Письма в ЖЭТФ, том 103, вып. 3, с. 233 – 237 © 2016 г. 10 февраля

Естественное сильное подавление монопольного уширения линий Мессбауэра

С. В. Карягин[1)]

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

Поступила в редакцию 2 июля 2015 г.
После переработки 16 декабря 2015 г.

Продолжено изучение естественного сильного сужения (ЕСС) линий Мессбауэра на долгоживущих изомерах. Это явление впервые корректно обнаружено в 2009 г. группой Давыдова (Письма в ЖЭТФ **90**(7), 547) и непротиворечиво объяснено в 2013 г. Карягиным (Письма в ЖЭТФ **98**(3), 197; **98**(11), 763). Таким образом, ЕСС – новый эффект, несмотря на его 36-летнюю предысторию. Поскольку ЕСС основано на коллапсе СТС как результате хаоса движений спина ядра, введены "критерии хаоса" при обменном и виртуальном механизмах коллапса. Указаны типы ядер и сред с этими механизмами. Установлено, что время жизни τ изомеров, годных для ЕСС, ограничено диффузией. Выявлен и объяснен эффект естественного сильного подавления (ниже $1/\tau \sim 10^{-2}\,\text{c}^{-1}$) монопольного (изомерного, химического) уширения.

DOI: 10.7868/S0370274X16030140

1. Введение. Считается [1], что в естественных условиях, т.е. без особых воздействий [2–8], ширина мессбауэровской линии всегда больше диполь-дипольного (dd) уширения $\Gamma_{dd} \sim 10^4\,\text{c}^{-1}$, вызванного дипольными полями (d-полями) от соседних ядер. Тогда в естественных условиях применение долгоживущих изомеров ни в γ-лазере (гамма-лазере) (см. например, [2–12]), ни в γ-резонансной спектроскопии [1, 13, 14] невозможно, поскольку сечение резонансных процессов падает в $k = \Gamma\tau > 1 + \Gamma_{dd}\tau + \ldots \gg 1$ раз. Здесь Γ – полная ширина линии, k – относительная полная ширина, τ – время жизни изомера. Первое неравенство учитывает не только Γ_{dd}, но и уширения других типов [8]. Так, $\tau = 57$ с и $k > 10^6$ для линии 88.034 кэВ ^{109}Ag. Дело в том, что и искусственное сужение линий на долгоживущих изомерах тоже проблематично [8]. Однако более 36 лет на ^{109}Ag в естественных условиях ставятся опыты, анализ которых дает $k \sim 10$, а не $k > 10^6$, что указывает на естественное сильное сужение (ЕСС) линии в $\sim 10^6$ раз (см. [15–18] и ссылки там). Вместе с тем факт наблюдения ЕСС в [15–17] вызывал сомнения [15, 16, 18].

Кроме того, считалось [17, 18], что ЕСС достигается усреднением локальных d-полей в нуль из-за колебаний соседей. Это подобно сужению линий ЯМР в жидкости. Однако поскольку γ-источники в [15–18] являлись твердыми, а не жидкими, колебания в них были недостаточно сильны для подавления d-полей от соседей. Таким образом, ЕСС – вовсе не аналог сужения в ЯМР. Отсутствие непротиворечивого механизма, объясняющего ЕСС, усиливало мнение, что оно – результат ошибок. Вместе с тем т.к. в [18] не имеется ни температурных изменений геометрии опыта, как в [15, 16], ни нестабильностей, как в [17], именно опыты [18] были непротиворечиво объяснены в [19, 20]. Важно, что в [18] СТС-линии считали расщепленной во внешнем магнитном поле $\mathbf{H}_{ex}$ порядка поля Земли. Тогда выход γ-квантов для всей СТС в целом должен был бы заметно зависеть от угла ψ между $\mathbf{H}_{ex}$ и волновым вектором γ-кванта [21]. Однако согласно [19] СТС коллапсирует в синглет. Значит, выход γ-квантов не должен зависеть от ψ, что и доказано в [20] на базе первичных данных из [18]. Таким образом, опыты [18] согласуются с [19], а не с собственной теорией [21]. Это повышает доверие к первичным данным из [18]. Настоящая статья, развивающая идеи [19, 20], важна для понимания основ ЕСС, моделирования механизмов ЕСС и планирования экспериментов.

2. Критерии хаоса, ведущего к коллапсу СТС при обменном механизме. В [19] ЕСС объяснено коллапсом СТС, вызванным хаотичностью движения спина ядра при *обмене* s-электрона с вышибающими его электронами зон. Обмен ведет к флуктуациям (скачкам) контактного магнитного поля Ферми $\mathbf{H}_c$ частоты $\nu_\text{F} \sim 10^{16}$ Гц и амплитуды $|\mathbf{H}_c| \sim (10^3 – 10^6)$ Гс. Пусть время усреднения τ_{av} на

1)e-mail: akaryagina@gmail.com

порядки больше “периода” скачков $\tau_F = 1/\nu_F$. Тогда СТС коллапсирует в синглет, т.к. усредняются почти до нуля все сверхтонкие взаимодействия (СТВ) $\mathbf{E}$, зависящие от ориентации спина ядра: дипольные $\mathbf{E}_1$, квадрупольные $\mathbf{E}_2$, 2^L-польные $\mathbf{E}_L$. Но СТВ $\mathbf{E}$ усредняются не точно до нуля, а “почти”. Это “почти” случайно и для каждого ядра свое. Поэтому синглет уширен. Таков обменный механизм. В [19] введены квантовое среднее $\langle\hat{\mathbf{I}}\rangle$ от оператора спина ядра $\hat{\mathbf{I}}$ и единичный вектор $\mathbf{u} = \langle\hat{\mathbf{I}}\rangle/|\langle\mathbf{I}\rangle|$. Конец вектора $\mathbf{u}$ (именуемый в [19] u-точкой) совершает в случайно меняющемся поле $\mathbf{H}_c$ броуновское движение по u-сфере радиуса $|\mathbf{u}| = 1$. Блуждая, u-точка может при достаточно большом τ_{av} прочертить траекторию, покрывающую всю u-сферу *почти* равномерно. Этому мешают СТВ $\mathbf{E}$, ориентируя спин ядра и тем самым нарушая хаос его движений. Наибольшие помехи хаосу, как правило, создает дипольное СТВ $\mathbf{E}_1$ в локальном магнитном поле $\mathbf{H}_{\rm loc}$, равном сумме медленных полей от соседних атомов, радикалов ($\sim 10^2$ Гс), ядер ($\sim|\mu|10^{-1}$ Гс) и внешнего поля $\mathbf{H}_{ex}$. Помехи пренебрежимо малы, если за время $\tau_F = 1/\nu_F$ между скачками u-точка проходит под действием поля $\mathbf{H}_c$ в среднем во много раз больший путь, чем под действием СТВ $\mathbf{E}$. Так, для коллапса дипольного СТВ $\mathbf{E}_1$ надо иметь $\Omega_{1c}\tau_F \gg \Omega_{E1}\tau_F$, т.е. $\Omega_{1c} \gg \Omega_{E1}$, где $\Omega_{1c} = |\mathbf{E}_{1c}|/I\hbar = \mu\mu_N H_c/I\hbar$ и $\Omega_{E1} = |\mathbf{E}_{1\rm loc}|/I\hbar = \mu\mu_N H_{\rm loc}/I\hbar$ – частоты Лармора в полях $\mathbf{H}_c$ и $\mathbf{H}_{\rm loc}$, I и μ – спин и магнитный момент ядра в ядерных магнетонах $\mu_N = 5.05\cdot10^{-24}$ эрг/Гс. Для $^{109\rm m}$Ag $|\mu| \sim 4$, для ^{109}Ag $|\mu| \sim 0.1$. Обобщая “критерий хаоса” на произвольные СТВ $\mathbf{E}$, имеем

$$\Omega_{1c} \gg \Omega_E, \tag{1}$$

где $\Omega_E \sim |\mathbf{E}|/I\hbar$, $|\mathbf{E}|$ – максимум расщепления в СТВ $\mathbf{E}$. Критерий (1) равносилен малости $|\mathbf{E}|$ в сравнении с расщеплением $|\mathbf{E}_{1c|}$ в поле $\mathbf{H}_c$. Для единообразия преобразуем главное пороговое условие коллапса (см. (10) в [19]) к виду

$$\Omega_{1c} \geq \Omega_{1c\,\rm thr}, \tag{2}$$

где $\Omega_{1c\,\rm thr} = 2(\nu_F/\tau_{av})^{1/2}$ – порог для Ω_{1c}. Здесь везде Ω, $|\mathbf{E}|$, $|\mathbf{H}|$ среднеквадратичны (ср.кв.). Условия (1), (2) должны выполняться для обоих уровней, “+” и “–” γ-перехода с частотами Лармора Ω_{1c+}, Ω_{E+}, Ω_{1c-}, Ω_{E-}. Коллапс СТС необходим, но не достаточен для ЕСС, т.к. [19] обменный механизм сопровождается контактным уширением $k_c = \Gamma_c\tau = (\tau|H_c||\mu|\mu_N/\hbar)/(3\tau_{av}\nu_F)^{1/2}$. При $\nu_F = 5\cdot10^{16}$ Гц критерий (2) выполним для ^{109}Ag на пределе, если $H_c = 4.8\cdot10^4$ Гс. Тогда $k_c \sim 0.6$ для ^{109}Ag, $k_c \sim 15.6$ для $^{109\rm m}$Ag и уширение линии $k_{c\,\rm line} = (0.6^2 + 15.6^2)^{1/2} \sim 15.6$. Уширения при коллапсе от других СТВ $\mathbf{E}$ на порядки меньше [19]. Превышение $k_{c\,\rm line}$ над шириной в эксперименте $k_{\rm exp\ line} = 15.3$ [20] устранимо при замене оценок [19] точными расчетами. Это расхождение снимается также при учете в принципе возможных “виртуальных” механизмов.

3. Виртуальные механизмы коллапса СТС. Виртуальные механизмы коллапса СТС основаны на виртуальных скачках (v-скачках) между уровнями “+” и “–” γ-перехода. В [20] u-точки непосредственно до и после v-скачка точно совпадали. При таких “точных” v-скачках u-точка движется то при уровне “+”, то при уровне “–” только под действием поля H_c. Для коллапса с таким обменно-виртуальным механизмом важны и критерий хаоса (1), и пороговое условие (6) из [20], преобразованные здесь к виду

$$\Omega_{1c\,ef} \gg \Omega_{E\,ef}, \quad \Omega_{1c\,ef} \geq \Omega_{1c\,\rm thr}, \tag{3}$$

где $\Omega_{1c\,ef} = (\tau_{v+}\Omega_{1c+} + \tau_{v-}\Omega_{1c-})/\tau_v$; $\Omega_{E\,ef} = (\tau_{v+}\Omega_{E+} + \tau_{v-}\Omega_{E-})/\tau_v$; порог $\Omega_{1c\,\rm thr}$ здесь тот же, что и в (2); $\tau_v = \tau_{v+} + \tau_{v-}$ – “период” v-скачков; $\nu_v = 1/\tau_v$ – их “частота”; τ_{v+}, τ_{v-} – времена виртуального пребывания ядра на уровнях “+”, “–”, ограниченные условиями

$$\tau_{v-} \sim \hbar/E_\gamma \leq \tau_{v+} \ll \tau = \min(\tau_+, \tau_-), \tag{4}$$

где τ_+, τ_- – обычные времена жизни ядерных уровней “+”, “–”, E_γ – энергия γ-перехода.

Рассмотрим теперь “неточные” v-скачки, когда u-точки непосредственно до и сразу после v-скачка отличаются на случайный вектор v-сдвига $\mathbf{v}$. Пусть средний v-сдвиг $\mathbf{v}_{av} = 0$, а его ср.кв. значение $v \neq 0$. Средние определены по всем v-скачкам за время усреднения τ_{av}. Если $v = 0$, то мы имеем приближение точных v-скачков. Однако при больших v_ε возможен коллапс без флуктуаций $\mathbf{H}_c$, поскольку при $v_\varepsilon \neq 0$ v-скачки создают броуновское блуждание u-точки с ср.кв. шагом v-скачка v, ср.кв. скоростью в шаге $w = v/\tau_v$ и коэффициентом диффузии

$$D_v = vw/2 = v^2/2\tau_v. \tag{5}$$

Вероятное смещение u-точки за время $\tau_{av} \gg \tau_v$ по геодезической линии составляет угол

$$\Theta_v = (2D_v\tau_{av})^{1/2}. \tag{6}$$

Спроектируем блуждания u-точки по u-сфере на плоскость. Тогда траектория u-точки, имеющая длину $L_v \sim v\tau_{av}/\tau_v$, заполнит за время τ_{av} диск радиуса Θ_v с площадью

$$S_{vm} = \pi\Theta_v^2 = \pi\cdot 2\tau_{av}D_v = \pi\tau_{av}v^2/\tau_v. \tag{7}$$

В результате u-сфера, имеющая площадь 4π рад^2, покрывается N_v слоями u-точек, где

$$N_v = S_{vm}/(4\pi\,\text{рад}^2) = \tau_{av}v^2/(4\tau_v\,\text{рад}^2). \quad (8)$$

Чтобы u-точки покрыли u-сферу почти равномерно, ее надо покрыть не менее чем одним слоем u-точек, т.е. $N_v > 1$. Тогда (8) дает пороговое условие коллапса без флуктуаций $\mathbf{H}_c$:

$$\Omega_v = v/\tau_v \geq \Omega_{v\,\text{thr}} = v_{\text{thr}}/\tau_v = 2(\nu_v/\tau_{av})^{1/2}\,\text{рад}, \quad (9)$$

Это аналог условий (2), (3). Флуктуации $\mathbf{H}_c$ уменьшают порог v_{thr}. Чтобы хаос u-точек был симметричным, шаг v должен во много раз превышать смещение u-точки под действием СТВ $\mathbf{E}$. Отсюда возникает "виртуальный" аналог критерия хаоса (1):

$$\Omega_v \gg \Omega_{E\,ef}. \quad (10)$$

Оценим $v_{\min}$ и $\tau_{v\,\max}$, при которых еще возможен коллапс СТС без механизма обмена. Из (9), (10) имеем $\tau_v\Omega_{E\,ef} < 2(\tau_v/\tau_{av})^{1/2}$ рад; $\tau_v < 4\tau_{av}\,(\text{рад}/\tau_{av}\Omega_{E\,ef})^2$, $\tau_v < \tau_{v\,\max} = 4\tau_{av}\,(\text{рад}/\tau_{av}\Omega_{E\,ef})^2$. Подстановка $\tau_v < \tau_{v\,\max}$ в (10) дает $v > v_{\min} = \tau_{v\,\max}\Omega_{E\,ef} = 4\,\text{рад}^2/\tau_{av}\Omega_{E\,ef}$. Тогда уширение $\sim\Omega_{E\,ef}$ от СТВ $\mathbf{E}$ подавляется до $\Gamma_{vE} < 2/\tau_{av}$, $k_{vE} = \Gamma_{vE}\tau < 2$ лишь неточными v-скачками, т.к.

$$\Gamma_{vE} \sim \Omega_{E\,ef}/(\tau_{av}/\tau_v)^{1/2} < \\ < \Omega_{E\,ef}/(\tau_{av}/\tau_{v\,\max})^{1/2} = 2/\tau_{av}. \quad (11)$$

Так, если $\tau_{av} \sim \tau \sim 10^2$ с, $\Omega_{E\,ef} \sim \Omega_{E\,dd} \sim 10^4$ рад$\cdot$с$^{-1}$, то $\tau_{v\,\max} \sim 10^{-10}$ с, $v_{\min} \sim 10^{-6}$ рад, $\Gamma_{v\,E} < 0.02\,\text{с}^{-1}$.

Поскольку при чистом v-механизме контактное поле $\mathbf{H}_c = 0$, уширение этим полем $k_c = \Gamma_c\tau = 0$. При чисто же обменном механизме имеем [19] $H_{c\varepsilon} > 4.8\cdot10^4$ Гс и $k_c \sim 10 \gg k_{v\,E} < 2$. Таким образом, чистый v-механизм может дать гораздо более узкие линии, чем обменный механизм.

4. Источники остаточной ширины Γ_{exp} при ЕСС. Согласно [20] компоненты СТС-линии 88.034 кэВ ^{109}Ag в опытах [18] слиты в синглет шириной $k_{\text{exp}} = \Gamma_{\text{exp}}\tau \sim 15.3$. При ЕСС эта "остаточная" ширина состоит из ряда вкладов, не подавляемых коллапсом:

$$k_{\text{exp}} = k_{\text{nat}} + k_{\text{dec}} + k_D + k_{ch} + ..., \quad (12)$$

где $k_{\text{nat}} = \Gamma_{\text{nat}}\tau = 1$; $\Gamma_{\text{nat}} = 1/\tau$ – естественная ширина; k_{dec} – вклад отклонений СТС от коллапса; k_D – вклад диффузии; k_{ch} – неоднородное монопольное (химическое, изомерное) уширение; многоточие обозачает другие вклады [8]. Рассмотрим эти вклады подробнее.

Уширение k_{dec} отклонениями коллапса на ядрах от идеала. Отклонения коллапса от идеала случайны, что позволило оценить уширение k_{dec} в трех вариантах. При чисто обменном механизме $k_{\text{dec}} \sim k_c \geq 15.6$ [19]. При точном обменно-виртуальном механизме [20] $k_{\text{dec}} \sim k_c$, где $3.5/p \leq k_c \leq 5.7/p$, а $p \geq 1$ учитывает слабую неточность v-скачков. При сильно неточных v-скачках $k_{\text{dec}} \sim k_{vE} < 2/p'$ (см. (11)), где $p' \geq 1$ в случае примеси обменного механизма.

Уширение диффузией k_D. Уширение диффузией оценено Сингви и Сьеландером [22, 23] путем усреднения по времени $\sim\tau$ вероятности γ-перехода, модулируемой при скачковой диффузии ядра:

$$k_D \sim 2\tau K^2 D, \quad (13)$$

где $K = |\mathbf{K}| = 2\pi/\lambda = E_\gamma/\hbar c$ – модуль волнового вектора $\mathbf{K}$; $\hbar c = 1.24\cdot10^{-4}$ эВ$\cdot$см; $D = l^2/6\tau_0$ – коэффициент скачковой (само)диффузии; l – средняя длина скачка порядка постоянной решетки; τ_0 – время между скачками. Формула (13) дает лишь качественную оценку, т.к. τ_0 и l сильно зависят от концентрации вакансий и температуры. Для линии 88 кэВ ^{109}Ag имеем $K = 7.1\cdot10^8\,\text{см}^{-1}$, $l \sim 4\cdot10^{-8}$ см. Правдоподобно, что при комнатной температуре $\tau_0 < 10^{-2}$ с. Тогда $D > 3\cdot10^{-14}\,\text{см}^2/\text{с}$ и $k_D > 2\cdot10^6$, т.е. линия 88 кэВ не наблюдаема. Ранее [15–18] ненаблюдаемость этой линии при 293 K связывали только с малостью фактора Мессбауэра.

При $\sim$4 K имеем $k_{\text{exp}} \sim 15.3$ [20], $k_D < k_{\text{exp}}$ и $\tau_0 > \tau K^2 l^2/3k_{\text{exp}} \sim 3\cdot10^3$ с, что на 5 порядков выше, чем τ_0 при $\sim$293 K. Вместе с тем τ_0 не может бесконечно расти при стремлении температуры к 0 K из-за туннельных скачков атома между узлом и вакансией. Поэтому диффузия может мешать появлению ЕСС не только при 293 K, но и при низких температурах вплоть до 0 K.

Уширение неоднородностью химического (монопольного) сдвига k_{ch}. Химический сдвиг (химсдвиг), т.е. сдвиг центра СТС, состоит из сдвигов разной природы [8, 13, 14]. Из них основную неоднородность создает изомерный сдвиг δ. Согласно статье R.V. Parish [14]

$$\delta = 6.2\cdot10^7\,\text{с}^{-1} Z(d/R)(R^2/\text{фм}^2)(\Delta/a_0^{-3}). \quad (14)$$

Здесь $\delta = \omega_A - \omega_S$, где ω_A, ω_S – частоты γ-переходов при поглощении (A) и излучении (S) γ-квантов; $d = R_+ - R_-$; $R = (R_+ + R_-)/2$, R_+, R_- – радиусы ядра в верхнем (+) и нижнем (–) состояниях; Z – номер химического элемента; $a_0 = 0.529\cdot10^{-8}$ см – радиус

Бора; 1 фм $= 10^{-13}$ см; $\Delta = \Sigma|\psi_s(0)_A|^2 - \Sigma|\psi_s(0)_S|^2$; $|\Sigma|\psi_s(0)_A|^2$, $\Sigma|\psi_s(0)_S|^2$ – суммы плотностей всех s-электронов на поглощающем (A) и излучающем (S) ядрах. Поскольку основной вклад в Δ вносят N_s внешних s-электронов с главным квантовым числом n, имеем $\Delta \sim N_s(|\psi_{n,s}(0)_A|^2 - |\psi_{n,s}(0)_S|^2)$. Например, для Ag $n = 5$, $N_s = 1$; для Sn $n = 5$, $N_s = 2$. В (14) химсдвиг дан в с$^{-1}$, а в статье R.V. Parish – в мм/с.

5. Естественное сильное подавление (ЕСП) монопольного уширения. До работ [19, 20] считалось [17, 18], что при ЕСС почти вся ширина $k_{\rm exp}$ – это k_{ch}. Однако поскольку в [19] было введено уширение нового типа $k_{\rm dec} \sim 15.6$, в пределах ошибок совпадающее с $k_{\rm exp} \sim 15.3$ [20], выражение (12) дает $k_{ch} \ll k_{\rm exp}$, т.е. k_{ch} может быть на один-два порядка ниже, чем это ожидалось в [17, 18]:

$$k_{ch} = k_{\rm exp} - k_{nat} - k_{\rm dec} - k_D - \ldots \sim$$
$$\sim 0.1{-}1,\ \Gamma_{ch} = k_{ch}/\tau \sim 10^{-3}{-}10^{-2}\ \text{с}^{-1}. \qquad (15)$$

Оценка (15) неожиданно низка, т.к. подавление Γ_{ch} ниже рубежа $\sim 10^{-1}$ с$^{-1}$ всегда считалось невозможным не только в естественных, но даже и в искусственных (радиочастотных [3–6], лазерных [7, 8]) условиях. И вот оказывается, что этот рубеж преодолен не искусственным, а естественным путем. Таким образом, выявлен эффект естественного сильного подавления (ЕСП) монопольного уширения Γ_{ch}. Результат (15) надежен, т.к. здесь, кроме $k_{\rm dec}$ из $k_{\rm exp}$ вычитается еще и $(k_{nat} + k_D + \ldots)$. Величина Γ_{ch} будет уточняться по мере прогресса в опытах и теории. Отметим, что кристаллохимические пути сужения [8] близки к естественным и могут подавлять Γ_{ch}.

Естественное сильное подавление, т.е. подавление Γ_{ch} намного ниже $\sim 10^{-1}$ с$^{-1}$, нельзя объяснить только высокой степенью очистки источника от примесей и отжигом. Чтобы перейти к выяснению природы ЕСП, рассмотрим Γ_{ch} как ср.кв. от $\delta - \delta_{av}$, где δ_{av} – среднее по γ-источнику. Возьмем $\delta_{av} = 0$. Суть ЕСП от этого не изменится, а оценить Γ_c будет легче. Тогда

$$\Gamma_{ch} \sim [\delta_{\rm Ag}] \sim |\delta_{\rm Sn}|[\delta_{\rm Ag^*}]/|\delta_{\rm Sn^*}| = |\delta_{\rm Sn}| \times$$
$$\times (|d/R|_{\rm Ag}/|d/R|_{\rm Sn})(R_{\rm Ag}/R_{\rm Sn})^2(Z_{\rm Ag}/Z_{\rm Sn})[\Delta_{\rm Ag}]/|\Delta_{\rm Sn}|, \qquad (16)$$

где линия 88 кэВ ^{109}Ag отмечена индексом “Ag”, а линия 24 кэВ Sn – индексом “Sn”; звездочкой отмечены оценки по формуле (14); $[\delta_{\rm Ag}]$ – ср.кв. от $\delta_{\rm Ag}$ по источнику; $|\delta_{\rm Sn}| = 0.71 \cdot 10^8$ с$^{-1}$ – модуль химсдвига между белым и серым оловом [13, 24]; $R^2_{\rm Ag}/R^2_{\rm Sn} \sim (109/119)^{2/3}$; $|d/R|_{\rm Ag}/|d/R|_{\rm Sn} > 0.1$. Качественно $[\Delta_{\rm Ag}] \sim C[\Delta\rho/\rho]_{S,A}|\psi_{n,s}(0)_{\rm Ag}|^2$, $|\Delta_{\rm Sn}| \sim C|\Delta\rho/\rho|_{\rm Sn} \cdot 2|\psi_{n,s}(0)_{\rm Sn}|^2$, где $[\Delta\rho/\rho]_{S,A} = [\rho_S - \rho_A]/\rho$ – относительный ср.кв. разброс плотности ρ между S и A. Белое олово (β-Sn) плотнее серого (α-Sn) на 25 %. Поэтому $|\Delta\rho/\rho|_{\rm Sn} = |\rho_\beta - \rho_\alpha|/\rho_\beta \sim 0.25$. Оценка (2) из [19] дает $|\psi_{n,s}(0)_{\rm Ag}|^2/|\psi_{n,s}(0)_{\rm Sn}|^2 \sim (47/50)^3$. Учет всех этих сведений в (16) дает

$$\Gamma_{ch} > 5 \cdot 10^6\ \text{с}^{-1}[\Delta\rho/\rho]_{S,A} = 5\ \text{с}^{-1}[\Delta p]_{S,A}/\text{кГ/см}^2, \qquad (17)$$

где $[\Delta p]_{S,A}$ – ср.кв. разброс давлений p при модуле всестороннего сжатия $\sim 10^6$ кГс/см^2. Беря для Γ_{ch} оценку (15) и решая неравенства (17), получаем условия появления ЕСП:

$$[\Delta\rho/\rho]_{S,A} < 2 \cdot 10^{-10}{-}2 \cdot 10^{-9}, [\Delta p]_{S,A} < 0.2{-}2\ \text{Г/см}^2, \qquad (18)$$

т.е. ЕСП есть результат ультрамалости разброса плотности и напряжения в γ-источнике. Дефекты (примеси, границы зерен, дислокации и т.д.) создают разности плотностей числа ядер $\Delta\rho = \rho_A - \rho_S$. Здесь $\rho = 1/v$, v – объем на один атом. В [18] для уменьшения концентрации дефектов источник очищался от примесей до их содержания ниже 10^{-5} % и долго отжигался. Однако если бы материалом источника был неметалл, то эти меры не дали бы столь высокой однородности. Ее причина заключается еще и в том, что материалом источника является металл. В металле зонные электроны образуют ферми-жидкость, подобно смазке между слоями атомов усиливающую пластичность. Действительно, во-первых, переход электронов в зоны ослабляет силы непосредственной связи между ионами решетки, т.к. ионы связаны еще и через делокализованные электроны зон. Во-вторых, ферми-жидкость идеально пластична. В-третьих, внутри ферми-жидкости гидростатическое давление всюду одинаково. Вместе все эти свойства ведут к существенному снижению перепадов давления $|p_S - p_A|$ и плотности $|\rho_S - \rho_A|$. Следовательно, такое сглаживание неоднородностей является ферми-жидкостным. Подавлению Γ_{ch} способствует также усреднение химсдвига δ по времени, т.к. пространственный разброс усредненных δ меньше разброса мгновенных $\delta(t)$. Отметим, что повышение пластичности ведет к росту диффузии. Согласно (13) при росте пластичности уменьшение k_{ch} должно сопровождаться ростом k_D. Это повышает шансы выполнимости оценок (15), (18).

6. Области поиска ЕСП и механизмов коллапса СТС. Для ЕСС одновременно нужны и коллапс СТС, и ЕСП. Однако ЕСП (см. п. 5) возможно в металлах или в особых условиях (высокое давление, сильная радиация), при которых неметалл становится металлом. Время усреднения τ_{av}, а значит, и время жизни изомера τ не очень существенны для ЕСП, но важны для коллапса СТС. Выбор же сред с коллапсом зависит от его механизма.

Атомы, способные к механизму обмена (e-атомы, $e = exchange$), перечислены в [19]. Вместе с тем при выборе объектов с ЕСС необходимо учитывать все вклады в $k_{\rm exp}$ (см. (12)), зависящие от строения матрицы, вмещающей e-атомы, давления и температуры T. Так, Rh представляет собой e-атом и на линии 24 кэВ ^{103}Rh ($\tau \sim 1$ ч) в металлическом родии фактор Мессбауэра $f \sim 1$ при $T \sim 293$ К. Однако поскольку при этом велико уширение диффузией ($k_D \sim 10^7$), ЕСС при 293 К не возникнет.

Механизм обмена может возникать, и когда металлическая матрица состоит только из e-атомов, и когда e-атомы – лишь примесь среди атомов металла-основы, и когда они входят в состав металлической структуры из нескольких элементов. Чтобы выполнялось условие (1), внутреннее поле H_{in}, создаваемое матрицей на e-атомах, должно быть мало по сравнению с полем H_c: $H_{in} \ll H_c$. При разбавлении e-атомов в решетке из атомов другого элемента поле H'_{in} на атомах этой решетки может быть большим, т.е. $H'_{in} \sim H_c$, и в то же время слабым на e-атомах, т.е. $H_{in} \ll H_c$. Поэтому, например, *априори* нельзя исключить из поиска механизма обмена металлы типа ферро- и антиферромагнетиков с e-атомами. Однако этот механизм невозможен для e-атомов в изоляторе (AgF, AgCl, AgBr, AgI, AgAt и т.д.).

Поиск чистого (т.е. без механизма обмена) v-механизма возможен: 1) на любых неметаллах, в том числе с e-атомами; 2) на любых металлах без e-атомов. Если в таких объектах возникнет коллапс, то его происхождение только от v-скачков будет очевидным.

В принципе, коллапс и даже ЕСС возможны не только в ядерном γ-резонансе (ЯГР). Однако при этом необходимо выполнение условий типа (1)–(3), (10), что зависит от специфики резонанса. Так, из-за нарушения условий (1)–(3) полями $H_{ex} \sim (10^3{-}10^4)$ Гс не может быть коллапса с механизмом обмена в электронном парамагнитном и ядерном магнитном резонансах.

1. R.V. Pound, *Mössbauer spectroscopy II*, ed. by U. Gonser, Berlin, Shpringer (1981), p. 31.
2. Ю. А. Ильинский, Р.В. Хохлов, ЖЭТФ **65**, 1619 (1973).
3. В.И. Гольданский, С.В. Карягин, В.А. Намиот, Письма в ЖЭТФ **19**, 625 (1974).
4. Ю.М. Каган, Письма в ЖЭТФ **19**, 722 (1974).
5. А.В. Андреев, Ю.А. Ильинский, Р.В. Хохлов, ЖЭТФ **67**, 1647 (1974).
6. В. И. Гольданский, С. В. Карягин, В. А. Намиот, ФТТ **18**, 2517 (1974).
7. С. В. Карягин, Письма в ЖТФ **2**, 500 (1976).
8. S.V. Karyagin, *Proc. Int. Conf. on Mössbauer Spectroscopy*, ed. by D. Barb and D. Jarina, Bucharest, 5–10 Sept. 1977 (1977), v. 2 (Invited Lectures), p. 1.
9. С. В. Карягин, ЖЭТФ **79**, 730 (1980).
10. S. V. Karyagin, Las. Phys. **5**, 343 (1995).
11. S. V. Karyagin, Hyp. Int. **141/142**, 53 (2002).
12. С. В. Карягин, ЖХФ **22**(5), 3 (2003).
13. В. И. Гольданский, *Эффект Мессбауэра и его применения в химии*, Изд. АН СССР, М. (1963).
14. *Mössbauer spectroscopy*, ed. by D. P. E. Dickson and F. J. Berry, Cambridge University Press, Cambridge, London, N.Y., New Rochelle, Melburne, Sydney (1986).
15. W. Wildner and U. Gonser, J. Phys. Coll. Suppl. **40**, 2 (1979).
16. S. Rezaie-Serej, G. R. Hoy, and R. D. Taylor, Las. Phys. **5**, 240 (1995).
17. V.G. Alpatov, Yu.D. Bayukov, A.V. Davydov, Yu.N. Isaev, G.R. Kartashov, M.M. Korotkov, and V.V. Migachev, Las. Phys. **17**, 1067 (2007).
18. 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).
19. С. В. Карягин, Письма в ЖЭТФ **98**(3), 197 (2013).
20. С. В. Карягин, Письма в ЖЭТФ **98**(11), 763 (2013).
21. А.В. Давыдов, Ю.Н. Исаев, В.М. Самойлов, Изв. РАН, сер. физ. **61**, 2221 (1997).
22. K.S. Singwi and A.Sölander, Phys. Rev. **120**(4), 1093 (1960).
23. *Эффект Мессбауэра*, Сб. статей, под редакцией Ю. Кагана, ИИЛ (1962).
24. A. J. F. Boyle, D.S. Bunbury, and C. Edwards, Proc. Phys. Soc. **79**, 416 (1962).