

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЕ

А. Ahmadi¹, И. Д. Феранчук², А. С. Лобко³

¹*Physics Department, Malayer Branch, Islamic Azad University, Malayer, Iran*

²*Белорусский государственный университет*

³*Институт ядерных проблем БГУ*

Эффект Мессбауэра (ядерный γ -резонанс) – явление испускания или поглощения γ -квантов атомными ядрами в твёрдом теле, не сопровождающееся изменением колебательной энергии тела, т.е. без испускания или поглощения фононов (без отдачи) [1]. Таким переходам соответствуют линии испускания и поглощения γ -лучей, обладающие естественной шириной Γ . Малые величины абсолютных значений Γ (10^{-5} – 10^{-10} эВ) позволяют проводить измерения сдвигов и расщеплений линий, обусловленных взаимодействием ядра с внутренними электрическими и магнитными полями, и тем самым получать информацию о структуре, составе, химических связях и магнитных свойствах вещества, содержащего резонансный нуклид. Измерения вероятности γ -резонанса, т.е. доли испущенных или поглощённых γ -квантов без отдачи, и её зависимости от температуры T позволяют получить сведения об особенностях взаимодействия атомов в твёрдых телах и о колебаниях кристаллической решетки.

Это физическое явление, отмеченное Нобелевской премией 1961 года [2], легло в основу мессбауэровской спектроскопии. Мессбауэровская спектроскопия в настоящее время представляет собой мощный и хорошо разработанный метод диагностики, применяемый в основном в физике твердого тела, химии, биологии и геологии (напр. [3]). Хорошо известны эксперименты с применением эффекта Мессбауэра и в фундаментальной физике [1]. Мессбауэровская спектроскопия предоставляет информацию о трех типах сверхтонких взаимодействий: изомерном (химическом) сдвиге, квадрупольном взаимодействии и магнитном расщеплении (эффекте Зеемана). Благодаря высокой энергии гамма-излучения и малой естественной ширины бесфононных (резонансных) линий, в мессбауэровской спектроскопии достигается рекордное относительное разрешение по энергии порядка 10^{-12} и выше. Для осуществления ядерного гамма-резонанса требуется наличие т.н. «мессбауэровской пары» – источник–поглотитель. В этом случае радиоактивное ядро в источнике, испуская гамма-квант в процессе изомерного ядерного перехода, оказывается в стабильном состоянии. Этим излучением облучают поглотитель, содержащий соответствующие ядра в стабильном состоянии, с целью перевода их в возбужденное состояние, т. е. получения изомера, распавшегося в источнике. Таким образом, измерительная установка должна состоять из источника излучения s , образца-поглотителя a , устройства модуляции (вibrатора) энергии излучения с помощью эффекта Доплера $\pm V$ (несколько мм/с) и схемы селективного детектирования резонансного гамма-излучения. Регистрация спектров заключается в измерении скорости счета резонансных гамма-квантов в зависимости от скорости относительного движения источника и поглотителя.

Технологически наиболее сложным элементом установки мессбаэровской спектроскопии является специализированный источник излучения. Именно из-за сложности получения таких источников этот метод не получил должного распространения. До настоящего времени эффект Мессбауэра наблюдался на более чем сорока изотопах (Рис. 1), однако в реальности достаточно широко используются только три – ^{57}Fe , ^{119}Sn и ^{151}Eu , для которых изотопные источники наиболее доступны.

Изотопы, применявшиеся в более 1000 работах: ^{57}Fe , ^{119}Sn
Изотопы, использовавшиеся в от 100 до 1000 статьях: ^{61}Ni , ^{67}Zn , ^{99}Ru , ^{121}Sb , ^{125}Te , ^{129}I , ^{181}Ta , ^{182}W , ^{191}Ir , ^{197}Au , ^{151}Eu , ^{155}Gd , ^{166}Er , ^{169}Tm , ^{170}Yb , ^{237}Np
Элементы, имеющие мессбаэровские изотопы, но фактически не применяющиеся на практике: K, Mn, Ge, Kr, Tc, Ag, Xe, Cs, Ba, La, Hf, Re, Os, Pt, Hg, Pr, Nd, Pm, Sm, Tb, Dy, Ho, Lu, Th, Pa, U, Pu, Am

Рис. 1. Изотопы, для которых наблюдался эффект Мессбауэра, и соответствующее число научных публикаций с их использованием [3]

По мере прогресса в области синхротронных источников излучения их стали рассматривать как новый шаг к расширению возможностей метода мессбаэровской спектроскопии. В первую очередь была использована высокая спектральная яркость синхротронного излучения, что позволило расширить исследования в области мессбаэровской дифракции. Такие особенности синхротронного излучения, как его импульсная структура и возможность перестройки частоты, позволили начать эксперименты соответственно в области временной мессбаэровской спектроскопии и использовании мессбаэровских элементов, не имеющих изотопных источников резонансного излучения. В настоящее время на многих синхротронных световых источниках (напр. ESRF, HASYLAB, NSLS, Photon factory at KEK, SPring-8 и др.) оборудованы каналы для использования в ядерно-резонансных экспериментах. Для примера на Рис. 2 показана схема эксперимента, проведенного на электронном синхротроне SPring-8 с энергией пучка 8 ГэВ [4]. В нем был получен мессбаэровский спектр ^{73}Ge с энергией 68.752 кэВ, который не может быть измерен с радиоизотопным источником. Ввиду того, что энергетическая ширина синхротронного излучения (\sim эВ) значительно превышает характерную ширину мессбаэровской линии ($<$ 100 мкэВ), почти все падающее излучение является фоновым и идет на нагрев установки. В итоге, скорость счета квантов синхротронного излучения, попадающих в ядерный резонанс, является достаточно скромной \sim 150–200 s^{-1} . Масштаб синхротронного светового источника на энергию 5–8 ГэВ и затраты на постановку эксперимента выглядят при этом очень внушительно. Таким образом, альтернативные возможности получения источника резонансных квантов должны вызывать большой интерес.

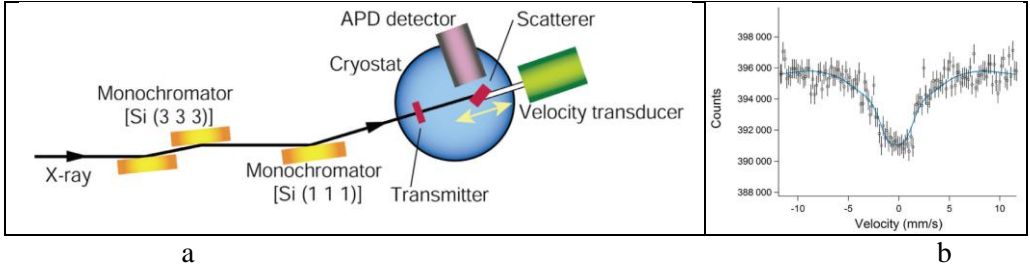


Рис. 2. Схема эксперимента (а) по получению мессбауэровского спектра ^{73}Ge (b) на канале BL09XU синхротронного светового источника SPring-8 [4]

Идея применения параметрического рентгеновского излучения (ПРИ) для генерации резонансных гамма-квантов для мессбауэровских экспериментов была впервые предложена в работе [5]. Было показано, что это излучение – параметрическое гамма-излучение (ПГИ) – также, как и ПРИ, будет излучаться релятивистским электроном из-за дифракции его электромагнитного поля в кристалле, содержащем ядра мессбауэровских изотопов. Преимуществом такого подхода является тот факт, что ПГИ необходимой для мессбауэровских экспериментов энергии может быть получено на ускорителях электронов значительно меньшей энергии, чем в синхротронных световых источниках, а именно несколько сотен МэВ. При этом интенсивность резонансных квантов будет сравнима с интенсивностью, получаемой в синхротронных световых источниках после монохроматоров. Далее детальный анализ характеристик ПГИ был проделан в работах [6–9]. Коротко рассмотрим некоторые полученные результаты ниже.

Общее выражение для спектрально-углового распределения излучения, генерируемого по параметрическому механизму, уже рассматривалось во многих публикациях, посвященных ПРИ, и может быть записано для геометрии, представленной на Рис. 3, следующим образом:

$$\frac{\partial^2 N_s^g}{\partial \Omega \partial \omega} = \frac{e_0^2}{\hbar \omega \pi^2 c} e_{sg} n_g^2 \gamma_0 \beta^2 \sum_{\mu=1}^2 \lambda_{\mu s}^g \frac{1}{q_0^g} - \frac{1}{q_{\mu s}^g} \left| 1 - e^{-ikLq_{\mu s}^g \gamma_0^{-1}} \right|^2, \quad k = \frac{\omega}{c}. \quad (1)$$

Максимум излучения направлен в направлении дифракции вдоль вектора k_B , другие характерные векторы и углы также приведены на Рис. 3

$$k_B = \frac{v}{v^2} \omega_B + g; \quad \omega_B = c \frac{g^2}{2g_z}. \quad (2)$$

Другие величины из (1) определяются выражениями (3) и (4), их подробное описание может быть найдено в [8]:

$$q_0^g = \frac{1}{k_B L_0^g} = \frac{m_e^2 c^4}{E^2} + \theta_g^2; \\ q_{\mu s}^g = \frac{1}{k_B L_{\mu s}^g} = \frac{m_e^2 c^4}{E^2} + \theta_g^2 + \theta_s^2 L - 2\epsilon_{\mu s}; \\ \theta_s^2 L = \frac{E_s^2 L}{E^2 L_R}. \quad (3)$$

$$\chi_e(g, \omega_r) = \frac{4\pi S g e^{-W g}}{\Omega_0 \omega_r^2} f_e g, \quad \chi_n(g, \omega) = \frac{4\pi S g e^{-W g}}{\Omega_0 \omega_r^2} f_n \omega, \\ f_e g = -\frac{e_0^2}{m_e c^2} F_a g. \quad (7)$$

Здесь Ω_0 – объем элементарной ячейки кристалла, f_e и f_n – амплитуды рассеяния фотонов с энергией $\hbar\omega_r$, электронной оболочкой и ядром соответственно, $S(g)$ – структурный фактор элементарной ячейки кристалла, $F_a(g)$ – атомный фактор рассеяния ($F_0 = Z_a$ – заряд атома), $e^{-W(g)}$ – фактор Дебая-Уоллера, $f_n(\omega)$ – амплитуда резонансного рассеяния гамма-излучения ядром.

Изотопные мессбауэровские источники излучают в 4π геометрии, поэтому после коллимации, необходимой для обеспечения приемлемого соотношения сигнал-шум, большая часть интенсивности гамма-излучения бесцельно теряется. В случае же ПГИ, резонансные гамма-кванты испускаются в направлении вектора k_B в телесный угол $\Delta\Omega = \Delta\vartheta_x \Delta\vartheta_y$. Для релятивистских электронов эти углы достаточно малы, $\Delta\vartheta_x \sim \Delta\vartheta_y \leq m_e c^2 / E$ и основная часть полученного излучения может быть направлена на исследуемый образец. В этом случае нам достаточно рассматривать только спектральное распределение ПГИ, проинтегрировав (1) по углам $\Delta\vartheta_x$ и $\Delta\vartheta_y$ в плоскости детектора (Рис. 3).

Для упрощения дальнейшего анализа используем кинематическое приближение, которое применимо для случая, когда толщина кристалла ограничена длиной экстинкции ($L_{ext} \sim c/\omega \chi_e(g, \omega)$), а угол расхождения пучка электронов из-за многократного рассеяния в кристалле много меньше угла расхождения пучка фотонов ПГИ. Формула для кинематического приближения спектра ПГИ от релятивистского электрона была получена в [6]:

$$\omega_r \frac{dN_{hkl}}{d\omega} = \frac{e_0^2 \bar{z}}{3 \hbar c \sin 2\theta_B} \frac{E}{m_e c^2} \frac{\omega_r L}{c} \chi(g, \omega)^2. \quad (8)$$

Выберем толщину кристаллической мишени L равной возможной максимальной величине $L \sim \leq c/\omega_r \chi_e(g, \omega_r)$. Наиболее подходящим для возможного наблюдения генерации ПГИ является кристалл с изотопом $^{57}_{26}Fe$, имеющим следующие параметры: $\omega_r = 14.41$ кэВ, $\Gamma = 4.66 \times 10^{-12}$ кэВ, коэффициент внутренней конверсии $\alpha_c = 9$. В этом случае угол Брэгга на семействе плоскостей (011) будет составлять $\theta_B = 12.26^\circ$. Учтем также, что в искусственно выращенном кристалле относительная концентрация резонансного изотопа может значительно превышать его естественную концентрацию и достигать значения $\eta \approx 0.9$. Для дальнейшей определенности используем параметры пучка электронов с энергией 855 МэВ микротрона МАМІ Майнцкого университета (Германия) [10] и геометрию Лауэ.

Результат численного анализа углового распределения ПГИ из кристалла с изотопом $^{57}_{26}Fe$ при условии оптимальности параметров приведен на Рис. 4,

$x = \frac{2\hbar(\omega - \omega_r)}{\Gamma}$, $\psi = u\theta_0^2$, $t = \alpha_B = \tau\theta_0^2$, $\theta_0^2 = \gamma^{-2} + \theta_s^2(L)$, где θ_s – среднеквадратический угол многократного рассеяния электронов. Можно видеть, что излучение действительно сосредоточено в узком угловом диапазоне.

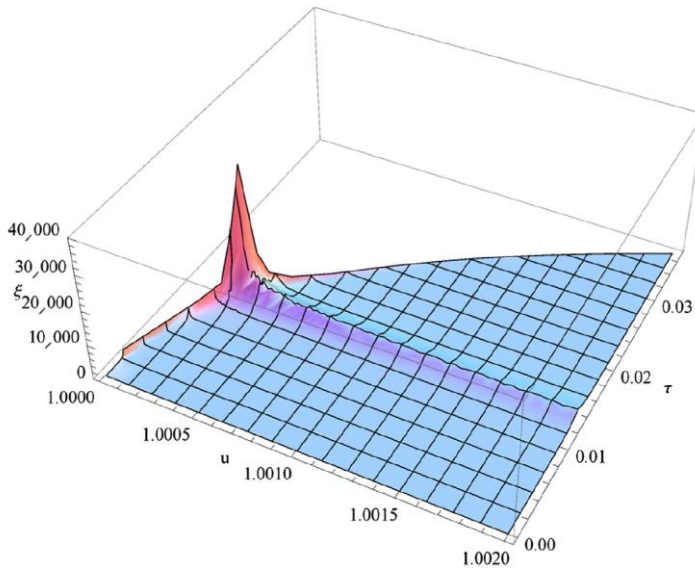


Рис. 4. Угловое распределение ПГИ для кристалла с $^{57}_{26}\text{Fe}$ и электрона с энергией 855 МэВ при отклонении частоты ПГИ от резонансной частоты равном $x = -0.04$

Чтобы определить интегральное количество квантов ПГИ, испущенных одним электроном с энергией 855 МэВ в спектральный интервал $\Delta\omega \sim \Gamma/\hbar$, было проведено численное интегрирование спектрального распределения (Рис. 5) по x в плоскости детектора.

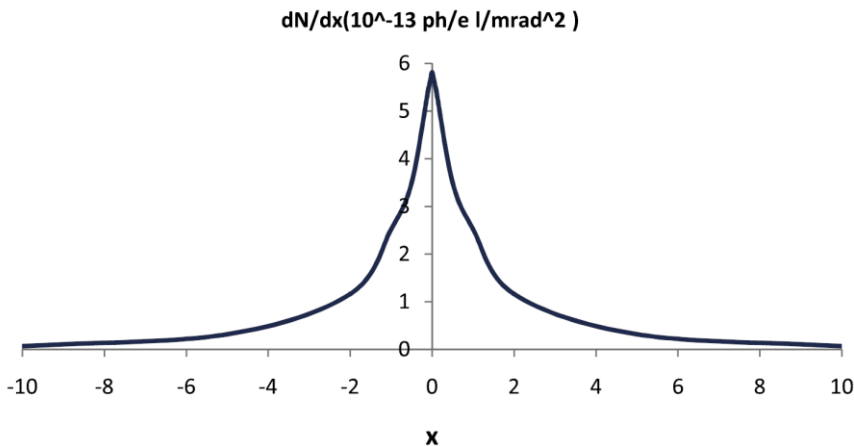


Рис. 5. Спектральная плотность ПГИ генерируемого одним электроном с энергией 855 МэВ в кристалле с мессбауэровским изотопом $^{57}_{26}\text{Fe}$ как функция переменной x

Для оценки спектральной светимости источника ПГИ на базе релятивистского электронного пучка используем интегральное количество гамма-фотонов, испущенных одним электроном с энергией 855 МэВ в спектральный интервал $\Delta\omega \approx \Gamma/\hbar$ вблизи ω_r в узкий телесный угол $\Delta\Omega_{Mossb} \sim \Delta t \overline{\Delta\psi}$ вблизи пика ПГИ, соответствующего дифракционному отражению от системы плоскостей (011) искусственного кристалла с кубической решеткой, обогащенного мессбауэровским изотопом $^{57}_{26}Fe$:

$$N_{011} \sim 1.2 \times 10^{-12} \frac{phot.}{e\text{-mrad}}.$$

Соответственно, количество фотонов ПГИ, генерируемых током пучка J за одну секунду, может быть рассчитано как

$$N_{\gamma} s^{-1} \approx N_{hkl} \frac{J}{e_0} = 0.6 \times 10^{19} \cdot N_{hkl} \cdot J[A].$$

Чтобы сравнить эту интенсивность с источником гамма-резонансных квантов на основе синхротронного излучения (СИ), удобно рассмотреть спектральную светимость обоих источников. Спектральная светимость синхротронного излучения СИ, генерируемого поворотным магнитом, определяется инженерной формулой [11]:

$$Y_{СИ} phot. \cdot s^{-1} \cdot mrad^{-2} \cdot 0.1\%BW^{-1} \approx 1.3 \times 10^{13} \cdot E^2 GeV \cdot J[A].$$

где BW = bandwidth, ширина полосы излучения. При этом максимум спектра излучения СИ находится в интересующей нас области порядка десятков кэВ (для $^{57}_{26}Fe$ – 14.4 кэВ) при энергии электронного пучка в 6–8 ГэВ. Характерный ток пучка современного синхротронного светового источника – 100–200 мА.

Для расчета соответствующей величины для ПГИ учтем также, что ширина полосы частот ПГИ равна $\Gamma/\hbar\omega_r \approx 3.2 \times 10^{-10} (0.1\%BW)$. В результате найдем:

$$Y_{ПГИ} phot. \cdot s^{-1} \cdot mrad^{-2} \cdot 0.1\%BW^{-1} \approx 3.1 \times 10^{16} \cdot E^2 GeV \cdot J[A].$$

Учитывая энергию пучка микротрона МАМИ, равную 0.855 ГэВ, и его средний ток пучка 100 мкА, можно сделать вывод, что источник ПГИ на этом относительно компактном университетском ускорителе может иметь сравнимую спектральную светимость с источником гамма-резонансных квантов на синхротронном световом источнике с энергией 8 ГэВ и стоимостью под миллиард долларов.

Таким образом, мессбауэровская спектроскопия, основанная на развивающихся ускорительных источниках резонансных гамма-квантов (СИ, ПГИ), способна вывести этот метод диагностики материалов на новый уровень. Дополнительным преимуществом ускорительных источников является их характерная временная структура излучения, связанная с бунчировкой электронных пучков при ускорении. Эта особенность позволяет получать мессбауэровские спектры не только в энергетической (как рассмотрено выше), но и во временной области. Кроме того, электронные пучки могут быть подвергнуты очень сильной фокусировке, что приводит к возможности повышения локального разрешения спектроскопии, которая в случае изотопных мессбауэровских источников ограничена балансом между активностью

источника и степенью пассивной коллимации. Ускорительные источники генерируют поляризованные фотоны, необходимые для исследования магнитных свойств материалов. И, наконец, список исследуемых изотопов расширяется за пределы уже существующих «мессбауэровских пар». Становится возможным исследование короткоживущих и высокоэнергетических изомеров. В совокупности, перечисленные возможности, несомненно, стимулируют исследования в данном направлении.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мессбауэра эффект. Физическая энциклопедия. Т. 3. 1992 г. http://femto.com.ua/articles/part_1/2232.html
2. *Mossbauer R. L.* Recoilless nuclear resonance absorption of gamma radiation// http://www.nobelprize.org/nobel_prizes/physics/laureates/1961/mossbauer-lecture.pdf
3. *Фабричный П. Б., Похолок К. В.* Мессбауэровская спектроскопия и ее применение для химической диагностики неорганических материалов. МГУ, 2008
4. *Seto M., Masuda R., Higashitaniguchi S. et al.* // *Phys. Rev. Let.* 2009. Vol. 102. P. 217602
5. *Baryshevsky V. G., Feranchuk I. D.* // *J. Phys. France.* 1983. Vol. 44. P. 913–922
6. *Ahmadi A., Feranchuk I. D.* // *Eur. Phys. J. Appl. Phys.* 2013. Vol. 62. P. 10702
7. *Ahmadi A., Feranchuk I.* // *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* 2014. Vol. 336. P. 31–36
8. *Ahmadi A., Feranchuk I.* // *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B* 311 (2013) pp. 78–85
9. *Ahmadi A., Feranchuk I., Lobko A.* // *Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. B.* 2015. Vol. 355. P. 180–183
10. <http://portal.kph.uni-mainz.de/B1/params.php>
11. *Kim K.-J.* X-Ray Data Booklet, Section 2.1: Characteristics of synchrotron radiation. http://xdb.lbl.gov/Section2/Sec_2-1.html

PARAMETRIC GAMMA-RAYS

A. Ahmadi, I. D. Feranchuk, A. S. Lobko

Some specific features of parametric gamma-rays (PGR), which is the physical analog of the known parametric x-rays (PXR), are considered. From the physical point of view, PGR originates from the diffraction of electromagnetic field of a relativistic charged particle on the Mössbauer nuclei containing in a single crystal target. Possibility of the Mössbauer quanta generation according to the PXR mechanism is demonstrated. At that, spectral brightness of a PGR source is comparable with the spectral brightness of a resonant gamma-quanta source based on the synchrotron radiation. Advantages of accelerator-based sources of the resonant gamma-quanta in comparison with the conventional isotope Mössbauer sources are discussed.