Письма в ЖЭТФ, том 28, вып. 8, стр. 512 – 516 *20 октября 1978 г.*

РАСШИРЕНИЕ μ^+-МЕЗОНОМ КРИСТАЛЛИЧЕСКОЙ РЕШЕТКИ ТАНТАЛА И ИНДИЯ

В.Г.Гребинник, И.И.Гуревич, В.А.Жуков, И.Г.Ивантер, А.И.Климов, А.П.Маныч, В.Н.Майоров, Б.А.Никольский, А.В.Пирогов, А.Н.Пономарев, В.И.Селиванов, В.А.Суетин,

Предложен метод учета влияния квадрупольных взаимодействий на дипольную релаксацию спина μ^+-мезона в металлах. Метод применим в тех случаях, когда квадрупольное взаимодействие μ^+-мезона и ядер металла много больше их дипольного взаимодействия. Определено объемное расширение решетки тантала и индия примесным μ^+- мезоном.

Релаксация спина μ^+-мезона, вызванная диполь-дипольными взаимодействиями его магнитного момента с магнитными моментами ядер металла, была впервые обнаружена в работе [1] в меди. В дальнейшем дипольная релаксация μ^+-мезона была обнаружена [2] еще в целом ряде металлов. Измерение скорости Λ дипольной релаксации спина μ^+-мезона и сравнение ее с расчетной величиной позволяет определить тип междоузельной поры, где локализуется μ^+-мезон и степень деформации этой поры. Сравнение экспериментальной величины Λ с расчетной возможно при любом внешнем магнитном поле B, перпендикулярном начальной поляризации μ^+-мезонов. Однако такое сравнение осложняется двумя обстоятельствами. Во-первых, расчет величины Λ для произвольного поля B представляет очень большие трудности. В настоящее время вычислены величины Λ при $B = 0$, при $B \gtrsim B_{дип}$, где $B_{дип} \approx 10$ э – дипольное магнитное поле на μ^+-мезоне от ядер металла, и при $B >> B_{дип}$ [3, 4]. Во-вторых, следует учесть влияние электрических квадрупольных взаимодействий μ^+-мезона и ядер металла на измеряемую величину Λ. Для подавления этого влияния необходимо приложить достаточно сильное магнитное поле. В работе [5] экспериментально показано, что в меди, ядро которой имеет квадрупольный момент $Q_{Cu} = 0{,}21$ бн, для этого необходимо поле $B \approx 10$ кэ. Получение столь значительных магнитных полей с необходимой для экспериментов неоднородностью $\Delta B/B \lesssim 10^{-4}$ представляет достаточно сложную задачу. В тех случаях, когда ядра исследуемых металлов имеют квадрупольный момент много больший Q_{Cu}, метод подавления квадрупольных взаимодействий сильным магнитным полем, по-видимому, неприменим вовсе из-за возникающих при этом экспериментальных трудностей.

В настоящей работе предлагается другой метод учета влияния квадрупольных взаимодействий на скорость дипольной релаксации спина μ^+-мезона. Этот метод применим, когда энергия квадрупольного взаимодействия μ^+-мезона и ядер металла много больше энергии их магнитных дипольных взаимодействий.

Расчетное значение Λ определяется из зависимости $P(t)$ поляризации μ^+-мезона от времени. Для вычисления $P(t)$ представим ее в виде ряда по четным степеням t [3]:

$$P(t) = 1 - M_2 \frac{t^2}{2!} + M_4 \frac{t^4}{4!} - \ldots . \qquad (1)$$

В дальнейшем мы ограничимся вычислением лишь коэффициента $M_2 = 2\Lambda^2$. Такое приближение практически оправдано, так как экспериментальные зависимости $P(t)$ хорошо описываются [1, 2] выражением $P(t) = \exp(-\Lambda^2 t^2)$. Стандартная процедура вычислений с использованием гамильтониана Ван Флека [3] приводит к следующему выражению для M_2 в поликристаллическом образце при $B \gtrsim B_{\text{дип}}$ [4]:

$$M_2(B \gtrsim B_{\text{дип}}) = \frac{2}{3} (\gamma_\mu \gamma_I \hbar)^2 I(I+1) \sum_i r_i^{-6} \qquad (2)$$

и к следующему отношению между величинами M_2 в различных магнитных полях B:

$$M_2(B \ll B_{\text{дип}}) : M_2(B \gtrsim B_{\text{дип}}) : M_2(B \gg B_{\text{дип}}) = 5 : \frac{5}{2} : 1. \qquad (3)$$

Здесь γ_μ и γ_I – гиромагнитные отношения μ^+-мезона и ядер металла; I – спин ядра; r_i – расстояние от μ^+-мезона до i-го ядра.

Выражения (2) и (3) получены без учета электрических квадрупольных взаимодействий, которые, как было показано в [5], существенно влияют на величину Λ. Вычисление зависимости $\Lambda(B, Q)$ при любых значениях B и Q встречает весьма серьезные трудности. Однако, если энергия квадрупольного взаимодействия μ^+-мезона и ядер металла много больше энергии их дипольного взаимодействия, т. е. при достаточно больших значениях Q, влияние квадрупольных взаимодействий качественно проявляется в том, что при этом остаются эффективными лишь радиальные составляющие дипольных магнитных полей на μ^+-мезоне. Стандартный расчет приводит в этом случае к следующим поправочным множителям χ к величинам M_2:

$$\chi_{I=n} = \frac{2}{3}, \qquad \chi_{I=n-1/2} = \frac{2}{3} + \frac{1}{4I(I+1)} \qquad (4)$$

где $n = 1, 2\ldots$. Поправочные множители (4) точны в магнитных полях $B \ll B_{\text{кв}}$, где $B_{\text{кв}}$ – магнитные поля, необходимые для полного подавления квадрупольных взаимодействий μ^+-мезона и ядер металла.

При сильных квадрупольных взаимодействиях должна наблюдаться характерная экспериментальная зависимость $\Lambda(B)$: величина $\Lambda(B \ll B_{\text{дип}})$ уменьшается согласно (3) в $\sqrt{2}$ раз при $B \gtrsim B_{\text{дип}}$ и затем остается постоянной при увеличении B даже при $B \gg B_{\text{дип}}$, и только при $B \approx B_{\text{кв}}$, когда квадрупольные взаимодействия подавлены внешним магнитным полем B, достигается величина Λ, полученная Ван Флеком [3]. Поэтому для соотношения между величинами M_2 при сильных квадрупольных взаимодействиях получаем согласно (3) и (4):

$$M_2(B << B_{\text{дип}}) : M_2(B \gtrsim B_{\text{дип}}) : M_2(B \gtrsim B_{\text{кв}}) = 5 : \frac{5}{2} : \frac{3}{2} \qquad (5)$$

для целых значений I, и

$$M_2(B << B_{\text{дип}}) : M_2(B \gtrsim B_{\text{дип}}) : M_2(B \gtrsim B_{\text{кв}}) = 5 : \frac{5}{2} : \frac{1}{\frac{2}{3} + \frac{1}{4I(I+1)}} \qquad (6)$$

для полуцелых значений I.

Для экспериментальной проверки этой картины была измерена зависимость $\Lambda(B)$ в индии, ядро которого имеет большой квадрупольный момент $Q_{\text{In}} = 1{,}16$ бн. Процедура получения из экспериментальных зависимостей величин Λ подробно описана в работах [1, 2]. Величины Λ измерялись при достаточно низких температурах, когда μ^+-мезон в течение всего времени наблюдения (10 мсек) не диффундирует по кристаллу индия [2].

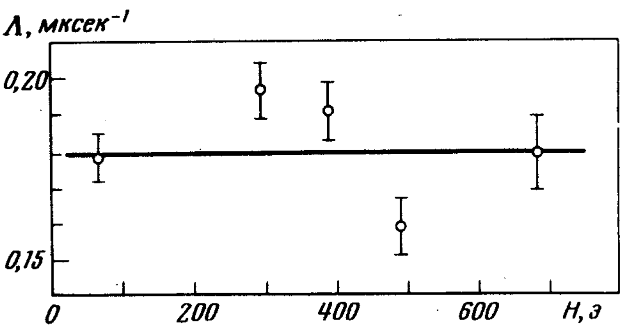

Рис. 1. Зависимость $\Lambda(B)$ в области магнитных полей $B \gtrsim B_{\text{дип}}$ в индии. Прямая линия соответствует среднему значению Λ в интервале температур 5 ÷ 27К

Зависимость $\Lambda(B)$ в индии приведена на рис. 1. Из рис. 1 видно, что в индии вплоть до полей $B \approx 700$ э $>> B_{\text{дип}} \approx 10$ э отсутствует зависимость $\Lambda(B)$. Это подтверждает предположение о сильном квадрупольном взаимодействий μ^+-мезона и ядер индия. Сильное квадрупольное взаимодействие наблюдено также в меди [5], где отсутствует зависимость $\Lambda(B)$ до полей $B \approx 500$ э. Экспериментально доказанный факт наличия в индии сильных квадрупольных взаимодействий позволяет для получения расчетных величин $\Lambda_{\text{расч}}$ в этом металле (а также в тантале, квадрупольный момент которого $Q_{\text{Ta}} = 3{,}9$ бн на порядок больше квадрупольного момента ядра меди) использовать формулу (2) с поправочным множителем (4).

В таблице приведены расчетные и экспериментальные значения Λ для индия и тантала при поле $B \gtrsim B_{\text{дип}}$. Расчетные значения $\Lambda_{\text{расч}}$ вычислены из формулы (2) с поправочным множителем (4) для недеформированной решетки металлов.

Металл	T, K	Тип поры	$\Lambda_{расч}(B \gtrsim B_{дип})$ мксек$^{-1}$	Λ мксек$^{-1}$	$a = \Lambda_{расч}/\Lambda$
Индий	5 ÷ 27	окта тетра	0,250 0,308	0,179± 0,003	1,39 ±0,03
Тантал	5 ÷ 36	окта тетра	0,198 0,184	0,133 ± 0,003	1,38 ±0,03

Структура индия представляет собой гранецентрированную тетраэдрическую (немного искаженную ГЦК) решетку с отношением осей $c/a = 1{,}075$. Локализация μ^+-мезона в октапоре ГЦК решетки индия принята по аналогии с локализацией μ^+-мезона в ГЦК решетке меди [5]. Локализация μ^+-мезона в тетрапоре ОЦК решетки тантала принята по аналогии с локализацией атома водорода [6]. Экспериментальные значения Λ являются средними величинами в указанных в таблице интервалах температур T, где значения Λ в пределах ошибок одинаковы (см. рис. 2).

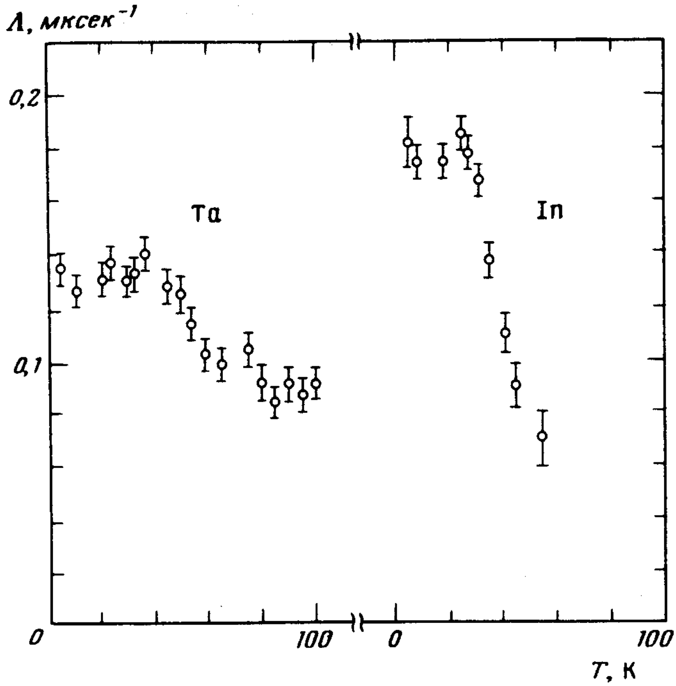

Рис. 2. Зависимости $\Lambda(T)$ при $B \approx 70$ э в индии и тантале при низких температурах. Экспериментальные зависимости $P(t)$ описывались выражением $P(t) = \exp(-\Lambda^2 t^2)$

В таблице приведены также величины $a = \Lambda_{расч}/\Lambda$. Величина a представляет собой относительное обьемное расширение поры, причем главным образом, ее первой координационной сферы, так как ближайшие к μ^+-мезону ядра металла, как это следует из (2), дают более 90% вклада в расчетное значение $\Lambda_{расч}$.

Авторы благодарны В.П.Джелепову за предоставленную возможность выполнить эту работу на синхроциклотроне ЛЯП ОИЯИ и В.С.Роганову за помощь в работе.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступила в редакцию
22 июля 1978 г.

Литература

[1] I.I.Gurevich, E.A.Meleshko, I.A.Muratova, B.A.Nikolsky, V.S.Roganov, V.I.Selivanov, B.V.Sokolov. Phys. Lett., **40A**, 143, 1972.

[2] В.Г.Гребинник, И.И.Гуревич, В.А.Жуков, А.И. Климов, А.П.Маныч, В.Н.Майоров, Е.В. Мельников, Б.А.Никольский, А.В.Пирогов, А.Н.Пономарев, В.И.Селиванов, В.А.Суетин. Труды Международного симпозиума по проблемам мезонной химии и мезомолекулярных процессов в веществе. Дубна, 7 – 10 июня 1977, стр. 266.

[3] J.H.Van Vleck. Phys. Rev., **74**, 1168, 1948.

[4] А.Ю.Дидык, В.Ю.Юшанхай. Препринт ОИЯИ 14-10807, 1977.

[5] M.Camani, F.N.Gygax, W.Rüegg, A.Schenk, M.Schilling. Phys. Rev. Lett., **39**, 836, 1977.

[6] H.D.Carstanjen, R.Sizmann. Berichte Bunsen. Ges. Phys. Chem., **76**, 1223, 1972.