Письма в ЖЭТФ, том 98, вып. 3, с. 197 – 203 © 2013 г. 10 августа

Объяснение эффекту естественного сильного сужения линий Мёссбауэра на долгоживущих изомерах. Многообразие ядер и сред с ним

Памяти Ю. А. Изюмова посвящается

С. В. Карягин[1)]

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

Поступила в редакцию 13 мая 2013 г.

После переработки 1 июля 2013 г.

Объяснен эффект естественного сильного сужения (ЕСС) линий Мёссбауэра на долгоживущих изомерах. Неизвестность механизма ЕСС более 30 лет ставила под сомнение существование этого эффекта. Раскрыт механизм ЕСС. Установлено его пороговое условие. Дана теория неоднородного уширения линии при ЕСС. Уширения магнитными, квадрупольными и 2^L-польными сверхтонкими взаимодействиями (СТВ) подавляются при ЕСС почти до нуля. Механизм самого ЕСС дает ширину порядка естественной. При ЕСС ширина линии не зависит от величины и направления магнитного поля, если оно меньше ~ 100 Гс. Обрисовано многообразие ядер и сред с ЕСС или с коллапсом СТВ (основой ЕСС).

DOI: 10.7868/S0370274X13150113

Гамма-резонанс на долгоживущих (время жизни $\tau > 10^{-4}$ с) изомерах подавлен в $k = \Gamma_t\tau$ раз, где Γ_t – полная ширина линии. Обычно $\Gamma_t \gg \Gamma_{dd} \sim 10^4\,\text{с}^{-1}$, где $\Gamma_{dd} \sim 10^4\,\text{с}^{-1}$ – диполь-дипольное уширение. При этом считается [1], что сужение линий до ширин порядка естественной ширины $\Gamma = 1/\tau$ возможно лишь искусственными (например, радиочастотными) методами. Однако опыты групп Гонзера [2], Хоя [3] и Давыдова [4, 5] по выходу γ-квантов 88.034 кэВ изомера ^{109m}Ag из пластин серебра объяснимы, только если полная ширина линии близка к $1/\tau$ при $\tau \cong 57$ с, т.е. в $\sim 10^5$ раз меньше dd-уширения. Так как в [2–5] меры по сужению линии не принимались, т.е. сильное (в $\sim 10^5$ раз) сужение происходило естественным путем, назовем этот эффект естественным сильным сужением (ЕСС). В [4, 5] причиной ЕСС считают усреднение сверхтонких взаимодействий (СТВ) за время перехода $\sim\tau$ ядра из ^{109m}Ag в ^{109}Ag. Вместе с тем не найдено достаточно эффективного процесса естественной модуляции СТВ, см. ([4, 5] и ссылки там). В настоящей статье предложен механизм подавления неоднородностей СТВ, намного более эффективный, чем колебания решетки. Это флуктуации контактного поля Ферми $\mathbf{H}_c$. Оценим $H_c = |\mathbf{H}_c|$ для атома Ag с оболочкой [Kr]$4d^{10}5s^1$, где [Kr] – криптоноподобный остов [6]. Неспаренный $5s$-электрон создает на ядре (в точке $\mathbf{r} = 0$) поле [7]

$$\mathbf{H}_c(0) = (16\pi/3)\mu_0|\psi_{5s}(0)|^2\mathbf{S}, \tag{1}$$

где $\mu_0 = 9.3 \cdot 10^{-21}\,\text{Гс}\cdot\text{см}^3$ – магнетон Бора ($\text{Гс}\cdot\text{см}^3 = \text{эрг}/\text{Гс}$); вектор поляризации $5s$-электрона $\mathbf{S} = \psi_{el}^+(\mathbf{i}\sigma_x + \mathbf{j}\sigma_y + \mathbf{k}\sigma_z)\psi_{el}/2$ – квантовое среднее по спиновому состоянию, задаваемому спинором ψ_{el}; $\mathbf{i}$, $\mathbf{j}$, $\mathbf{k}$ – единичные векторы вдоль осей X, Y, Z; σ_x, σ_y, σ_z – матрицы Паули, $|\psi_{5s}(0)|^2$ – плотность $5s$-электрона на ядре (не зависит от времени). Грубая оценка $|\psi_{5s}(0)|^2$ в модели водородоподобного атома (см. (16.24) в [8]) с эффективным зарядом ядра $Z\zeta$ дает

$$|\psi_{ns}(0)|^2 \sim (1/\pi)[Z\zeta/(na_0)]^3, \tag{2}$$

где $a_0 = 0.53 \cdot 10^{-8}$ см – радиус Бора, n – главное квантовое число, Z – заряд ядра; ζ – фактор экранирования ядра внутренними электронами. Для серебра $Z = 47$, $n = 5$. Полагая $\zeta \sim 0.02{-}0.2$, получим $|\psi_{5s}(0)|^2 \sim (10^{22}{-}10^{25})\,\text{см}^{-3}$ и правдоподобный интервал $H_c(0) \sim (10^3{-}10^6)$ Гс, что качественно согласуется с СТВ в мессбауэровских спектрах на различных ядрах [1, 9, 10].

В металле электроны $4d^{10}5s^1$ уходят в зоны. При этом "орбита" $5s$ как часть незамкнутой системы нестационарна и отличается распределением электронной плотности от стабильной $5s$-орбиты свободного атома. Зонные электроны, сталкиваясь с $5s$-

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

"орбитой", перезаселяют ее, приводя к стохастическому изменению во времени t поля $\mathbf{H}_c(0,t)$ с частотой флуктуаций ν_F. Для металлического серебра модель Зоммерфельда [6] дает

$$\nu_F \sim \rho_s v_{av}\sigma_s\varkappa \sim 5\cdot 10^{15}\varkappa\,\text{с}^{-1}, \qquad (3)$$

где $\rho_s v_{av}\sigma_s$ – частота столкновений электронов с остовом, ρ_s – плотность числа электронов в $5s$-зоне, $v_{av} \sim (3/5)^{1/2}v_\text{F}$ – их средняя скорость (см. (2.31) в [6]), v_F – скорость Ферми, $\sigma_s \sim \pi r_s^2$ – поперечное сечение, r_s – радиус остова. Величина $\varkappa$ – эффективность столкновений. При этом $\varkappa < 1$, т.к. часть столкновений идет без перезаселения $5s$-"орбиты". В неметаллах $\varkappa \ll 1$, т.к. перезаселение $5s$-"орбиты" заторможено ее сильной связью с решеткой. В металлах $\varkappa \sim 1$. Например, для Cu, Ag и Au $\varkappa \cong 1$. Для Ag $\rho_s = 5.9\cdot 10^{22}\,\text{см}^{-3}$, $v_{av} \sim 10^8\,\text{см/с}$, $v_\text{F} = 1.4\cdot 10^8\,\text{см/с}$, $\sigma_s \sim 8\cdot 10^{-16}\,\text{см}^2$, $r_s \sim 1.6\cdot 10^{-8}\,\text{см}$, $\nu_\text{F} \sim 5\cdot 10^{15}\,\text{с}^{-1}$. Близкая оценка дана в [6] (гл. 31, с. 281, примечание 5): $\nu_\text{F} \sim \varkappa v_{av}/2r_s \sim 3\cdot 10^{15}\,\text{с}^{-1}$. Учтем также обмен $4d$–$5s$: $4d$-электрон выбивает $5s$-электрон, становясь на его место и превращаясь в $5s$-электрон. Тогда (3) заменяется новой оценкой:

$$\nu_\text{F} \sim (\rho_d + \rho_s)v_{av}\sigma_s\varkappa \sim 5\cdot 10^{16}\,\text{с}^{-1}, \qquad (3\text{a})$$

где $\rho_d \sim 10\rho_s$ – суммарная плотность электронов в $4d$-зоне. Электрон пересекает остов за время $\tau_s \sim 2r_s/\varkappa v_{av} \sim 3\cdot 10^{-16}/\varkappa\,\text{с}$. За это же время он внедряется в "орбиту" $5s$, возмущая ее и, следовательно, меняя $\mathbf{H}_c$ по величине и направлению. Так как за это время возможно до $\tau_s\nu_\text{F} \sim 15$ столкновений с $5s$-"орбитой", на нее может одновременно попасть $N_e = 0$, 1, или 2 электрона. Поскольку распределение каждого из N_e электронов на $5s$-"орбите" и между "орбитами" своего и соседних "атомов" стохастически зависит от времени, имеем

$$\mathbf{H}_c(0,t) = (16\pi/3)\mu_0\mathbf{C}(0,t), \qquad (4)$$

где $\mathbf{C}(0,t) = \Sigma_a\mathbf{c}_a(0,t)$ – вектор контактной спиновой плотности, $\mathbf{c}_a(0,t) = |\psi_{5s,a}(0,t)|^2\mathbf{S}_a(0,t)$. Индекс $a = 1$, 2 нумерует электроны $5s$-"орбиты". Вектор $\mathbf{H}_c(0,t)$ скачет как по направлению (т.к. поляризации электронов, попадающих на $5s$-"орбиту", случайны), так и по модулю (т.к. падающие электроны, возмущая $5s$-"орбиту", меняют на ней распределение спиновой плотности, а значит, и ее величину в точке $\mathbf{r} = 0$ случайным образом).

Неспаренный электрон $5s$-"орбиты" действует не только на собственное ядро полем $\mathbf{H}_c$, но и на соседние ядра полями $H_s \sim \mu_0/(2r_s)^3 \sim 300\,\text{Гс}$. Так как $\mathbf{H}_s$ и $\mathbf{H}_c$ флуктуируют с частотами одного порядка и в среднем $|\mathbf{H}_s| \ll |\mathbf{H}_c|$, включим $\mathbf{H}_s$ в $\mathbf{H}_c$. Кроме того, флуктуации числа электронов на $4d$-"орбитах" создают на своих и соседних ядрах поля $H_d \sim 300\,\text{Гс}$ с частотами $\sim \nu_F$. Эти флуктуирующие поля $\mathbf{H}_d$, как и $\mathbf{H}_s$, тоже добавим к стохастическому полю $\mathbf{H}_c$.

Без ЕСС в чистом серебре [5] моменты ядер ^{107}Ag, ^{109}Ag, ^{109m}Ag и ^{109}Cd создают на соседях дипольные поля $\mathbf{H}_{d^*}$, более медленные, чем $\mathbf{H}_c$, $\mathbf{H}_d$ и $\mathbf{H}_s$. Оператор момента имеет вид [7] $\hat{\mu} = \mu\mu_N\hat{\mathbf{I}}/I$, где $\hat{\mathbf{I}} = \mathbf{i}\hat{I}_x + \mathbf{j}\hat{I}_y + \mathbf{k}\hat{I}_z$, $\hat{I}_x, \hat{I}_y$, $\hat{I}_z$ – операторы проекций спина на оси X, Y и Z, I – максимум проекции спина, μ – число, $\mu_N = 5.05\cdot 10^{-24}\,\text{Гс}\cdot\text{см}^3$ – ядерный магнетон, $\langle\hat{\mathbf{I}}\rangle$ – квантовое среднее от $\hat{\mathbf{I}}$. Максимум $|\mathbf{H}_{d^*}|_\text{max}$ на расстоянии $r = 2r_s = 3.2\cdot 10^{-8}\,\text{см}$ имеет вид

$$|\mathbf{H}_{d^*}|_\text{max} = \max|(\boldsymbol{\mu}\mathbf{r})\mathbf{r}/r^5 - \boldsymbol{\mu}/r^3| = $$
$$= |\mu|\mu_N/r^3 = |\mu|\cdot 0.153\,\text{Гс}, \qquad (5)$$

где $\boldsymbol{\mu} = \langle\hat{\boldsymbol{\mu}}\rangle = \psi^+\hat{\boldsymbol{\mu}}\psi$ – квантовое среднее оператора $\hat{\boldsymbol{\mu}}$ при спиновом состоянии ядра со спинором ψ, $\max|\boldsymbol{\mu}| = |\mu|\mu_N$. Наибольшие $|\mathbf{H}_{d^*}|_\text{max}$ создают ^{109m}Ag($\sim 0.6\,\text{Гс}$) и ^{109}Cd($\sim 0.1\,\text{Гс}$). Однако из-за малых концентраций (10^{-11} и 10^{-5}%) их вклады в ширину линии ничтожны. Поэтому поля $\mathbf{H}_{d^*}$ создаются на 99.99999% ядрами ^{107}Ag и ^{109}Ag, у которых $|\mu| \sim 0.1$, $|\mathbf{H}_{d^*}| < |\mathbf{H}_{d^*}|^* \sim 0.02\,\text{Гс}$, и диполь-дипольный вклад в уширение есть $\delta\omega_{dd^*} \sim \Lambda|\mathbf{H}_{d^*}|^*_\text{max}$, где $\Lambda = |\mu|\mu_N/\hbar = |\mu|4.75\cdot 10^3\,\text{с}^{-1}\cdot\text{Гс}^{-1}$. Для ^{109}Ag $\delta\omega_{dd^*} \sim 10\,\text{с}^{-1}$, а для ^{109m}Ag $\delta\omega_{dd^*} \sim 400\,\text{с}^{-1}$. Относительные dd-уширения $k_{dd^*} = \tau\delta\omega_{dd^*}$ равны 600 для ^{109}Ag и 24000 для ^{109m}Ag. В [5] внешнее поле $|\mathbf{H}_{ex}| \sim 1\,\text{Гс}$. Так как его разброс $|\delta\mathbf{H}_\text{ex}|_\text{max} \lesssim 1\,\text{Гс}$, уширение линии за счет $\delta\mathbf{H}_\text{ex}$ может составлять $\delta\omega{*}_\text{ex\,line} \sim 2\cdot 10^4\,\text{с}^{-1}$, а $k{*}_\text{ex line} \sim 10^6$. (Здесь оценки без учета ЕСС отмечены нижним индексом "*".)

Кроме полей $|\mathbf{H}_c| \sim 10^5\,\text{Гс}$ и $|\mathbf{H}_l| = |\mathbf{H}_\text{ex} + \mathbf{H}_{d^*}| \sim 1\,\text{Гс}$, иные (ферро-, антиферро-, пара- и т.д.) магнитные поля в опытах [5] отсутствовали, поскольку при $|\mathbf{H}_\text{ex}| \sim 1\,\text{Гс}$ серебро диамагнитно, а парамагнетизм Паули [6] проявляется в серебре лишь при $|\mathbf{H}_\text{ex}| \gg 10^4\,\text{Гс}$.

Рассмотрим СТВ Зеемана только *для одного* из ядер источника. Оно пропорционально скалярному произведению $\hat{\mathbf{I}}\mathbf{H}_R$, где $\mathbf{H}_R = \mathbf{H}_c + \mathbf{H}_l$. Так как при $\tau_{av} \Rightarrow \infty$ распределение флуктуаций поля $\mathbf{H}_c$ по направлениям сферически-симметрично, а $\mathbf{H}_l(t) \cong \text{const}$, усреднение по $\tau_{av} \Rightarrow \infty$ дает $\mathbf{H}_{c\,av\infty} = \lim_{\tau\Rightarrow\infty}\int_0^\tau \mathbf{H}_c(t)dt/T = 0$. Однако $\mathbf{H}_{l\,av\,\infty} \neq 0$ и $\mathbf{H}_{R\,av\,\infty} = \mathbf{H}_{c\,av\,\infty} + \mathbf{H}_{l\,av\,\infty} = \mathbf{H}_{l\,av\infty} \neq 0$. Вместе с тем среднее $\langle\mathbf{I}\rangle_{av\,\infty} = 0$, т.к. хаотичное движение спина $\hat{\mathbf{I}}$ в флуктуирующем поле $\mathbf{H}_c$ дает при $\tau_{av} \Rightarrow \infty$

и $|\mathbf{H}_c| \gg |\mathbf{H}_l|$ сферически-симметричное распределение среднеквантовых значений $\langle\hat{\mathbf{I}}\rangle$ в разные моменты времени. Тогда $\langle\hat{\mathbf{I}}\mathbf{H}_R\rangle_{av\infty} = 0$ и появляется ЕСС, т.к. $\langle\hat{\mathbf{I}}\mathbf{H}_R\rangle_{av\infty} = 0$ на всех ядрах. При конечном τ_{av} требуется учет динамики спина ядра под влиянием $\mathbf{H}_c(t)$.

Спиновое состояние ядра описывается уравнением $i\hbar\partial\psi/\partial t = -[(\hat{\mathbf{I}}\mathbf{H}_R)\mu\mu_N N/I]\psi$, где ψ – спинор из $2I+1$ компонент, I – спин ядра [7]. Пусть для простоты *направление* поля $\mathbf{H}_R$ меняется от одной флуктуации к другой скачками, но постоянно по модулю и направлению во время каждой отдельно взятой флуктуации. Задача оказывается немного сложней, если во время флуктуации относительные изменения поля $\mathbf{H}_R$ малы, т.е. $|\mathbf{H}_R - \mathbf{H}_{R\,av}|/|\mathbf{H}_{R\,av}| \ll 1$, и поле $\mathbf{H}_R$ отклоняется на угол менее $\pi/2$ от единичного вектора $\mathbf{k} = \mathbf{H}_{R\,av}/|\mathbf{H}_{R\,av}|$. Здесь $\mathbf{H}_{R\,av} = \int_0^T \mathbf{H}_R dt/T$ – среднее значение $\mathbf{H}_R$ на интервале $(0,T)$ текущей флуктуации длиною $T \sim 1/\nu_F$. Направим ось Z вдоль $\mathbf{k}$. Тогда каждой компоненте ψ^ν спинора ψ будет соответствовать свое решение [7]

$$\psi^\nu = c_\nu \exp[-i(\mu\mu_N I_\nu/I\hbar)\int_0^t H_R dt] =$$

$$= b_\nu \exp -i[\varphi_\nu + (\mu\mu_N I_\nu/I\hbar)\int_0^t H_R dt], \qquad (6)$$

где I_ν – собственные значения оператора $\hat{I}_z$, которые соответствуют компонентам ψ^ν: $I_1 = I$, $I_2 = I-1$, $\ldots$, $I_{2I+1} = -I$; $H_R = |\mathbf{H}_R|$; $c_\nu = b_\nu \exp(-i\varphi_\nu)$; числа b_ν вещественны и нормированы: $\Sigma_\nu b_\nu^2 = \Sigma_\nu |c_\nu|^2 = 1$. (В величинах c_ν, b_ν, φ_ν и I_ν индекс "ν" компоненты спинора ψ^ν мы пишем внизу, а не вверху (как в ψ^ν), чтобы не путать его с показателем степени.) Так как $\boldsymbol{\mu}(t)$ зависит от t всюду непрерывно, *векторы $\boldsymbol{\mu}$ в конце предыдущей и в начале текущей флуктуаций совпадают*:

$$\boldsymbol{\mu}_{\text{at the end of the last fluctuation}} =$$

$$= \boldsymbol{\mu}_{\text{at the start of the current fluctuation}}. \qquad (7)$$

Поскольку $\boldsymbol{\mu} = \langle\hat{\mathbf{I}}\rangle\mu\mu_N/I$, где $\langle\hat{\mathbf{I}}\rangle = \psi^+\hat{\mathbf{I}}\psi$ – квантовое среднее от $\hat{\mathbf{I}}$, и *векторы спина $\langle\hat{\mathbf{I}}\rangle$ в конце предыдущей и в начале следующей флуктуаций также совпадают.* В оценках берем $\psi^\nu = c_\nu \exp(-i\omega_\nu t)$, где $\omega_\nu = (\mu\mu_N I_\nu/I\hbar)H_{Rf}$; $H_{Rf} = \int_0^T H_R dt/T$ – средний модуль поля за время *текущей* флуктуации $T \sim\sim 1/\nu_F$. При этом $H_{Rf} = H_{cf} + H_l$, где H_l не зависит от t, а $H_{cf} = \int_0^T H_c dt/T$. Отметим, что $|\mathbf{H}_{R\,av}| = = |\int_0^T \mathbf{H}_R dt/T| \cong H_{Rf}$, но все же $|\mathbf{H}_{R\,av}| > H_{Rf}$. Единичный (*unit*) вектор $\mathbf{u} = \boldsymbol{\mu}/|\boldsymbol{\mu}| = \langle\hat{\mathbf{I}}\rangle/|\langle\hat{\mathbf{I}}\rangle|$ имеет проекции $u_x = \langle\hat{I}_x\rangle/|\langle\hat{\mathbf{I}}\rangle|$, $u_y = \langle\hat{I}_y\rangle/|\langle\hat{\mathbf{I}}\rangle|$ и $u_z = \langle\hat{I}_z\rangle/|\langle\hat{\mathbf{I}}\rangle|$ на оси X, Y и Z, где $\langle\hat{I}_x\rangle = \psi^+\hat{I}_x\psi$, $\langle\hat{I}_y\rangle = \psi^+\hat{I}_y\psi$, $\langle\hat{I}_z\rangle = \psi^+\hat{I}_z\psi$, $|\langle\hat{\mathbf{I}}\rangle| = (\langle\hat{I}_x\rangle^2 + \langle\hat{I}_y\rangle^2 + \langle\hat{I}_z\rangle^2)^{1/2}$. При этом $u_x^2 + u_y^2 + u_z^2 = 1$. Назовем единичную сферу (*unit sphere*) $\mathbf{u}^2 = 1$ u-сферой, а конец вектора $\mathbf{u}$ на ней – u-точкой (u-*point*). Равномерное покрытие u-точками всей u-сферы дает $\boldsymbol{\mu}_{av} = 0$. В результате возникают простые оценки ширины линии. *Термины "равномерное" и "сферически-симметричное" используются здесь с точностью до нарушений симметрии флуктуациями. Эти нарушения учитываются в оценках уширений по формуле (14).* Во время текущей флуктуации $(0,T)$ вектор $\mathbf{u}$ движется вокруг оси Z по дуге окружности, описываемой уравнением

$$u_x = \sin\theta\cos(\Omega t), \quad u_y = \sin\theta\sin(\Omega t), \quad u_z = \cos\theta, \qquad (8)$$

где $\Omega = \mu\mu_N H_{Rf}/I\hbar$ – частота Лармора. Уравнение (8) дано в системе осей $\mathcal{S} = (X,Y,Z)$, связанной со средним полем $\mathbf{H}_{R\,av}$ (см. текст перед (6)) и с начальным значением вектора $\mathbf{u}$, параллельным магнитному моменту ядра $\boldsymbol{\mu}$ в конце предыдущей флуктуации. Ось Z параллельна полю $\mathbf{H}_{R\,av}$ и образует угол θ с вектором $\mathbf{u}$. Оси X, Y, Z ортогональны друг другу. Положительным направлениям осей X, Y, Z соответствуют единичные векторы (орты) $\mathbf{i}$, $\mathbf{j}$, $\mathbf{k}$: $\mathbf{i} = [\mathbf{H}_{R\,av}\mathbf{x}\mathbf{u}]/|[\mathbf{H}_{R\,av}\mathbf{x}\mathbf{u}]|$, $\mathbf{j} = [\mathbf{k}\mathbf{x}\mathbf{i}]$, $\mathbf{k} = \mathbf{H}_{R\,av}/|\mathbf{H}_{R\,av}|$. При этом $|[\mathbf{H}_{R\,av}\mathbf{x}\mathbf{u}]| = |\sin\theta|$, $\mathbf{k}\mathbf{u} = \cos\theta$, $\mathbf{i}\mathbf{u} = 0$, $\mathbf{j}\mathbf{u} = \sin\theta$. Каждой флуктуации соответствуют своя система осей $\mathcal{S} = (X,Y,Z)$ и своя дуга. В этом смысле термины "флуктуация", "дуга" и система осей $\mathcal{S}$ эквивалентны. Конец каждой дуги согласно (7) является началом следующей дуги. Так на u-сфере образуется непрерывная u-цепь из случайных дуг. Поскольку угол θ случаен, то его среднее за время τ_{av} есть $\theta_{av} = \pi/2$. Обозначим через $H_{R\varepsilon}$, $H_{c\varepsilon}$ и Ω_ε среднеквадратические для H_{Rf}, H_{cf} и Ω по всем флуктуациям на данном ядре за время τ_{av}. Положим, что вектор $\mathbf{u}$ поворачивается из старого положения в новое вокруг оси Z, параллельной новому полю $\mathbf{H}_R$, при $\theta = \theta_{av} = \pi/2$, т.е. $u_x = \cos(\Omega_\varepsilon t)$, $u_y = \sin(\Omega_\varepsilon t)$, $u_z = 0$. Тогда за время флуктуации $1/\nu_F$ вектор $\mathbf{u}$ делает шаг в новую u-точку, описав дугу $\delta\varphi_\varepsilon \sim \Omega_\varepsilon/\nu_F$. U-точка вращается по дуге $\delta\varphi$ вокруг оси, параллельной полю $\mathbf{H}_{Rf} = \mathbf{H}_{cf} + \mathbf{H}_l$. При

Неоднородная ширина линии при ЕСС для $\nu_F = 5 \cdot 10^{16}$ Гц, $H_{c_\varepsilon} = 4.8 \cdot 10^4$ Гс, $\tau_{av} = \tau$, $k_{\mathrm{mon\ line}} \sim 10$

	I	μ	Λ, с$^{-1}$/Гс	$\omega_{1\varepsilon}$, с$^{-1}$	Ω_ε, с$^{-1}$	$\delta\varphi_\varepsilon$, рад	D_u, рад^2/с	$L_u/2\pi$	Θ_{um}/π	$\mathcal{N}$
^{109}Ag	1/2	0.13	$6.18 \cdot 10^2$	$2.96 \cdot 10^7$	$0.59 \cdot 10^8$	$1.18 \cdot 10^{-9}$	0.035	$5.6 \cdot 10^8$	0.65	1.04
^{109m}Ag	7/2	~ 4.0	$1.90 \cdot 10^4$	$9.1 \cdot 10^8$	$2.6 \cdot 10^8$	$5.21 \cdot 10^{-9}$	0.66	$2.4 \cdot 10^9$	2.85	20.2

	$\lvert\langle\hat{\mathbf{I}}\rangle/I\rvert_{\mathrm{cr}}$	Γ_c, с$^{-1}$	k_c	Γ', с$^{-1}$	k'	k_{dd*}	k_{dd1}	k_{dd2}	k_{qu}
^{109}Ag	1	0.0099	0.59	$1.5 \cdot 10^{-7}$	$0.9 \cdot 10^{-5}$	$6 \cdot 10^2$	$2 \cdot 10^{-7}$	$6 \cdot 10^{-17}$	0
^{109m}Ag	$\cong 6/7$	0.26	15.6	$3.8 \cdot 10^{-6}$	$2.3 \cdot 10^{-4}$	$2.4 \cdot 10^4$	$7.2 \cdot 10^{-6}$	$2.4 \cdot 10^{-15}$	$\lesssim 1$

$\mathbf{H}_{c_\varepsilon} \gg |\mathbf{H}_l|$ поля $\mathbf{H}_{Rf1}$ и $\mathbf{H}_{Rf2}$ в флуктуациях f_1 и f_2 почти не коррелируют, т.к.

$$[(\mathbf{H}_{Rf1}\mathbf{H}_{Rf2})/(|\mathbf{H}_{Rf1}||\mathbf{H}_{Rf2}|)]_{av} \sim (|\mathbf{H}_l|/\mathbf{H}_{c\varepsilon})^2 \ll 1, \tag{9}$$

поскольку $|\mathbf{H}_l| < 1$ Гс, $H_{c\varepsilon} \sim 5 \cdot 10^4$ Гс (см. таблицу) и $(|\mathbf{H}_l|/H_{c\varepsilon})^2 \sim 10^{-9}$. Таким образом, направления поля $\mathbf{H}_{Rf}$ в разных флуктуациях между собой фактически не коррелируют. Следовательно u-точка делает нескоррелированные случайные шаги по u-сфере. Приближенно такое блуждание u-точки можно описать коэффициентом двумерной диффузии $D_u = aw/2 = \Omega_\varepsilon^2/2\nu_F$, где $a = \delta\varphi_\varepsilon = \Omega_\varepsilon/\nu_F$ – среднеквадратический угловой шаг, а $w = \Omega_\varepsilon$ – среднеквадратическая угловая скорость в шаге. Максимальное смещение u-точки за время $\tau_{av} \gg 1/\nu_F$ по геодезической линии составляет угол $\Theta_u = (2D_{um}\tau_{av})^{1/2}$. Чтобы избежать сложного описания многолистных блужданий u-точки по u-сфере, спроектируем такие блуждания на плоскость. Тогда вся u-цепь длины $L_u \sim \tau_{av}\Omega_\varepsilon > 10^9$ рад образует клубок-диск радиуса Θ_{um} с площадью $S_m = \pi\Theta_{um}^2 = \pi \cdot 2\tau_{av}Du = \pi\tau_{av}\Omega_\varepsilon^2/\nu_F = \pi\tau_{av}(H_{c\varepsilon}\Lambda/I)^2/\nu_F$. В результате u-сфера, имеющая площадь 4π рад^2, покрывается u-клубком $\mathcal{N}$ раз, где $\mathcal{N} = S_m/4\pi = \tau_{av}(H_{c\varepsilon}\Lambda/I)^2/4\nu_F$. Будем считать, что с точностью до флуктуаций u-сфера заполнена u-точками равномерно, если u-клубок покрывает u-сферу не менее чем в один слой, т.е. $\mathcal{N} > 1$:

$$\mathcal{N} = S_m/4\pi = \tau_{av}\Omega_\varepsilon^2/4\nu_F = \tau_{av}(H_{c\varepsilon}\Lambda/I)^2/4\nu_F = \\ = \tau_{av}(\mu\mu_N H_{c\varepsilon}/I\hbar)^2/4\nu_F > 1. \tag{10}$$

При выполнении (10) u-сфера заполнена u-точками сферически-симметрично с точностью до флуктуаций, вклад которых учтен в оценке уширений по формуле (14). Пренебрежение флуктуациями эквивалентно случаю $\tau_{av} \Rightarrow \infty$, если только выполнено пороговое условие (10).

Условие (10) отделяет сферически-симметричное распределение u-точек по всей сфере от несимметричного, когда u-точки занимают лишь часть u-сферы. Если условие (10) выполнено при большом числе u-точек $\tau_{av}\nu_F$, то при $\tau_{av}\nu_F \Rightarrow \infty$ неравенство (10) бесконечно усилится и бесконечнослойное распределение u-точек на u-сфере станет точно сферически-симметричным. Тогда среднее по u-точкам значение вектора $\boldsymbol{\mu}$ есть точно нуль,

$$\mu_{av0} = \langle\hat{\mu}\rangle_{av0} = 0. \tag{11}$$

Здесь индекс “0” соответствует бесконечному числу u-точек. При нарушении (10) сферическая симметрия исчезает и появляются крупные участки без u-точек. Итак, критерий (10) гарантирует симметричное заполнение всей u-сферы u-точками, при котором $\boldsymbol{\mu}_{av0} = 0$.

Усредним по τ_{av} квантовое среднее магнитного СТВ $\mathcal{H} = -\mathbf{H}_R\hat{\mathbf{I}}\mu\mu_N/I$. Тогда

$$\langle\mathcal{H}\rangle_{av} = -(\mathbf{H}_R\langle\hat{\mathbf{I}}\mu\mu_N/I\rangle)_{av} = -(\mathbf{H}_R\langle\hat{\boldsymbol{\mu}}\rangle)_{av} = \\ = -((\mathbf{H}_c + \mathbf{H}_l)|\boldsymbol{\mu}|\mathbf{u})_{av} = \langle\mathcal{H}_c\rangle_{av} + \langle\mathcal{H}_l\rangle_{av},$$

где

$$\langle\mathcal{H}_c\rangle_{av} = -|\boldsymbol{\mu}|(\mathbf{H}_c\mathbf{u})_{av}; \quad \langle\mathcal{H}_l\rangle_{av} = -|\boldsymbol{\mu}|(\mathcal{H}_l\mathbf{u})_{av}. \tag{12}$$

Здесь $|\boldsymbol{\mu}|$ выносится за скобки, т.к. усреднение по τ_{av} ведется для одного и того же ядра при модуле $|\boldsymbol{\mu}|$, остающемся постоянным на всей u-сфере, т.е. $|\boldsymbol{\mu}| = \mathrm{const}$. Поскольку поле $\mathbf{H}_l$ почти постоянно, $(\mathbf{H}_l\mathbf{u})_{av} = |\mathbf{H}_l|(\cos\theta')_{av}$, где θ' – угол между $\mathbf{H}_l$ и $\mathbf{u}$. Для ^{109}Ag (см. таблицу), u-сфера равномерно заполнена, т.к. $\mathcal{N} > 1$, когда $\mathbf{u}$ и $-\mathbf{u}$ равновероятны и, следовательно, ожидаемое значение

$$\langle\mathcal{H}_l\rangle_{av0} = -|\boldsymbol{\mu}||\mathbf{H}_l|(\cos\theta')_{av0} = 0, \tag{13}$$

где индекс “$av0$” означает среднее по бесконечному числу проб. Таким образом, ожидаемый вклад в СТВ от $\mathcal{H}_{ll}$ исчезает. Однако на разных ядрах возможны отклонения $(\cos\theta')_{av}$ от $(\cos\theta')_{av0} = 0$. Для оценки среднеквадратичного отклонения $(\cos\theta')_{av}$ от ожидаемого $(\cos\theta')_{av0}$ применим известный прием [11] теории ошибок. Пусть A – усредняемая величина, A_{av0} – ожидаемое среднее для A, т.е. среднее для A при бесконечном числе проб, A_{av} – среднее значение для некоторой выборки, N_{av} – число значений (проб) величины A в выборке, $[A-A_{av0}]_\varepsilon$ – ожидаемое среднеквадратичное для $A-A_{av0}$. Тогда на множестве всех выборок среднеквадратичное отклонение средних A_{av} от ожидаемого среднего A_{av0} есть

$$\varepsilon(A_{av}-A_{av0}) = [A-A_{av0}]_\varepsilon/(N_{av}-1)^{1/2} \cong$$
$$\cong [A-A_{av0}]_\varepsilon/N_{av}^{1/2}, \qquad (14)$$

где при больших N_{av} полагаем $(N_{av}-1)^{1/2} \cong N_{av}^{1/2}$. Поскольку $(\cos\theta')_{av0}=0$, (14) дает

$$\varepsilon[(\cos\theta')_{av}-(\cos\theta')_{av0}] \cong [\cos\theta']_\varepsilon/(\tau_{av}\nu_F)^{1/2} =$$
$$= 1/(3\tau_{av}\nu_F)^{1/2}, \qquad (15)$$

где $[\cos\theta']_\varepsilon = (\int\limits_0^{2\pi} d\varphi \int\limits_0^{\pi} \cos^2\theta' \sin\theta' d\theta'/4\pi)^{1/2} = (1/3)^{1/2}$. Итак, $\langle\mathcal{H}_l\rangle_{av0}=0$, т.е. вклад от $\mathbf{H}_l$ в СТВ исчезает, а неоднородное уширение от этого вклада есть

$$\Gamma' = (|\boldsymbol{\mu}|/\hbar)[\mathbf{H}_l]_\varepsilon[\cos\theta']_\varepsilon/(\tau_{av}\nu_F)^{1/2} =$$
$$= |\langle\hat{\mathbf{I}}\rangle/I|_{\rm cr} H_{l\varepsilon}/(3\tau_{av}\nu_F)^{1/2}, \quad k' = \Gamma'\tau, \qquad (16)$$

т.к. $|\boldsymbol{\mu}| = |\langle\hat{\mathbf{I}}\rangle|\mu\mu_N/I$. Индекс "cr" означает усреднение по ядрам кристалла. Так, $|\langle\hat{\mathbf{I}}\rangle/I|_{\rm cr}=1$ для $I=1/2$ и $|\langle\hat{\mathbf{I}}\rangle/I|_{\rm cr} \cong 6/7$ для $I=7/2$. Оценки верны при выполнении пороговых условий (10).

Введем h-вектор $\mathbf{h} = \mathbf{H}_c/|\mathbf{H}_c|$. Тогда в (12) $\langle\mathcal{H}_c\rangle_{av} = -|\boldsymbol{\mu}|(|\mathbf{H}_c|\mathbf{hu})_{av}$. Конец h-вектора (h-точка) движется по h-сфере $|\mathbf{h}|=1$ скачками $\delta\varphi_c \sim \sim \pi/2$. На h-сфере помещается число h-точек $N_c \sim \sim 4\pi/(\pi/2)^2 = 16/\pi \sim 5$ в один слой на расстоянии в среднем $\sim\pi/2$ одна от другой. За время $\tau_{av}=\tau \cong 60$ с сфера покроется такими слоями $\tau_{av}\nu_F/N_c \sim 10^{18}-10^{19}$ раз, создав равномерно густое покрытие сферы h-точками. Тогда ожидаемое среднее $\langle\mathcal{H}_c\rangle_{av0} = -|\boldsymbol{\mu}|(|\mathbf{H}_c|\mathbf{hu})_{av0} = 0$, поскольку при одном и том же векторе $\mathbf{u}$ векторы $\mathbf{h}$ и $-\mathbf{h}$ равновероятны. Этот результат, найденный из симметрии, соответствует усреднению средних $\langle\mathcal{H}_c\rangle_{av} \neq 0$ по бесконечному числу выборок ($N_{av}=\tau_{av}\mu_F$ точек в выборке). У каждого ядра образца имеются свои выборка и среднее $\langle\mathcal{H}_c\rangle_{av}$ по τ_{av}. Обычно $\langle\mathcal{H}_c\rangle_{av} \neq \langle\mathcal{H}_c\rangle_{av0}$. Согласно (14) получаем среднеквадратичное отклонение для $\langle\mathcal{H}_c\rangle_{av}$:

$$\varepsilon(\langle\mathcal{H}_c\rangle_{av}-\langle\mathcal{H}_c\rangle_{av0}) \cong |\boldsymbol{\mu}|[\mathbf{H}_c\mathbf{u}]_\varepsilon/(\tau_{av}\nu_F)^{1/2}. \qquad (17)$$

Считая, что величины $|\mathbf{H}_c|$ и $\cos\theta_{cu}$ не коррелируют, имеем

$$[\mathbf{H}_c\mathbf{u}]_\varepsilon = [|\mathbf{H}_c|\cos\theta_{cu}]_\varepsilon \cong$$
$$\cong [|\mathbf{H}_c|]_\varepsilon[\cos\theta_{cu}]_\varepsilon \cong H_{c_\varepsilon}(1/3)^{1/2}, \qquad (18)$$

где θ_{cu} – угол между $\mathbf{H}_c$ и $\mathbf{u}$, $[\cos\theta_{cu}]_\varepsilon = [\cos\theta']_\varepsilon = (1/3)^{1/2}$. Итак, $|\boldsymbol{\mu}|(\mathbf{H}_c\mathbf{u})_{av0}/\hbar = 0$, т.е. вклад от $\mathbf{H}_c$ в усредненном СТВ исчезает, а неоднородное уширение от этого вклада в силу (14) есть

$$\Gamma_c = \varepsilon[(\mathbf{H}_c\mathbf{u})_{av}]|\mu|_{\rm cr}/\hbar =$$
$$= \omega_{1\varepsilon}|\langle\hat{\mathbf{I}}\rangle_{cr}/I|/(3\tau_{av}\nu_F)^{1/2}; \quad k_c = \Gamma_c\tau, \qquad (19)$$

где среднеквадратичное $[\cos\theta_{cu}]_\varepsilon = (1/3)^{1/2}$ получено в предположении, что при заданном $\mathbf{u}$ все $\mathbf{h}$ равновероятны, $\omega_{1\varepsilon} = H_{R\varepsilon}\Lambda \cong H_{c\varepsilon}\Lambda \cong [\mathbf{H}_c]_\varepsilon\Lambda$, k_c – относительное уширение (в естественных ширинах $1/\tau$).

При $\nu_F = 5\cdot10^{16}$ Гц (см. (3а)) пороговое условие (10) выполнено для ^{109}Ag на пределе, если $H_{c_\varepsilon} = 4.8\cdot \cdot 10^4$ Гс. Тогда $k_c \sim 0.6$ для ^{109}Ag и ~ 15.6 для ^{109m}Ag (см. таблицу), что дает уширение линии $k_{c\,\rm line} \sim 15.6$. При ЕСС уширение k' от магнитных неоднородностей (16) меньше k_c на фактор $k/k_c = H_{l\varepsilon}/H_{c\varepsilon} \sim \sim 10^{-4}$, а dd-уширение $\Gamma_{dd} \sim \mathcal{H}_{dd\,av}k_{dd^*}$ подавляется в $\tau_{av}\nu_F \sim 10^{19}$ раз, т.к. оно пропорционально произведению двух ядерных дипольных моментов, подавляемых при ЕСС в $(\tau_{av}\nu_F)^{1/2}$ раз каждый. При сравнении с экспериментом важно, что СТВ в поле $\mathbf{H}_R = \mathbf{H}_c + \mathbf{H}_l$ при $H_{c_\varepsilon} \gg H_l$ усредняется по τ_{av} в нуль: $\langle\mathcal{H}\rangle_{av0} = \langle\mathcal{H}_c\rangle_{av0} + \langle\mathcal{H}_l\rangle_{av0} = 0$ (см. (13) и текст над (17)). Значит, компоненты СТВ γ-перехода коллапсируют в синглет. Это ведет к независимости поглощения резонансного γ-кванта от угла между направлениями внешнего магнитного поля $\mathbf{H}_{\rm ex}$ и волнового вектора γ-кванта. Отметим, что в опытах [5] на первый взгляд подтверждается предсказанная в [12] зависимость резонансного сечения от данного угла. Это противоречие снимается при более полном анализе [13] опытов [5].

Флуктуации $\mathbf{H}_c$ *ведут к коллапсу* СТВ *любой мультипольности.* Квадрупольное СТВ, усредненное по электронам, имеет вид [7, 14] $\mathcal{H}_{qu} = \Sigma_i\Sigma_k[I_iI_k + + I_kI_i - 2I(I+1)\delta_{ik}/3]B_{ik}\hbar$, где i, k – индексы 1, 2, 3 вместо осей x, y, z, δ_{ik} – символ Кронекера, I_i, I_k – операторы проекций спина ядра на оси i, k; B_{ik} – компоненты тензора $\|B\|$ (см. (120.6) в [7]). В главных осях X^*, Y^*, Z^* тензора со следом $B_{x^*x^*} + B_{y^*y^*} + B_{z^*z^*} = 0$ имеем $\mathcal{H}_{qu} = 2\hbar[(I_{x^*}^2 - - I_{z^*}^2)B_{x^*x^*} + (I_{y^*}^2 - I_{z^*}^2)B_{y^*y^*}]$ и квантовое среднее $\langle\mathcal{H}_{qu}\rangle = \psi^+\mathcal{H}_{qu}\psi = 2\hbar[(\langle I_{x^*}^2\rangle - \langle I_{z^*}^2\rangle)B_{x^*x^*} + + (\langle I_{y^*}^2\rangle - \langle I_{z^*}^2\rangle)B_{y^*y^*}]$, где спинор ψ задан в осях текущей флуктуации X, Y, Z, а матрицы $I_{x^*}^2$, $I_{y^*}^2$, $I_{z^*}^2$ – в главных осях X^*, Y^*, Z^* тензора $\|B\|$. Числа $\langle I_{x^*}^2\rangle = \psi^+I_{x^*}^2\psi$, $\langle I_{y^*}^2\rangle = \psi^+I_{y^*}^2\psi$, $\langle I_{z^*}^2\rangle = \psi^+I_{z^*}^2\psi$ меняются из-за флуктуаций направления поля $\mathbf{H}_c$. Если U переводит ψ от осей X, Y, Z к осям X^*, Y^*, Z^*, то средние при спиноре ψ есть $\langle I_{x^*}^2\rangle = \psi^+U^+I_{x^*}^2U\psi$, $\langle I_{y^*}^2\rangle = \psi^+U^+I_{y^*}^2U\psi$, $\langle I_{z^*}^2\rangle = \psi^+U^+I_{z^*}^2U\psi$.

Занумеруем флуктуации $\mathbf{H}_c$ и адекватные им системы $\mathcal{S} = (X, Y, Z)$ индексом $r = 1, 2, \ldots, R$: $\mathcal{S}_1 = (X_1, Y_1, Z_1)$, $\mathcal{S}_2 = (X_2, Y_2, Z_2)$, $\ldots$, $\mathcal{S}_r = (X_r, Y_r, Z_r)$, $\ldots$, $\mathcal{S}_R = (X_R, Y_R, Z_R)$. Здесь $R = r_{\max} = \Sigma_r 1 \sim \tau_{av}\nu_F$ – максимальное r. Снабдив этим же индексом спиноры ψ_r и матрицы U_r, переводящие спинор ψ_r из системы $\mathcal{S}_r = (X_r, Y_r, Z_r)$ в систему $\mathcal{S}^* = (X^*, Y^*, Z^*)$, получим полный перечень спиноров $(\psi_1, \ldots, \psi_r, \ldots, \psi_R)$ и матриц $(U_1, U_2, \ldots, U_r, \ldots, U_R)$. Тогда среднее от $\langle\mathcal{H}_{qu}\rangle$ по всем флуктуациям $\mathbf{H}_c$ есть $\langle\mathcal{H}_{qu}\rangle_{av} = 2\hbar\Sigma_r[(\langle I^2_{x^*}\rangle_r - \langle I^2_{z^*}\rangle_r)B_{x^*x^*} + (\langle I^2_{y^*}\rangle_r - \langle I^2_{z^*}\rangle_r)B_{y^*y^*}]/R$, где $\langle I^2_{x^*}\rangle_r = \psi_r^+ U_r^+ I^2_{x^*} U_r \psi_r$, $\langle I^2_{y^*}\rangle_r = \psi_r^+ U_r^+ I^2_{y^*} U_r \psi_r$, $\langle I^2_{z^*}\rangle_r = \psi_r^+ U_r^+ I^2_{z^*} U_r \psi_r$. При выполнении (10) распределение систем осей $\mathcal{S}$ по их ориентации сферически-симметрично, т.е. все ориентации равновероятны. Кроме того, все спиновые состояния ψ равновероятны и не коррелируют с ориентациями систем $\mathcal{S}$. В этой сферически-симметричной смеси систем $\mathcal{S}$ и спиновых состояний ψ все три оси X^*, Y^*, Z^* физически равноправны. Поэтому при $r_{\max} = \infty$ справедливо тройное равенство $\Sigma_r\langle I^2_{x^*}\rangle_r = \Sigma_r\langle I^2_{y^*}\rangle_r = \Sigma_r\langle I^2_{z^*}\rangle r$, откуда $\langle\mathcal{H}_{qu}\rangle_{av0} = 0$, где $\langle\ldots\rangle_{av0}$ означает усреднение в пределе $r_{\max} = \infty$. (Полный вывод см. в [13].) Тогда (см. (14)) квадрупольное уширение при ЕСС

$$\Gamma_{qu} = (\langle\mathcal{H}_{qu}\rangle_\varepsilon/\hbar)(\tau_{av}\nu_F)^{1/2} < 10^{-2}\,\text{с}^{-1};$$
$$k_{qu} = \Gamma_{qu}\tau_{av} < 1, \qquad (20)$$

где $\langle\mathcal{H}_{qu}\rangle_\varepsilon/\hbar = [\Sigma_r(\langle\mathcal{H}_{qu}\rangle_r)^2/R]^{1/2}/\hbar < 10^7\,\text{с}^{-1}$ для квадрупольного взаимодействия в [5].

Аналогично гамильтониан 2^L-польного СТВ ($L > 1$) строится [14] из произведений по L операторов I_{i^*} на главные оси. Анализ здесь оказывается сложнее, но выявляет похожий результат [13]: коллапс усредненного по τ_{av} 2^L-польного СТВ при $R = \infty$ с подавлением уширения в $(\tau_{av}\nu_F)^{1/2}$ раз.

Итак, при ЕСС вклады в уширение составляют (см. таблицу): от монопольного сдвига [13] $k_{\text{mon line}} \sim 10$, от поля Ферми $k_{c\text{ line}} \sim 15.6$, от квадрупольного СТВ $k_{qu} \lesssim 1$, от неоднородной СТВ во внешнем поле $k' \sim 2\cdot10^{-4}$, от dd-СТВ $k_{dd\,2\,\text{line}} = \delta\omega_{dd\,2\,\text{line}}\tau \sim 2.4\cdot10^{-15}$, если ЕСС действует на оба ядра, либо $k_{dd\,1\,\text{line}} = \delta\omega_{dd\,1\,\text{line}}\tau \sim 3\cdot10^{-8}$, если ЕСС действует только на одно ядро. Сравнение с экспериментом проведено в [13]. Вехи механизма ЕСС: флуктуации поля Ферми – случайные блуждания направления спина – равномерность распределения направлений спина на τ_{av} при достижении порога (10) – коллапс СТВ – ЕСС. Не исключено [13], что $\tau_{av} = p\tau$, где $p > 1$. Тогда $H_{c\varepsilon} \sim 4.8\cdot10^4\,\text{Гс}/p^{1/2}$, а $k_{c\,\text{line}} = 15.6/p$. Так, если $p = 2$, то $H_{c\varepsilon} = 3.4\,\text{Гс}$ и $k_{c\,\text{line}} = 7.8$. Из (10) имеем $\tau_{av} = p\tau > 4\nu_F/(\mu\mu_N H_{c\varepsilon}/I\hbar)^2$. Свяжем это неравенство с произвольным ядром, а с ^{109}Ag свяжем похожее равенство: $p\cdot 60\,\text{с} = 20\cdot10^{16}\,\text{с}^{-1}/(0.13\mu_N\cdot 4.8\cdot10^4\,\text{Гс}/0.5p^{1/2}\hbar)^2$. Тогда $\tau > 60\,\text{с}\ (\nu_F/5p\cdot10^{16}\,\text{с}^{-1})\,(0.13/\mu)^2\,(4.8\cdot10^4\,\text{Гс}/H_{c\varepsilon})^2\,(I/0.5)^2$. Поскольку не исключена ситуация, когда $\nu_F = 5\cdot10^{15}\,\text{с}^{-1}$, $I = 1/2$, $|\mu| = 1.3$, $\mathbf{H}_{c\varepsilon} = 4.8\cdot10^6\,\text{Гс}$, нижняя граница для τ оценивается как $\tau_{\min} = 60\,\text{с}(0.1/p)(0.1)^2(0.01)^2 \sim 0.6\cdot10^{-5}\,\text{с}/p$, т.е. она находится в области короткоживущих изомеров.

Если искать верхнюю границу τ из условия $k_c < k_{cm} \sim 10$, то $\tau < \tau_{\max} \sim 10^6\,\text{с} \sim 15d$ [13]. Эти оценки очень грубы. Поэтому предполагается исследование области осуществимости ЕСС не только по τ, но и по другим параметрам (резонансному сечению и т.д.).

Изотопы ^{107}Ag и ^{109}Ag обеспечивают условия для ЕСС. Вместе с тем ЕСС возможно и на более широком круге ядер, т.к. коллапс СТВ из-за флуктуаций H_c вероятен для многих атомов с внешней s^1- или s^0-оболочкой (s^0-оболочка имеет сродство к электрону) и с заполненными, как в Ag, внутренними оболочками. Эффект ЕСС входит в большую группу эффектов коллапса СТС, возможных во многих видах спектроскопии. Коллапс СТС вероятен в химических элементах H $1s^1$, Li $1s^2 2s^1$, Na [Ne]$3s^1$, K [Ar]$4s^1$, Cu [Ar]$3d^{10}4s^1$, Rb [Kr]$5s^1$, Pd [Kr]$3d^{10}5s^0$, Ag[Kr]$3d^{10}5s^1$, Cs[Xe]$6s^1$, Pt[Xe]$4f^{14}5d^{10}6s^0$, Au[Xe]$4f^{14}5d^{10}6s^1$, Fr[Rn]$7s^1$, включая все их изотопы. Сюда относится и ^{103}Rh, обсуждаемый в [13]. Коллапс СТС также вероятен в случае недостроенных оболочек внутри неустойчивой s-оболочки: Cr[Ar]$3d^5 4s^1$, Nb[Kr]$4d^4 5s^1$, Mo[Kr]$4d^5 5s^1$, Ru[Kr]$4d^7 5s^1$, Rh[Kr]$4d^8 5s^1$. Для коллапса атомы с неустойчивой s-оболочкой должны помещаться в металлическую матрицу со слабым внутренним полем $H_{\text{in}} \ll H_c$ на них. На атомах же решетки-основы H_{in} может быть большим ($H_{\text{in}} \sim H_c$). Поэтому для наблюдения эффектов коллапса (например, ЕСС) в качестве решетки-основы в принципе можно использовать любые металлы. При помещении атомов с s' или s^0-оболочкой в изолятор коллапс-эффектов не возникает. Так, коллапс и ЕСС невозможны в соединениях AgF, AgCl, AgBr, AgI, AgAt.

Итак, механизм ЕСС в принципе возможен на ядрах с временами жизни $\tau \sim (10^{-5}{-}10^6)$ с на широком круге металлических сред, использующих атомы с внешней оболочкой s^1 или s^0.

1. R. V. Pound, *Mössbauer Spectroscopy II* (ed. by U. Gonser), Berlin, Shpringer, 1981, p. 31.

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 et al., Las. Phys. **17**, 1067 (2007).
5. Ю. Д. Баюков, А. В. Давыдов, Ю. Н. Исаев и др., Письма в ЖЭТФ **90**(7), 547 (2009).
6. Н. Ашкрофт, Н. Мермин, *Физика твердого тела*, М.: Мир, 1979.
7. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Квантовая механика. Нерелятивистская теория*, М.: Физматгиз, 1963.
8. Л. Шифф, *Квантовая механика*, М.: Изд-о ИЛ, 1957.
9. В. И. Гольданский, *Эффект Мёссбауэра и его применения в химии*, М.: Изд. АН СССР, 1963.
10. *Mössbauer spectroscopy* (ed. by D. P. E. Dickson and F. J. Berry), Cambridge University Press, Cambridge, London, N.Y., New Rochelle, Melburne, Sydney, 1986.
11. И. Н. Бронштейн, К. А. Семендяев, *Справочник по математике*, М.: ГИТТЛ, 1954.
12. А. В. Давыдов, Ю. Н. Исаев, В. М. Самойлов, Изв. РАН. Сер. физ. **61**, 2221 (1997).
13. С. В. Карягин, ЖЭТФ (2013) (в печати).
14. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Теория поля*, М.: Физматлит, 1973.