Письма в ЖЭТФ, том 104, вып. 4, с. 283 – 287

Сдвиг между линиями испускания и поглощения при естественном сильном сужении (ЕСС) линий Мессбауэра. Путь к исключению систематических ошибок в опытах с ЕСС

С. В. Карягин[1)]

Отдел строения вещества им. Гольданского, Институт химической физики им. Семенова РАН, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 20 июня 2016 г.

Дополнительно исследовано естественное сильное сужение (ЕСС) линий Мессбауэра на долгоживущих изомерах, корректно обнаруженное группой Давыдова (Письма в ЖЭТФ **90**(7) (2009)) и непротиворечиво объясненное Карягиным (Письма в ЖЭТФ **98**(3), 11 (2013)). Показано, что в опытах с ЕСС в однородной среде γ-источника возникает химический сдвиг δ между γ-линиями испускания (E) и поглощения (A). Ранее считали, что такого сдвига не может быть. Развита теория γ-резонансного гравитационного спектра с учетом δ. Найдены δ и новая ширина линии k, которая заметно меньше ширины без учета δ. Показано, что времена жизни изомеров для опытов с ЕСС сильно ограничены сверху подавлением γ-резонанса сдвигом δ. Малостью δ подтверждается выявленный недавно эффект естественного сильного подавления (ЕСП) монопольного уширения (С. В. Карягин, Письма в ЖЭТФ **103**(3) (2016)). Показано, что плотность электронов на ядре Ag внутри зерен меньше, чем на их периферии на $\sim 10^{-14}$ %. Для обнаружения более тонких эффектов предложены опыты нового типа, позволяющие исключать систематические ошибки.

DOI: 10.7868/S0370274X1616013X

1. Введение. Долгоживущие изомеры (их время жизни $\tau \gg 10^{-4}$ с) считались принципиально не пригодными для γ-лазера, т.к. ширина мессбауэровской линии Γ всегда больше диполь-дипольного (dd-) уширения $\Gamma_{dd} \sim 10^4\,\text{с}^{-1}$ [1]. Это мнение было поколеблено опытами групп Гонзера (Gonser) [2], Хоя (Hoy) [3] и Давыдова (Davydov) [4] на линии 88 кэВ изомера $^{109\text{m}}$Ag, $\tau = 57$ с (см. также ссылки в [3, 4]. Из [2–4] следовало, что ширина Γ всего в $k = \Gamma\tau \sim 10$ раз больше естественной ширины линии $\Gamma_{\text{nat}} = 1/\tau$, в то время как $k_{dd} = \Gamma_{dd}\tau \sim 10^6$. Но эти опыты были поставлены не достаточно корректно, т.е. существовала угроза систематических ошибок, и, значит, результат $k \ll k_{dd}$ мог быть ложным. Это отмечено в [2, 5–8]. Лишь в 2009 г. группой Давыдова [5] была *достаточно корректно* установлена истинность эффекта $k \ll k_{dd}$. Но в [5] этот эффект не был непротиворечиво объяснен.

Непротиворечивые же объяснения были даны в [6–8]. До работ [6–8] их автор, Карягин, исследовал корректность постановки опытов [2–5]. В отличие от [2, 3], опыты [4, 5] основаны не на зависимости фактора Мессбауэра f от температуры, а на зависимости гравитационного сдвига частоты γ-кванта от перепада высот между испускающим и поглощающим ядрами. Но из [4, 5] только опыты [5] оказались достаточно корректными. Лишь осознав это, Карягин начал поиск объяснения явлению $k \ll k_{dd}$, назвав его в [6] естественным сильным сужением (ЕСС = = NSN = Natural Strong Narrowing), т.к. оно возникает в естественных условиях и сужает линию на порядки. Объяснения [6–8] привели к ряду неожиданных результатов. Во-первых, в [5] считалось, что в магнитных полях порядка поля Земли сверхтонкая структура (СТС) хорошо разрешена (расщеплена). Согласно же [6–8] в этих полях все компоненты СТС сливаются (коллапсируют) в единую линию (синглет). Во-вторых, коллапсируют *все* типы СТС (дипольные, квадрупольные и др.). При этом подавляются все виды мультипольных уширений, кроме монопольного. В [5] считалось, что подавляется только dd-уширение. В-третьих, при коллапсе СТС выход γ-квантов из источника не зависит от угла ψ между магнитным полем и волновым вектором γ-кванта [7]. Согласно же [4, 5], выход γ-квантов зависит от ψ. Анализ [7] первичных данных из [5] опроверг зависимость γ-отсчетов от ψ. В-четвертых, в [8] выявлен эффект естественного сильного подавления (ЕСП) химического уширения Γ_{ch}. Согласно [8], уширение Γ_{ch} в опытах [5] неожиданно мало, составляя 0.1–0.01 от полной ширины Γ.

[1)]e-mail: akaryagina@gmail.com

Итак, ЕСС сводится к ЕСП и коллапсу СТС. В основе ЕСП лежат свойства ферми-жидкости [8]. В основе коллапса лежат две причины. Первая – высокочастотный ($\sim 10^{16}$ Гц) обмен электрона на ядре с электронами зон [6]. Вторая – виртуальные переходы между уровнями ядра [7, 8]. Вероятно сочетание обеих причин, именуемых в [7, 8] обменным (e– “exchange”) и виртуальным (v – “virtual”) механизмами. Таков экскурс в ЕСС. Настоящая работа, как и [7], посвящена опытам по ЕСС и их постановке.

Введем в описание ЕСС новый фактор – химический сдвиг между частотами γ-испускания (E) и γ-поглощения (A). В работе [5] существование такого сдвига не допускалось ввиду высокой однородности источника. Но у испускающих и поглощающих ядер разные предыстории. Испускающие ядра $^{109\mathrm{m}}$Ag рождаются ядрами ^{109}Cd, внедренными в матрицу из высокочистого серебра. Атомы Cd, химически иные, чем Ag, вытесняются из зерен серебра к их границам, где и рождаются ядра $^{109\mathrm{m}}$Ag. Поглощающие же ядра ^{109}Ag сидят в основном внутри зерен. Поэтому плотность электронов ρ_{E} на ядре $^{109\mathrm{m}}$Ag отличается от плотности ρ_{A} на ядре ^{109}Ag, и возникает сдвиг $\omega_{\mathrm{E}}-\omega_{\mathrm{A}}$ между частотами испускания и поглощения. Этот сдвиг из-за различий в предыстории ядер E и A имеет ту же физическую основу, что и изомерный сдвиг [10, 11], именуемый также монопольным или химическим. Представим этот сдвиг в безразмерной форме $\delta = (\omega_{\mathrm{E}} - \omega_{\mathrm{A}})\tau$. Тогда из уравнения (14) в [8] получаем

$$\delta = C(\rho_{\mathrm{E}} - \omega_{\mathrm{A}})a_0^3, \tag{1}$$

где $C = 6.2 \cdot 10^7 Z((r_+ - r_-)/r)(r^2/fm^2)\tau\,\mathrm{c}^{-1}$; $r = (r_+ + r_-)/2$; r_+, r_- – радиусы ядра в верхнем (“+”) и нижнем (“−”) состояниях; Z – заряд ядра; a_0 – радиус Бора. Для ^{109}Ag $C > 3 \cdot 10^{10}$.

2. Эффективное сечение. В работе [5] источник – плоскопараллельная пластина толщины d. Рассмотрим резонансное поглощение квантов, летящих к детектору по лучу OZ. Начало O луча OZ поместим на стороне пластины, наиболее удаленной от детектора, т.е. на ее тыльной стороне. Центр входного окна детектора обозначим через O', а линию OO' назовем линией наблюдения. Сначала рассмотрим простой случай, когда направления луча OZ, линии наблюдения OO' и нормали к пластине ON совпадают. На OZ отметим точку z с излучающим ядром E и точку z' с поглощающим ядром A. При этом $0 < z < z' < d$. На лицевой стороне пластины, обращенной к детектору, $z = z' = d$. На тыльной стороне пластины $z = z' = 0$. Луч OZ наклонен под углом θ к горизонтальной плоскости. В работе [5] угол θ меняли, наклоняя платформу, с которой жестко скреплены источник и детектор. При $\theta > 0$ квант поднимается, при $\theta < 0$ опускается. Пусть при испускании кванты распределены по частоте ω по Лоренцу: $F_E(\omega) = 1/[1+((\omega-\omega_E)2/\Gamma_E)^2]$, где ω_E – частота в максимуме линии испускания, Γ_E – полная ширина линии на ее полувысоте при $|\omega-\omega_E| = \Gamma_E/2$. Пройдя из точки z в точку z', фотон поднимется при $\theta > 0$ на высоту $(z'-z)\sin\theta$, уменьшив частоту ω на гравитационный сдвиг:

$$\Omega_G = G(z'-z)\sin\theta, \tag{2}$$

где $G = \omega g/c^2$; g – ускорение свободного падения. Поскольку в точке z' частота кванта, пришедшего из точки z, равна $\omega' = \omega - \Omega_G$, то сечение резонансных потерь квантов ω' на ядре A есть

$$\sigma_A(\omega') = \sigma_A(\omega-\Omega_G) = \sigma_{mA}/[1+((\omega-\Omega_G-\omega_A)2/\Gamma_A)^2], \tag{3}$$

где $\sigma_{mA} = \sigma_m/k_A$ – сечение при $\omega' = \omega_A$; Γ_A – ширина линии поглощения на ее полувысоте; $k_A = \Gamma_A\tau_+$ – относительная полная ширина линии поглощения; τ_+ – время жизни верхнего уровня; τ_- – время жизни нижнего уровня; если нижний уровень стабилен, то τ_+ часто обозначают как τ; $\sigma_m = \sigma_w w f'/(1+\alpha_t)$; $\sigma_w = (\lambda^2/2\pi)[(2I_+ + 1)/(2I_- + 1)]$ – волновое сечение; I_+, I_- – спины ядра в верхнем “+” и нижнем “−” состояниях; λ – длина волны; α_t – полный коэффициент внутренней электронной конверсии; $w = p_{+-}\tau_{+-}$ – фактор ветвления, т.е. отношение вероятности p_{+-} перехода $+ \Rightarrow -$ к сумме вероятностей всех переходов с уровня “+”, равной $1/\tau_+$. Для ^{109}Ag имеем $I_+ = 7/2$, $I_- = 1/2$, $\lambda = 1.408 \cdot 10^{-9}$ см, $\alpha_t = 26.7$, $f' = 0.0535$, $w = 1$. Поэтому $\sigma_m = 2.44 \cdot 10^{-21}$ см^2. Введем теперь эффективное сечение поглощения:

$$\sigma_{\mathrm{ef}} = \int_{-\infty}^{\infty} \sigma_A(\omega')F_E(\omega)d\omega \Big/ \int_{-\infty}^{\infty} F_E(\omega)d\omega, \tag{4}$$

где интервал усреднения $0 < \omega < \infty$ дополнен нефизическим интервалом $-\infty < \omega < 0$. Это вносит пренебрежимо малую ошибку, но упрощает вычисления. При этом

$$\sigma_{\mathrm{ef}} = (\sigma_m/kA)(1+\gamma)[(1-\gamma)^2+\Delta^2]/[4\gamma^2\Delta^2+(1-\gamma^2+\Delta^2)^2], \tag{5}$$

где $\gamma = \Gamma_E/\Gamma_A$; $\Delta = 2(\omega_E - \Omega_G - \omega_A)/\Gamma_A = 2(\delta - \Omega_G\tau)/k_A$. Поскольку в опытах [5] химическое уширение Γ_{ch} мало [8], т.е. $\Gamma_{ch} \ll E$, Γ_A, то $\Gamma_E \cong \Gamma_A$, $\gamma \cong 1$ и

$$\sigma_{\mathrm{ef}} \cong \sigma_{\mathrm{ef}_\sim} = (\sigma_m/2k_A)/[1 + ((\delta - \Omega_G\tau)/k_A)^2]. \tag{6}$$

Ширина формы (6) в 2 раза больше ширин отдельно взятых форм (1), (3), как и должно быть.

3. Выход γ-квантов. В номинальных условиях (узкий пучок, линия наблюдения OO' совпадает с нормалью к пластине) выход γ-квантов из источника (на один γ-распад вдоль оси OZ в направлении на детектор), как и в [7] дается формулой

$$Y(k,\theta)=\int_0^d dz\rho_p(z)T_e(z)T_\gamma(z), \qquad (7)$$

где ρ_p – распределение родительских ядер ^{109}Cd; T_e и T_γ – факторы для квантов, рожденных в слое толщины dz с координатой z; $T_e=\exp[-\mu_e(d-z)]$; μ_e – коэффициент потерь на электронах; $T_e=21.5\,\text{см}^{-1}$ для Ag; $T_\gamma(z)=T_{\rm rec}+T_{\rm res}$ – выход γ-кванта в сторону детектора без учета потерь на электронах: $T_{\rm res}=f\exp(-Q'(z))$ – доля γ-квантов *без отдачи* с учетом резонансных потерь на ядрах; в опытах [5] $T_{\rm rec}=1-f$ – доля квантов *с отдачей*. В итоге $T_\gamma(z)=T_{\rm rec}+T_{\rm res}=1-f+f\exp(-Q'(z))$, где $Q'(z)$ – толщина резонансных потерь квантов, рожденных в точке z. Используя (6), получаем

$$Q'(z)=n_{109}\int_Z^d \sigma_{\text{ef}\sim}(z',z)dz'=$$

$$=(Q_\#/\sin\theta)[\arctan(Arg_0)+\arctan(Arg_1)\}, \qquad (8)$$

где $Arg_0=\delta/k$; $Arg_1=[-\delta+G(d-z)\sin\theta]/k$, $Q_\#=\sigma_m n_{109}/2G=4.20\cdot10^{-3}$, т.к. $\sigma_m=2.44\cdot10^{-21}\,\text{см}^2$, $n_{109}=2.85\cdot10^{22}\,\text{см}^{-3}$ – плотность числа ядер ^{109}Ag в природном серебре, $G=1/h_0=0.827\cdot10^4\,\text{см}^{-1}$. При $\theta=0$ разложение в ряд Тейлора дает

$$Q'(z,\theta=0)=(\sigma_m/2k)n_{109}(d-z)/[1+(\delta/k)^2]. \qquad (9)$$

4. Усреднение по лучам пучка. Геометрия γ-пучка задается размерами пластины (высота $d_1=1.6\,\text{см}$, ширина $d_2=2.4\,\text{см}$), детектора (те же d_1 и d_2) и расстоянием $|OO'|=d_3=24.0\,\text{см}$. Введем оси Декарта: ON – по нормали к пластине, OX – вдоль ее ширины и OY – вдоль высоты, начало O – в центре тыльной стороны. Пучок – это множество узких лучей OZ, задаваемых на множестве пар углов φ, φ_1. Повернем плоскость NOX вокруг OX на угол φ в позицию $N'OX$. Плоскость NOY повернем вокруг OY на φ_1 в позицию $N''OY$. Тогда луч OZ лежит на пересечении плоскостей $N'OX$ и $N''OY$. Введем еще углы φ_0, β с осью OX и φ_{10}, β_1 с осью OY. Наложим условия $-\varphi_0-\beta<\varphi<\varphi_0-\beta$, $-\varphi_{10}-\beta_1<\varphi_1<\varphi_{10}-\beta_1$, где $\varphi_0=d_1/2d_3=0.033$ рад, $\varphi_{10}=d_2/2d_3=0.05$ рад – угловые размеры пучка, β, β_1 дают отклонение линии OO' от нормали NO. Если $|\beta|$, $|\beta_1|$, φ_0, $\varphi_{10}\ll1$, то усреднение γ-выхода по z, φ, φ_1 имеет вид

$$Y_{av}(k,\theta)=$$

$$=\int_{-\varphi_0-\beta}^{\varphi_0-\beta}(d\varphi/2\varphi_0)\int_{-\varphi_{10}-\beta_1}^{\varphi_{10}-\beta_1}(d\varphi_1/2\varphi_{10})\int_0^d\rho_pT_eT_\gamma d_z. \qquad (10)$$

Факторы ρ_p, T_e, T_γ в (10) по смыслу те же, что и в (7)–(9): $\rho_p=(\exp(-b(d-z)^2)+\exp(-bz^2))/\int_0^d[\exp(-b(d-z)^2)+\exp(-bz^2)]dz$; $b=636\,\text{см}^{-2}$ – параметр диффузии; $d=0.074\,\text{см}$ – толщина пластины, $T_e=\exp[-\mu_e(d-z)U]$; $U=[1+\tan^2(\varphi+\beta)+\tan^2(\varphi_1+\beta_1)]^{1/2}$; $T_\gamma=1-f+f\exp(-UQ')$; $\mathbf{Q'(z)}=(Q_\#/\sin(\theta+\varphi+\beta))[\arctan(arg_0)+\arctan(arg_1)]$; где $arg_0=\delta/k$; $arg_1=[-\delta+G(d-z)\sin(\theta+\varphi+\beta)]/k$. Таково обобщение формул (6)–(9).

Для простоты берем $\beta=\beta_1=0$, тогда $U=[1+\tan^2\varphi+\tan^2\varphi_1]^{1/2}$; $\mathbf{Q'(z)}=(Q_\#/\sin(\theta+\varphi))[\arctan(arg_0)+\arctan(arg_1)\}$; где $arg_0=\delta/k$; $arg_1=[-\delta+G(d-z)\sin(\theta+\varphi)]/k$.

5. Первичные данные. В работе [5] найдены числа отсчета квантов $N(T,\psi,\theta)$ в зависимости от температуры источника T (4.2 и 295 K), угла ψ между волновым вектором и магнитным полем Земли (два значения: ψ_A и ψ_B), угла θ между осью OO' и горизонтальной плоскостью (11 значений θ: 7°, 3°, 1°, 0.67°, 0.33°, 0°, −0.33°, −0.67°, −1°, −3°, −7°). Все числа $N(T,\psi,\theta)$ измерены на одинаковых интервалах времени строго по 750 с. Анализ этих данных показал [7]: 1) средневзвешенные (ср. взв.) от чисел $N(\psi,\theta)$ по всем θ в фазах A и B равны с точностью $\sim1/3$ стандартной ошибки, что является признаком коллапса СТС; 2) так называемые скорректированные числа $N_{\rm Cr}(\psi,\theta)=N(\psi,\theta)Y(k=\infty)/Y(\psi,\theta,k)$, соответствующие отсутствию резонанса, не должны зависеть от ψ и θ, если нет никаких ошибок, в том числе верно определена ширина k. Тогда ср. взв. (по всем θ) числа $N_{\rm Cr}(\psi,\theta)$ в фазах A и B должны быть равны, что с точностью до $\sim1/10$ стандартной ошибки подтверждено в [7]. Это еще один признак коллапса СТС. А для модели [5] с разрешенной (“*resolved*”) СТС ср. взв. по θ от $N_{\rm Cr}(\psi_A,\theta)$ и $N_{\rm Cr}(\psi_B,\theta)$ различаются на ~4 стандартных ошибки, что опровергает гипотезу [5] о разрешенности СТС. 3) Обнаружена систематическая ошибка в данных для фазы B (ток выключен). Учтя 1)–3), считаем СТС неразрешен-

Таблица 1. Данные опытов [5] при 4.2 К, когда ток в кольцах Гельмгольца включен; n_i – число измерений при угле θ_i; N_i – среднее число γ-отсчетов на одно измерение при угле θ_i; $\varepsilon_i = (N_i/n_i)^{1/2}$ – теоретическая среднеквадратичная (ср. кв.) ошибка для N_i

i	−5	−4	−3	−2	−1	0	1	2	3 *)	4	5
θ_i	+7°	+3°	+1°	+0.67°	+0.33°	0°	−0.33°	−0.67°	−1°	−3°	−7°
N_i	112834	112788	112813	112646	112735	112737	112690	112808	112772	112906	112919
n_i	24	26	27	26	26	51	26	25	24	24	19
ε_i **)	69	66	65	66	66	47	66	68	69	69	78

*) В [7] замечена опечатка в числе N_3. Неверно 112742, верно 112772.

**) Более корректно было бы заменить $\varepsilon_i = (N_i/n_i)^{1/2}$ на $\varepsilon_i = (\Sigma_j(N_{ij} - N_i)^2/(n_i-1))^{1/2}$; где N_{ij} – число γ-отсчетов на отрезке измерения с двойным номером ij, где $j = 1, 2, \ldots, n_i$ при $\theta = \theta_i$; $N_i = \Sigma_j N_{ij}/n_i$. В [5] каждый отрезок измерения Δt_{ij} длился точно 750 с.

ной, а для расчетов берем из [5] данные лишь для фазы A (ток включен), помещенные в табл. 1.

6. Функционал χ^2. Он зависит от m' параметров $\{\ldots\}$. Параметры k, δ, β, β_1 могут быть найдены минимизацией χ^2. Минимум для χ^2 ищется как в [7]:

$$\min \chi^2 = \min_{\{\ldots\}} \min_{C} \Sigma_i[(N_i - CY_i)/\varepsilon_i]^2/M =$$

$$= \min_{\{\ldots\}} \Sigma_i[(N_i - C_m Y_i)/\varepsilon_i]^2/M. \tag{11}$$

Здесь $Y_i = Y_{av}(\theta_i; \{\ldots\})$ – γ-выход (по теории) при угле θ и параметрах $\{\ldots\}$, C – подгоночный параметр; $M = m - l$ – число степеней свободы [12]; m – число членов в сумме Σ_i; $l = m' + 1$ – число связей. Минимум χ^2 по C дает $C = C_m = (\Sigma_i N_i Y_i/\varepsilon_i^2)/\Sigma_i(Y_i/\varepsilon_i)^2$. Такова одна связь. Другие m' неявных связей дает минимизация по m' параметрам.

7. Путь к исключению систематических ошибок. При числе искомых параметров гравитационного спектра более двух возрастает роль даже малых систематических ошибок. Для их исключения будем периодически обращать фактор Мессбауэра f в ноль, например, импульсами гиперзвука или ультразвука. Тогда сравнение γ-отсчетов при $f \neq 0$ и $f = 0$ исключит многие систематические ошибки. Ультразвук (u-звук) частоты $\nu_{\rm us} \sim 10^9$–10^{12} Гц подавит фактор f, если u-звук создаст смещения ξ ядра вдоль γ-волнового вектора $\mathbf{K}$ со средним квадратом $\langle\xi^2\rangle_{\rm us} > 10^{-17}$ см^2. Тогда, см. [13], $f < \exp(-|K|^2\langle\xi^2\rangle_{\rm us}) < 10^{-5}$. Источники u-звука – это пьезокристаллы, пьезокерамики и магнитострикционные материалы в электрических или магнитных полях частоты ν. Через медный кулер (рис. 1) u-звук попадает в γ-источник. Налагая и снимая u-звук при 4.2 К γ-источника, можно поочередно иметь то $f = 0$, то $f = 0.05$. Учтя это, разобьем отрезок Δt_{ij} (см. примечание **) к табл. 1) на $2p$ участков одинаковой длительности. Занумеруем участки в порядке хода времени. Пусть на нечетных участках $f > 0$, а на четных $f = 0$. Тогда сумма γ-отсчетов по нечетным участкам отрезка ij есть $N_{ij} = C_{\gamma ij} C_{rij} Y_i$, где $C_{\gamma ij}$ – число γ-квантов, рожденных на нечетных участках, C_{rij} – средняя на этих участках эффективность регистрации γ-квантов. Но $T_\gamma = 1$ при $f = 0$, и из (10) имеем $Y_i = Y^*$, где Y^* не зависит от индекса i. Поэтому сумма отсчетов на четных участках отрезка ij есть $N'_{ij} = C'_{\gamma ij} C'_{rij} Y^*$. Здесь факторы $C'_{\gamma ij}$, C'_{rij} имеют тот же смысл, что и $C_{\gamma ij}$, C_{rij}, но относятся к четным участкам. Чем чаще чередуются четные и нечетные участки, т.е. чем больше p, тем меньше различие между $C_{\gamma ij} C_{rij}$ и $C'_{\gamma ij} C'_{rij}$. Тогда в пределе больших p имеем $N_{ij}/N'_{ij} = (C_{\gamma ij} C_{rij} Y_i)/(C'_{\gamma ij} C' r_{ij} Y^*) = Y_i/Y^*$. Введем числа $\nu_{ij} = N_{ij}/N'_{ij}$, их средние $\nu_i = \Sigma_j \nu_{ij}/n_i$, среднеквадратические (ср.кв.) разбросы $\varepsilon_{*i} = (\Sigma_j(\nu_{ij} - \nu_i)^2/(n_i - 1))^{1/2}$ и функционал

$$\chi^{*2}\{\ldots\} = \Sigma_i[(\nu_i - EY_i/Y^*)/\varepsilon_{*i}]^2/M. \tag{12}$$

В минимуме χ^{*2} имеем $E = E^* = Y^*(\Sigma_i \nu_i Y_i/\varepsilon_{*i}^2)/\Sigma_i(Y_i/\varepsilon_{*i})^2$. В идеале должно быть $E^* = 1$. Причиной отличия E^* от $E^* = 1$ могут быть многие недостатки: неверный расчет выходов Y^*, $Y_i = Y_{av}(\theta_i; \{\ldots\})$, малость числа измерений n_i, неудачная модель ECC, отличие пробного набора параметров $k, \gamma, \delta, \ldots$ от реальности и систематические ошибки. Так возникают: χ^{*2} – критерий, т.е. условие минимума χ^{*2} по $\{\ldots\}$, E, и E^* – критерий, т.е. условие близости E^* к единице для набора $\{\ldots\}_{\min}$, минимизирующего χ^{*2}. Этот двойной критерий позволит выявлять недостатки и, благодаря этому, корректировать отладку опытов.

Следует, однако, учесть, что фактор f не определен в небольших зонах стыка нечетных и четных участков. Зоны стыка необходимо вырезать из γ-регистрации. Участки без зон стыка назовем активными. Поскольку включать–выключать u-звук можно на порядки быстрей, чем менять температуру γ-источника от 4.2 до 295 К и обратно, то необходимо автоматическое выполнение опытов. Тогда будет легко вырезать зоны стыка и соблюдать строгое ра-

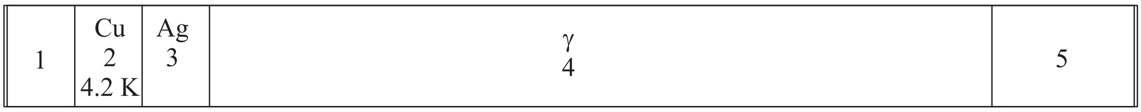

Рис. 1. Схема u-звуковой модуляции фактора f. *1* – источник u-звука; *2* – кулер; *3* – γ-источник; *4* – γ-пучок; *5* – детектор. Все элементы жестко скреплены с несущей платформой

венство длительностей нечетных и четных активных участков.

8. Результаты и выводы. Критерий χ^2 при $k_E \cong k_A \cong k$ по данным табл. 1 дает $k \cong 13.3$, $\delta \cong 4.5$, т.е. $\Gamma \cong 0.23\,\text{с}^{-1} = 0.037\,$Гц, $\omega_E - \omega_A \cong 0.079\,\text{с}^{-1} = 0.013\,$Гц. Отсюда следует ряд выводов.

1. Поскольку δ – это сдвиг между частотами ядер на границе и внутри зерна, т.е. в максимально разных условиях, то модули сдвигов между ядрами только внутри зерна ($|\delta_{in}|$) или между ядрами только в зоне его границы ($|\delta_b|$), должны быть много меньше, чем $|\delta|$, т.е. $|\delta_{in}|, |\delta_b| \ll 4.5$, т.е. $|\delta_{in}|, |\delta_b| \sim 0.1 - 1$. Но $|\delta_{in}| \sim |\delta_b| \sim k_{ch}$, где k_{ch} – химическое (монопольное, изомерное) уширение. Таким образом экспериментально подтвержден эффект естественного сильного подавления (ЕСП) монопольного уширения, выявленного в [8] (см. там (15)). ЕСП играет важную роль в теории создания γ-лазера (см., например, ссылки в [8]).

2. С учетом δ ширина $k \cong 13.3$ заметно меньше, чем $k = k_{\text{exp}} \cong 15.3$ в [7], найденная без учета δ. Поскольку $k_{ch} = k - (1 + k_{\text{dec}} + k_D + \ldots)$ [8], то при учете δ оценка k_{ch} меньше, а ЕСП сильнее.

3. Для больших времен жизни τ' возможна качественная оценка сдвига $|\delta'| \sim |\omega_{\text{E}} - \omega_{\text{A}}|\tau' \sim |\delta|\tau'/\tau \sim 5\tau'/\tau$, считая, что порядок величины $|\omega_{\text{E}} - \omega_{\text{A}}|$ примерно одинаков для всех изомеров. Так, $|\delta'| \sim 500$ для ^{103}Rh, и наблюдение ЕСС затруднено, т.к. толщина γ-резонансных потерь подавлена в $\sim [1 + (\delta'/k')^2] \sim 10^3$ раз (см. (9)). Другая трудность – уширение диффузией [8].

4. Так как $\delta \cong 4.5 > 0$, то из (1) имеем $(\rho_{\text{E}} - \rho_{\text{A}})a_0^3 = \delta/C < 5 \cdot 10^{-11}$, и $\rho_{\text{E}} > \rho_{\text{A}}$. Это согласуется с тем, что связь атома с решеткой, оттягивающая электроны от ядра, несколько слабее на границе зерен, чем внутри. При этом изменение электронной плотности на ядре ^{109}Ag между его положениями на границе (ρ_{E}) и внутри (ρ_{A}) зерен ничтожно мало в сравнении с плотностью всех s-электронов ρ_s. Так как $\rho_s \sim 5 \cdot 10^5/a_0^3$, см. [11], то $(\rho_{\text{E}} - \rho_{\text{A}})/\rho_{5s} < 10^{-16}$.

5. Столь высокую ($< 10^{-16}$) чувствительность опытов с ЕСС можно усилить, чтобы выявлять еще более тонкие эффекты, чем сдвиг $\omega_{\text{E}} - \omega_{\text{A}}$. Для этого, а также для увеличения числа искомых параметров гравитационного спектра, нужно альтернировать фактор f. Это позволит, применяя двойной критерий (χ^{*2}, E^*), исключать систематические ошибки.

Автор признателен проф. В.Л. Бугаенко (ИТЭФ) за консультации по Фортрану и проф. А.В. Давыдову (ИТЭФ) за замечания к работам [6–8], в том числе за указание опечатки в разделе 6 статьи [8]: напечатано ^{102}Rh, а надо ^{103}Rh.

1. R. V. Pound, *Mössbauer Spectroscopy II*, ed. by U. Gonser, Shpringer, Berlin (1981).
2. W. Wildner and U. Gonser, J. de Phys. Coll. Suppl. **40**, 2 (1979).
3. S. Rezaie-Serej, G. R. Hoy, and R. D. Taylor, Laser Physics **5**, 240 (1995).
4. V. G. Alpatov, Yu. D. Bayukov, A. V. Davydov, Yu. N. Isaev, G. R. Kartashov, M. M. Korotkov, and V. V. Migachev, Laser Phys. **17**, 1067 (2007).
5. Ю. Д. Баюков, А. В. Давыдов, Ю. Н. Исаев, Г. Р. Карташов, М. М. Коротков, В. В. Мигачев, Письма в ЖЭТФ **90**(7), 547 (2009).
6. С. В. Карягин, Письма в ЖЭТФ **98**(3), 197 (2013).
7. С. В. Карягин, Письма в ЖЭТФ **98**(11), 763 (2013).
8. С. В. Карягин, Письма в ЖЭТФ **103**(3), 233 (2016).
9. А. В. Давыдов, Ю. Н. Исаев, В. М. Самойлов, Изв. РАН, сер. Физ. **61**, 2221 (1997).
10. В. И. Гольданский, *Эффект Мессбауэра и его применения в химии*, Институт химической физики, изд. АН СССР, М. (1963).
11. *Mössbauer Spectroscopy*, ed. by D. P. E. Dickson and F. J. Berry, Cambridge University Press, Cambridge, London, N.Y., New Rochelle, Melburne, Sydney (1986).
12. Дж. Тейлор, *Введение в теорию ошибок*, Мир, М. (1985).
13. В. Г. Шапиро, В. С. Шпинель, ЖЭТФ **46**, 1960 (1964).