Письма в ЖЭТФ, том 25, вып. 2, стр. 103 – 106 20 января 1977 г.

О ВОЗМОЖНОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ МЕСТ ЛОКАЛИЗАЦИИ μ^+-МЕЗОНОВ В КРИСТАЛЛАХ

А.Г.Лундин, О.В.Фалалеев, Н.А.Сергеев

В работе, на примере кристаллов меди, рассматриваются возможности метода моментов для определения мест локализации μ^+-мезонов в кристаллах.

В последнее время успешно развивается новый метод исследования физических свойств твердого тела с помощью поляризованных μ^+-мезонов [1, 2]. Метод основан на экспериментальном изучении прецессии магнитного момента μ^+-мезонов, первоначально поляризованных перпендикулярно внешнему магнитному полю. Затухание прецессии обусловлено взаимодействием μ^+-мезона с магнитными моментами ядер кристалла. Как отмечается в работах [1, 2], форма кривой спада свободной прецессии μ^+-мезона, $P(t)$, зависит от его местонахождения в кристаллической решетке и характера подвижности.

Ниже предлагается использовать широко применяемый в радиоспектроскопии твердого тела метод моментов для определения мест локализации μ^+-мезонов в кристаллах.

Фурье-образ от $P(t)$ представляет собой функцию распределения локальных магнитных полей на μ^+-мезоне и является, по существу, функцией формы линии, $g(\omega)$, магнитного резонанса μ^+-мезонов [3]. В общем случае функция $P(t)$, имеет, по-видимому, сложный вид, однако при достаточно малых временах она может быть аппроксимирована рядом:

$$P(t) = P_0\left(1 - \frac{M_2}{2!}t^2 + \frac{M_4}{4!}t^4 - \dots\right),$$

где

$$M_{2n} = \int_{-\infty}^{\infty} g(\omega)(\omega - \omega_0)^{2n}\,d\omega \Big/ \int_{-\infty}^{\infty} g(\omega)\,d\omega = \frac{(-1)^n}{P_0}\left(\frac{\partial^{2n} P(t)}{\partial t^{2n}}\right)_{t=0}$$

– моменты формы линии $g(\omega)$.

В отличие от $P(t)$ моменты могут быть вычислены точно, и для магнитных диполь-дипольных взаимодействий они относительно просто связаны с координатами μ^+-мезона в элементарной ячейке кристалла.

В качестве примера рассмотрим экспериментальные результаты по скорости затухания амплитуды прецессии спинов μ^+-мезонов в кристаллической решетке меди [4]. При низких температурах, когда диффузия μ^+-мезонов отсутствует скорость затухания амплитуды прецессии $P(t)$ не зависит от температуры и хорошо описывается гауссовой кривой:

$$P(t) = \exp(-\sigma^2 t^2).$$

В этом случае экспериментально измеренный параметр σ, однозначно определяет всю кривую $P(t)$ и связан со вторым моментом следующим образом:

$$M_2 = 2\sigma^2.$$

В случае поликристаллических образцов, как показал Ван-Флек, значение второго момента определяется выражением [3]:

$$M_2 = \frac{4}{15}\gamma_\mu^2\gamma^2\hbar^2 S(S+1)\sum_i^{(R_i < R_0)} R_i^{-6} . \qquad (1)$$

В этой формуле γ_μ – гиромагнитное отношение μ^+-мезонов, $\gamma = (f_1\gamma_1^2 + f_2\gamma_2^2)^{1/2}$, где γ_1, γ_2 и f_1, f_2 – гиромагнитные отношения и относительные концентрации изотопов ядер меди, $\hbar$ – постоянная Планка, S – спин ядер меди, R_i – расстояние между μ^+-мезоном и i-ядром меди. Суммирование в (1) проводится по всем ядрам внутри сферы радиуса R_0. Для кубических решеток точность вычисления ΣR_i^{-6} около 0,1% обеспечивается при R_0, превышающем параметр элементарной ячейки a примерно в пять раз. Для меди при температурах 20 – 60К, при которых были получены используемые экспериментальные результаты, параметр a примем равным 3,594Å, учитывая температурную поправку, взятую из [5]. Вклад в (1) всех остальных магнитных моментов в кристалле, так же как и поправки на колебания ядер,пренебрежимо мал.

Учитывая, что элементарная ячейка меди является гранецентрированной кубической и содержит два типа пустот – октаэдрические и тетраэдрические, естественно предположить, что μ^+-мезоны могут находиться в центрах пустот. Допустим также, что внедрение μ^+-мезона не приводит к изменению взаимного расположения окружающих его ядер меди.

Если μ^+-мезоны занимают обе из возможных позиций, наблюдаемый второй момент определяется взвешенной суммой:

$$M_2 = p_T M_2^T + p_o M_2^o ,$$

где p_T и p_o – вероятности захвата μ^+-мезонов тетраэдрической и октаэдрической пустотами соответственно ($p_T + p_o = 1$); M_2^T и M_2^o – значения вторых моментов, рассчитанных для каждой из этих позиций.

Расчет, проведенный на ЭЦВМ, показал, что

$$M_2^T = 176{,}1\cdot 10^{48}\frac{\gamma_\mu^2\gamma^2\hbar^2 S(S+1)}{a^6} = 13{,}2\cdot 10^{10}\ сек^{-2};$$

$$M_2^o = 112{,}6\cdot 10^{48}\frac{\gamma_\mu^2\gamma^2\hbar^2 S(S+1)}{a^6} = 8{,}5\cdot 10^{10}\ сек^{-2}.$$

Экспериментальное значение σ, полученное в работе [4], равно $(0{,}252 \pm 0{,}06)\cdot 10^6\ сек^{-1}$. (Величина случайной ошибки оценена из рис. 3 этой работы). Отсюда имеем следующее значение для второго момента:

$$M_2^{\text{э}} = (12{,}70 \pm 0{,}60) \cdot 10^{10}\ сек^{-2}.$$

Сравнение теоретических и экспериментальных данных убедительно говорит о том, что μ^+-мезоны в кристаллах меди занимают преимущественно тетраэдрические позиции. Отметим, что, например, в кристалле никеля, изоструктурном меди, μ^+-мезоны, по данным работы [6], занимают октаэдрические полости.

В справедливости исходных предположений о локализации μ^+-мезона в центрах неискаженных пустот можно было бы убедиться, если провести эксперименты по измерению второго момента на монокристаллических образцах, ориентированных в магнитном поле специальным образом. В этой связи отметим, что общие свойства ориентационной зависимости моментов для кристаллов всех сингоний, а так же методика определения координат магнитных ядер в кристаллах на основе теории оптимального эксперимента рассмотрены нами в [7, 8]. В частности, для кристаллов кубической симметрии ориентационная зависимость M_2 полностью определяется двумя структурными параметрами, для наиболее точного экспериментального определения которых необходимо выполнить измерения вторых моментов при двух ориентациях кристалла в магнитном поле. Одна из этих ориентаций соответствует вектору магнитного поля, направленному вдоль оси симметрии 4 порядка ($H_0 \parallel C_4$), другая – вдоль оси 3 порядка кристалла ($H_0 \parallel C_3$). Соответствующие значения моментов, вычисленные для монокристалла меди, равны:

$$H_0 \parallel C_4: \quad M_2^T = 1{,}24 \cdot 10^{10}\ сек^{-2}; \quad M_2^{\circ} = 19{,}25 \cdot 10^{10}\ сек^{-2},$$

$$H_0 \parallel C_3: \quad M_2^T = 20{,}75 \cdot 10^{10}\ сек^{-2}; \quad M_2^{\circ} = 0{,}95 \cdot 10^{10}\ сек^{-2}.$$

Как видно, максимальное значение второго момента для тетраэдрической позиции приходится на минимальное значение для октаэдрической и наоборот, что должно обеспечить весьма высокую точность при сравнении теоретических и экспериментальных данных.

В заключение выражаем признательность д-ру Паттерсону (Физический институт Университета, Цюрих, Швейцария), обратившему наше внимание на интересную область приложения разрабатываемой нами методики определения координат спинов в кристаллах с помощью метода моментов.

Институт физики
им. Л.В.Киренского
Академии наук СССР
Сибирское отделение

Поступила в редакцию
1 декабря 1976 г.

Литература

[1] И.И.Гуревич, А.И.Климов, В.Н.Майоров, Е.А.Мелешко, Б.А.Никольский, В.И.Селиванов, В.А.Суетин. ЖЭТФ, 69, 439, 1975.

[2] B.D.Patterson, H.Graf, W.Hofmann, W.Kündig. Abstracts of XIX Congress AMPERE, p. 222, Heidelberg, 1976.

[3] А.А.Абрагам. Ядерный магнетизм, М ИИЛ, 1963.

[4] В.Г.Гребинник, И.И.Гуревич, В.А.Жуков, А.П.Маныч, Е.А.Мелешко, И.А.Муратова, Б.А.Никольский, В.И.Селиванов, В.А.Суетин. ЖЭТФ, 68, 1548, 1975.

[5] М.П.Малков, И.Б.Данилов, А.Г.Зельдович, А.Б.Фрадков. Справочник по физико-техническим основам глубокого охлаждения, М.–Л., Госэнергоиздат, 1963, стр. 79.

[6] И.И.Гуревич, А.Н.Климов, В.Н.Майоров, Е.А.Мелешко, Б.А.Никольский, В.С.Роганов, В.И.Селиванов, В.А.Суетин. Письма в ЖЭТФ, 18, 564, 1973.

[7] О.В.Фалалеев, Н.А.Сергеев, А.Г.Лундин. Кристаллография, 19, 560, 1974.

[8] A.G.Lundin, O.V.Falaleev, N.A.Sergeev. Abstracts of XIX Congress AMPERE, p. 33, Heidelberg, 1976.

Письма в ЖЭТФ, том 25, вып. 2, стр. 106 – 109 *20 января 1977 г.*

О РАЗНОСТИ ЭНЕРГИЙ ПРАВЫХ И ЛЕВЫХ МОЛЕКУЛ, ОБУСЛОВЛЕННОЙ НЕСОХРАНЕНИЕМ ЧЕТНОСТИ В СЛАБОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРОНОВ С ЯДРОМ

Б.Я.Зельдович, Д.Б.Саакян, И.И.Собельман

В последнее время интенсивно обсуждаются возможные проявления несохранения четности, обусловленные слабым взаимодействием электронов с ядром, в атомной и молекулярной физике [1 – 3]. При этом основное внимание уделяется различию оптических свойств для света с правой и левой круговой поляризацией.

В настоящей работе выясняется, в какой мере указанное взаимодействие может привести к различию энергий правой и левой модификаций молекул, способных существовать в двух таких формах[1)].

Гамильтониан P-нечетного слабого взаимодействия электрона с ядром запишем в виде (см. [2])

$$W = -\frac{G\hbar^3 q}{2\sqrt{2}\,mc^2}\, Z[(\vec{\sigma}\,\mathbf{p})\delta(\mathbf{r}) + \delta(\mathbf{r})(\vec{\sigma}\,\mathbf{p})], \qquad (1)$$