Письма в ЖЭТФ, том 102, вып. 2, с. 139 – 144 © 2015 г. 25 июля

Мессбауэровское рассеяние вперед: однофотонный отклик толстых поглотителей в переменном поле

Э. К. Садыков[1], *А. А. Юричук*, *Ф. Г. Вагизов*

Казанский (Приволжский) федеральный университет, 420008 Казань, Россия

Поступила в редакцию 27 апреля 2015 г.

После переработки 17 июня 2015 г.

Анализируется прохождение мессбауэровского излучения через поглотитель, находящийся в режиме звуковых колебаний, в условиях рассеяния вперед (РВ). Предложено обобщение существующих моделей формирования спектров РВ (частотного и временного) на случаи произвольной фазовой корреляции колебаний ядер в образце. В представлениях рамановского рассеяния мессбауэровских фотонов получено адекватное описание временного эксперимента на ^{57}Fe по модуляции однофотонного волнового пакета в поле звука. Модель может быть использована для контроля степени фазовой корреляции колебаний ядер (или других процессов), индуцированных в образце внешними полями.

DOI: 10.7868/S0370274X1514012X

1. Спектры мессбауэровского рассеяния вперед (РВ) в режиме возбуждения мишени звуком (УЗ) имеют сателлитную структуру [1–3]. Такая структура, в отличие от УЗ-структуры спектров поглощения [4], формируется только для толстых образцов и только в режиме корреляции фаз атомных колебаний. Теоретическая модель формирования звуковых сателлитов в спектрах РВ [3] (когерентное усиление рамановского рассеяния вперед) была развита на случай строгой синфазности колебаний мессбауэровских ядер. Аналог этой модели впоследствии был использован для описания мессбауэровских спектров РВ на магнитном образце ($FeBO_3$) в режиме радиочастотного (РЧ) переключения направления сверхтонкого поля на ядрах [5]. И в этом случае предполагалась синфазность процессов (РЧ-переключений поля), индуцируемых извне на мессбауэровских ядрах. В настоящей работе нами предлагается обобщение существующих моделей мессбауэровских спектров РВ [3, 5] на случаи частичной фазовой корреляции процессов, индуцируемых на ядрах внешними (УЗ или РЧ) полями. Именно такой режим следует ожидать для образцов в общем случае, что приведет к зависимости формы спектров мессбауэровского РВ от степени фазовой корреляции соответствующих процессов и далее к возможности экспериментального контроля механизмов возбуждения материалов внешними полями. Мы обращаем внимание на когерентное рамановское рассеяние гамма-фотонов как на механизм, ответственный за формирование структуры временных мессбауэровских спектров РВ (с внутренней [6] и внешней [7] меткой времени), и на возможность получения дополнительной информации на основе фитинга (моделирования) таких спектров. И наконец, модель временных спектров РВ актуальна как инструмент контроля (фитинга) экспериментов по временной мессбауэровской спектроскопии [8], направленных на изучение механизмов управления фотонными состояниями в гамма-диапазоне.

2. Конкретизируем вышеизложенное для случая изотопа ^{57}Fe при УЗ-возбуждении образца с одиночной линией резонансного поглощения (нержавеющая сталь). В выражении для колебания отдельного ядра, $\mathbf{u}_a(t) = \mathbf{u}_a \sin(\Omega t + \varphi_a)$, теперь допускается разброс как амплитуд колебаний $\mathbf{u}_a$, так и их начальных фаз φ_a. Возникновение разброса амплитуд в образце подтверждается многочисленными экспериментами. Удовлетворительное описание УЗ мессбауэровских спектров поглощения достигалось большей частью при использовании функции распределения амплитуд колебаний типа Рэлея [9] или Рэлея–Райса [10, 11]. Распределение Рэлея было использовано и при моделировании экспериментальных спектров РВ [3]. Наряду с этим в данной работе мы уделяем особое внимание последствиям возможного разброса начальных фаз (φ_a) звуковых колебаний ядер. Появление такой неоднородности естественно связать с флуктуациями, вызванными примесями и границами, а также тепловым движением в образце. Как мы убедимся далее, разброс фаз может уменьшить эффективность механизма когерентного усиле-

[1]e-mail: esadykov@kpfu.ru

ния интенсивности рамановского рассеяния вперед и в результате привести к более существенным изменениям сателлитной структуры спектров РВ, чем разброс амплитуд. Количественно разброс фаз колебаний атомов в образце может быть задан случайной функцией $\varphi_a(t)$, обладающей свойством эргодичности. В данной работе такая функция вводится феноменологически. Проводится анализ ожидаемых изменений мессбауэровских спектров РВ, когда случайные реализации этой функции описываются нормальным распределением $R(\varphi)$.

3. Случайный характер фаз колебаний ядер в поглотителе может быть учтен в рамках модели формирования частотного мессбауэровского спектра РВ [3], основанной на динамической теории рамановского рассеяния гамма-фотонов в среде. Согласно этой модели каждая фурье-составляющая излучения источника $E_\omega = \varepsilon_0(\omega)\exp(-i\omega t)$ при распространении по колеблющемуся поглотителю обрастает рамановскими сателлитами, амплитуды которых $E_{\omega l}(y)$ меняются с толщиной мишени y согласно системе уравнений (подробнее см. (3.19) из [3]):

$$\frac{\partial E_{\omega l}(y)}{\partial y} = \sum_{l'} G_{ll'} E_{\omega l'}(y), \qquad (1)$$

с исходным выражением для матрицы коэффициентов $G_{ll'}$

$$G_{ll'} = -\frac{i\cdot 2\pi f_{\mathrm{LM}}}{c\omega\hbar(2I_g+1)} \times$$
$$\times \sum_q \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \sum_{e,g} \langle g|\hat{j}(\mathbf{k})|e\rangle\langle e|\hat{j}^*(\mathbf{k}_\gamma)|g\rangle \times$$
$$\times \int_{-\infty}^{t} d\tau \exp[-i(\omega-\omega_0-q\Omega+i\Gamma_0/2)(\tau-t)] \times$$
$$\times \sum_a J_{q+l}(b_a) J_{q+l'}(b_a) \exp[-i(q+l)\varphi_a(t)] \times$$
$$\times \exp[i(q+l')\varphi_a(\tau)] \exp[i(\mathbf{k}_\gamma-\mathbf{k})\mathbf{R}_a]. \qquad (2)$$

Здесь в отличие от [3] фазы колебаний представлены случайными функциями $\varphi_a(t)$. Матрица $G_{ll'}$ отражает механизм рамановского резонансного рассеяния фотонов ядрами $g \to e \to g$, $\mathbf{k}_\gamma$ и $\mathbf{k}$ – волновые вектора, падающего на мишень и резонансно рассеянного ядром фотонов соответственно, ω_0 и Γ_0 – частота и ширина гамма-резонанса мишени, суммирование производится по ядрам (a) и по числу звуковых фононов частоты Ω, участвующих в рамановском рассеянии (q), $\mathbf{R}_a$ – положение равновесия a-го ядра, $J_{q+l}(b_a)$ – функция Бесселя. При равенстве амплитуд колебаний в образце, $\mathbf{u}_a = \mathbf{u}_0$ (индексов модуляции $b_a = b_0$), разброс фаз колебаний ядер учитывается путем введения флуктуации фазы колебания a-го атома $\Delta\varphi_a(t)$: $\Delta\varphi_a(t) = \varphi_a(t) - \varphi$, где φ – фаза внешнего вынуждающего поля, заданная в шкале времени ядерного процесса. Фрагмент выражения (2), зависящий от $\Delta\varphi_a(t)$, имеет вид

$$\exp[-i\varphi(l-l')] \sum_a \exp[i(\mathbf{k}_\gamma-\mathbf{k})\mathbf{R}_a] \times$$
$$\times \exp[-i(q+l)\Delta\varphi_a(t)] \times$$
$$\times \int_{-\infty}^{t} d\tau \exp[-i(\omega-\omega_0-q\Omega+i\Gamma_0/2)(\tau-t)] \times$$
$$\times \exp[i(q+l')\Delta\varphi_a(\tau)]. \qquad (3)$$

Далее мы рассмотрим два режима временной зависимости флуктуаций $\Delta\varphi_a(\tau)$: медленные флуктуации и быстрые флуктуации. Медленными являются такие флуктуации, время жизни которых больше времени жизни возбужденного ядра. В этом случае экспонента, содержащая $\Delta\varphi_a(\tau) \simeq \Delta\varphi_a(t)$, может быть вынесена за интеграл в (3). В результате имеем

$$\frac{\exp[-i\varphi(l-l')]}{-i(\omega-\omega_0-q\Omega+i\Gamma_0/2)} \times$$
$$\times \sum_a \exp[i(\mathbf{k}_\gamma-\mathbf{k})\mathbf{R}_a] \exp[-i\Delta\varphi_a(t)(l-l')]. \qquad (4)$$

Перепишем сумму в (4), вводя среднее по ансамблю (треугольные скобки), как

$$\sum_a \exp[i(\mathbf{k}_\gamma-\mathbf{k})\mathbf{R}_a] \exp[-i\Delta\varphi_a(t)(l-l')] =$$
$$= (2\pi)^3 N' \delta(\mathbf{k}_\gamma-\mathbf{k}), \qquad (5)$$

где

$$N' = N_0 \langle \exp[-i\Delta\varphi(l-l')] \rangle. \qquad (6)$$

В случае синфазных колебаний ($\Delta\varphi_a = \mathrm{const}$ для всех a) выражение (5) сводится к известному условию дифракционного максимума (см., например, [12]). В случае же разброса фаз ($\Delta\varphi_a(t)$) равенство (5) следует рассматривать как феноменологическое соотношение, обоснованное геометрией (условиями коллимации) регистрационного канала измерительной установки, с эффективным значением N', меньшим числа центров рассеяния в единице объема мишени N_0. Время жизни быстрых флуктуаций, напротив, мало по сравнению со временем жизни ядра. Можно считать, что $\varphi_a(\tau)$ за время жизни ядра в возбужденном состоянии успевает принять значения, характерные для данного случайного процесса. Теперь в (3) за интеграл может быть вынесено среднее по времени (по ансамблю), что в конечном счете дает вместо (5)

$$\sum_a \exp[i(\mathbf{k}_\gamma - \mathbf{k})\mathbf{R}_a] \times$$
$$\times \exp[-i\Delta\varphi_a(t)(q+l)]\langle \exp[i\Delta\varphi(q+l')]\rangle =$$
$$= (2\pi)^3 N''\delta(\mathbf{k}_\gamma - \mathbf{k});$$
$$N'' = N_0 \left\langle \exp\left[i\Delta\varphi\left(q+l'\right)\right]\right\rangle \left\langle \exp\left[-i\Delta\varphi\left(q+l\right)\right]\right\rangle . \quad (7)$$

Усреднение в (5) и (7) с учетом стационарного характера флуктуаций (с функцией распределения $R(\Delta\varphi) = (1/\sigma\sqrt{2\pi})\exp[-(\Delta\varphi)^2/2\sigma^2]$) позволяет получить коэффициенты $G_{ll'}$ в (2) для медленных и быстрых флуктуаций:

$$G_{ll'} = -i\sum_q \exp[-i(l-l')\varphi]J_{q+l}(b)J_{q+l'}(b) \times$$
$$\times \frac{\sigma_0 f_{\text{LM}} N_0\Gamma_0 \exp\left[-(l-l')^2\sigma^2/2\right]}{4(\omega-\omega_0-q\Omega+i\Gamma_0/2)},$$
$$G_{ll'} = -i\sum_q \exp[-i(l-l')\varphi]J_{q+l}(b)J_{q+l'}(b) \times$$
$$\times \frac{\sigma_0 f_{\text{LM}} N_0\Gamma_0 \exp\left[-[(q+l)^2+(q+l')^2]\sigma^2/2\right]}{4(\omega-\omega_0-q\Omega+i\Gamma_0/2)}. \quad (8)$$

Появление разброса фаз звуковых колебаний приводит к тому, что решение системы уравнений (1) теперь не удается найти методом итераций (который был использован в [3]). Вместо этого используется метод матричной экспоненты (см. [5, 13]). Излучение на выходе поглотителя ($y = Y$), обязанное гармонике $\varepsilon_0(\omega)e^{-i\omega t}$ на его входе, в условиях разброса фаз колебаний атомов может быть представлено как

$$E_\omega(Y,t) \sim \varepsilon_0(\omega)\sum_l e^{-il\Omega t}e^{-i\omega t} \times$$
$$\times \left\{\exp\left[\mathbf{G}(\omega_a,\omega,\varphi,\sigma)Y\right]\right\}_{l0}, \quad (9)$$

где $\mathbf{G}(\omega_a,\omega,\varphi,\sigma)$ – матрица коэффициентов (8). Используя (9), можно легко определить частотный спектр РВ согласно алгоритму расчета таких спектров (см. [3, 5]). Модельные расчеты подтверждают существенное ослабление интенсивности сателлитов в спектрах РВ с ростом σ и их полное дальнейшее исчезновение (рис. 1).

4. Поле излучения мессбауэровского источника $E(t)$ в условиях однофотонного эксперимента (осуществляемого методом запаздывающих совпадений) может быть представлено фурье-преобразованием $\bar\varepsilon_0(\omega)$:

$$E(t) = \Gamma_s^{1/2}\theta(t)\exp(-i\omega_s t - \Gamma_s t/2) =$$
$$= \int d\omega \bar\varepsilon_0(\omega)\exp(-i\omega t), \quad (10)$$

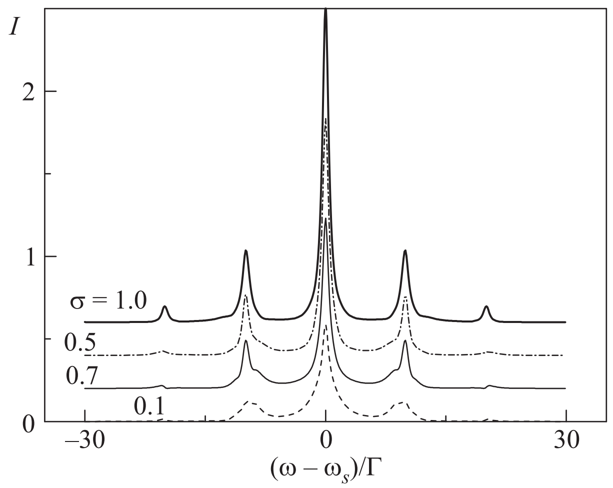

Рис. 1. Интенсивность мессбауэровского РВ $I(\omega)$ при различных степенях корреляции фаз звуковых колебаний σ; $\Omega = 10$ МГц, $b = 3.05$, $\Gamma_s = 1$, $\Gamma_0 = 1$, $t_e = \sigma_0 N_0 f_{\text{LM}} Y = 50$, $\omega_s = \omega_0$

где $\bar\varepsilon_0(\omega) = i\theta(t)\Gamma_s^{1/2}(2\pi)^{-1}(\omega-\omega_s+i\Gamma_s/2)^{-1}$. Фурье-составляющая $\bar\varepsilon_0(\omega)\exp(-i\omega t)$ генерирует в колеблющемся поглотителе гамма-волну с медленно меняющейся амплитудой $E_\omega(y,t) = \theta(t)\sum_l E_{\omega l}(y)e^{-i\Omega l t}$, рамановские слагаемые которой удовлетворяют системе (1), с граничными условиями $E_{\omega l}(0) = \delta_{l0} i\Gamma_s^{1/2}(2\pi)^{-1}(\omega-\omega_s+i\Gamma_s/2)^{-1}$ в соответствии с условиями рассматриваемого эксперимента. При синфазных колебаниях ядер (с одинаковой амплитудой) матрица коэффициентов (2) для системы (1) перепишется как

$$G_{ll'} = -\frac{i\cdot 2\pi f_{\text{LM}}}{c\omega\hbar(2I_g+1)}\sum_q \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi)^3} \times$$
$$\times \sum_{e,g}\langle g|\hat{j}(\mathbf{k})|e\rangle\langle e|\hat{j}^*(\mathbf{k}_\gamma)|g\rangle J_{q+l}(b)J_{q+l'}(b) \times$$
$$\times \int_0^t d\tau \exp\left[i(\omega-\omega_0-q\Omega+i\Gamma_0/2)\left(t-\tau\right)\right] \times$$
$$\times \exp\left[i\left(l'-l\right)\varphi\right]\sum_a \exp\left[i\left(\mathbf{k}_\gamma-\mathbf{k}\right)\mathbf{R}_a\right] =$$
$$= -i\sum_q e^{i(l'-l)\varphi}J_{q+l}\left(b\right)J_{q+l'}\left(b\right) \times$$
$$\times \frac{\sigma_0 f_{\text{LM}} N_0\Gamma_0\{1-\exp[i(\omega-\omega_0-q\Omega+i\Gamma_0/2)t]\}}{4(\omega-\omega_0-q\Omega+i\Gamma_0/2)}. \quad (11)$$

Выражение (11) получено заменой в (2) интегрирования $\int_{-\infty}^t d\tau$ на $\int_0^t d\tau$. Решение системы (1) может быть найдено методом итераций, как это было сделано в [3]. Для гармоники $E_{\omega l}(Y)$ на выходе за поглотитель имеем

$$E_{\omega l}(Y) = \bar{\varepsilon}_0(\omega) \sum_q \exp(-il\varphi) \times \\ \times J_{l+q}(b) J_q(b) \exp[iG_q(\omega)Y],$$

$$G_q(\omega) = -\sigma_0 N_0 f_{\mathrm{LM}}(\Gamma_0/4) \times \\ \times \frac{1-\exp[i(\omega-\omega_0-q\Omega+i\Gamma_0/2)t]}{\omega-\omega_0-q\Omega+i\Gamma_0/2}. \quad (12)$$

Проинтегрируем $E_\omega(Y,t)\exp(-i\omega t)$ по всем частотам излучения источника, чтобы определить результирующее поле на детекторе $E'(Y,\Omega,\varphi,t)$:

$$E(Y,\Omega,\varphi,t) = \\ = \int d\omega \exp(-i\omega t) \sum_l E_{\omega l}(Y) \exp(-il\Omega t) = \\ = \sum_q P_{q\{l\}}(\varphi,b,t) E''_q(Y,t), \\ P_{q\{l\}}(\varphi,b,t) = \\ = \sum_l \exp(-il\Omega t) \exp(-il\varphi) J_{l+q}(b) J_q(b). \quad (13)$$

Скорость счета фотонов (с учетом ядерно-резонансного взаимодействия) равна

$$N(t) = \frac{1}{\Delta\varphi} \int_{\varphi_0-\Delta\varphi/2}^{\varphi_0+\Delta\varphi/2} |E'(T_e,\Omega,\varphi,t)|^2 d\varphi, \quad (14)$$

где в $E'(Y,\Omega,\varphi,t)$ введена эффективная толщина поглотителя t_e соотношениями $t_e = \sigma_0 f_{\mathrm{LM}} N_0 Y$ и $T_e = t_e\Gamma_0/4$. Выражение (14) задает скорость счета парных событий: сигнального фотона на переходе 122 кэВ в момент $t = 0$ и далее (через время t) фотона на мессбауэровском переходе. Важно отметить, что из всего множества парных событий накапливаются только те, для которых фаза звука φ в момент регистрации сигнального фотона заключена в достаточно узком интервале значений $\Delta\varphi + 2\pi n$ с центром диапазона $\Delta\varphi$ в φ_0. Существенная особенность функции $N(t)$ определяется интегралами типа

$$E''_q(Y,t) = \int d\omega \exp(-i\omega t) \bar{\varepsilon}_0(\omega) \times \\ \times \exp\left\{-iT_e \frac{1-\exp[i(\omega-\omega_0-q\Omega+i\Gamma_0/2)t]}{\omega-\omega_0-q\Omega+i\Gamma_0/2}\right\}, \quad (15)$$

где выражение под интегралом содержит всего одну особую точку в отличие от интеграла, рассмотренного в [6]. Это отличие является следствием уточнения теоретической модели [3], произведенного выше для однофотонных экспериментов. Оно оказывается востребованным при описании экспериментального временного спектра. Использование интеграла (15) в этом случае позволило получить соответствие модельного временного спектра, вычисленного на основании (14), экспериментальному временному спектру во всем диапазоне изменения времени (рис. 2).

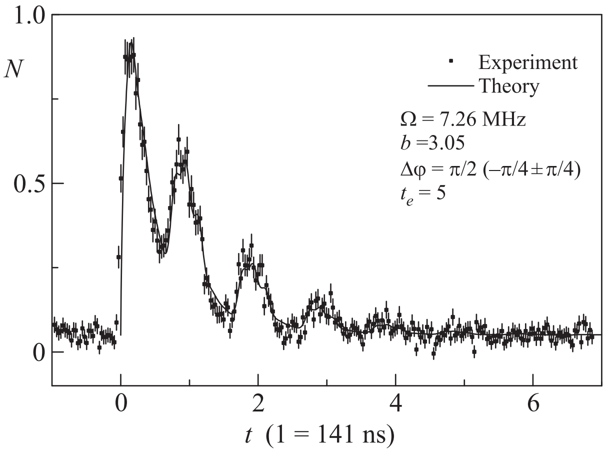

Рис. 2. Временная зависимость скорости счета $\mathbf{N}(T_e,\Omega,\varphi_0,t)$; сравнение расчетов (сплошная линия) с экспериментом (точки): $\omega_s - \omega_0 = 2\Omega$

Экспериментальный спектр на рис. 2 был получен с помощью схемы задержанных совпадений. Блок-схема использованной установки приведена в работе [14]. В качестве резонансного поглотителя служила нержавеющая сталь толщиной 25 мкм. Она была приклеена эпоксидным клеем на обкладку полимерного пьезопреобразователя (PVDF – поливинилидинфторид), который возбуждался РЧ-напряжением частотой 7.26 МГц. Амплитуда колебаний поглотителя соответствовала индексу модуляции $b = 3.05$, что обеспечивало максимальную интенсивность второго УЗ-сателлита в спектре мессбауэровского поглощения. Именно на этот (второй) сателлит была настроена скорость источника мессбауэровского излучения (^{57}Co в матрице Rh). Измерение спектра задержанных совпадений производилось только для тех фотонов, момент рождения которых в источнике соответствовал значениям фазы звука в поглотителе в интервале от $\varphi_0 - \Delta\varphi/2$ до $\varphi_0 + \Delta\varphi/2$, где $\varphi_0 = \pi/2$ и $\Delta\varphi = \pi/2$.

Отметим, что временная зависимость экспериментального спектра отличается от зависимости $N(t)$ на постоянный множитель, обусловленный электронным поглощением гамма-фотонов μ_e:

$$\mathbf{N}(T_e,\Omega,\varphi_0,t) = N(t)\exp(-\mu_e Y). \quad (16)$$

Выражение (14) использовалось нами также для модельных расчетов, иллюстрирующих зависимость структуры однофотонных мессбауэровских спектров: 1) от эффективной толщины t_e поглотителя (рис. 3), 2) от значения фазы звука φ_0

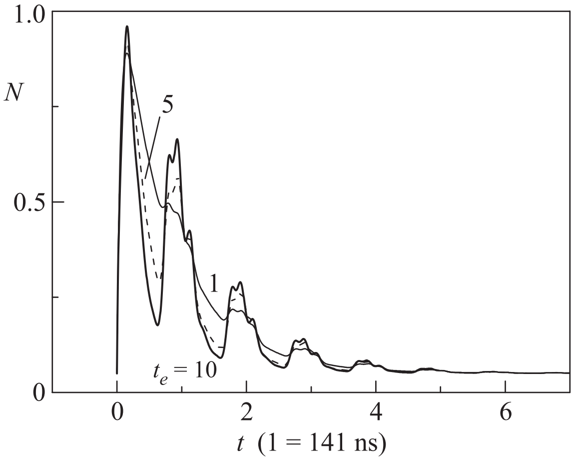

Рис. 3. Скорость счета $N(T_e, \Omega, \varphi_0, t)$ в зависимости от эффективной толщины t_e: $\Omega = 7.26$ МГц, $b = 3.05$, $\varphi_0 = 0$, $\Delta\varphi = \pi/2$, $\Gamma_s = 1$, $\Gamma_0 = 1$, $\omega_s - \omega_0 = 2\Omega$

в момент регистрации гамма-фотона с энергией 122 кэВ (рис. 4), 3) от степени фазовой корреляции

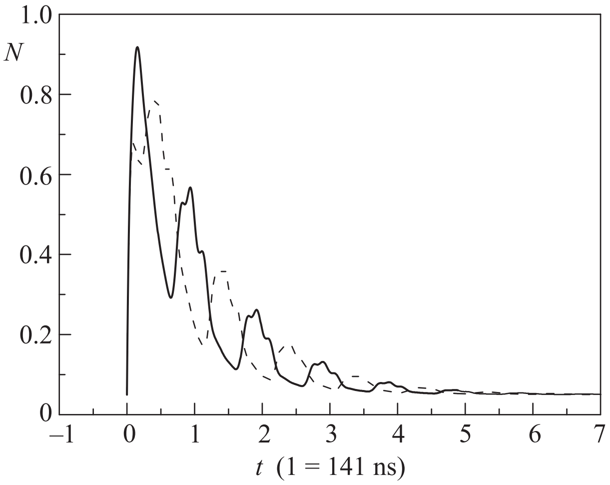

Рис. 4. Зависимость $N(T_e, \Omega, \varphi_0, t)$ от значения фазы φ_0 (сплошная линия – $\varphi_0 = 0$, штриховая – $\varphi_0 = \pi$, см. (14)); $\Omega = 7.26$ МГц, $b = 3.05$, $\Delta\varphi = \pi/2$, $\Gamma_s = 1$, $\Gamma_0 = 1$, $\omega_s - \omega_0 = 2\Omega$, $t_e = 5$

колебаний ядер в образце, задаваемой параметром нормального распределения фаз σ (рис. 5). При расчете последнего спектра в качестве $G_{ll'}$ использовалось выражение (11), дополненное множителем, учитывающим степень корреляции фаз колебаний мессбауэровских ядер в образце в приближении

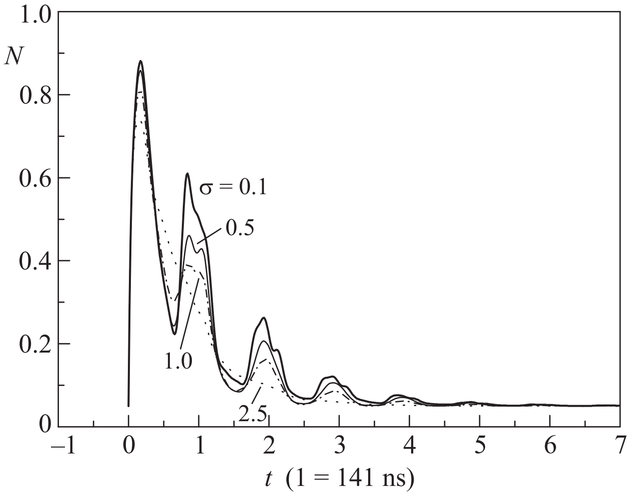

Рис. 5. Временная зависимость скорости счета $N(T_e, \Omega, \varphi_0, t)$ при различных степенях корреляции фаз звуковых колебаний σ; $\Omega = 7.26$ МГц, $b = 3.05$, $\varphi_0 = 0$, $\Delta\varphi = \pi/2$, $\Gamma_s = 1$, $\Gamma_0 = 1$, $\omega_s - \omega_0 = 2\Omega$, $t_e = 5$

медленных флуктуаций (см. (8)). Как и в случае частотных спектров, решение системы уравнений (1) проводилось методом матричной экспоненты. С ростом σ происходит трансформация (разрушение) характерной структуры спектров РВ; временная зависимость $N(t)$ приближается к экспоненциальной (см. рис. 5). Отметим также, что фитинг экспериментального спектра (см. рис. 2) на основе модели, расширенной на случай частичной фазовой корреляции ядер в образце, показал достаточно высокую синфазность звуковых колебаний в данном эксперименте ($\sigma \leq 0.1$).

5. В данном сообщении представлены теоретические модели формирования мессбауэровских (частотного, временного) спектров РВ на толстом образце, в режиме звуковых колебаний ядер в нем и мессбауэровский эксперимент в поле звука, выполненный методом запаздывающих совпадений. Модель частотных спектров получена путем обобщения модели [3] на случаи произвольной фазовой корреляции колебаний ядер в образце. Представленная нами модель временных спектров РВ (которая использует и результаты из [3]) описывает эксперименты на естественном мессбауэровском источнике, проводимые методом запаздывающих совпадений (с внутренней меткой времени), известные также как однофотонные эксперименты. Она содержит в себе механизм воздействия звуковых колебаний в мишени на форму волнового пакета рассеянного вперед гамма-фотона и, так же как и частотная модель, может быть использована для определения меры когерентности РВ. Эту модель следует отличать от моделей мессбауэровских экспериментов [15, 16], использующих в качестве сигнала импульсы синхротронного излучения (СИ). Применение СИ вызвало мощное развитие мессбауэровских исследований. В частности, на этом пути исследован широкий круг интерференционных явлений, вызванных звуковыми колебаниями в образце и весьма существенно влияющих на формирование мессбауэровского отклика (временного мессбауэровского спектра) [17, 18]. На наш взгляд, приведенные здесь модельные и экспериментальные результаты находятся в качественном согласии с результатами перечисленных выше работ (связанных с акустическими методами) [17, 18, 19], в известной степени дополняя их и в то же время, отличаясь от них по механизму формирования мессбауэровского спектра и по схеме его регистрации, свойственным естественному мессбауэровскому источнику.

Приведенный выше анализ (см. также [5, 8, 20, 21]) демонстрирует ряд особенностей мессбауэровского РВ на толстых поглотителях в режиме воздействия на них внешним (УЗ или РЧ) полем. В этих условиях мы обнаруживаем возможности повышения информативности мессбауэровского эксперимента. Они связаны с зависимостью эффектов интерференции (меры когерентности РВ) от степени фазовой корреляции процессов, инициируемых на ядрах внешними полями. Возможность извлечения такой информации из наблюдаемой структуры (временной, частотной) спектров мессбауэровского РВ подтверждается модельными расчетами.

Работа поддержана РФФИ (грант # 14.02.01078-а) и, частично, программой ППК Казанского федерального университета.

1. J. Asher, T. E. Cranshaw, and L. A. O'Connor, J. Phys. A: Math., Nucl. Gen. **7**, 410 (1974).
2. L. T. Tsankov, J. Phys. A: Math., Gen. **13**, 2959 (1980); **13**, 2969 (1980); **14**, 275 (1981).
3. Yu. V. Shvydko and G. V. Smirnov, J. Phys.: Cond. Mat. **4**, 2663 (1992).
4. S. L. Ruby and D. I. Bolef, Phys. Rev. Lett. **5**, 5 (1960).
5. Э. К. Садыков, А. Я. Дзюблик, Г. И. Петров, В. В. Аринин, Ю. В. Спивак, Письма в ЖЭТФ **92**, 279 (2010).
6. F. J. Lynch, R. E. Holland, and M. Hamermesh, Phys. Rev. **120**, 513 (1960).
7. J. E. Monahan and C. J. Perlow, Phys. Rev. A **20**(4), 1499 (1979).
8. F. Vagizov, V. Antonov, Y. Radeonychev, R. Shakhmuratov, and O. Kocharovskaya, Nature **508**, 80 (2014).
9. A. Abragam, *L'Effet Mossbauer*, Gordon and Breach, N.Y. (1964), p. 22.
10. А. Р. Мкртчян, А. Р. Аракелян, Г. А. Арутюнян, Л. А. Кочарян, Письма в ЖЭТФ **26**, 599 (1977).
11. Э. К. Садыков, В. А. Дудкин, Изв. вузов, сер. физическая **7**, 54 (1979).
12. G. V. Smirnov and V. G. Kohn, Phys. Rev. B **52**, 3356 (1995).
13. E. K. Sadykov, G. I. Petrov, V. V. Arinin, F. G. Vagizov, and E. V. Voronina, Hyp. Interact. **226**(1–3), 701 (2014).
14. R. N. Shakhmuratov, F. Vagizov, J. Odeurs, and O. Kocharovskaya, Phys. Rev. A **80**, 063805 (2009).
15. Yu. Kagan, A. M. Afanas'ev, and V. G. Kohn, J. Phys. C **12**, 615 (1979).
16. G. V. Smirnov, Hyp. Interact. **123/124**, 31 (1999).
17. G. V. Smirnov and W. Potzel, Hyp. Interact. **123/124**, 633 (1999).
18. W. Potzel, U. van Bruck, P. Shindelman, H. Hagn, G. V. Smirnov, S. L. Popov, E. Gerdau, Yu. V. Shvyd'ko, J. Jäshke, H. D. Rüter, A. I. Chumakov, and R. Rüffer, Hyp. Interact. **152/153**, 263 (2003).
19. Yu. V. Shvyd'ko, A. I. Chumakov, G. V. Smirnov, V. G. Kohn, T. Hertrich, U. van Bürck, E. Gerdau, H. D. Rüter, and J. Metge, Europhys. Lett. **22**, 305 (1993).
20. Э. К. Садыков, А. А. Юричук, Письма в ЖЭТФ **99**, 195 (2014).
21. F. Vagizov, R. Shakhmuratov, and E. Sadykov, Phys. Stat. Sol. B **252**(3), 465 (2015).