

По сравнению со стробоскопическим осциллографом возрастает скорость накопления гистограммы, система более гибкая. Подобные системы могут найти применение при анализе локационных эхо-сигналов, где требуется перекрыть большой временной диапазон с хорошим временным разрешением и без больших пропусков по времени.

### Список литературы

1. Watkinson P., Barrault M. R., Lewis P. G. // J. of Phys. E: Sci. Lustrum.— 1976.— V. 9.— N 9.— P. 697.
2. Baldis H. A., Azam-Zanganeh J. // Rev., Sci. Instrum.— 1973.— V. 44.— № 6.— P. 712.
3. Демчук М. И., Денисенко В. Н., Кузнецов В. П. А. С. 756487 СССР. Аналоговое запоминающее устройство. БИ.— 1980.— № 30.

Поступила в редакцию 05.02.85.

УДК 539.1

В. Г. БАРЫШЕВСКИЙ, С. А. КУТЕНЬ, В. И. РАПОПОРТ

### КВАДРУПОЛЬНЫЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ И ДИФфуЗИЯ МЮОНИЯ В $\alpha$ -КВАРЦЕ

В настоящее время известны результаты нескольких экспериментов [1—5], посвященных изучению квадрупольного взаимодействия (КВ) мюония ( $\text{Mu}$ ) в решетке  $\alpha$ -кварца. Установлено, что константа КВ  $d$  и параметр асимметрии тензора градиента электрического поля (ГЭП)  $\eta$ , характеризующие соответственно величину и симметрию КВ мюония в  $\alpha$ - $\text{SiO}_2$ , зависят от температуры образца: при  $T \leq 80$  К  $d \approx 9,44$  МГц,  $\eta \approx 0,37$ , а при  $T \geq 200$  К  $d \approx -0,55$  МГц,  $\eta = 0$ . Уменьшение абсолютной величины  $d$  с ростом  $T$  естественно связать с диффузией  $\text{Mu}$  в решетке [6]. Остается, однако, неясным, с чем же связано изменение знака квадрупольной постоянной при переходе к более высоким температурам: обусловлен ли высокотемпературный случай целиком диффузией или же имеют место, кроме того, какие-либо качественные изменения в волновой функции  $\text{Mu}$ .

Ниже показано, что наблюдаемое изменение величины и симметрии КВ мюония с решеткой  $\alpha$ - $\text{SiO}_2$  при увеличении  $T$  обусловлено быстрой диффузией атома по своим низкотемпературным местам локализации.

$\text{Mu}$  в  $\alpha$ -кварце находится в состоянии, близком к вакуумному [1—5]. В этом случае, как показано в [6],

$$d = |e| \cdot Q \cdot \varphi_{zz}, \quad 0 \leq \eta = \left| \frac{\varphi_{xx} - \varphi_{yy}}{\varphi_{zz}} \right| \leq 1, \quad (1)$$

где  $Q$  — квадрупольный момент  $\text{Mu}$  в кристалле;  $\varphi_{ik}$  — обобщенный тензор ГЭП на мюонии;  $e$  — заряд электрона. При  $T \geq 200$  К тензор  $\varphi_{ik}$  аксиально симметричен ( $\eta = 0$ ), причем осью симметрии является тройная винтовая ось  $\hat{c}$  кристалла [1, 2, 5]. При  $T \leq 80$  К тензор  $\varphi_{ik}$  полностью анизотропен [3, 4], однако ориентация его главных осей для  $\text{Mu}$  до сих пор не определена. Можно предположить, что  $\text{Mu}$  в  $\alpha$ -кварце при низких  $T$  занимает те же места, что и водород, поскольку мюоний (с точки зрения физики твердого тела) является легким изотопом атома водорода [7]. Такое предположение согласуется с выводами работ [3, 4, 6, 8]. В этом случае, следовательно, главные оси тензора  $\varphi_{ik}$  для  $\text{Mu}$  будут направлены следующим образом: ось  $x$  перпендикулярна к одной из осей симметрии 2-го порядка  $\hat{a}$  и составляет с осью  $\hat{c}$  угол  $\alpha_0 \approx 25^\circ$ ; ось  $y$  коллинеарна с осью  $\hat{a}$ ; ось  $z$  составляет с осью  $\hat{c}$  угол  $90^\circ - \alpha_0 \approx 65^\circ$ .

Поскольку в кристалле  $\alpha$ - $\text{SiO}_2$  имеются три эквивалентные оси 2-го порядка  $\hat{a}$ , направленные под углом  $120^\circ$  друг к другу и перпендикуляр-

ные к оси  $\hat{c}$ , то должны существовать три эквивалентных местоположения Ми в решетке, связанные с этими осями. Если скорость переходов атома между этими местоположениями  $1/\tau$  много больше  $d$ , то его поведение определяется усредненным спиновым гамильтонианом, описывающим атом с квадрупольным моментом в неоднородном электрическом поле [9].

Перейдем в лабораторную систему координат (ЛСК)  $x'y'z'$ , ось  $z'$  которой направлена вдоль оси  $\hat{c}$  кристалла, а ось  $x'$  — под углом  $\varphi_0$  к одной из осей  $\hat{a}$ . Составляющие градиента поля, которые атом «чувствует», находясь в одном из мест захвата, могут быть выражены в ЛСК с помощью обычных формул [10]:

$$\varphi'_{ij} = \sum_{m,n} a_{mi} \cdot a_{nj} \cdot \varphi_{mn}, \quad (2)$$

где  $\varphi'_{ij}$  и  $\varphi_{mn}$  — составляющие тензора ГЭП в ЛСК и в системе координат, связанной с его главными осями;  $i, j, m, n = x, y, z$ ;  $a$  — матрица поворота. При переходах Ми из одного положения в другое главные оси тензора ГЭП «вращаются» вокруг оси  $z'$ , т. е. угол  $\varphi_0$  является функцией времени, а угол  $\alpha_0$  фиксирован. В этом случае усреднение по возможным значениям  $\varphi_0$  дает

$$\begin{aligned} \langle \varphi'_{zz} \rangle &= [\sin^2 \alpha_0 - 0,5 \cos^2 \alpha_0 (1 - \eta)] \cdot \varphi_{zz} = -2 \langle \varphi_{xx} \rangle = -2 \langle \varphi_{yy} \rangle, \\ \langle \varphi'_{xy} \rangle &= \langle \varphi'_{yz} \rangle = \langle \varphi'_{zx} \rangle = 0. \end{aligned} \quad (3)$$

Средний градиент поля, который «чувствует» Ми, совершающий быстрые перескоки между указанными выше положениями в решетке  $\alpha$ -кварца, имеет аксиальную симметрию относительно оси  $z' \equiv \hat{c}$ , а константа КВ уменьшается в отношении  $[\sin^2 \alpha_0 - 0,5 \cos^2 \alpha_0 (1 - \eta)]$ . Подставляя сюда  $\alpha_0 = 25^\circ$ ,  $\eta = 0,37$ ,  $d = 9,44$  МГц, получим, что  $\langle d \rangle = -0,08d = -0,75$  МГц. Небольшое количественное расхождение с экспериментально наблюдаемым значением  $d = -0,55$  МГц связано, по-видимому, с тем, что угол  $\alpha_0$  для Ми может немного отличаться от водородного значения вследствие изотопических эффектов.

Таким образом, можно утверждать, что высокотемпературный случай есть просто результат быстрых перескоков Ми между своими низкотемпературными положениями в решетке  $\alpha$ -кварца и не связан с какими-либо качественными изменениями в атомной волновой функции.

### Список литературы

1. Brewer J. H., Beder D. S., Spencer D. P. // Phys. Rev. Lett.—1979.— V. 42.— P. 808.
2. Brown J. A. et al. // Sol. State Commun.—1980.— V. 33.— P. 613.
3. Brewer J. H. et al. // Hyperfine Inter.—1981.— V. 8.— P. 405.
4. Holzschuh E., Kündig W., Patterson B. D. // Helv. Phys. Acta.—1981.— V. 54.— P. 552.
5. Барсов С. Г. и др. // Письма в ЖЭТФ.—1984.— Т. 39.— С. 278.
6. Baryshevskii V. G., Kutep S. A., Rapoport V. I. // J. Phys. C.—1983.— V. 16.— P. 6651.
7. Зеегер А. Положительные мюоны как легкие изотопы водорода // Водород в металлах.— М., 1981.— Т. 1.— С. 409.
8. Isoya J., Weil J. A., Davis P. H. // J. Phys. Chem. Sol.—1983.— V. 44.— P. 335.
9. Абрагам А. Ядерный магнетизм.— М., 1963.
10. Варшалович Д. А., Москалев А. Н., Херсонский В. К. Квантовая теория углового момента.— Л., 1975.

Поступила в редакцию 05.04.85.