Январь 2000 г. УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК *Том 170, № 1*

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Полуклассический подход к описанию ядерного гамма-резонанса в кристаллах

А.В. Степанов, Ю.М. Ципенюк

Излучение фононов, рождающихся при поглощении или излучении γ-кванта (или при рассеянии электрона, нейтрона) атомным ядром в кристаллической решетке, с вероятностной точки зрения является пуассоновским процессом. На основе такого подхода удается физически достаточно наглядно и просто, не привлекая сложных математических квантовомеханических выкладок, получить, в частности, выражения для вероятности эффекта Мёссбауэра.

PACS numbers: **76.20. + q**, **76.60.–k**, **76.80. + y**, **76.90. + d**

Содержание

1. Введение

Ядерный гамма-резонанс, открытый уже более 40 лет назад, практически через несколько лет после пионерских работ Рудольфа Мёссбауэра [1,2] стал одним из самых распространенных ядерных методов исследования как фундаментальных вопросов физики, так и всевозможных прикладных задач в химии, геологии, биологии, медицине, металлургии и т.д. Если в первые годы многие работы были посвящены изучению различных аспектов самого явления [3 – 7], то затем в основном все работы по эффекту Мёссбауэра носили прикладной характер [8 – 10]. В настоящее время наряду с традиционным использованием долгоживущих радиоактивных ядер в качестве источников γ-излучения в эффекте Мёссбауэра начинает широко применяться синхротронное излучение, прямое возбуждение мёссбауэровских переходов при захвате нейтронов, в реакциях с заряженными частицами и с помощью кулоновского возбуждения. Значительное развитие произошло в методике исследований. Эффект Мёссбауэра фактически уже стал классическим объектом изучения студентами не только в спецпрактикумах узкопрофилированных кафедр высших учебных заведений, но и в лабораториях по общей физике [11, 12].

Авторы данной работы снова возвращаются к теоретическому описанию эффекта Мёссбауэра, преследуя чисто методическую цель — показать, что многие аспекты процессов, идущих с поглощением и излучением фононов, могут быть, как нам кажется, описаны физически более наглядно. При изложении материала мы старались избегать сложных квантовомеханических выкладок, обращаясь, скорее, пусть к менее строгим, но более наглядным общефизическим представлениям. Неизбежно некоторые выкладки других авторов мы вынуждены повторить.

Количество публикаций, посвященных эффекту Мёссбауэра, огромно. Если в начале 70-х годов в год публиковалось около 1000 работ, то к началу 90-х годов число публикаций возросло примерно до 2000 в год. Современная электронная база данных в принципе позволяет выявить в этом море информации необходимые сведения. Авторы ограничились поэтому лишь ссылками на обзорные статьи и оригинальные работы, содержащие сведения, необходимые для обсуждения теоретических и экспериментальных основ эффекта.

2. Особенности ядерного гамма-резонанса

Начнем с обсуждения простейших свойств ядерного γ-резонанса. Если попадающий в атомное ядро фотон имеет энергию, равную разности энергий между основным и каким-либо возбужденным состояниями, то ядро может поглотить фотон и перейти в соответствующее

А.В. Степанов. Институт ядерных исследований РАН,
117312 Москва, просп. 60-летия Октября 7а, Российская Федерация
Тел. (095) 132-63-28
E-mail: sav@sci.lebedev.ru
Ю.М. Ципенюк. Институт физических проблем
им. П.Л. Капицы РАН,
117334 Москва, ул. Косыгина 2, Российская Федерация
Тел. (095) 137-65-77. Факс (095) 938-20-30
E-mail: tsip@kapitza.ras.ru

Статья поступила 13 мая 1999 г.

возбужденное состояние. Этот процесс возможен лишь для γ-лучей определенных энергий и носит, таким образом, резонансный характер.

Энергетическая зависимость сечения резонансного поглощения γ-квантов определяется длиной волны γ-излучения, спинами ядер в основном (I_0) и возбужденном ($I_{\text{в}}$) состояниях, а также вероятностью процесса внутренней конверсии:

$$\sigma_{\text{a}}(E) = \frac{2I_{\text{в}}\ +1}{2I_0+1}\ \frac{2\pi\lambda\!\!\!^{-2}}{1+K}\ \frac{(\Gamma/2)^2}{(E-E_0)^2+(\Gamma/2)^2}\,, \qquad (1)$$

которую называют формулой Лоренца, а в ядерной физике — формулой Брейта–Вигнера. Здесь $K=\Gamma_e/\Gamma_\gamma$ — коэффициент внутренней конверсии (величина $\Gamma_e/\Gamma = K/(1+K)$ определяет вероятность того, что поглотившее γ-квант ядро перейдет затем в основное состояние, передав энергию атомарным электронам), параметр $\Gamma=\Gamma_e+\Gamma_\gamma$ равен полной ширине распределения на половине высоты, E_0 — энергия ядерного перехода, а $\lambda\!\!\!^{-}=\lambda/2\pi$ — приведенная длина волны γ-излучения.

Как хорошо известно, ширина возбужденного состояния Γ связана со средним временем жизни возбужденного состояния $\tau = T_{1/2}/\ln 2$ ($T_{1/2}$ — период полураспада состояния) соотношением неопределенностей

$$\Gamma\tau = \hbar\,. \qquad (2)$$

Численно естественная ширина линии выражается через среднее время жизни возбужденного состояния и период полураспада следующим образом:

$$\Gamma(\text{эВ}) = 6{,}58\times\frac{10^{-16}}{\tau(\text{c})} = 4{,}55\times\frac{10^{-16}}{T_{1/2}(\text{c})}\,. \qquad (3)$$

Естественная ширина уровня определяется только процессами распада и она характеризует как ширину энергетического распределения падающих γ-квантов, так и ширину уровня поглощения ядер. Только в идеальном случае линии испускания и поглощения имеют естественную форму. Как указано в [5], если линии испускания и поглощения имеют лоренцеву форму и ширину Γ, то экспериментальная кривая также имеет лоренцеву форму, и для не очень толстого поглотителя аппаратурная ширина равна

$$\frac{\Gamma_{\text{апп}}}{\Gamma} = 2{,}00+0{,}27l\,, \quad 0\leqslant l\leqslant 5\,. \qquad (4)$$

Эффективная толщина поглотителя $l=f'na\sigma_0 t$, где f' — доля γ-лучей, поглощаемых без отдачи, n — концентрация атомов, a — относительная распространенность ядер, резонансно поглощающих γ-лучи, сечение поглощения в резонансе $\sigma_0 = 2\pi\lambda\!\!\!^{-2}(1+K)^{-1}(2I_{\text{в}}+1)/(2I_0+1)$, t — толщина поглотителя.

Если уширение уровня произошло по другим причинам, форма линии не обязательно должна быть лоренцевой. Измеряемая на опыте ширина резонансной линии $\Gamma_{\text{эксп}}$ — результат наложения линий источника и поглотителя. При тонких поглотителях и источниках и при отсутствии вибраций ширина линии, как видно из (4), практически равна удвоенной естественной ширине 2Γ. Увеличение толщины поглотителя заметно уширяет резонансную линию. Это объясняется тем, что кванты, энергия которых лежит вблизи максимума линии, сильно поглощаются уже в тонком поглотителе и для них увеличение толщины поглотителя сказывается слабее, чем на крыльях линии. Уширение линии может происходить и вследствие самопоглощения квантов в источнике, если в нем содержатся резонансно-поглощающие ядра. Существенный вклад в ширину линии дает так называемое аппаратурное уширение, связанное с несовершенством измерительной аппаратуры, в частности с вибрациями источника и поглотителя (доплеровское уширение) и с неравномерностью скорости перемещения поглотителя относительно источника.

На первый взгляд резонансное поглощение γ-лучей должно представлять собой распространенное и легко наблюдаемое явление. Казалось бы, для его обнаружения достаточно пропустить поток γ-лучей, испущенных радиоактивным источником, через поглотитель, содержащий те же ядра в невозбужденном состоянии. На самом деле это не так. Дело в том, что энергия E_γ, уносимая γ-квантом, оказывается меньше энергии E_0 перехода между уровнями. Небольшая, но вполне заметная доля энергии уносится ядром, которое вследствие отдачи начинает двигаться в сторону, противоположную направлению вылета γ-кванта.

Проведем некоторые простые оценки. Ядро, которое испускает γ-квант, приобретает импульс отдачи, равный по абсолютной величине импульсу γ-кванта. Если ядро свободно и первоначально покоится, то энергия отдачи R ядра массы $M_{\text{я}}$ равна

$$R=\frac{p^2}{2M_{\text{я}}}=\frac{E_\gamma^2}{2M_{\text{я}}c^2}\,. \qquad (5)$$

Рассмотрим в качестве примера ядро олова ^{119}Sn, у которого расстояние между основным и первым возбужденным уровнями равно $E_0 = 23{,}8$ кэВ. Энергия отдачи в этом случае составляет

$$R=\frac{E_\gamma^2}{2M_{\text{я}}c^2}\simeq\frac{E_0^2}{2M_{\text{я}}c^2}\simeq\frac{(2{,}38\times10^4)^2}{2\times119\times10^8}=2{,}5\times10^{-3}\ \text{эВ}\,. \quad (6)$$

Энергия, которая расходуется на отдачу ядра, поглощающего γ-квант, оказывается точно такой же, и поэтому линия испускания смещена на величину R влево, а линия поглощения — на столько же вправо от E_0.

Обсуждая влияние, которое оказывает сдвиг R на резонансное поглощение γ-лучей, следует иметь в виду, что величина R сама по себе не представляет существенного интереса. Важно соотношение между R и шириной Γ соответствующей резонансной линии. Резонансное поглощение возможно только в том случае, если спектры испускания и поглощения перекрываются, т.е. при условии

$$2R\leqslant\Gamma\,. \qquad (7)$$

Это условие почти никогда не выполняется для γ-переходов в свободных ядрах. Так, для рассмотренного ядра ^{119}Sn $\Gamma\simeq3\times10^{-8}$ эВ, т.е. на много порядков величины меньше R. Заметим, что при оптических переходах в атомах соотношение между R и Γ существенно иное. В этом случае энергии переходов оказываются на 4 порядка и, следовательно, R на 8 порядков величины меньше, чем при γ-излучении, а ширины уровней в этих процессах по порядку величины одинаковы. В этом случае резонансное поглощение легко наблюдается (Р. Вуд, 1904 г.).

В принципе, можно компенсировать энергетический сдвиг $2R$ с помощью эффекта Доплера. Для этого излучающие и поглощающие ядра должны двигаться друг относительно друга со скоростью v, равной

$$v = \frac{c \cdot 2R}{E_\gamma}\,. \tag{8}$$

Для ядер ^{119}Sn нужна скорость $v \simeq 60$ м с$^{-1}$.

В реальных условиях ширина линии испускания (и поглощения) складывается из собственной ширины линии и ее доплеровской ширины. Из этих двух ширин основную роль играет именно доплеровская ширина уровней, связанная с тепловым движением атомов. Произведем соответствующие оценки. Доплеровский сдвиг уровней Δ можно рассчитывать по нерелятивистским формулам, поскольку u — тепловая скорость атомов — много меньше скорости света:

$$\Delta = \frac{u}{c}\,E_\gamma \simeq \frac{u}{c}\,E_0\,. \tag{9}$$

Оценим величину u. Средняя кинетическая энергия, приходящаяся на одну степень свободы (движение по направлению к поглотителю или от него), равна $(1/2)k_{\mathrm B}T$. Имеем поэтому: $(1/2)M_{\text{я}}u^2 = (1/2)k_{\mathrm B}T$, или

$$u = \sqrt{\frac{k_{\mathrm B}T}{M_{\text{я}}}}\,. \tag{10}$$

Подставляя это значение в формулу (9) и принимая во внимание (6), найдем

$$\Delta = \sqrt{2Rk_{\mathrm B}T}\,. \tag{11}$$

Более аккуратный расчет, как будет показано ниже, дает

$$\Delta = 2\sqrt{Rk_{\mathrm B}T}\,. \tag{12}$$

При комнатных температурах $k_{\mathrm B}T \simeq 1/40$ эВ. Для ^{119}Sn

$$\Delta = 2\sqrt{2{,}3\times10^{-3}\times2{,}5\times10^{-2}} = 1{,}5\times10^{-2}\ \text{эВ}\,.$$

Мы видим, что доплеровская ширина линии существенно превосходит собственную ширину и в некоторых случаях (как, например, у ^{119}Sn) оказывается больше сдвига R. В результате доплеровского уширения линии испускания и поглощения частично перекрываются. Это означает, что существует некоторая доля γ-квантов, для которых отдача R скомпенсирована и резонансное поглощение может, в принципе, наблюдаться, однако вероятность этого процесса очень мала.

Так происходит испускание и поглощение γ-квантов при ядерных переходах, если можно пренебречь энергией связи в веществе, т.е. *считать ядра атомов свободными*. Перечисленные выше характерные черты ядерной резонансной флуоресценции были положены в основу экспериментальных методик в домёссбауэровский период.

Перейдем теперь к исследованию процессов поглощения и испускания γ-квантов ядрами, входящими в состав кристаллической решетки. Наиболее прост — и наименее интересен — случай, когда энергия отдачи превышает энергию связи ядра в решетке. При этом связь ядра становится малосущественной и никаких новых явлений не наступает. Энергия, необходимая для смещения ядра, довольно велика: она составляет 10–30 эВ. Формула (6) показывает, что рассматриваемый случай реализуется лишь при больших энергиях γ-квантов.

При испускании γ-квантов с $E_\gamma < 1$ МэВ энергия отдачи оказывается недостаточной для вырывания ядра из кристаллической решетки, а импульс — в той или иной форме — передается всему кристаллу. Чаще всего энергия отдачи переходит в звуковые колебания решетки. Такой процесс перехода очевиден не только с квантовой, но и с классической точки зрения. На квантовомеханическом языке следует говорить, что энергия отдачи передается квантам звуковых колебаний — фононам.

Процесс генерации фононов, а значит, и процесс трансформации энергии отдачи в звуковые волны, происходит тем легче, чем больше фононов уже имеется, т.е. при достаточно высоких температурах. Это обусловлено тем, что фононы подчиняются статистике Бозе–Эйнштейна и с температурой число фононов быстро возрастает. Согласно квантовой статистике вероятность генерации бозонов с частотой ω пропорциональна числу уже имеющихся бозонов с этой частотой (вынужденное излучение). При низких температурах этот процесс "бозонного усиления" маловероятен, и, если именно этот механизм маскирует бесфононный процесс, то возрастает доля событий, для описания которых справедлива формула (1). Действительно, если рассматривать баланс энергии и импульса для этих случаев, то в формуле (2), определяющей энергию отдачи, вместо массы ядра следует теперь подставлять массу всего кристалла. Вследствие этого энергия отдачи понижается на 10–20 порядков величины и становится столь малой, что может считаться равной нулю. О таких событиях принято говорить, что при них импульс отдачи передается всему кристаллу. Это утверждение, вообще говоря, неверно, хотя оно широко используется в литературе и фактически является научным жаргоном. Дело в том, что импульс, потерянный частицей (γ-квантом), взаимодействующей с одной из компонент составной мишени, всегда передается всей мишени.

Упругое рассеяние — это процесс без возбуждения внутренних степеней свободы мишени, но улетающая частица, строго говоря, имеет энергию $E_{\mathrm f}$, которая меньше исходной энергии $E_{\mathrm i}$ на энергию отдачи R, воспринимаемой всей мишенью. Упругое (без отдачи) испускание и поглощение γ-квантов в твердых телах носит название *эффекта Мёссбауэра*.

Перейдем к более детальному обсуждению процессов поглощения и испускания γ-квантов.

3. Излучение ядер в газе

Если свободное излучающее ядро движется до акта испускания γ-кванта со скоростью $\mathbf v$, то энергия отдачи оказывается иной, чем указывалось выше, так как изменение кинетической энергии в одной системе отсчета отличается от таковой в системе отсчета, движущейся по отношению к первой со скоростью $\mathbf v$:

$$\Delta E_2 = \Delta E_1 + \Delta\mathbf p_1\mathbf v\,, \tag{13}$$

где $\Delta\mathbf p_1$ — изменение импульса в первой системе.

В случае ансамбля хаотически движущихся невзаимодействующих друг с другом излучающих ядер (излучатель — классический идеальный газ) реализуется широкое распределение значений энергии излученных γ-квантов. Два первых момента этого распределения имеют вид

$$\langle E_\gamma \rangle_T = E_0 - R + \left\langle E_0 \frac{\mathbf{v}\hat{\mathbf{p}}}{c} \right\rangle_T = E_0 - R\,, \tag{14}$$

$$\langle E_\gamma^2 \rangle_T = \left\langle \left[E_0 - R + E_0 \frac{\mathbf{v}\hat{\mathbf{p}}}{c} \right]^2 \right\rangle_T \simeq \langle E_\gamma \rangle_T^2 \left(1 + \frac{\langle v^2 \rangle_T}{c^2} \right). \tag{15}$$

Символ $\langle \ldots \rangle_T$ означает усреднение по распределению скоростей ядер в излучающем газе при температуре T, а $\hat{\mathbf{p}} = \mathbf{p}_\gamma / |\mathbf{p}_\gamma|$. Из соотношений (14) и (15) следует, что

$$\langle E_\gamma^2 \rangle_T - \langle E_\gamma \rangle_T^2 = \langle E_\gamma^2 \rangle_T \frac{\langle v^2 \rangle_T}{c^2}\,. \tag{16}$$

Центр спектра испущенных γ-квантов расположен при значении энергии $E_0 - R$, а ширина этого распределения определяется среднеквадратичным значением скорости ядра до излучения.

Явный вид этого распределения нетрудно получить, принимая во внимание, что скорости атомов идеального газа имеют максвелловское распределение:

$$P(E_\gamma)\,\mathrm{d}E_\gamma = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \exp\left[-\frac{E_\gamma - E_0 \pm R}{\Delta^2} \right] \frac{\mathrm{d}E_\gamma}{\Delta}\,, \tag{17}$$

где $\Delta \simeq 2\sqrt{R k_{\mathrm{B}} T}$ (при $R \ll E_\gamma$) — доплеровская ширина линии излучения (знак $+$) или поглощения (знак $-$).

Мы учли, что

$$\overline{v_x^2} = \frac{2}{M}\,\overline{\mathcal{E}}_x = \frac{2}{M}\frac{kT}{2} = \frac{kT}{M}\,. \tag{18}$$

Здесь $\overline{\mathcal{E}}_x$ — средняя кинетическая энергия, приходящаяся на одну степень свободы движения атома в идеальном газе (вдоль направления импульса излученного кванта).

Строго говоря такая гауссова форма кривой энергетического распределения имеет место в центральной области распределения при выполнении условия $\Delta \gg \Gamma_0$. При $\Gamma \gg \Delta$ доплеровское уширение линии несущественно. При произвольном значении Γ/Δ убывание распределения при $|E_\gamma - (E_0 \pm R)| \gg \Gamma$ происходит в соответствии с формулой Брейта – Вигнера.

4. Правило сумм Липкина

Качественный анализ результатов об излучении γ-квантов движущимся ядром (это может быть и хаотическое тепловое движение атомов, находящихся в газовой фазе) показывает, что возможно появление γ-квантов как с энергией больше $E_0 - R$, так и с энергией меньше $E_0 - R$. Однако при этом среднее по спектру значение энергии отдачи ядра не зависит от характера движения ядер и равно R. Это утверждение следует из правила сумм Липкина, впервые получившего его в 1961 г. [13].

Правила сумм фиксируют значение суммы (интеграла) матричных элементов, характеризующих переходы между состояниями рассматриваемой системы, и их существование обусловлено вероятностным характером предсказаний квантовой механики. Простейшим и наиболее фундаментальным правилом сумм является утверждение того, что полная вероятность найти систему в одном из возможных состояний равняется единице.

Для нас представляет интерес, насколько изменяется состояние кристаллической решетки при поглощении или испускании γ-кванта.

Форма линии поглощения (испускания) γ-кванта с импульсом $\mathbf{p}$ определяется выражением

$$I(E_\gamma - E_R + E_{n_0}) = \sum_n F(E_\gamma - E_R + E_{n_0} - E_n) \times \\ \times \left| \left\langle n \left| \exp\left(\frac{\mathrm{i}\mathbf{p}\mathbf{R}}{\hbar} \right) \right| n_0 \right\rangle \right|^2, \tag{19}$$

где $|n\rangle$ ($|n_0\rangle$) и E_n (E_{n_0}) — волновая функция и энергия, описывающие движение центра масс поглощающего (испускающего) ядра в конечном (начальном) состоянии, $\mathbf{R}$ — радиус-вектор центра масс ядра. Функция $F(E_\gamma - E_R + E_{n_0} - E_n)$ есть ни что иное, как резонансный множитель в формуле Брейта – Вигнера (1), а $|\langle n|\exp(\mathrm{i}\mathbf{p}\mathbf{R}/\hbar)|n_0\rangle|^2$ определяет вероятность перехода из начального состояния $|n_0\rangle$ в одно из конечных $|n\rangle$.

Одно важное свойство функции $I(E)$ можно получить, не прибегая к сложным вычислениям. Разложим формально функцию $F(E_\gamma - E_R + E_{n_0} - E_n)$ в ряд Тейлора по степеням $(E_n - E_{n_0})$, т.е. по величине энергии, передаваемой при переходе $n \to n_0$:

$$I(E_\gamma - E_R + E_{n_0}) \simeq F(E_\gamma - E_R) + F'(E_\gamma - E_R) \times \\ \times \sum_n (E_n - E_{n_0}) \left| \left\langle n \left| \exp\left(\frac{\mathrm{i}\mathbf{p}\mathbf{R}}{\hbar} \right) \right| n_0 \right\rangle \right|^2 + \ldots \tag{20}$$

Мы учли, что вследствие замкнутости системы волновые функции $|n\rangle$ должны удовлетворять условию

$$\sum_n \left| \left\langle n \left| \exp\left(\frac{\mathrm{i}\mathbf{p}\mathbf{R}}{\hbar} \right) \right| n_0 \right\rangle \right|^2 = 1\,. \tag{21}$$

Это условие отражает тот факт, что сумма вероятностей перехода из начального состояния в любое другое состояние равна единице, и оно, как подчеркивалось выше, тоже может рассматриваться как правило сумм.

Непосредственный расчет показывает, что

$$\sum_n (E_n - E_{n_0}) \left| \left\langle n \left| \exp\left(\frac{\mathrm{i}\mathbf{p}\mathbf{R}}{\hbar} \right) \right| n_0 \right\rangle \right|^2 = \frac{p^2}{2M}\,, \tag{22}$$

где M — масса поглощающего (излучающего) ядра. Таким образом, правило сумм Липкина утверждает, что средняя энергия, передаваемая при γ-излучении ядра во все конечные состояния системы, точно равна энергии отдачи ядра.

На основе этого универсального соотношения можно сделать важное качественное предсказание о том, когда вероятность перехода без передачи энергии решетке будет заметной. Если есть в системе переходы в состояние с большой передачей энергии (даже большей энергии отдачи свободного ядра), т.е. если в случае ядра в кристалле существенны возбуждения жестких фононов, то этими переходами может быть почти полностью исчерпана сумма (22), в системе практически не возбуждаются длинноволновые фононы и вероятность перехода без изменения энергии (формально возбуждение фонона с $\lambda = \infty$) существенно увеличивается. Другими словами, вероятность эффекта Мёссбауэра в многоатомной решетке в общем случае будет всегда больше.

Так, в частности, наличие оптических ветвей в кристалле может резко изменить температурную зависимость эффекта Мёссбауэра. Это обусловлено тем, что тепловое возбуждение оптических фононов начинается при более высоких температурах, чем тепловое возбуждение акустических фононов. Поэтому, если оптические ветви играют в колебаниях излучающего атома существенную роль, то вероятность безфононного γ-излучения падает с температурой значительно медленнее по сравнению со случаем одноатомной решетки с той же температурой Дебая.

5. Ядро в кристаллической решетке

В случае излучения γ-кванта ядром, входящим в состав молекулы или кристалла, законы сохранения энергии и импульса должны выполняться по отношению к изолированной системе γ-квант + молекула или кристалл, содержащий излучающее ядро. При рассмотрении системы γ-квант + излучающее ядро законы сохранения энергии и импульса оказываются "развязанными" и открывается возможность таких процессов излучения γ-квантов, когда импульс воспринимается всем массивным излучателем и тем самым энергия отдачи практически равна нулю, т.е. энергия отдачи не приводит к изменению энергии излучения.

Следует отметить, что, как показал Ф.Л. Шапиро [3], хотя полное описание явления требует использования в полной мере квантовомеханических представлений, ряд характерных черт ядерного γ-резонанса в конденсированных средах удается описать в рамках наглядного классического подхода. Тепловые колебания атомов решетки приводят к тому, что излучающее ядро все время колеблется, т.е. за счет эффекта Доплера эти колебания производят частотную модуляцию γ-излучения. При этом в спектре излучения возникает большое число боковых линий. Чем выше температура, тем больше амплитуда этих колебаний, тем больше глубина модуляции и тем меньше интенсивность несущей частоты (несмещенной линии). Другими словами, линия Мёссбауэра хорошо выражена, если, как будет нами показано ниже, амплитуда колебаний атомов решетки невелика по сравнению с длиной волны γ-излучения.

Прежде чем переходить к вопросу о вероятности эффекта Мёссбауэра, проанализируем характерные интервалы времени, определяющие разные стороны этого процесса. Как было отмечено А.Б. Мигдалом [14], время излучения определяется как интервал времени $\tau_0 \sim \lambda_\gamma / c$, где λ_γ — длина волны излучения. Для γ-кванта с энергией $E_\gamma = 100$ МэВ

$$\lambda_\gamma = \frac{2\pi}{k_\gamma} = \frac{2\pi\hbar}{p_\gamma} = \frac{2\pi\hbar c}{p_\gamma c} = \frac{2\pi\hbar c}{E_\gamma} = 10^{-12}\ \text{см}\,, \tag{23}$$

при этом

$$\tau_0 = \frac{10^{-12}}{3 \times 10^{10}} \simeq 0{,}3 \times 10^{-22}\ \text{с}\,. \tag{24}$$

Для $E_\gamma = 100$ кэВ длина волны составит 10^{-9} см и соответственно $\tau_0 \simeq 3 \times 10^{-20}$ с. Строго говоря, наша оценка справедлива при $\lambda > R_я \sim 10^{-12}$ см, когда $\tau_0 \sim R_я / c$. Наш первый пример определяет границу этих двух оценок. В практически интересных случаях $E_\gamma = 10-100$ кэВ и $\tau_0 \sim (1{,}5-0{,}3) \times 10^{-19}$ с.

Поэтому естественно предположить, что весь процесс излучения можно рассматривать проходящим в два этапа. Первый — собственно процесс излучения с характерным временем τ_0 и второй — завершающая стадия, когда в игру вступают медленные степени свободы, молекулярные и твердотельные, с характерными временами $\tau_1 \sim 10^{-13}$ с. Таким образом, в процессе излучения γ-кванта излучающее ядро мгновенно получает импульс отдачи $\mathbf{p}_\gamma$, но за время $\tau_0 \ll \tau_1$ практически не сдвигается из первоначального положения.

Так как излучение γ-кванта может происходить в любой момент времени в течение времени жизни возбужденного состояния ядра $\sim \hbar/\Gamma$, то процесс испускания следует считать завершенным по истечении именно этого отрезка времени. Только после этого мы можем говорить о фиксированной энергии улетающего кванта и определенном возбуждении фононной подсистемы в кристалле. Поэтому окончательный результат зависит от величины параметра $\tau_1 \Gamma / \hbar$. При $\tau_1 \Gamma / \hbar \gg 1$ ядро в кристалле излучает как свободное, а при $\tau_1 \Gamma / \hbar \ll 1$ на энергетическое распределение γ-квантов оказывает существенное влияние связь ядра в кристалле (молекуле).

Итак, в первом случае следует ожидать, что ядро излучает как свободное, движущееся с импульсом $\mathbf{p}_0$. Вероятность появления того или иного значения $\mathbf{p}_0$ задается распределением импульсов ядра в кристаллическом образце. Во втором предельном случае в соответствии с общими правилами квантовой механики возбуждение первоначального движения центра масс ядра распадается на набор независимых собственных движений гармонического кристалла: нормальные колебания кристалла с возбуждением различного числа квантов этих колебаний — фононов. Это преобразование на полуклассическом уровне можно трактовать как процесс излучения различного числа фононов. Анализ такого процесса может быть проведен на базе теоретико-вероятностных гипотез, лежащих в основе представления о пуассоновском случайном процессе. Само применение полуклассического рассмотрения этого процесса основано на свойствах движения гармонического осциллятора, внезапно получившего импульс $\mathbf{p}$, допускающих такое неквантовое описание.

Таким образом, последующее движение ядра, входящего в состав молекулы или кристалла, строго говоря, нуждается в точном квантовомеханическом описании. Чтобы максимально упростить изложение, не утратив существа задачи, рассмотрим следующую модель движения центра масс излучающего ядра: одномерный гармонический осциллятор (потенциальная энергия $U(x) = kx^2/2$), первоначально находившийся в основном состоянии $|0\rangle$.

Сразу после испускания γ-кванта волновая функция осциллятора, описывающая движение центра масс ядра, имеет вид

$$|f\rangle = \exp\left(\mathrm{i}\frac{p_\gamma}{\hbar}x\right)|0\rangle\,. \tag{25}$$

Такая внезапная "встряска" медленной подсистемы (движения центра масс ядра) приводит к возможности возбуждения состояний осциллятора с $n \geqslant 1$ (n — квантовое число возбужденного уровня с энергией $\mathcal{E}_n = \hbar\omega(n+1/2)$, ω — частота осциллятора). Наряду с этим есть вероятность осциллятору остаться в невозбужденном состоянии $|0\rangle$. Волновая функция $|f\rangle$ представляет собой линейную комбинацию собственных состояний осциллятора

$$|f\rangle = \sum_{n=0}^{\infty} C_n |n\rangle \,. \tag{26}$$

Вероятность $\widetilde{W}_n$ возбуждения состояния $|n\rangle$ в соответствии с законами квантовой механики определяется величиной $|C_n|^2$. Поскольку акты возбуждения конкретного состояния $|n_0\rangle$ независимы от возбуждения других состояний, то теоретико-вероятностные соображения подсказывают, что для $\widetilde{W}_n$ имеет место распределение Пуассона

$$\widetilde{W}_f \equiv \widetilde{W}_n = \frac{\langle n\rangle^n}{n!} \exp\big(-\langle n\rangle\big)\,, \qquad \sum_{n=0}^{\infty} \widetilde{W}_n = 1\,. \tag{27}$$

Символ $\langle\ldots\rangle$ означает усреднение по распределению $\widetilde{W}_n$.

Такой вид $\widetilde{W}_n$ подтверждается строгим квантовомеханическим расчетом. Для $\langle n\rangle$ с очевидностью из предыдущего рассмотрения следует выражение

$$\langle n\rangle = \frac{R}{\hbar\omega} = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2\hbar\omega}\,. \tag{28}$$

Интересующая нас вероятность для осциллятора остаться в исходном состоянии $|0\rangle$, несмотря на передачу импульса p_γ, определяется выражением

$$\widetilde{W}_0 = \exp\big(-\langle n\rangle\big)\,. \tag{29}$$

Это означает, что с такой вероятностью регистрируется линия излучения с естественной шириной Γ, т.е.

$$P(E_0) \propto \frac{\widetilde{W}_0}{(E_\gamma - E_0)^2 + \Gamma^2/4}\,. \tag{30}$$

Аналогично с вероятностью $\widetilde{W}_1 = \langle n\rangle \exp(-\langle n\rangle)$ появляется линия излучения, соответствующая возбуждению одного фонона и имеющая форму

$$\frac{1}{(E_\gamma - E_0 + \hbar\omega)^2 + \Gamma^2/4}\,, \tag{31}$$

и т.д.

Этот результат (ограничимся обсуждением несмещенной линией излучения) непосредственно обобщается на случай гармонического кристалла, состоящего из N атомов. При этом вероятность $\widetilde{W}_f$ представляет собой произведение $S = 3N - 6 \simeq 3N$ вероятностей $\widetilde{W}_{n_i}$ для каждого из независимых нормальных колебаний

$$\widetilde{W}_f = \prod_{i=1}^{S} \widetilde{W}_{n_i}\,. \tag{32}$$

Такая модель локализованных колебаний кристалла носит название эйнштейновской модели. В более реалистичной модели динамика кристалла описывается системой независимых распространяющихся коллективных движений (фононов). В этом случае также сохраняется структура $\widetilde{W}_f$, поскольку отдельные моды коллективного движения независимы. Теперь под n_i следует понимать число возбужденных фононов — квантов i-го колебания.

Для вероятности перехода без отдачи мы имеем

$$\widetilde{W}_0 = \prod_{i=1}^{S} \exp\left[-\frac{(\mathbf{p}_\gamma \mathbf{e}_i)^2}{2M\hbar\omega_i}\right] = \exp\left[-\sum_{i=1}^{S} \frac{(\mathbf{p}_\gamma \mathbf{e}_i)^2}{2M\hbar\omega_i}\right] = \\ = \exp[-2W_0]\,. \tag{33}$$

Здесь ω_i и $\mathbf{e}_i$ — частота и вектор поляризации i-го нормального колебания в кристалле.

Величина $\exp[-2W_0]$ представляет собой известный из теории рассеяния рентгеновских лучей и тепловых нейтронов в кристаллах так называемый тепловой фактор Дебая – Валлера. Кристаллическая мишень поддерживается при нулевой температуре $T = 0$. В случае простой кубической решетки полученное выше соотношение (28) может быть записано в виде

$$\sum_i \frac{(\mathbf{p}_\gamma \mathbf{e}_i)^2}{2M\hbar\omega_i} = \frac{p^2}{2M} \frac{1}{3N} \sum_{i=1}^{3N} \frac{1}{\hbar\omega_i} = \frac{p^2}{2M} \left\langle \frac{1}{\hbar\omega} \right\rangle. \tag{34}$$

Здесь $\langle\ldots\rangle$ означает усреднение по спектру частот нормальных колебаний кристалла, а именно,

$$\left\langle \frac{1}{\hbar\omega} \right\rangle = \int_0^{\omega_{\max}} \frac{g(\omega)}{\hbar\omega}\, \mathrm{d}\omega\,, \quad \int_0^{\omega_{\max}} g(\omega)\, \mathrm{d}\omega = 1\,. \tag{35}$$

Число колебаний в интервале $(\omega + \mathrm{d}\omega, \omega)$ равно $3Ng(\omega)\,\mathrm{d}\omega$.

В случае дебаевской модели кристалла

$$g(\omega)\,\mathrm{d}\omega = \begin{cases} \dfrac{3\omega^2}{\omega_{\max}^3}\,\mathrm{d}\omega & \text{при} \quad \omega \leqslant \omega_{\max} = \omega_{\mathrm{D}}\,, \\ 0 & \text{при} \quad \omega \geqslant \omega_{\max}\,, \end{cases} \tag{36}$$

где дебаевская частота ω_{D}, а дебаевская температура $\Theta = \hbar\omega_{\max}/k$.

Соответственно в этой модели

$$\left\langle \frac{1}{\hbar\omega} \right\rangle = \frac{3}{\omega_{\max}^3} \int_0^{\omega_{\max}} \frac{\omega'\,\mathrm{d}\omega}{\hbar\omega} = \frac{3}{2} \frac{\omega_0^2}{\omega_{\mathrm{D}}^3} = \frac{3}{2\hbar\omega_{\mathrm{D}}}\,, \tag{37}$$

$$\langle n\rangle = \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2} \left\langle \frac{1}{\hbar\omega} \right\rangle = \frac{3E_\gamma^2}{4Mc^2} \frac{1}{\hbar\omega_{\mathrm{D}}} = \frac{3}{4} \frac{E_\gamma^2}{Mc^2} \frac{1}{k\Theta}\,. \tag{38}$$

Вероятность появления несмещенной линии тем больше, чем выше дебаевская температура кристалла и чем меньше энергия ядерного γ-перехода (в соответствии с выводом из правила сумм Липкина).

Фактор Дебая – Валлера, таким образом, имеет вид

$$\exp[-2W_0] = \exp\big[-\langle n\rangle\big] = \exp\left[-R\left\langle \frac{1}{\hbar\omega} \right\rangle\right]. \tag{39}$$

Фактору Дебая – Валлера нетрудно придать другую форму, которая соответствует качественно отличной интерпретации, а именно, в соответствии с теоремой вириала имеем

$$\frac{1}{2}\,M\omega^2\langle x^2\rangle = \frac{\langle p^2\rangle}{2M} = \frac{E_{\text{полн}}}{2} = \frac{\hbar\omega}{4}\,, \qquad T=0\,. \tag{40}$$

Отсюда

$$\langle x^2\rangle = \frac{\hbar}{2M\omega}\,, \qquad \frac{1}{\hbar\omega} = \langle x^2\rangle\,\frac{2M}{\hbar^2}\,, \tag{41}$$

$$\langle p^2\rangle = \frac{M\hbar\omega}{2}\,, \qquad \frac{1}{\hbar\omega} = \frac{1}{\langle p^2\rangle}\,\frac{M}{2}\,. \tag{42}$$

Легко видеть, что

$$\langle x^2\rangle\langle p^2\rangle = \frac{\hbar^2}{4} \tag{43}$$

в соответствии с соотношением неопределенностей.

Используя эти соотношения, фактор Дебая – Валлера мы можем переписать в виде

$$\begin{aligned}\exp[-2W_0] &= \exp\left[-\frac{R}{\hbar\omega}\right] = \exp\left[-R\,\frac{2M}{\hbar^2}\,\langle x^2\rangle\right] = \\ &= \exp\left[-\frac{E_\gamma^2}{\hbar^2c^2}\,\langle x^2\rangle\right] = \exp\left[-k_\gamma^2\langle x^2\rangle\right] = \\ &= \exp\left[-\frac{4\pi^2\langle x^2\rangle}{\lambda_\gamma^2}\right].\end{aligned} \tag{44}$$

Фактор Дебая – Валлера, записанный в таком виде, указывает, что волны, испущенные в разных точках, складываются в точке наблюдения $\mathbf{R_0}$, имея случайный фазовый фактор $\exp[\mathrm{i}\varphi(\mathbf{R}_0,\mathbf{x})] = \exp(\mathrm{i}k_\gamma x)$. Если дисперсия $\varphi(\mathbf{R}_0,\mathbf{x})$ невелика и различные значения смещений независимы, то в результате усреднения по гауссову распределению получим, что

$$\big\langle \exp\left[\mathrm{i}\varphi(R_0,x)\right]\big\rangle = \exp\left(-\frac{4\pi^2\langle x^2\rangle}{\lambda^2}\right). \tag{45}$$

Нарушением когерентности складываемых волн можно пренебречь, если $\sqrt{\langle x^2\rangle} \ll \lambda/2\pi$.

Совершенно другая физическая интерпретация, дополнительная к предыдущей, может быть получена, если записать

$$\exp(-2W_0) = \exp\left(-\frac{\hbar^2k_\gamma^2}{4\,\langle p^2\rangle}\right). \tag{46}$$

Когерентность излучения не разрушается, если импульс отдачи мал по сравнению с разбросом импульса осциллирующего ядра $\sqrt{\langle p^2\rangle}$. Переход от волновой картины процесса к корпускулярной происходит в соответствии с соотношением неопределенностей (43).

6. Ненулевые температуры

Аргументы, основанные на предположении о независимости актов возбуждения фононов при излучении γ-кванта, не действительны, когда излучатель находится при ненулевой температуре. Кванты гармонических колебаний (в кристалле это фононы) являются квазичастицами, подчиняющимися статистике Бозе – Эйнштейна, и их нельзя рассматривать как независимые вследствие специфических статистических корреляций между ними (вынужденное излучение фононов). Однако в случае кристаллического излучателя можно воспользоваться рассмотренным выше выражением для теплового фактора Дебая – Валлера, справедливого при любой температуре,

$$\exp(-2W_f)_T = \exp\left(-\frac{4\pi^2\langle u^2\rangle_T}{\lambda^2}\right). \tag{47}$$

Здесь $\langle u^2\rangle_T$ — средний квадрат смещения излучающего ядра в гармоническом кристалле. Воспользуемся связью $\langle u^2\rangle_T$ с полной энергией

$$\frac{M\omega^2\langle u^2\rangle_T}{2} = \hbar\omega\left[\langle n_\omega\rangle_T + \frac{1}{2}\right], \quad \langle n_\omega\rangle_T = \frac{1}{\exp(\hbar\omega/kT)-1}\,. \tag{48}$$

Мы снова ограничились одной степенью свободы. В результате имеем

$$\langle u^2\rangle_T = \frac{2\hbar}{M\omega}\left[\langle n_\omega\rangle_T + \frac{1}{2}\right]. \tag{49}$$

В случае одноатомной кубической решетки

$$\begin{aligned}2W_T &= \frac{\hbar k_\gamma^2}{2M}\,\frac{1}{3N}\sum_{s=1}^{3N}\frac{2\langle n_s\rangle_T+1}{\omega_s} = \\ &= \frac{\hbar k_\gamma^2}{2M}\int_0^{\omega_{\max}}\frac{2\langle n_s\rangle_T+1}{\omega}\,g(\omega)\,\mathrm{d}\omega = \\ &= \frac{R}{\hbar}\int_0^{\omega_{\max}}\left[\frac{2}{\exp(\hbar\omega/kT)-1}+1\right]\frac{g(\omega)\,\mathrm{d}\omega}{\omega}\,.\end{aligned} \tag{50}$$

В дебаевском приближении получаем

$$2W_T = \frac{6R}{k\Theta}\left[\frac{1}{4}+\frac{T}{\Theta}\,\Phi\left(\frac{\Theta}{T}\right)\right], \quad \Phi(x) = \frac{1}{x}\int_0^x\frac{t\,\mathrm{d}t}{\exp t-1}\,. \tag{51}$$

В предельных случаях больших и малых по сравнению с дебаевской температурой T имеем

$$2W_T \simeq \frac{3R}{2k\Theta}\left[1+\frac{2\pi^2}{3}\left(\frac{T}{\Theta}\right)^2\right], \qquad T \ll \Theta\,, \tag{52}$$

$$2W_T \simeq \frac{6R}{k\Theta}\left(\frac{T}{\Theta}\right)^2, \qquad T \gg \Theta\,. \tag{53}$$

В случае малого числа колебательных степеней свободы эти результаты нуждаются в уточнении. Вне нашего рассмотрения оказались некоторые корреляции между квантами одного и того же типа колебаний. В такой большой системе, как кристалл ($3N \gg 1$), неучтенные нами поправки оказываются малыми. Однако в одномерном случае тепловую экспоненту, как показывает точный квантовомеханический расчет, следует умножить на дополнительный фактор, и в таком случае мы получаем

$$\widetilde{W}_0 = \exp(-2W_T)I_0\left(2W_T\,\mathrm{sh}^{-1}\,\frac{\hbar\omega}{2kT}\right). \tag{54}$$

Здесь $I_0(x)$ — функция Бесселя нулевого порядка от мнимого аргумента. При $T\to 0$, как известно,

$I_0\big(2W_T\,\mathrm{sh}^{-1}(\hbar\omega/2kT)\big) \to I_0(0) = 1$ и мы приходим к уже полученному выше результату $\exp(-2W_0)$. Если число нормальных колебаний в системе велико, то

$$\widetilde{W}_0 = \exp(-2W_T)\prod_{s=1}^{3N} I_0\left(2W_{Ts}\,\mathrm{sh}^{-1}\frac{\hbar\omega_s}{2kT}\right), \tag{55}$$

где $2W_{T_s} \sim 2W/N$ — вклад каждого из нормальных колебаний в $2W_T$.

Указанное уточнение прежнего результата $\widetilde{W}_0 = \exp(-2W_T)$ существенно, когда среди большого числа равноправных колебательных степеней свободы имеется небольшое число выделенных степеней свободы. Такая ситуация реализуется в случае, когда излучатель помещен в кристалл из других атомов, т.е. представляет собой примесь.

7. Возбуждение большого числа фононов

Обратимся теперь к той части линии излучения, которое сопровождается возбуждением (поглощением) большого числа фононов. При $T = 0$ возможны переходы только с возбуждением квантов упругих колебаний. В качестве отправного пункта используем распределение Пуассона

$$\widetilde{W}_n = \frac{\langle n\rangle^n}{n!}\exp(-\langle n\rangle)\,. \tag{56}$$

Если $n = \langle n\rangle(1+\varepsilon)$ и $\langle n\rangle \gg 1$, а $\varepsilon \ll 1$, распределение Пуассона сводится к распределению Гаусса

$$\widetilde{W}_n \simeq \frac{1}{\sqrt{2\pi\langle n\rangle}}\exp\left[-\frac{(n-\langle n\rangle)^2}{2\langle n\rangle}\right], \quad \big\langle (n-\langle n\rangle)^2\big\rangle = \langle n\rangle,$$

$$\sigma = \sqrt{\big\langle (n-\langle n\rangle)^2\big\rangle} = \sqrt{\langle n\rangle}\,. \tag{57}$$

В области больших n ($n \gg 1$) и малых удалений от $\langle n\rangle$ ($n = \langle n\rangle(1+\varepsilon)$, $\varepsilon \ll 1$) вместо распределения Пуассона мы будем иметь дело с распределением Гаусса. Тем самым при $T = 0$ в случае гармонического осциллятора $\langle n\rangle = 2W_0 = R/\hbar\omega$ мы имеем

$$P(E_\gamma)\,\mathrm{d}E_\gamma = \frac{1}{\sqrt{2\pi R\hbar\omega}}\exp\left[-\frac{(E_\gamma - E_0 \pm R)^2}{2R\hbar\omega}\right]\mathrm{d}E_\gamma\,. \tag{58}$$

Сравним это распределение с распределением E_γ в случае излучающего ядра в газе при температуре T:

$$P(E_\gamma)\,\mathrm{d}E_\gamma = \frac{1}{\sqrt{\pi}}\frac{\mathrm{d}E_\gamma}{\Delta}\exp\left[-\frac{(E_\gamma - E_0 \pm R)^2}{\Delta^2}\right],$$

$$\Delta = 2\sqrt{RkT}\,. \tag{59}$$

Для квадратов ширин этих распределений имеем

$$\Delta^2_{\text{осц}} = 2R\hbar\omega = 4R\mathcal{E}_0 = 8R\langle\mathcal{E}_{\text{к}}\rangle_{T=0}\,, \quad T = 0\,,$$

$$\Delta^2_{\text{газ}} = 4RkT = 8R\langle\mathcal{E}_{\text{к}}\rangle\,. \tag{60}$$

Чтобы получить интерполяционную формулу, правильно описывающую оба предельных случая, мы можем переписать приведенные выше соотношения в виде

$$\Delta^2_{\text{осц}} = 8R\langle\mathcal{E}_{\text{к}}\rangle_T = 4R\langle\mathcal{E}_{\text{полн}}\rangle_T\,. \tag{61}$$

В дебаевской модели

$$\langle\mathcal{E}_{\text{полн}}\rangle_T = 3kT\left(\frac{T}{\Theta}\right)^3\int_0^{\Theta/T}\left(\frac{1}{\exp t - 1} + \frac{1}{2}\right)t^3\,\mathrm{d}t\,. \tag{62}$$

В случае произвольного спектра частот нормальных колебаний кристалла

$$\langle\mathcal{E}_{\text{полн}}\rangle_T = \int_0^{\omega_{\max}} g(\omega)\hbar\omega\left[\langle n_\omega\rangle + \frac{1}{2}\right]\mathrm{d}\omega\,. \tag{63}$$

Таким образом, при произвольном значении температуры ширина распределения энергии γ-излучения, сопровождающаяся испусканием (и поглощением) большого числа фононов, определяется выражением

$$\Delta^2 = 4R\langle\mathcal{E}_{\text{полн}}\rangle_T\,. \tag{64}$$

В области высоких температур возможно классическое рассмотрение движения центра масс излучателя. Тогда важно только распределение по скорости и, действительно,

$$\Delta^2 = 8R\langle\mathcal{E}_{\text{к}}\rangle = 4R\langle\mathcal{E}_{\text{полн}}\rangle\,, \qquad T \gg \Theta\,. \tag{65}$$

В то же время

$$\Delta^2 = 4R\mathcal{E}_{\text{полн}} = 2R\hbar\omega\,, \qquad T = 0\,. \tag{66}$$

8. Заключение

Мы не обсуждали многие вопросы, относящиеся к эффекту Мёссбауэра, которые, несомненно, имеют большое значение. Это относится, в частности, к когерентным эффектам. Дело в том, что волны, соответствующие когерентно рассеянным γ-квантам от двух рассеивателей, могут интерферировать друг с другом, а в случае, когда резонансно рассеивающие ядра регулярно внедрены в кристаллическую решетку, возможна (и экспериментально наблюдается) резонансная ядерная дифракция γ-квантов. Кроме того, при высокой концентрации резонансно рассеивающих ядер происходит подавление неупругих каналов ядерной реакции, эффект, предсказанный Ю.М. Каганом и А.М. Афанасьевым [15] и затем подтвержденный в целом ряде экспериментов.

Мы совсем не касались развития методики экспериментов (рассмотрение практических аспектов исследований подробно обсуждается в обзоре [16], а в работе [17] приводятся методы анализа мёссбауэровских спектров). Большинство исследований, связанных с использованием эффекта Мёссбауэра, выполнялось и выполняется в геометрии пропускания, что определяется простотой, большой величиной эффекта, высокой скоростью счета. Однако следует отметить, что проводятся и опыты с регистрацией рассеянного излучения, с регистрацией вторичных рентгеновских лучей и конверсионных электронов. При конверсионной мёссбауэровской спектроскопии резонансное поглощение γ-квантов регистрируется по изменению интенсивности вылетающих из образца конверсионных электронов. При эмиссионной спектроскопии [18] изучаемым объектом являются вещества, в которые введены радиоактивные ядра, образующие в результате ядерных превращений и последующего каскада γ-переходов возбужденное ядро, испускающее резонансные γ-кванты.

Мы отмечали, что необычайно широк спектр использования эффекта Мёссбауэра в других науках таких, как химия [19], биология [20], магнетизм [21], физика поверхности [22], металлофизика, археология, геология, медицина. Мёссбауэровская спектроскопия обладает тем неоспоримым преимуществом, что в одном эксперименте можно определить вероятности эффекта, величину температурного смещения, химического сдвига, квадрупольного и магнитного расщеплений, формы линий отдельных компонент. Это сочетается с возможностью влиять на мёссбауэровские спектры с помощью внешних воздействий таких, как температура, давление, электрические и магнитные поля, ультразвук и т.д. Одним из перспективных направлений использования эффекта Мёссбауэра является исследование возможности создания на его основе γ-лазера [23].

Большое внимание уделяется в настоящее время использованию синхротронного излучения в γ-резонансной спектроскопии [24, 25].

Среди теоретических исследований последних лет следует обратить внимание на работы [26–28]. В статье Ломоносова и Сазонова [26] развита временна́я теория резонансной флуоресценции и проанализирована динамика формирования и распространения в пространстве волновых пакетов рассеянных частиц. Хой [27] рассчитал одномерную квантовомеханическую модель ядерного резонансного рассеяния γ-излучения с учетом возможных резонансных переизлучений. Это особенно существенно для аккуратного временно́го анализа спектроскопических данных. Крайне интересна появившаяся недавно работа Кончаровской с соавторами [28], в которой обращается внимание на возможность управления с помощью когерентного оптического поля лазера ядерно-электронной системы. Как показали авторы этой работы, за счет связи между электронными и ядерными степенями свободы можно существенно изменять спектры излучения (поглощения) изомерных уровней ядер.

И, наконец, следует сделать еще два замечания. Во-первых, хотя мы все время говорили об эффекте Мёссбауэра, практически все выводы справедливы и для случая рассеяния в кристаллической решетке электронов или нейтронов, также сопровождающегося возбуждением фононной подсистемы. Во-вторых, несмещенная линия может наблюдаться не только в кристаллах, но и в больших биологических молекулах или сложных химических веществах. В таких объектах отдельные фрагменты молекул могут занимать не одно, а несколько устойчивых равновесных положений, и при достаточно высоких температурах происходят случайные переходы фрагмента из одного состояния в другое. Так как движение фрагмента ограничено в пространстве, то спектры поглощения и испускания ядер, входящих в состав таких фрагментов, содержат несмещенную линию естественной ширины на фоне дополнительной линии лоренцевой формы, отражающей их диффузию [29, 30].

Список литературы

1. Mössbauer R L *Z. Phys.* **151** 124 (1958)
2. Mössbauer R L *Z. Naturforsch. Teil A* **14** 211 (1959)
3. Шапиро Ф Л *УФН* **72** 685 (1960)
4. Каган Ю М, в сб. *Эффект Мёссбауэра* (Под ред. Ю М Кагана) (М.: ИЛ, 1962) с. 5
5. Фрауенфельдер Г *Эффект Мёссбауэра* (М.: Атомиздат, 1964) [Frauenfelder H *The Mössbauer Effect* (New York: Benjamin, 1962)]
6. Gonser U, *in Mössbauer spectroscopy* (Ed. U Gonser) (New York: Springer-Verlag, 1975)
7. Липкин Г *Квантовая механика* (М.: Мир, 1977) [Lipkin H J *Quantum Mechanics* (New Approaches to Selected Topics) (Amsterdam: North-Holland Publ. Co., 1973)]
8. Вертхейм Г *Эффект Мёссбауэра. Принципы и применения* (М.: Мир, 1966) [Wertheim G K *Mössbauer Effect. Principles and Applications* (New York: Academic Press, 1964)]
9. Шпинель В С *Резонанс гамма-лучей в кристаллах* (М.: Наука, 1969)
10. *Mössbauer spectroscopy* (Ed. U Gonser) (New York: Springer-Verlag, 1975)
11. Мастеров В Ф, Насрединов Ф С, Серегин П П *Мёссбауэровская спектроскопия* (*Лабораторный практикум*) (Спб.: Изд-во СПбГТУ, 1996)
12. Игошин Ф Ф, Самарский Ю А, Ципенюк Ю М *Физическое образование в вузах* **5** (3) 147 (1999)
13. Lipkin H J *Ann. Phys.* (N.Y.) **9** 332 (1960) [русский перевод см. [4], с. 183]
14. Мигдал А Б *Качественные методы в квантовой теории* (М.: Наука, 1975) с. 92
15. Афанасьев А М, Каган Ю М *ЖЭТФ* **48** 327 (1965)
16. Gancedo J R, Gracia M, Marco J F *Hyp. Int.* **83** 71 (1994)
17. Vandernberghe R E, de Grave E, de Bakker P M A *Hyp. Int.* **83** 29 (1994)
18. Hagy D L *Hyp. Int.* **83** 3 (1994)
19. *Химические применения мёссбауэровской спектроскопии* (Пер. с англ. под ред. В И Гольданского, Р М Хабера) (М.: Мир, 1970)
20. Frauenfelder H *Hyp. Int.* **90** 21 (1994)
21. Johnson C E *Hyp. Int.* **90** 27 (1994)
22. Белозерский Г Н *Мёссбауэровская спектроскопия как метод исследования поверхности* (М.: Энергоатомиздат, 1990)
23. Высоцкий В И, Кузьмин Р Н *Гамма-лазеры* (М.: Изд-во Моск. ун-та, 1989)
24. Беляков В А *Дифракционная оптика периодических сред сложной структуры* (М.: Наука, 1988)
25. Kohn V G, Smirnov G V *Phys. Rev. B* **57** 5788 (1998)
26. Ломоносов В В, Сазонов С Б *ЖЭТФ* **107** 86 (1995)
27. Hoy G *J. Phys. Cond. Matt.* **9** 8749 (1997)
28. Koncharovskaya O, Kolesov R, Rostovtsev Yu *Phys. Rev. Lett.* **82** 3593 (1999)
29. Подгорецкий М И, Степанов А В *ЖЭТФ* **40** 561 (1961)
30. Singwi K S, Sjölander A *Phys. Rev.* **120** 1093 (1960) [русский перевод см. [4] с. 193]