

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВЕЛИЧИНЫ И ЗНАКА ПОСТОЯННОЙ d КВАДРУПОЛЬНОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ МЮОНИЯ В α -КВАРЦЕ

С.И. Барсов, В.Г. Барышевский, А.Л. Геталов, В.А. Гордеев,
С.П. Круглов, Л.А. Кузьмин, С.А. Кутень,
С.М. Микиртычянц, Г.В. Щербаков

Предложен и реализован метод определения знака квадрупольной постоянной d атома мюония, основанный на изучении зависимости частот переходов между энергетическими уровнями триплетного ($F = 1$) мюония от величины внешнего магнитного поля. При $T = 293$ К для величины d получено значение $d = (-0,517 \pm 0,008)$ МГц.

Как показано в работе ¹ и далее развито в теоретических работах ^{2, 3} связанная система μ^+ -мезона и электрона-мюоний (Mu) в основном состоянии обладает новой квантовой характеристикой – электрическим квадрупольным моментом.

Наличие квадрупольного момента приводит к расщеплению уровней сверхтонкой структуры при помещении Mu в неоднородное электрическое (например, внутрикристаллическое) поле. В этом случае спиновый гамильтониан мюония в отсутствие внешнего магнитного поля имеет вид:

$$\hat{H} = ASJ + \frac{1}{6} Q_{ik} \phi_{ik} \quad (1)$$

В (1) первое слагаемое есть обычное сверхтонкое взаимодействие между спинами мюона (J) и электрона (S) с константой сверхтонкого взаимодействия A , второе слагаемое – квадрупольное взаимодействие с неоднородным электрическим полем; $\phi_{ik} = \partial^2 \phi / \partial x_i \partial x_k$ – тензор градиента электрического поля (ГЭП), создаваемого окружением в центре Mu; Q_{ik} – оператор квадрупольного момента мюония:

$$Q_{ik} = C_F (\{F_i F_k\} - \frac{2}{3} F^2 \delta_{ik})$$

$$C_F = \begin{cases} 0, & F = 0 \\ \frac{3}{2} eQ, & F = 1 \end{cases} \quad (2)$$

i, k – индексы координат (x, y, z); $F = J + S$ – полный момент мюония; Q – его квадрупольный момент в кристалле.

Если кристалл находится во внешнем магнитном поле B , спиновый гамильтониан Mu принимает вид:

$$\hat{H} = ASJ + \frac{1}{6} Q_{ik} \phi_{ik} + g_e \mu_e SB + g_\mu \mu_\mu JB, \quad (3)$$

где g_e и μ_e (g_μ и μ_μ), соответственно, g – фактор и магнитный момент электрона (мюона).

Поведение поляризации μ^+ -мезонов в составе атома Mu полностью определяется структурой энергетических уровней (3). Последние зависят от величины B и его ориентации относительно главных осей тензора ГЭП. Для произвольной ориентации главных осей тензора ГЭП приближенные выражения для энергетических уровней могут быть получены методом возмущений в предположении, что $A \gg \omega_e \gg |d|$. В этом случае

$$E_0 = -\frac{3}{4} A - \frac{\omega_+^2}{A}, \quad E_1 = \frac{A}{4} + \frac{\omega_+^2}{A} - \frac{d}{4} f(\theta, \phi)$$

$$E_{2,3} = \frac{A}{4} \pm \omega_{\pm} + \frac{d}{8} f(\theta, \phi) \quad (4)$$

где $\omega_{\pm} = (\omega_e \pm \omega_{\mu})/2$; ω_e, ω_{μ} — частоты ларморовской прецессии спинов электрона и мюона в магнитном поле B ; $d = eQ\phi_{zz}$ — квадрупольная постоянная Mu в кристалле; $f(\theta, \phi)$ — функция, описывающая квадрупольный вклад в (3).

$$f(\theta, \phi) = 3 \cos^2 \theta - 1 + \eta \sin^2 \theta \cos 2\phi, \quad (5)$$

где θ, ϕ — полярный и азимутальный углы, характеризующие наклон B относительно оси

z тензора ГЭП, $\eta = \left| \frac{\phi_{xx} - \phi_{yy}}{\phi_{zz}} \right|$.

Временная зависимость вектора поляризации μ^+ -мезонов определяется частотами всех возможных переходов между уровнями $\omega_{ik} = E_i - E_k$. В слабом магнитном поле, если не регистрировать прямые переходы между синглетным (E_0) и триплетными (E_1, E_2, E_3) подуровнями, экспериментальный μSR — спектр прецессии Mu будет содержать две частоты

$$\omega_1 = \omega_{\pm} - \frac{\omega_{\pm}^2}{A} + \frac{3}{8} df(\theta, \phi), \quad \omega_2 = \omega_{\pm} + \frac{\omega_{\pm}^2}{A} - \frac{3}{8} df(\theta, \phi). \quad (6)$$

В настоящее время известны результаты экспериментов трех групп ⁴⁻⁶, посвященных изучению квадрупольного взаимодействия Mu с веществом. Однако, до настоящего времени отсутствуют эксперименты, в которых был бы определен знак квадрупольной постоянной d .

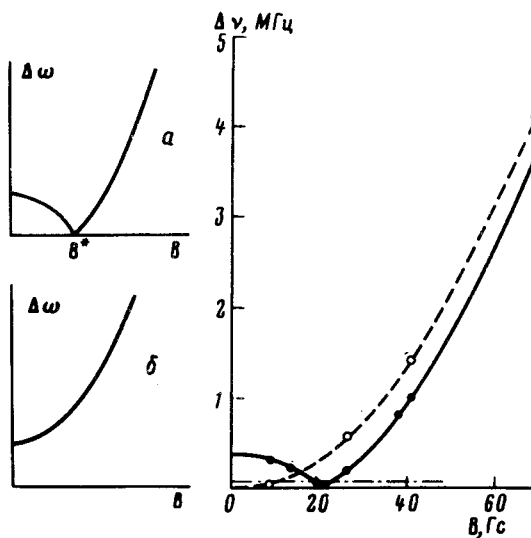


Рис. 1

Рис. 2

Рис. 1. Зависимость разности частот прецессии мюония $\Delta\omega$ от величины внешнего магнитного поля B для противоположных знаков квадрупольной постоянной d при неизменной ориентации главных осей тензора ГЭП: а) $d < 0, f < 0$; б) $d > 0, f < 0$

Рис. 2. Экспериментальная зависимость разности частот прецессии мюония $\Delta\nu$ (МГц) в кристаллическом кварце (темные точки) и в плавленном кварце (светлые точки) от величины внешнего магнитного поля B (Гс). Штрих-пунктирной линией показан экспериментальный предел разделения двух частот прецессии. Сплошная кривая — результат фитирования по формуле (7) с параметрами (8). Параметр η полагается равным нулю.

Укажем на интересный эффект, связанный с возможностью определения знака постоянной d мюония при известной ориентации главных осей тензора ГЭП. А именно: разность частот

(6) $\Delta\omega = |\omega_1 - \omega_2|$ имеет качественно различную зависимость от величины магнитного поля B при разном знаке d . Пусть для определенности $f < 0$ (этому может соответствовать, например, ситуация, когда $\theta = \pi/2, \eta = 0$). Тогда при $d < 0$ величина $\Delta\omega$ с ростом поля вначале падает квадратично по B , а при некотором значении магнитного поля, равному $B^* = \left(\frac{3}{4} dfA\right)^{1/2} / g_e |\mu_e|$ обращается в нуль и далее растет квадратично с полем (рис. 1, а).

Если же $d > 0$, то величина $\Delta\omega$ может только монотонно возрасть с ростом B (рис.1, б). Поэтому для определения знака квадрупольной постоянной мюония достаточно провести несколько измерений вблизи поля B^* .

Измерения проводились на установке „Мюоний”⁷, на сепарированном пучке μ^+ -мезонов мю-мезонного канала синхротронного ускорителя ЛИЯФ⁸ с импульсом ~ 108 МэВ/с. Мишень состояла из трех монокристаллов α -кварца. Ось \hat{C} кристаллов совпадала с направлением начальной поляризации мюонов и была перпендикулярна внешнему магнитному полю. Результаты измерений при комнатной температуре образца представлены на рис.2. Темными точками нанесены измеренные разности частот $\Delta\omega = |\omega_1 - \omega_2|$ в зависимости от величины внешнего магнитного поля для α -кварца. Для сравнения светлыми точками нанесены результаты измерений для плавленого кварца, полученные в тех же экспериментальных условиях. Ошибки измерения разности частот в основном определяются статистикой и составляют от 0,01 МГц до 0,02 МГц, что примерно соответствует размерам точек. Из рис.2 видно, что величина df больше нуля, т.е. существуют два варианта; 1. $d > 0, f > 0$; 2. $d < 0, f < 0$.

Для определения знака f воспользуемся результатами работы⁴, где показано, что при комнатной температуре сверхтонкое взаимодействие имеет аксиальную симметрию и ось симметрии совпадает с осью \hat{C} кристалла. Полагая, что ось z тензора ГЭП совпадает с осью \hat{C} ,

имеем $\theta = \pi/2, \eta = 0$ и $f = -1$, тогда из (6) получаем: $\Delta\omega = \left| \frac{2\omega_+^2}{A} + \frac{3}{4} d \right|, d < 0$

(7). Результат фитирования экспериментальных данных для α -кварца по формуле (7) показан на рис.2 сплошной линией. Для параметров A и d получены следующие значения: $A = (4510 \pm 30)$ МГц, $d = (-0,517 \pm 0,008)$ МГц (8).

Литература

1. Барышевский В.Г. Ядерная оптика поляризованных сред. Минск изд. БГУ 1976.
2. Барышевский В.Г., Кутень С.А. Мезоны в веществе. Дубна, Д1, 2, 14-10908, с.342, 1977.
3. Baryshevskii V.G., Kuten S.A. Phys. Lett., 1977, 64A, 238.
4. Brewer J.H., Beder D.S. et al. Phys. Rev. Lett., 1979, 42, 808.
5. Brown J.A., Dodds S.A. et al. Solid State Comm., 1980, 33, 613.
6. Brewer J.H., Spencer D.P. et al. Hyperf. Inter., 1981, 8, 405.
7. Барсов С.Г., Геталов А.Л. и др. Препринт ЛИЯФ-659, Л., 1981.
8. Волченков В.А., Гордеев В.А. и др. Препринт ЛИЯФ-617, Л., 1980.

Ленинградский институт ядерной физики
им. Б.П.Константинова
Академии наук СССР

Белорусский
государственный университет им. В.И.Ленина

Поступила в редакцию
12 декабря 1983 г.