

ДИФФУЗИЯ МЮОНА В ДИСПРОЗИИ

С.Г.Барсов, А.Л.Геталов, В.Г.Гребинник, В.А.Гордеев,
И.И.Гуревич, В.А.Жуков, И.Г.Ивантер, Б.Ф.Кириллов,
А.И.Климов, С.П.Круглов, Л.А.Кузьмин, А.Б.Лазарев,
С.М.Микиртычьяни, Н.И.Морева, В.А.Морозова,
Б.А.Никольский, А.В.Пирогов, А.Н.Пономарев,
В.И.Селиванов, В.А.Суетин, Г.В.Щербаков

Предложен метод измерения времени диффузионного перескока положительного мюона в кристалле геликоидально упорядоченного антиферромагнетика. Показано, что диффузия мюона в диспрозии является подбарьерным процессом.

Обычно для определения времени τ диффузионного перескока мюона между соседними междоузлиями кристаллической решетки металла измеряется скорость релаксации спина мюона из-за дипольных взаимодействий с магнитными моментами окружающих ядер или атомов. Диффузия мюона по кристаллу приводит к тому, что дипольные поля на нем становятся переменными во времени, вследствие чего скорость дипольной релаксации спина мюона уменьшается¹. Этот процесс эквивалентен диффузионному сужению линии ядерного магнитного резонанса.

В настоящей работе для определения времени τ диффузионного перескока положительного мюона в кристалле диспрозия используются особенности геликоидальной магнитной структуры антиферромагнитного состояния этого металла, позволяющие измерять зависимость $\tau(T)$ в интервале температур $T = 90 - 180$ К. Показано, что диффузия мюона в этом интервале температур является подбарьерным процессом. Эксперимент был выполнен на синхротронном ЛИЯФ в Гатчине.

Используемый образец диспрозия был составлен из шести дисков диаметром 35 мм и толщиной 5 мм, расположенных таким образом, чтобы плоскости их состояний были параллельны. Диски были изготовлены из поликристаллического материала с количеством примесей менее 0,01%. В результате последующего деформационного отжига при двустороннем сжатии размеры отдельных монокристаллов увеличились до 4–10 мм, а их гексагональные оси c приобрели преимущественную ориентацию перпендикулярно к плоскости основания диска. При измерениях образец был ориентирован таким образом, чтобы направление поляризации мюонов было параллельно плоскости основания диска. Такая ориентация образца соответствует максимальной величине наблюдаемой поляризации мюона в антиферромагнитном состоянии диспрозия. Температура образца измерялась с помощью германиевых датчиков с точностью $\delta T = 0,3$ К.

В эксперименте измерялась временная зависимость

$$N(t) = N_0 e^{-t/\tau_0} (1 + a e^{-\Lambda t}) + B \quad (1)$$

числа позитронов $\mu^+ \rightarrow e^+$ распада, вылетающих по направлению поляризации мюонов в нулевом внешнем магнитном поле. Здесь $\tau_0 = 2,2 \cdot 10^{-6}$ с – время жизни мюона; a – экспериментально измеряемый коэффициент асимметрии углового распределения позитронов $\mu^+ \rightarrow e^+$ распада; Λ – скорость релаксации спина мюона; B – фон. В выражении (1) принято, что релаксация спина мюона в диспрозии происходит по экспоненциальному закону $P(t) = e^{-\Lambda t}$. Эксперимент подтверждает такой вид $P(t)$.

На рис. 1 приведена температурная зависимость $a(T)$ экспериментально измеряемого коэффициента асимметрии в интервале $T = 100 - 250$ К. Показанные на рисунке величины a_0 и a_1 представляют собой средние значения коэффициента a для парамагнитного ($T > T_N$) и антиферромагнитного ($T < T_N$) состояний диспрозия. Здесь $T_N = 180$ К – температура Нееля. Уменьшение коэффициента a при переходе к антиферромагнитному состоянию про-

исходит из-за ненаблюдаемо быстрой прецессии спина мюона в больших магнитных полях при $T < T_N$. Локальные магнитные поля H_μ на мюоне в октаэдрических и тетраэдрических междоузлиях диспрозия при $T < T_N$ составляют $H_\mu \approx 10^4$ Э и направлены перпендикулярно к гексагональной оси c кристалла². Коэффициент a_1 относится, таким образом, к релаксации продольных, по направлению поля H_μ , составляющих спина мюона. Соответствующее уменьшение наблюдаемой поляризации мюонов равно

$$P_{\text{набл}} = \frac{a_1}{a_0} = \langle \cos^2 \theta \rangle = 0,375. \quad (2)$$

Здесь $\langle \cos^2 \theta \rangle$ — средний квадрат косинуса угла между направлением поляризации мюонов и направлениями локальных полей H_μ . Из экспериментальных зависимостей $a(T)$ и $\Lambda(T)$ вблизи T_N следует, что переход диспрозия в антиферромагнитное состояние происходит, в отличие от эрбия³, в достаточно широком интервале температур. Поэтому температурная зависимость $\tau(T)$ времени диффузионного перескока мюона в кристалле диспрозия измеряется при $T < 174$ К, когда все переходные процессы заведомо заканчиваются и магнитная структура образца упорядочивается в виде антиферромагнитного геликоида.

На рис. 2 приведена температурная зависимость $\Lambda(T)$ скорости релаксации спина мюона в антиферромагнитном состоянии диспрозия при $T = 100 - 174$ К.

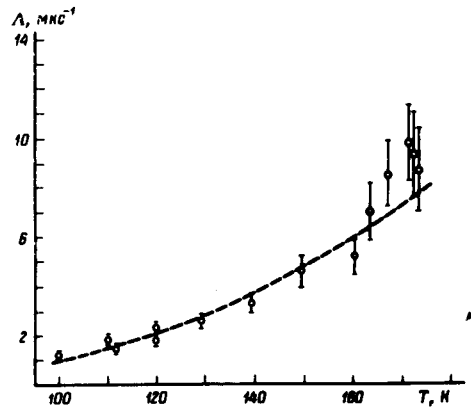
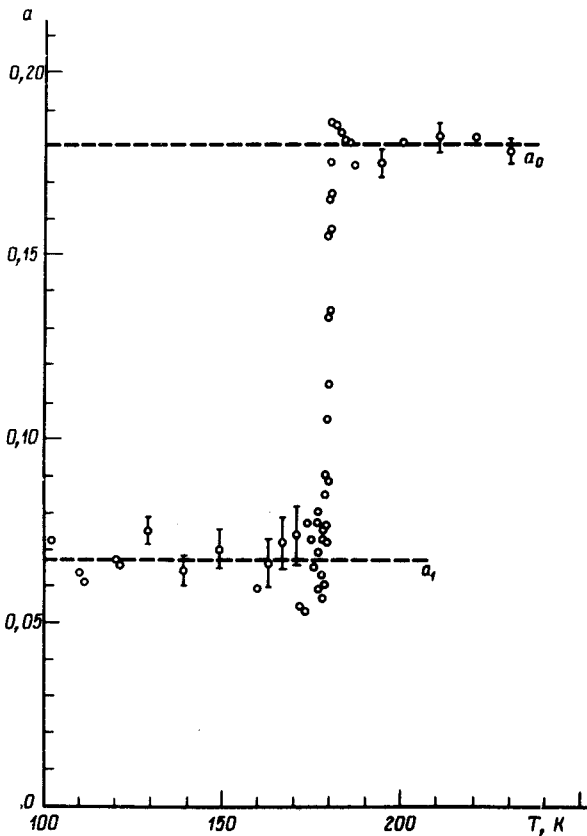


Рис. 2. Температурная зависимость $\Lambda(T)$ скорости релаксации спина мюона. Плавная кривая представляет собой теоретическую зависимость $\Lambda_{\text{теор}}(T)$

Рис. 1. Температурная зависимость $a(T)$ экспериментально измеряемого коэффициента асимметрии позитронов $\mu^+ \rightarrow e^+$ распада в диспрозии

Из рис. 2 видно, что при $T < T_N$ Λ возрастает с увеличением температуры. Такая зависимость $\Lambda(T)$ объясняется диффузией мюона по междоузлиям геликоидально упорядоченной структуры диспрозия. При диффузионном перескоке мюона между двумя соседними междоузлиями продольная, вдоль направления поля H_μ , составляющая его спина — $\sigma_{\text{прод}}$ уменьшится и станет равной $\sigma_{\text{прод}} \cos \varphi$, где φ — угол между направлениями H_μ в этих междоузлиях. Ниже показано, что этот процесс приводит к экспоненциальной зависимости

$P(t) = e^{-\Lambda t}$ при

$$\Lambda = \frac{k}{\tau} \sin^2 \varphi, \quad (3)$$

где $k \lesssim 1$ — относительная вероятность диффузионного прыжка мюона в междоузлие, расположенное в соседнем атомном слое повернутыми на угол φ атомными спинами.

Выражение (3) получается следующим образом. Обозначим

$$P(t) = \sum_i P_i(t) \cos \theta_i, \quad (4)$$

где $P_i(t)$ — вклад в измеряемую поляризацию $P(t)$ от мюонов, находящихся в момент времени t в междоузлии, в котором поле H_μ направлено под углом θ_i к направлению первичной, т. е. измеряемой поляризации мюонов. Суммирование производится по всем междоузлиям. При диффузии мюона скорость изменения $P_i(t)$ записывается в виде

$$\frac{dP_i}{dt} = \frac{W}{2} \cos \varphi [P_{i-1}(t) + P_{i+1}(t)] - W P_i(t), \quad (5)$$

где $W = k/\tau$. Первое слагаемое в (5) описывает увеличение $P_i(t)$ из-за диффузии мюонов в i -е междоузлие из соседних $i-1$ и $i+1$ междоузлий, второе — уменьшение $P_i(t)$ из-за диффузии мюонов из i -го междоузлия. Из соотношений (4) и (5) следует

$$\frac{dP}{dt} = -WP(t) + \frac{W}{2} \cos \varphi \sum_i [\cos \theta_i P_{i-1}(t) + \cos \theta_i P_{i+1}(t)].$$

Выражая углы θ_{i+1} и θ_{i-1} через угол θ_i , получим

$$\frac{dP}{dt} = -P(t) [W(1 - \cos \varphi) + W \cos \varphi (1 - \cos \varphi)] = -P(t) W \sin^2 \varphi.$$

откуда и следует экспоненциальная зависимость $P(t)$ и выражение (3) для скорости релаксации Λ .

При некогерентной диффузии мюона по кристаллу температурная зависимость $P(t)$ может быть записана в виде ¹

$$\frac{1}{\tau} = \nu e^{-Q/T}. \quad (6)$$

Тогда из выражений (3) и (6) следует

$$\Lambda_{\text{теор}} = k\nu e^{-Q/T} \sin^2 \varphi. \quad (7)$$

Параметры $k\nu$ и Q определяются из приведенной на рис. 2 экспериментальной зависимости $\Lambda(T)$. При этом следует иметь в виду, что угол φ в диспрозии существенно зависит от температуры. Измерения с помощью нейтронографического метода показали, что угол φ увеличивается почти линейно от $\varphi = 26^\circ$ при $T = 90\text{К}$ до $\varphi = 43^\circ$ при $T = 180\text{К}$. Полученная с учетом этого вида $\varphi(T)$ теоретическая зависимость (7) приведена на рис. 2. Найденные по методу максимального правдоподобия параметры $k\nu$ и Q оказались равными

$$k\nu = 10^{8.0 \pm 0.1} \text{ с}^{-1}, \quad Q = 316 \pm 27\text{К}. \quad (8)$$

Значения (8) параметров $k\nu \simeq \nu$ и Q отвечают процессу подбарьерной диффузии ¹ мюона в диспрозии.

Описанный выше метод измерения зависимости $\tau(T)$ в диспрозии позволяет, в принципе, определить, является ли диффузия мюона в этом металле последовательностью прыжков в соседние междоузлия или представляет собой ненаблюдаемо быстрое (зонное) дви-

жение по кристаллу между относительно удаленными локальными примесными ловушками. В последнем случае скорость релаксации спина мюона не должна зависеть от вида функции $\varphi(T)$. К сожалению статистическая точность данного эксперимента позволяет сделать лишь качественное утверждение, что междоузельная диффузия мюона в диспрозии является более вероятной. Значения параметров соответствия экспериментальной и теоретической зависимостей $\Lambda(T)$ для этих двух диффузионных процессов оказались равными $\chi^2 = 17$ для указанного выше вида $\varphi(T)$ (см. рис. 2) и $\chi^2 = 20$ для случая $\varphi = \text{const}$ при средне-статистическом значении $\chi^2 = 12$.

Авторы благодарны О.И.Сумбаеву и А.А.Воробьеву за содействие и поддержку данной работы, М.Т.Березову, А.Ф.Бурцеву, А.Н.Заикаеву за помощь в работе.

Литература

1. Гребинник В.Г., Гуревич И.И., Жуков В.А., Маньч А.П., Мелешко Е.А., Муратова И.А., Никольский Б.А., Селиванов В.И., Суетин В.А. ЖЭТФ, 1975, 68, 1548.
2. Ивантер И.Г., Фомичев С.В. Препринт ИАЭ-2999, 1978.
3. Барсов С.Г., Геталов А.Л., Гребинник В.Г., Гордеев В.А., Гуревич И.И., Жуков В.А., Климов А.И., Круглов С.П., Кузьмин Л.А., Лазерев А.Б. и др. ЖЭТФ, 1983, 84, 1896.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

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

Объединенный
институт ядерных исследований

Поступила в редакцию
7 июля 1984 г.