\alpha \cdot \frac{c}{8} + \mathrm{arctg} \frac{G_\alpha(Q_\alpha)}{F_\alpha(Q_\alpha)} \qquad /13/$$

- для тетраэдрического междоузлия.

Из /2/ вытекает

$$F_\alpha(Q_\alpha) = F_\alpha^{(dip)}(Q_\alpha) + F_\alpha^{(hf)}(Q_\alpha),$$

$$G_\alpha(Q_\alpha) = G_\alpha^{(dip)}(Q_\alpha) + G_\alpha^{(hf)}(Q_\alpha). \qquad /14/$$

Следует подчеркнуть, что для ГПУ решетки с определенными постоянными a и c еще только два параметра определяют величину

дипольных вкладов $F_\alpha^{(dip)}$ и $G_\alpha^{(dip)}$ в структурные факторы - это величина волнового вектора $\vec{Q}_\alpha$, а также симметрия s междоузлия. Если величины Q_α и $<\mu_\alpha>$ и их температурные зависимости известны /11,13/, то дипольный вклад в локальное поле /10/ может быть в принципе рассчитан для обоих типов междоузлий. Гораздо сложнее обстоит дело с величинами $F_\alpha^{(hf)}$ и $G_\alpha^{(hf)}$. Помимо указанных выше параметров эти вклады зависят от ряда величин, характеризующих интенсивность сверхтонкого взаимодействия на мюоне J_{sf}, $|\psi_s(\vec{r})|^2$, δ_0. Исследование рядов /11/ для АФМ случая дает их сходимость на радиусе R_0, равном нескольким длинам модуляционной волны $2\pi Q_\alpha^{-1}$. Иными словами, суммирование в /11/ можно ограничить радиусом $|\vec{R}_\ell - \vec{r}| \lesssim R_0$, при этом ошибка не превысит величину $(R_0 Q_\alpha)^{-1} \ll 1$. По этой причине верхние пределы суммирования в /11/ формально неограничены.

Для ФМ случая, когда $Q_\alpha = 0$, вклады $F_\alpha^{(hf)}$ и $G_\alpha^{(hf)}$, в силу осциллирующего характера $s-f$-обмена, конечны и определяются локальной магнитной и электронной структурой. Вклады же дипольного взаимодействия, помимо локальных характеристик, определяются также общей намагниченностью образца и граничными условиями - формой образца /9/.

4. Квантовомеханическое среднее оператора спина мюона $<\vec{S}^{(\mu)}(\vec{r},t)>$, взаимодействующего с магнитным полем в точке $\vec{r}$, как известно /12/, описывается классическим уравнением прецессии. Решение этого уравнения запишем в виде

$$<S_\alpha^{(\mu)}(\vec{r},t)> = \sum_\beta M_{\alpha\beta}(\vec{r},t) <S_\beta^{(\mu)}(0)>. \qquad /15/$$

где принято, что начальные значения $<S_\beta^{(\mu)}(t=0)>$ не зависят от $\vec{r}$. Введя единичный вектор $\vec{n}(\vec{r})$ вдоль поля $\vec{B}(\vec{r})$ и частоту прецессии $\omega(\vec{r})$ спина мюона в точке $\vec{r}$ согласно

$$n_\alpha(\vec{r}) = B_\alpha(\vec{r}) / |\vec{B}(\vec{r})|, \qquad \omega_\mu(\vec{r}) = \gamma_\mu |\vec{B}(\vec{r})|. \qquad /16/$$

где γ_μ - гиромагнитное отношение мюона. Матрицу $M_{\alpha\beta}(\vec{r},t)$ удобно представить в виде /7/:

$$M_{\alpha\beta}(\vec{r},t) = n_\alpha n_\beta + (\delta_{\alpha\beta} - n_\alpha n_\beta)\cos\omega_\mu t + \sum_\gamma \epsilon_{\alpha\beta\gamma} n_\gamma \sin\omega_\mu t. \qquad /17/$$

В эксперименте наблюдается зависимость от времени среднего спина $<\vec{S}^{(\mu)}(t)>$ для ансамбля мюонов, остановившихся в различных подходящих точках кристалла. Обозначив посредством $w(\vec{r})$ плотность распределения точек остановок мюонов, получим

$$<S_\alpha^{(\mu)}(t)> = \sum_\beta P_{\alpha\beta}(t) <S_\beta^{(\mu)}(0)>, \qquad /18/$$

$$P_{\alpha\beta}(t) = \int_V d^3r\, w(\vec{r}) M_{\alpha\beta}(\vec{r},t). \qquad /19/$$

Традиционно привлекают предположение о том, что в металлическом кристалле мюоны останавливаются с равной вероятностью в одном из типов междоузлий с координатами $\vec{r}^{(s)}_n$. При этом

$$w(\vec{r}) = \frac{1}{N_s}\sum_{n=1}^{N_s}\delta(\vec{r}-\vec{r}^{(s)}_n), \qquad /20/$$

где N_s - число междоузлий данного сорта.

Легко видеть, что для рассматриваемых магнитных структур матрица $M_{\alpha\beta}$ зависит лишь от z-координаты междоузлия. Кроме того, поскольку в рассматриваемых РЗМ структура модулирована достаточно плавно [13], т.е.

$$|Q_{\perp,\parallel}|\cdot\frac{c}{2} \ll 2\pi, \qquad /21/$$

то можно воспользоваться длинноволновым пределом, и для $P_{\alpha\beta}(t)$ получить следующее выражение:

$$P_{\alpha\beta}(t) = \frac{c}{2L}\sum_n M_{\alpha\beta}(z^{(s)}_n, t) \simeq \frac{1}{L}\int dz M_{\alpha\beta}(z, t), \qquad /22/$$

где L -характерный линейный размер монокристалла. Приближение /22/ тем более оправдано, если магнитная структура несоразмерна с кристаллической [13].

5. Найдем компоненты матрицы $P_{\alpha\beta}(t)$ для различных магнитных структур, наблюдаемых в РЗМ.

/A/. Для ПСС, реализуемой, например, в Dy, Ho, Tb, присутствуют лишь поперечные компоненты магнитного момента $\langle\mu_x\rangle = \langle\mu_y\rangle = \langle\mu_\perp\rangle$, $\langle\mu_z\rangle = 0$.
При изменении координаты z междоузлия вдоль гексагональной оси $\vec{c}$ вектор $\vec{n}$ испытывает поворот

$$n_x(z) = \cos(Q_\perp z + \phi'), \quad n_y(z) = \sin(Q_\perp z + \phi'), \quad n_z(z) = 0, \qquad /23/$$

а частота ω_μ не меняется от точки к точке и зависит лишь от сорта междоузлий, в которых преимущественно локализованы мюоны

$$\omega_\mu = \gamma_\mu\sqrt{(B^{(s)}_x)^2 + (B^{(s)}_y)^2}. \qquad /24/$$

В этом случае из /17/,/19/ получаем

$$P_{xx}(t) = P_{yy}(t) = \frac{1}{2}(1+\cos\omega_\mu t), \quad P_{zz}(t) = \cos\omega_\mu t. \qquad /25/$$

В случае поликристаллического образца его следует усреднить по различным направлениям базисных осей кристалла. В результате получим

$$\overline{P_{xx}(t)} = \overline{P_{yy}(t)} = \overline{P_{zz}(t)} = \frac{1}{3} + \frac{2}{3}\cos\omega_\mu t. \qquad /26/$$

Таким образом, картина прецессии будет аналогична той, которая наблюдается в многодоменных ферромагнетиках.

/B/. Для СПСВ, реализуемой, например, в Er и Tm, присутствует лишь продольная компонента магнитного момента

$\langle\mu_x\rangle = \langle\mu_y\rangle = 0$, $\langle\mu_z\rangle = \langle\mu_\parallel\rangle$.

При этом поле в междоузлиях направлено вдоль гексагональной оси

$$n_x = n_y = 0, \quad n_z = 1 \qquad /27/$$

и меняется, согласно /10/, следующим образом:

$$\omega_\mu(z) = \omega_1\cos[Q_\parallel z + \phi'_z], \quad \omega_1 = \gamma_\mu|\vec{B}^{(s)}| = \gamma_\mu B^{(s)}_z. \qquad /28/$$

Из этого следует

$$M_{zz}(z,t) = 1 = P_{zz}(t), \quad M_{xx}(z,t) = M_{yy}(z,t) = \cos\omega_\mu(z)t,$$

$$/29/$$

$$P_{xx}(t) = P_{yy}(t) = \frac{1}{L}\int_0^L dz\cos[\omega_1 t\cos(Q_\parallel z + \phi'_z)] = J_0(\omega_1 t),$$

где $J_0(\omega_1 t)$ - функция Бесселя нулевого порядка.
Для $\omega_1 t \gg 1$ функция $J_0(\omega_1 t)$ имеет асимптотику

$$J_0(\omega_1 t) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi\omega_1 t}}\cos(\omega_1 t - \frac{\pi}{4}). \qquad /30/$$

Отсюда можно заключить, что на начальном этапе, за время $t > \omega_1^{-1}$ следует ожидать быструю частичную потерю начальной поляризации мюонов. Далее же $t \gg \omega_1^{-1}$ должна наблюдаться медленно спадающая ($\sim t^{-1/2}$) прецессия на частоте ω_1.

Для поликристалла получаем

$$\overline{P_{xx}(t)} = \overline{P_{yy}(t)} = \overline{P_{zz}(t)} = \frac{1}{3} + \frac{2}{3}J_0(\omega_1 t). \qquad /31/$$

/C/. Для ФС, наблюдаемой, к примеру, в Ho и Er, известно, что

$\langle\mu_x\rangle = \langle\mu_y\rangle = \langle\mu_\perp\rangle$, $\langle\mu_z\rangle = \langle\mu_\parallel\rangle$, $Q_\parallel = 0$.

Направление вектора локального магнитного поля при этом меняется следующим образом:

$$n_x = n_\perp\cos(Q_\perp z + \phi'), \quad n_y = n_\perp\sin(Q_\perp z + \phi'), \quad n_z = n_\parallel, \qquad /32/$$

где

$$n_\perp = \sqrt{(B^{(s)}_x)^2 + (B^{(s)}_y)^2}\Big/\sqrt{\sum_\alpha (B^{(s)}_\alpha)^2}, \quad n_\parallel = B^{(s)}_z\Big/\sqrt{\sum_\alpha (B^{(s)}_\alpha)^2}. \qquad /33/$$

При этом частота ω_μ, определенная согласно /16/, не зависит от z:

$$\omega_\mu = \gamma_\mu\sqrt{\sum_\alpha (B^{(s)}_\alpha)^2}. \qquad /34/$$

Легко видеть, что и в двух предыдущих случаях пространственные изменения локального магнитного поля в целом в точности повторяют магнитную структуру кристалла. Этот факт является следствием симметрии решетки и равенства /7/.

Из /17/ и /22/ получаем для ФС:

$$P_{xx}(t) = P_{yy}(t) = \frac{1}{2} n_{\perp}^{2} + [1 - \frac{1}{2} n_{\perp}^{2}] \cos \omega_{\mu} t , \qquad /35/$$
$$P_{zz}(t) = n_{z}^{2} + [1 - n_{z}^{2}] \cos \omega_{\mu} t .$$

В случае поликристалла вновь приходим к результату /26/.

6. В заключение отметим ряд обстоятельств, диктующих актуальность экспериментов по измерению частоты прецессии спина мюонов в магнитоупорядоченных кристаллах. Ве-первых, эти эксперименты, подобно измерению найтовского сдвига частот в простых металлах, позволяют пролить дополнительный свет на картину распределения электронной плотности в исследуемых образцах [9-10]. Во-вторых, как было показано на примере с ФМ гадолинием [5], зависимость частоты ω_{μ} от температуры помогает уточнить значения параметров, характеризующих магнитный порядок в образце. Использование мюонного метода в исследовании свойств модулированных структур в РЗМ /см. обзор [13]/ в настоящее время представило бы несомненный интерес. И, наконец, в-третьих: в парафазе РЗМ, вблизи T_N, где радиус корреляции магнитных моментов много больше постоянной решетки, следует ожидать те же величины локальных магнитных полей на мюоне, что и в АФМ-фазе. Это обстоятельство является крайне важным для исследования мюонным методом процессов критического замедления [1-3].

В заключение автор выражает благодарность В.И.Селиванову за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гуревич И.И. и др. Письма в ЖЭТФ, 1976, 23, с.345.
2. Гребинник В.Г. и др. ЖЭТФ, 1979, 76, с.2178.
3. Барсов С.Г. и др. ЖЭТФ, 1983, 84, с.1896.
4. Hofman W. et al. Phys.Lett., 1978, 65A, p.343.
5. Graf H. et al. Solid St. Comm., 1977, 23, p.653.
6. Ивантер И.Г., Фомичев С.В. Препринт ИАЭ-2999, М., 1978.
7. Белоусов Ю.М. и др. УФН, 1979, 129, с.3.
8. Blandin A., Campbell I.A. Phys.Rev.Lett., 1973, 31, p.51.
9. Denison A.B. et al. Helv.Phys.Acta, 1979, 52, p.460.
10. Shench A.Helv.Phys.Acta, 1981, 54, p.472.
11. Вонсовский С.В. Магнетизм. "Наука", М., 1971.
12. Volino F. In:Muons and Pions in Materials Research. "Horth-Holland", 1984, p.17.
13. Изюмов Ю.А. УФН, 1984, 144, с.439.

Рукопись поступила в издательский отдел
28 ноября 1985 года.

Юшанхай В.Ю. 14-85-860

Прецессия спина мюона в редкоземельных металлах с модулированной магнитной структурой

Теоретически исследуется возможность наблюдения прецессии спина мюона в различных магнитных фазах редкоземельных металлов тяжелой группы. Прецессия спина мюона, остановившегося в междоузлии кристаллической решетки образца, описывается решением классического уравнения прецессии спина относительно локального магнитного поля в данном междоузлии. Локальное поле состоит из дипольной и сверхтонкой компонент. На основе усреднения по различным междоузлиям решения уравнения прецессии выведены функции для описания временной зависимости мюонной поляризации для магнитных структур типа продольной спиновой волны, а также простой и ферромагнитной спирали. Получена связь наблюдаемой частоты прецессии с микроскопическими параметрами магнитного вещества.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1985

Перевод О.С.Виноградовой

Yushankhaj V.Yu. 14-85-860

Muon Spin Precession in Rare-Earth Metals with a Modulated Magnetic Structure

The possibility for the observation of muon spin precession in various magnetic phases of rare-earth metals of the heavy group is investigated theoretically. The precession of the muon spin stopped in interstitial site of a crystal lattice is described by the solution of the classical equation. The local magnetic field vector in interstitial sites consists of dipole and hyperfine components and forms the axis for muon spin precession. Functions for time dependence of muon polarization for cases of the longitudinal spin wave as well as simple and ferromagnetic spiral structures are obtained on the basis of averaging the solution of precession equation over various interstitial sites in the crystal lattice. The connection of the precession frequency under observation with microscopic parameters of the magnetic substnces is obtained.

The investigation has been performed at the Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1985