

## Ядерный квадрупольный резонанс в гамма-резонансных спектрах “жидкостей”

М. А. Чуев<sup>1)</sup>

Физико-технологический институт РАН, 117218 Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 сентября 2005 г.

Показано, что гармонические либрации (осцилляции) главной оси тензора градиента электрического поля в “клетках” жидкостей, стекол, феррожидкостях и других “мягких” системах качественным образом меняют форму мессбауэровских спектров квадрупольной сверхтонкой структуры. Наряду с эффективным уменьшением константы квадрупольного взаимодействия в пределе быстрых либраций, предсказан ядерный квадрупольный резонанс, который должен проявляться в мессбауэровских спектрах на частоте либраций, приблизительно равной величине квадрупольного расщепления линий спектра. По аналогии с ЯМР получены простые аналитические выражения, описывающие резонансные мессбауэровские спектры в терминах эффективной константы квадрупольного взаимодействия и константы резонансного расщепления основных линий. Обнаруженные особенности формирования спектров квадрупольной сверхтонкой структуры могут проявляться в мессбауэровских спектрах “жидкостей”, и их необходимо учитывать при анализе экспериментальных данных.

PACS: 33.45.+x, 61.43.-j, 76.80.+y, 78.30.Cp

Нормальные жидкости или стекла можно рассматривать как ансамбль мелких частиц (молекул), которые находятся в состоянии постоянного и интенсивного движения, в результате которого они сталкиваются с соседними частицами. В среднем столкновения приводят к обращению траекторий движения частиц, так что эффективно они болтаются в “клетке”, образованной соседними частицами, с неким характерным временем  $\tau_l$ . Такой процесс получил название либраций (от английского librations). Время от времени частицы могут поменяться местами и начинают колебаться в новых “клетках”. Такая структурная релаксация или диффузное движение характеризуются своим средним временем  $\tau_r$ . Обычно предполагается, что эти два типа движений имеют сравнимые характерные времена и частицы находятся в процессе непрерывной диффузии.

Однако при низких температурах следует ожидать, что  $\tau_r \gg \tau_l$ , и по крайней мере в течение короткого промежутка времени каждая частица испытывает почти гармонические колебания вокруг главной оси анизотропного тензора инерции молекулы. Такая модель гармонических либраций широко используется при анализе спектров ядерного квадрупольного резонанса (ЯКР), причем уже давно установлено, что именно либрации главным образом определяют температурную зависимость частот ЯКР [1]. Недавно такая же модель была успешно использована для описания спектров неупругого рассеяния нейтронов в

сверхохлажденной воде [2]. Отметим, что в действительности временной масштаб гармонических либраций задается угловой частотой свободного вращения молекул, определяемой главными значениями тензора инерции и характерным временем столкновений, так что в общем случае амплитуда гармонических либраций может быть произвольной.

Исходя из этих соображений, мы рассмотрим здесь модель либраций в “жидкостях” в виде гармонических осцилляций молекулы вокруг одной из главных осей инерции и выведем уравнения для описания мессбауэровских спектров при наличии квадрупольного сверхтонкого взаимодействия (СТВ), характерного для жидкостей [3]. При этом мы ограничимся рассмотрением только аксиально симметричного квадрупольного СТВ для  $M1$ -переходов между возбужденным ( $e$ ) и основным ( $g$ ) ядерными состояниями со спинами  $I_e = 3/2 \rightarrow I_g = 1/2$ , а также хаотического распределения ориентаций молекулярных осей и неполяризованного источника гамма-излучения.

Будем предполагать, что главная ось тензора градиента электрического поля (ГЭП) на ядре,  $z'$ , составляет некоторый угол  $\theta$  с легкой осью либраций  $z$  (рис.1). В таком случае гармонические либрации молекулы приводят к периодической переориентации главной оси ГЭП с гармоническим изменением азимутального угла  $\phi$ :

$$\phi(t) = \phi_0 \sin(\Omega t + \Delta), \quad (1)$$

где  $\phi_0$ ,  $\Omega$  и  $\Delta$  – амплитуда, частота и фаза либраций.

<sup>1)</sup>e-mail: chuev@ftian.oivta.ru

Выберем ось  $z$  в качестве оси квантования, тогда гамильтониан аксиально симметричного квадрупольного СТВ можно записать в виде

$$\hat{H}(t) = q \left[ \hat{I}_{z'(t)}^2 - \frac{1}{3} I(I+1) \right], \quad (2a)$$

где

$$q = \frac{3eQV_{zz}}{4I(2I-1)} \quad (2b)$$

– константа квадрупольного взаимодействия,  $Q$  – квадрупольный момент ядра и  $V_{zz}$  – главное значе-

ние тензора ГЭП, а ось  $z'$  периодически меняет свое направление в соответствии с выражением (1). В случае квадрупольного СТВ (2) основное состояние ядра со спином  $I_g = 1/2$  оказывается вырожденным, и поэтому гамильтониан (2) в молекулярной системе координат можно представить в матричном виде только для возбужденного состояния ядра в базисе проекций спина ядра  $I_e = 3/2$  на ось  $z$ :

$$\hat{H}^{(e)}(t) = \frac{q}{4} \begin{pmatrix} 1 + 3 \cos 2\theta & 2\sqrt{3} \sin 2\theta e^{i\phi} & \sqrt{3}(1 - \cos 2\theta) e^{2i\phi} & 0 \\ 2\sqrt{3} \sin 2\theta e^{-i\phi} & -(1 + 3 \cos 2\theta) & 0 & \sqrt{3}(1 - \cos 2\theta) e^{2i\phi} \\ \sqrt{3}(1 - \cos 2\theta) e^{-2i\phi} & 0 & -(1 + 3 \cos 2\theta) & -2\sqrt{3} \sin 2\theta e^{i\phi} \\ 0 & \sqrt{3}(1 - \cos 2\theta) e^{-2i\phi} & -2\sqrt{3} \sin 2\theta e^{-i\phi} & 1 + 3 \cos 2\theta \end{pmatrix}, \quad (3)$$

где  $\phi \equiv \phi(t)$ .

Для того чтобы вывести формулы для расчета спектров поглощения в этой модели, можно воспользоваться результатами работ [4–6], где была развита теория мессбауэровских спектров для случая магнитного сверхтонкого поля  $\mathbf{H}_{hf}(t)$  на ядре, периодически меняющегося вдоль произвольной временной траектории. Эта теория была использована для проведения расчетов спектров поглощения наноструктурированных магнитных сплавов при воздействии внешнего радиочастотного поля.

Из самой записи выражений (24) и (25) в [5] видно, что их можно использовать для описания мессбауэровских спектров поглощения в случае произвольного СТВ, периодически меняющегося во времени вдоль произвольной детерминированной траектории. В рассматриваемом случае аксиально симметричного квадрупольного СТВ (2) с учетом вырождения основного состояния ядра, хаотического распределения ориентаций молекулярных осей и неполяризованного источника гамма-излучения выражение для спектра поглощения принимает более простой вид:

$$\sigma(\omega) = \frac{\sigma_0 \Gamma_0}{2T_l(2I_e + 1)} \operatorname{Re} \int_0^{T_l} dt_0 \times \int_{t_0}^{t_0+T_l} \operatorname{Sp} \left\{ \frac{\exp[i\tilde{\omega}(t-t_0)]}{\hat{T} - \exp(i\tilde{\omega}T_l) \hat{G}^{(e)}(t_0, t_0+T_l)} \hat{G}^{(e)}(t_0, t) \right\} dt. \quad (4)$$

где  $T_l = 2\pi/\Omega$  – период либраций,  $\hat{T}$  – единичная матрица, а

$$\hat{G}^{(e)}(t_0, t) = \hat{T} \exp \left\{ -i \int_{t_0}^t dt' \hat{H}^{(e)}(t') \right\} \quad (5)$$

– оператор эволюции для возбужденного состояния ядра. С помощью выражений (3)–(5) можно рассчитать мессбауэровский спектр для произвольных значений модельных параметров  $q$ ,  $\theta$ ,  $\phi_0$  и  $\Omega$ . Детали оптимизации соответствующей процедуры расчета по формулам (4) и (5) можно найти в работе [6].

Наиболее типичные мессбауэровские спектры для ориентации главной оси тензора ГЭП, перпендикулярной оси либраций, то есть для осцилляций в плоскости ( $\theta = 90^\circ$ ), показаны на рис.2. Слева на рисунке изображена эволюция формы спектра поглощения с изменением амплитуды либраций  $\phi_0$  в пределе быстрых осцилляций, когда  $\Omega \gg q$ . В отсутствие либраций статический мессбауэровский спектр представляет собой стандартный квадрупольный дублет линий с величиной расщепления  $2q$ , представленный суперпозицией всего лишь двух лоренцевых линий естественной ширины из-за вырождения возбужденного состояния ядра по величине проекций спина  $|m_e|$ :

$$\sigma(\omega) = -\frac{\sigma_0 \Gamma_0}{4} \operatorname{Im} \left( \frac{1}{\omega - q + i\frac{\Gamma_0}{2}} + \frac{1}{\omega + q + i\frac{\Gamma_0}{2}} \right). \quad (6)$$

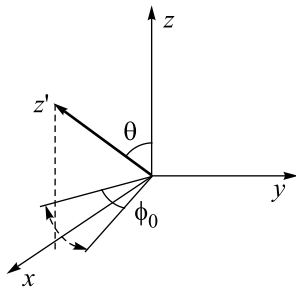


Рис.1. Схема модели молекулярных либраций с осциллирующей главной осью тензора ГЭП

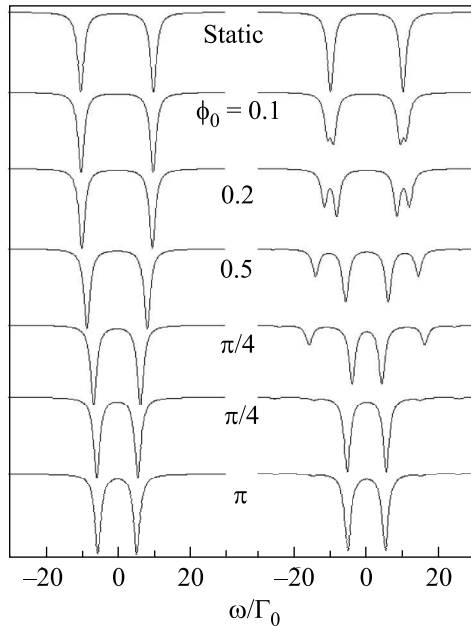


Рис.2. Мессбауэровские спектры поглощения в случае либраций главной оси тензора ГЭП в плоскости ( $\theta = 90^\circ$ ) с разными амплитудами  $\phi_0$  в пределе быстрых ( $\Omega \gg q$ ) либраций (слева) и на частоте  $\Omega = 2q$  (справа). Здесь и ниже  $q = 10\Gamma_0$ , а пунктирная линия указывает на положение одной из линий статического квадрупольного дублета

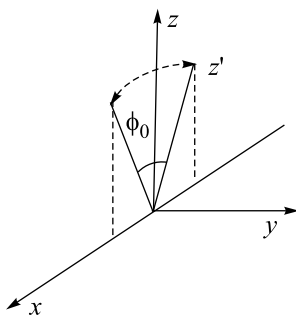


Рис.3. Схема модели осцилляций главной оси тензора ГЭП в плоскости

С увеличением амплитуды либраций в этом пределе наблюдается эффективное усреднение квадрупольного СТВ с меньшей величиной расщепления линий дублета  $2\bar{q}$ . Величину эффективной константы квадрупольного СТВ  $\bar{q}$  нетрудно оценить, если мы рассмотрим либрации главной оси в плоскости и перейдем в другую систему координат с осью квантования, лежащей в плоскости осцилляций (рис.3). Теперь выполним ортогональное преобразование исходных базисных состояний к новому базису:

$$|i\rangle = \hat{A}|m_e\rangle, \tag{7a}$$

где элементы матрицы преобразования  $\hat{A}$  определяются следующими соотношениями:

$$\left[ \begin{aligned} |1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \left| \frac{3}{2} \right\rangle + i \left| -\frac{3}{2} \right\rangle \right) \\ |2\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \left| \frac{1}{2} \right\rangle - i \left| -\frac{1}{2} \right\rangle \right) \\ |3\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \left| \frac{3}{2} \right\rangle - i \left| -\frac{3}{2} \right\rangle \right) \\ |4\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}} \left( \left| \frac{1}{2} \right\rangle + i \left| -\frac{1}{2} \right\rangle \right) \end{aligned} \right], \tag{7b}$$

Тогда гамильтониан (3) в новом базисе принимает вид блочной матрицы

$$\hat{H}^{(e)}(t) = \begin{pmatrix} \hat{H}'(t) & 0 \\ 0 & \hat{H}^{I*}(t) \end{pmatrix}, \tag{8}$$

где в предельном случае малых осцилляций ( $\phi_0 \ll 1$ ) с точностью до членов, квадратичных по  $\phi_0$ :

$$\hat{H}'(t) = q \begin{pmatrix} 1 - \frac{3}{2}\phi_0^2 \sin^2(\Omega t + \Delta) & \sqrt{3}\phi_0 \sin(\Omega t + \Delta) \\ \sqrt{3}\phi_0 \sin(\Omega t + \Delta) & -\left(1 - \frac{3}{2}\phi_0^2 \sin^2(\Omega t + \Delta)\right) \end{pmatrix}. \tag{9}$$

В пределе быстрых либраций ( $\Omega \gg q$ ) недиагональные матричные элементы эффективного гамильтониана (9) усредняются к нулю по периоду осцилляций, тогда как усреднение его диагональных элементов приводит к эффективному уменьшению константы квадрупольного СТВ:

$$\bar{q} = q \left( 1 - \frac{3}{4}\phi_0^2 \right). \tag{10}$$

Отметим, что в пределе быстрых ( $\Omega \gg q$ ) либраций с большой амплитудой ( $\phi_0 \gg 1$ ) эффективная константа квадрупольного взаимодействия асимптотически стремится к вполне естественному пределу, который

определяется полным усреднением к нулю недиагональных элементов исходного гамильтониана (3):

$$\bar{q} = \frac{1 + 3 \cos 2\theta}{4} q. \quad (11)$$

При этом для быстрых либраций в плоскости ( $\theta = 90^\circ$ )  $\bar{q} = -q/2$ , а для либраций под “магическим” углом  $\theta = 54.7^\circ$  эффективная константа  $\bar{q}$  равна нулю. Вместе с тем форма мессбауэровского спектра в рассмотренном предельном случае быстрых ( $\Omega \gg q$ ) либраций будет определяться выражением (6), в котором  $q$  надо заменить на  $\bar{q}$ .

Эволюция формы мессбауэровских спектров в рассматриваемой модели либраций демонстрирует еще один качественный эффект, который должен наблюдаться в спектрах, когда частота осцилляций близка к величине квадрупольного расщепления:

$$\Omega \approx 2q. \quad (12)$$

Как видно в правой серии спектров на рис.2, при выполнении условия (12) в мессбауэровских спектрах наблюдается расщепление каждой из линий статического квадрупольного дублета (6), причем величина расщепления  $\delta$  увеличивается с ростом амплитуды либраций  $\phi_0$ . При этом, как показывают конкретные расчеты, сам эффект носит резонансный характер, что продемонстрировано на рис.4, где симметричное

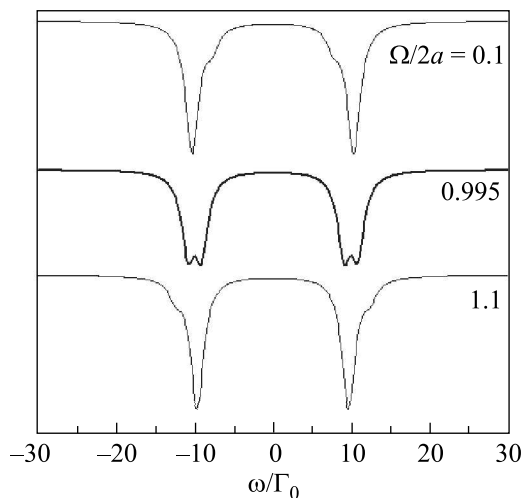


Рис.4. Мессбауэровские спектры в случае малых ( $\phi_0 = 0.1$ ) либраций главной оси тензора ГЭП в плоскости ( $\theta = 90^\circ$ ) в окрестности ядерного квадрупольного резонанса

резонансное расщепление каждой из линий квадрупольного дублета исчезает при небольшой отстройке частоты либраций  $\Omega$  от точного значения резонансной частоты.

Для того чтобы выяснить физическую природу этого резонансного эффекта, рассмотрим снова пре-

дельный случай малых ( $\phi_0 \ll 1$ ) осцилляций в плоскости ( $\theta = 90^\circ$ ), которые описываются эффективным гамильтонианом (9). Нетрудно заметить, что этот гамильтониан формально описывает случай ЯМР с эффективным ядерным спином  $I' = 1/2$  в сильном постоянном магнитном поле  $\mathbf{h}_0$  вдоль оси  $z$  и слабым осциллирующем поле  $\mathbf{h}_1(t)$ , линейно поляризованном вдоль оси  $x$ . Следуя стандартной процедуре, принятой в ЯМР, можно полагать, что осциллирующее поле  $\mathbf{h}_1(t)$  представляет собой суперпозицию правой и левой циркулярно поляризованных компонент  $\mathbf{h}_1(t)$ , причем только одна из них может индуцировать резонанс (см., например, [7]). Тогда эффективный гамильтониан квадрупольного СТВ (9) можно переписать в следующем виде

$$\hat{H}'(t) = h_0 \hat{I}'_z + h_1 (\hat{I}'_x \cos(\Omega t + \Delta) + \hat{I}'_y \sin(\Omega t + \Delta)), \quad (13)$$

где напряженности эффективных магнитных полей определяются параметрами модели либраций

$$h_0 = 2\bar{q}, \quad (14a)$$

$$\bar{q} = \left(1 - \frac{9}{16}\phi_0^2\right) q, \quad (14b)$$

$$h_1 = \sqrt{3}\phi_0 q. \quad (14c)$$

Ясно, что гамильтониан (13) описывает зеемановское взаимодействие эффективного ядерного спина  $I'$  с эффективным магнитным полем  $\mathbf{h}_0 + \mathbf{h}_1(t)$ , вращающемся под малым углом к оси  $z$  с частотой  $\Omega$ . Теория мессбауэровских спектров как раз для этого случая была развита в работах [8]. В полной аналогии с результатами этих работ, можно перейти в систему координат, вращающуюся вокруг оси  $z$  с частотой  $\Omega$ , посредством унитарных преобразований с использованием элементарных операторов поворота вокруг оси  $z$ :

$$\hat{U}(t) = e^{-i\Omega \hat{I}'_z t}. \quad (15)$$

Используя эти операторы, можно провести интегрирование по времени в операторе эволюции (5):

$$\hat{G}^{(e)}(t_0, t) = \hat{U}^+(t_0) e^{-i(t-t_0)\hat{H}'} \hat{U}(t), \quad (16)$$

где

$$\hat{H}' = (h_0 - \Omega)\hat{I}'_z + h_1\hat{I}'_x \quad (17)$$

– не зависящий от времени гамильтониан эффективного зеемановского взаимодействия во вращающейся системе координат.

Теперь, следуя процедуре, описанной в работах [5, 8], нетрудно записать аналитическое решение для спектра поглощения в виде

$$\sigma(\omega) = -\frac{\sigma_0 \Gamma_0}{4} \text{Im} \sum_{m' \bar{m}'} \frac{|\langle m' | \bar{m}' \rangle|^2}{\omega - \bar{h} \bar{m}' - \Omega m' + i\Gamma_0/2}, \quad (18)$$

где  $m'$  – проекции эффективного спина  $\mathbf{I}'$  на ось  $z$ ,  $\tilde{m}'$  – проекции  $\mathbf{I}'$  на ось  $\tilde{z}'$ , лежащую в плоскости  $(x, z)$  и составляющую угол  $\tilde{\theta}'$  с осью  $z$ , причем

$$\tan \tilde{\theta}' = \frac{h_1}{h_0 - \Omega}, \quad (19)$$

и, наконец, эффективное магнитное поле во вращающейся системе координат, направленное вдоль оси  $\tilde{z}'$ , определяется выражением

$$\tilde{h} = \sqrt{(h_0 - \Omega)^2 + h_1^2}. \quad (20)$$

Напомним, что выражение (18) справедливо только в предельном случае малых ( $\phi_0 \ll 1$ ) либраций в плоскости ( $\theta = 90^\circ$ ) и в окрестности резонанса, определяемого более точным условием

$$\Omega = h_0 = 2\bar{q}. \quad (21)$$

Как видно из выражения (18), спектр поглощения в этом случае представляет собой суперпозицию четырех лоренцевых линий естественной ширины, интенсивность которых определяется взаимной ориентацией осей  $z$  и  $\tilde{z}$ . Несложный анализ выражений (18)–(20) показывает, что в точном резонансе, когда выполняется условие (21), месбауэровский спектр представляет собой суперпозицию четырех лоренцевых линий естественной ширины:

$$\begin{aligned} \sigma(\omega) = & -\frac{\sigma_0 \Gamma_0}{8} \times \\ & \times \operatorname{Im} \left( \frac{1}{\omega - (\bar{q} - \delta) + i\frac{\Gamma_0}{2}} + \frac{1}{\omega - (\bar{q} + \delta) + i\frac{\Gamma_0}{2}} + \right. \\ & \left. + \frac{1}{\omega + (\bar{q} - \delta) + i\frac{\Gamma_0}{2}} + \frac{1}{\omega + (\bar{q} + \delta) + i\frac{\Gamma_0}{2}} \right). \quad (22) \end{aligned}$$

При этом положение линий в спектре определяется эффективной константой квадрупольного взаимодействия (14b) и величиной резонансного расщепления

$$\delta \equiv h_1 = \sqrt{3}\phi_0 q. \quad (23)$$

В соответствии с выражением (20), когда частота либраций лишь немного отстроена от резонансной частоты (21), симметричное резонансное расщепление каждой линии квадрупольного дублета практически исчезает, что отчетливо демонстрирует рис.4.

Безусловно, интересно задаться вопросом, будет ли проявляться и как описанный выше ядерный квадрупольный резонанс для либраций главной оси ГЭП под произвольным углом  $\theta$ . Как видно на рис.1, малые ( $\phi_0 \ll 1$ ) либрации в первом приближении также являются осцилляциями в плоскости, но главная ось ГЭП в этом случае осциллирует в плоскости  $(y, z')$  с эффективно меньшей амплитудой:

$$\phi'(t, \theta) = \phi'_0(\theta) \sin(\Omega t + \Delta), \quad (24a)$$

где  $\phi'(t, \theta)$  – азимутальный угол в плоскости  $(y, z')$  и

$$\phi'_0(\theta) = \phi_0 \sin \theta. \quad (24b)$$

Тогда можно снова перейти в систему координат с осью квантования, лежащей в плоскости либраций (см. рис.3), и переписать уравнения (9), (10), (13)–(23), в которых  $\phi_0$  надо заменить на  $\phi'_0(\theta)$  для малых ( $\phi_0 \ll 1$ ) либраций главной оси ГЭП под произвольным углом  $\theta$ . Например, в пределе быстрых ( $\Omega \gg q$ ) либраций эффективная константа квадрупольного СТВ вместо выражения (10) принимает вид

$$\bar{q} = q \left( 1 - \frac{3}{4}\phi_0^2 \sin^2 \theta \right). \quad (25)$$

Что же касается резонансных эффектов, то месбауэровский спектр поглощения в случае малых ( $\phi_0 \ll 1$ ) либраций главной оси ГЭП под произвольным углом  $\theta$  будет снова описываться формулой (18) в окрестности резонанса (21), где теперь

$$\bar{q} = q \left( 1 - \frac{9}{16}\phi_0^2 \sin^2 \theta \right), \quad (26a)$$

$$\delta \equiv h_1 = \sqrt{3}\phi_0 \sin \theta q. \quad (26b)$$

И, соответственно, месбауэровский спектр в точном резонансе (21) будет снова описываться выражением (22) с эффективными константами.

На рис.5 показаны резонансные формы месбауэровских спектров в случае малых ( $\phi_0 = 0.2$ ) либраций главной оси ГЭП под различными углами к оси либраций, причем эти спектры рассчитаны по общей формуле (4). На рисунке отчетливо видно, что характеристики резонансного расщепления для различных углов  $\theta$  хорошо описываются простыми выражениями (26).

Таким образом, гармонические либрации главной оси тензора ГЭП в “клетках” жидкости приводят к специфической трансформации месбауэровских спектров поглощения, в которой и может проявиться качественно различная природа вращательных движений в материалах такого рода. При этом все качественные эффекты, наблюдаемые в месбауэровских спектрах в рамках рассмотренной модели осцилляций главной оси тензора ГЭП вокруг произвольной оси под произвольным углом, описаны в терминах эффективной константы квадрупольного СТВ и резонансного расщепления основных линий квадрупольного дублета, а соответствующие простые аналитические выражения могут быть эффективно использованы при анализе экспериментальных месбауэровских спектров в “жидкостях”.

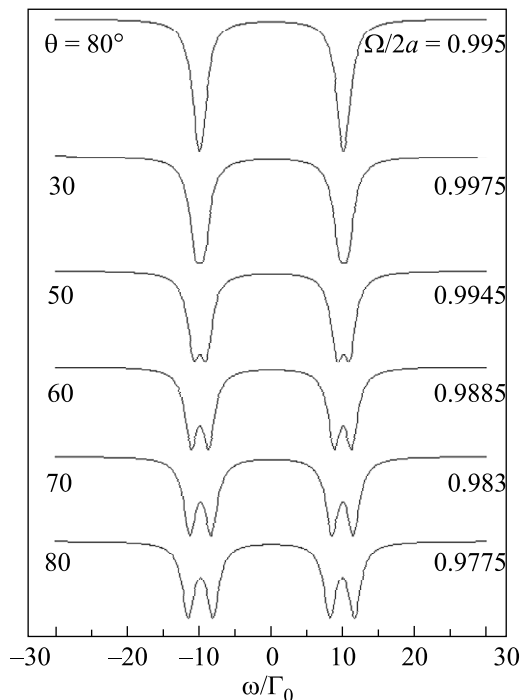


Рис. 5. Мессбауэровские спектры в случае малых ( $\phi_0 = 0.2$ ) либраций главной оси тензора ГЭП под разными углами  $\theta$  в точном ядерном квадрупольном резонансе, который определяется условиями (21) и (26)

Необходимо подчеркнуть, что все представленные выше специфические формы квадрупольной сверхтонкой структуры могут наблюдаться в мессбауэровских спектрах в “жидкостях” только в том случае, когда стохастические релаксационные процессы являются более медленными по сравнению с характерным периодом либраций. Однако даже если предсказанные выше особенности формирования квадрупольной сверхтонкой структуры не будут проявляться в спектрах в четкой форме вследствие суперпозиции парциальных компонент, соответствующих различным временным траекториям молекулярного углового момента, или из-за релаксационных эффектов, следы предсказанных специфических форм могут проявляться в экспериментальных мессбауэровских спектрах и должны приниматься во внимание при анализе этих спектров.

Отметим принципиальную разницу между предсказанным ЯКР в гамма-резонансных спектрах и хорошо известным физическим методом ЯКР, который нашел широкое применение в практике вплоть до обнаружения взрывчатых и наркотических веществ в аэропортах. В последнем методе резонанс наблюдается при наложении внешнего радиочастотного магнитного поля, частота которого “настроена” на величину квадрупольного расщепления (12) [9]. Аналогичная реализация ЯКР возможна также и в мессба-

уэровской спектроскопии, причем похожие по внешнему проявлению (расщепление линий) резонансные эффекты в случае магнитного СТВ (аналог ЯМР) хорошо известны и даже наблюдались в спектрах мягких магнитных материалов при воздействии на них радиочастотным полем [5, 10].

Что же касается возможности наблюдения предсказанного здесь ЯКР в четкой форме, то для этого необходимо реализовать ситуацию, когда главная ось тензора ГЭП будет совершать малые колебания с заданной частотой и под заданным углом за счет внешнего возбуждения. Тогда, выбирая соответствующие характеристики внешнего возбуждения, можно в принципе реализовать условия, необходимые для наблюдения резонансных форм мессбауэровских спектров, показанных на рис. 2, 4 и 5.

Эта работа была поддержана грантом Российского фонда фундаментальных исследований # 05-02-16297 и Европейским центром синхротронных исследований (контракт ESRF # 074-2005). Я чрезвычайно признателен сотруднику ESRF И. Сергееву за плодотворные дискуссии по проблеме вращательной динамики в “жидкостях”.

1. H. Bayer, Z. Phys. **130**, 227 (1951).
2. L. Liu, A. Faraone, and S.-H. Chen, Phys. Rev. E **65**, 041506 (2004).
3. P. P. Craig and N. Sutin, Phys. Rev. Lett. **11**, 460 (1963); A. Abras and J. G. Mullen, Phys. Rev. A **6**, 2343 (1972); S. L. Ruby, J. C. Love, P. A. Flinn, and B. J. Zabransky, Appl. Phys. Lett. **27**, 320 (1975); D. C. Champeney, E. S. M. Higgy, and R. G. Ross, J. Phys. C: Solid State Phys. **8**, 507 (1975); A. Vasquez and P. A. Flinn, J. Chem. Phys. **72**, 1958 (1980); G. U. Nienhaus, H. Frauenfelder, and F. Parak, Phys. Rev. B **43**, 3345 (1991); I. Chang, H. Hartmann, Yu. Krupyanskii et al., Chem. Physics **212**, 221 (1996); A. Gahl, M. Hillberg, F. J. Litterst et al., J. Phys.: Condens. Matter **10**, 961 (1998).
4. A. M. Afanas'ev, M. A. Chuev, and J. Hesse, Phys. Rev. B **56**, 5489 (1997).
5. А. М. Афанасьев, М. А. Чуев, Ю. Гессе, ЖЭТФ **113**, 1799 (1998).
6. А. М. Афанасьев, М. А. Чуев, Ю. Гессе, ЖЭТФ **116**, 1001 (1999).
7. E. Matthias, B. Olsen, D. A. Shirley et al., Phys. Rev. A **4**, 1626 (1971).
8. А. М. Афанасьев, М. А. Чуев, Письма в ЖЭТФ **77**, 489 (2003); Доклады АН **390**, 750 (2003); А. М. Афанасьев and М. А. Chuev, J. Phys.: Condens. Matter **15**, 4827 (2003).
9. В. С. Гречушкин, Ядерные квадрупольные взаимодействия в твердых телах, М.: Наука, 1973.
10. F. G. Vagizov, R. A. Manapov, E. K. Sadykov, and L. L. Zakirov, Hyperfine Interact. **116**, 91 (1998).