ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА

Р14 - 10656

А.Ю.Дидык, В.Д.Шестаков, В.Ю.Юшанхай

О ДИПОЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ СПИНА μ^{+} -МЕЗОНА, ДИФФУНДИРУЮЩЕГО В КРИСТАЛЛЕ

1977

P14 - 10656

А.Ю.Дидык, В.Д.Шестаков, В.Ю.Юшанхай

О ДИПОЛЬНОЙ РЕЛАКСАЦИИ СПИНА μ^+ -МЕЗОНА, ДИФФУНДИРУЮЩЕГО В КРИСТАЛЛЕ

Направлено на Международный симпозиум по проблемам мезонной химии и мезомолекулярных процессов в веществе. /Дубна, 1977/.

Дидык А.Ю., Шестаков В.Д., Юшанхай В.Ю. **P14 - 10656**

О дипольной релаксации спина μ^+-мезона, диффундирующего в кристалле

В квазиклассическом приближении получена временная зависимость для амплитуды наблюдаемой прецессии поперечной составляющей спина μ^+ -мезона, диффундирующего в кристалле. Дано сравнение с экспериментом для кристалла меди. Результаты не меняют выводов о подбарьерном характере диффузии μ^+-мезонов в меди.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1977

P14 - 10656

Didyk A.Yu. et al.

On the Dipole Relaxation of μ^+ Meson Spin Diffusing in a Crystal

In the quasiclassical approximation there was obtained the time dependence for the amplitude of the observed precession of the transverse component of the spin of μ^+ meson diffusing in a copper crystal. The results do not influence the conclusions about subbarier character of μ^+ meson diffusion in copper.

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

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1977

1. Диффузия в кристалле легкой примесной частицы в ряде работ [1–3] исследовалась экспериментально методом, основанным на измерении скорости дипольной релаксации спина μ^+-мезона. При обработке экспериментальных спектров ($\mu^+ \to e^+$)-распада использовалось выражение для амплитуды наблюдаемой прецессии поперечной составляющей спина μ^+-мезона в следующем виде [4]:

$$P_A(t) = \exp\{ -\omega_l^2 \tau^2 [e^{-t/\tau} - 1 + t/\tau] \} . \qquad /1/$$

Здесь t - время наблюдения, τ - среднее время пребывания мюона в междоузлии кристалла, $\omega_l \sim \gamma H_l$, где γ - гиромагнитное отношение мюона, H_l - величина локальных магнитных полей. Выражение /1/ получено в [4] в следующих предположениях: а/ учтена лишь секулярная часть взаимодействия дипольного магнитного момента мюона с дипольными моментами узлов решетки; б/ приведенная функция корреляции случайного локального магнитного поля $\vec{H}_l(t)$ на мюоне, флуктуирующего благодаря диффузии, выбрана в виде

$$\gamma(t) = e^{-|t|/\tau} . \qquad /2/$$

В настоящей работе получено выражение для амплитуды наблюдаемой прецессии $P(t)$ с отказом от первого предположения, другими словами, учтена несекулярная часть диполь-дипольного взаимодействия. Выбор приведенной корреляционной функции в форме /2/ диктуется в основном ее простотой.

В работе [5] предпринята попытка более строгого теоретического описания дипольной релаксации спина мюона в кристаллах. Но результаты этой работы настолько сложны, что затруднительно их использование для обработки экспериментальных данных. В отличие от [5] в настоящей работе использован квазиклассический способ описания релаксации, что позволяет получить немногим более сложный, чем /1/, но более точный результат и сделать конкретные выводы о параметрах диффузии ν - и Q -мюона в кристаллах [2].

2. Спиновый гамильтониан мюона выбирается в виде суммы двух слагаемых:

$$\mathcal{H} = \mathcal{H}_0 + \mathcal{H}_1(t), \qquad /3/$$

первое из которых - гамильтониан взаимодействия спина мюона с внешним магнитным полем H_0, направленным вдоль оси Oz,

$$\mathcal{H}_0 = -\hbar\gamma H_0 S_z = -\hbar\omega_0 S_z, \qquad /4/$$

а второе описывает взаимодействие спина $\vec{S}$ со случайными дипольными полями ядер, флуктуирующими благодаря диффузии мюона:

$$\mathcal{H}_1(t) = -\hbar\gamma \vec{H}_1(t)\vec{S}\ . \qquad /5/$$

Характер процесса диффузии позволяет в дальнейшем декартовы компоненты поля $H_{1i}(t)$ представить в виде

$$H_{1i}(t) = H_1 \xi_i(t), \quad i = x, y, z, \qquad /6/$$

где $H_1 \sim \frac{\mu_n}{r^3} z$, μ_n - магнитные моменты ядер среды, r - расстояние от мюона до ближайшего ядра, z - число ближайших соседей, $\xi_i(t)$ - стационарные случайные функции времени со средним значением нуль ($\overline{\xi_i(t)} = 0$) и дисперсией единица ($\overline{\xi_i^2(t)} = 1$).

Уравнение для спиновой матрицы плотности мюона $\rho(t)$ имеет вид

$$i\hbar \frac{\partial \rho(t)}{\partial t} = [\mathcal{H}, \rho(t)]. \qquad /7/$$

В случае слабых локальных полей ($H_l \ll H_0$) можно рассматривать $\mathcal{H}_1(t)$ как малое возмущение к оператору $\mathcal{H}_0$. В представлении взаимодействия, осуществляемом известными правилами

$$\tilde{\rho}(t) = e^{i\mathcal{H}_0 t/\hbar} \rho(t) e^{-i\mathcal{H}_0 t/\hbar}; \quad \tilde{\mathcal{H}}_1(t) = e^{i\mathcal{H}_0 t/\hbar} \mathcal{H}_1(t) e^{-i\mathcal{H}_0 t/\hbar}, \qquad /8/$$

последовательные итерации уравнения /7/ до второго порядка включительно дадут

$$\tilde{\rho}(t) \simeq \tilde{\rho}(0) - \frac{i}{\hbar} \int_0^t dt' [\tilde{\mathcal{H}}_1(t'), \tilde{\rho}(0)] - \frac{1}{\hbar^2} \int_0^t dt' \int_0^{t'} dt'' [\tilde{\mathcal{H}}_1(t'), \qquad /9/$$

$$[\tilde{\mathcal{H}}_1(t''), \tilde{\rho}(0)]].$$

Выражение /9/ следует усреднить по ансамблю систем. С учетом принятого условия $\overline{\xi_i(t)} = 0$ первый порядок в /9/ выпадает, во втором порядке усреднение $\tilde{\mathcal{H}}_1(t)$ и $\tilde{\rho}(0)$ можно провести независимо и сделать замену $\overline{\tilde{\rho}(0)}$ на $\overline{\tilde{\rho}(t)}$. Дифференцирование результата по времени и преобразование, обратное /8/, с учетом /4/-/6/ приводят к уравнению:

$$\frac{\partial \overline{\rho(t)}}{\partial t} = i\omega_0 [S_z, \overline{\rho(t)}] - \omega_l^2 \sum_{i,j} \int_0^t dt' \, \overline{\xi_i(t)\xi_j(t-t')} \times \qquad /10/$$

$$\times [S_i, [e^{i\omega_0 t' S_z} S_j e^{-i\omega_0 t' S_z}, \overline{\rho(t)}]].$$

Здесь принято обозначение $\omega_l = \gamma H_l$.

Поскольку дипольные моменты ядер кристалла неполяризованы, декартовы компоненты случайного поля

$H_{1i}(t)$ статистически независимы, что позволяет написать

$$\overline{\xi_i(t)\xi_j(t-t')} = \delta_{ij}\,\overline{\xi_i(t)\xi_i(t-t')} = \delta_{ij}\,\gamma(t'),$$

где $\gamma(t')$ - корреляционная функция случайного процесса $\xi_i(t)$. Окончательно получается вместо /10/:

$$\frac{\partial\overline{\rho(t)}}{\partial t} = i\omega_0[S_z, \overline{\rho(t)}] - \omega_1^2 \int_0^t dt'\gamma(t') \times$$

$$\times [S_i, [e^{i\omega_0 t' S_z} S_j e^{-i\omega_0 t' S_z}, \overline{\rho(t)}]]. \qquad /11/$$

Среднее значение компонент спина мюона определяется выражением

$$\langle S_i \rangle_t = \mathrm{Sp}\,\overline{\rho(t)} S_i, \quad i = x, y, z,$$

и уравнение /11/ дает систему двух "зацепляющихся" уравнений для поперечных составляющих спина. Решение этой системы с начальными условиями:

$$\langle S_x \rangle_0 = \frac{1}{2}; \; \langle S_y \rangle_0 = \langle S_z \rangle_0 = 0,$$

что соответствует поляризованному вдоль оси Ox пучку падающих мюонов и, в частности, для $\langle S_x \rangle_t$ имеет вид

$$\langle S_x \rangle_t = \frac{1}{2}\exp\{-\omega_1^2 \int_0^t dt'(t-t')\gamma(t')(1+\cos\omega_0 t')\} \times$$

$$\times \cos\{\omega_0 t + \omega_1^2 \int_0^t dt'(t-t')\gamma(t')\sin\omega_0 t'\}. \qquad /12/$$

Отсюда следует, что амплитуда наблюдаемой прецессии поперечной составляющей спина μ^+-мезона выражается в виде

$$P(t) = \exp\{-\omega_1^2 \int_0^t dt'(t-t')\gamma(t')(1+\cos\omega_0 t')\}. \qquad /13/$$

Если принять, как и в [4], что приведенная корреляционная функция /2/ случайного процесса $\xi_i(t)$ в целом хорошо описывает процесс диффузии мюона в кристалле, то подстановка /2/ в /13/ окончательно приводит к выражению для амплитуды P(t):

$$P(t) = \exp\{-\omega_1^2 \tau^2 (e^{-t/\tau} - 1 + t/\tau) -$$

$$- \omega_1^2 \tau^2 [\frac{e^{-t/\tau} \sin(\mathrm{arctg}\,\frac{1-\omega_0^2\tau^2}{2\omega_0\tau} - \omega_0 t)}{1+\omega_0^2\tau^2} - \qquad /14/$$

$$- \frac{1-\omega_0^2\tau^2}{[1+\omega_0^2\tau^2]^2} + \frac{t}{\tau} \cdot \frac{1}{1+\omega_0^2\tau^2}]\}.$$

В случае достаточно больших полей H_0 и не очень быстрой диффузии, когда $\omega_0\tau \gg 1$, выражение /14/ переходит в /1/. В области быстрой диффузии, когда $\tau/t \ll 1$, выражение /14/ приводит к временам τ, в два раза меньшим по сравнению с тем, что получены с помощью /1/.

3. Температурная зависимость частоты диффузионных скачков $1/\tau$ имеет вид

$$\frac{1}{\tau} = \nu e^{-Q/T}, \qquad /15/$$

где T - температура, ν и Q - параметры, подлежащие экспериментальному определению. Для монокристаллического образца меди с помощью /1/ в работе [2] найдено

$$\nu = 10^{(7{,}61 \pm 0{,}04)} c^{-1}; \; Q = (562 \pm 17)\ K. \qquad /16/$$

Если считать, что экспериментальная зависимость от времени затухания прецессии спина диффундирующего мюона совпадает с $P_A(t)$, где фигурирует соответствующее данной температуре значение τ_A, и аппроксимировать ее новой зависимостью P(t), то получаются новые значения τ . Результат такой аппроксимации приведен в таблице:

T /K/	τ_A /мкс/	τ /мкс/
304	0,2	0,11±0,03
162	1	0,84±0,11
135	2	1,80±0,2

Различие между τ_A и τ приводит к новым значениям параметров ν и Q в /15/:

$$\nu \simeq 6{,}07 \cdot 10^7 c^{-1} \; ; \quad Q \simeq 630\ K.$$

Сравнение вновь полученных значений параметров ν и Q с /16/ не меняет сделанных в работе /2/ выводов о подбарьерном характере диффузии μ^+-мезонов в меди.

В заключение авторы выражают благодарность И.И.Гуревичу, В.А.Жукову, Б.А.Никольскому, В.И.Селиванову за плодотворные обсуждения и ряд полезных замечаний.

Литература

1. Гуревич И. и др. ОИЯИ, Р14-6118, Дубна, 1971.
2. Гребинник В. и др. ЖЭТФ, 1975, 68, с. 1548.
3. Гребинник В. и др. Препринт ИАЭ-2735, М., 1976.
4. Абрагам А. Ядерный магнетизм, ИЛ, Москва, 1961.
5. Барышевский В., Кутень С. ФТТ, 1976, 18, с. 2873.

Рукопись поступила в издательский отдел
12 мая 1977 года.