

# **БЫСТРОДЕЙСТВУЮЩИЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ДЛЯ МЕССБАУЭРОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ**

**М. В. Коржик, О. В. Мисевич, А. А. Федоров, А. Л. Холмецкий**

В настоящее время мессбауэровская спектроскопия сформировалась как один из самых мощных структурно-аналитических методов исследования конденсированных сред. Ее основная особенность – высокая чувствительность к локальным электрическим и магнитным полям на резонансных ядрах – дает возможность проводить уникальные исследования структуры различных материалов как в их объеме, так и на поверхности. Огромный опыт, накопленный в применении эффекта Мессбауэра для различных объектов, содержащих резонансные ядра, позволяет сформулировать целый ряд направлений не только научного, но и практического применения данного метода. Вместе с тем можно указать на очевидное противоречие, существующее в практике мессбауэровской спектроскопии: при большом и постоянно возрастающем объеме работ по научному применению ядерного гамма-резонанса отмечены лишь единичные попытки его практического использования при решении задач промышленного контроля качества изделий и материалов. Фундаментальной причиной, обуславливающей такую ситуацию, является то, что в отличие от многих других методов анализа вещества ядерный гамма-резонанс требует существенной методологической модификации при его распространении из области уникальных в область рутинных измерений. Главная проблема на этом пути – повышение производительности мессбауэровских измерений. Действительно, типичное время накопления мессбауэровских спектров составляет от нескольких часов до нескольких суток, что вполне допустимо при уникальных измерениях, но крайне ограничивает круг возможных прикладных задач. В силу сказанного разработка методов повышения точности и производительности мессбауэровских измерений, при всех основных способах их реализации, представляется весьма актуальной. С начала 90-х годов в НИИ ЯП ведутся работы в этом направлении.

Для достижения поставленной цели решались следующие задачи:

- анализ основных путей повышения производительности и точности гамма-резонансных измерений и выявление направления их наиболее эффективного использования;
- исследование зависимости производительности трансмиссионных мессбауэровских измерений от временных и спектрометрических характеристик детекторов гамма-излучения и разработка спектрометрического тракта мессбауэровского спектрометра на основе оптимизированных детекторов.

## **1. Основные пути повышения производительности мессбауэровских измерений**

Наиболее распространенной задачей мессбауэровской спектроскопии является определение абсолютного или относительного содержания различных соединений (фаз) мессбауэровского элемента по величине резонансного эффекта, определяемого как

$$\varepsilon = \frac{|N(0) - N(\infty)|}{N(\infty)},$$

где  $N(0)$  – количество зарегистрированных импульсов в условиях резонанса;  $N(\infty)$  – количество зарегистрированных импульсов вдали от резонансной линии.

Для малых концентраций резонансного изотопа связь между искомой концентрацией и резонансным эффектом линейна. Поэтому относительная статистическая погрешность концентрации равна относительной погрешности измерения резонансного эффекта, которая с учетом свойств пуассоновских потоков может быть записана в виде

$$\delta\varepsilon = \frac{2}{\varepsilon\sqrt{N(\infty)}}.$$

Производительность мессбауэровских измерений можно определить как отношение числа измеренных спектров с заданной относительной погрешностью  $\delta\varepsilon_{\text{зад}}$  ко времени измерения  $t$ . Так как  $N(\infty) = I(\infty)t$ , где  $I(\infty)$  – скорость счета выходных импульсов спектрометрического тракта, то время, необходимое для накопления спектра с заданной относительной погрешностью  $\delta\varepsilon_{\text{зад}}$ , рассчитывается как

$$t = \frac{1}{\varepsilon^2 I(\infty)} \cdot \frac{4}{(\delta\varepsilon_{\text{зад}})^2}.$$

Обратная величина

$$\frac{1}{t} = \varepsilon^2 I(\infty) \cdot \frac{(\delta\varepsilon_{\text{зад}})^2}{4} \quad (1)$$

и есть искомая производительность измерений. При сравнении различных мессбауэровских спектрометров или детекторов резонансного излучения достаточно оперировать коэффициентом  $Q = \varepsilon^2 I(\infty)$ , стоящим в выражении (1), который мы и будем называть производительностью мессбауэровских измерений.

Величина резонансного эффекта в мессбауэровском эксперименте в первую очередь зависит от свойств исследуемого образца. В трансмиссионном варианте измерений (наиболее часто используемой геометрии пропускания) для идеального детектора с бесконечно большой спектрометрической селективностью при малом содержании резонансных атомов на единицу площади образца  $m$

$$\varepsilon_T = \frac{1}{2} ff' \sigma_{\gamma a} m, \quad (2)$$

где  $f, f'$  – вероятности безотдачного резонансного взаимодействия для источника излучения и исследуемого образца;  $\sigma_{\gamma a}$  – эффективное сечение резонансного поглощения.

В реальных условиях экспериментально регистрируемая величина резонансного эффекта всегда меньше значения (2) из-за конечной величины спектрометрической селективности  $S_s$ . Исключение составляет случай применения так называемого резонансного детектора мессбауэровского излучения, позволяющего получать значения  $\varepsilon$ , превышающие (2).

Одной из основных характеристик резонансного детектора (РД) является абсолютная селективность  $S_a$ , определяемая как

$$S_a = \frac{\eta_0}{\eta_\infty}.$$

Можно показать [1], что величина  $S_a$  оценивается из экспериментально измеренного эмиссионного спектра мессбауэровского источника по формуле

$$S_a = \frac{\varepsilon_{em}}{\chi f} + 1,$$

где  $\varepsilon_{em}$  – величина резонансного эффекта и  $\chi = I_\gamma / (I_\gamma + I_b)$ ,  $I_\gamma$ ,  $I_b$  – интенсивности мессбауэровского и стороннего гамма-излучения в телесном угле регистрации детектора.

Для лучших типов резонансных детекторов, например резонансных сцинтилляционных (РСД), значение  $S_a$  может превышать 50.

Одним из важных достоинств РД является возможность получения значений  $\varepsilon$ , превышающих величину (2). Как показано нами в работе [1], в геометрии пропускания предельно достижимый резонансный эффект для РД

$$\varepsilon_{РД} = \frac{\sqrt{2}S_a}{1 - f + S_a f} \varepsilon_T.$$

Из этой формулы также видно, что достижение экстремальных значений  $S_a$  для РД не столь важно в геометрии пропускания. Действительно, при типичном значении  $f \approx 0,7$  (мессбауэровские источники  $^{57}\text{Co}$  и  $^{119}\text{Sn}$ ) уже при  $S_a > 10$  с хорошей точностью можно положить

$$\varepsilon_{РД} \approx \frac{\sqrt{2}}{f} \varepsilon_T. \quad (3)$$

Поскольку производительность мессбауэровских измерений  $Q$  пропорциональна  $\varepsilon^2$ , то, как следует из (3), резонансный детектор обеспечивает примерно четырехкратное повышение  $Q$  по сравнению с обычным детектором гамма-квантов при прочих равных условиях. Однако имеющиеся типы резонансных детекторов характеризуются относительно небольшими величинами эффективности регистрации  $\eta_0$ , в лучшем случае до 50 %. Поэтому применение РД в трансмиссионных мессбауэровских измерениях не решает радикально задачу повышения производительности измерений. В силу этого основным направлением в ее решении является повышение грузочной способности детекторов мессбауэровской спектроскопии, имеющих близкую к 100 % эффективность регистрации резонансных гамма-квантов при спектрометрической селективности в несколько единиц.

## 2. Зависимость производительности мессбауэровских измерений от временных и спектрометрических характеристик детектора

Интенсивности мессбауэровского излучения, прошедшего через поглотитель, в условиях резонанса  $I(0)$  и вне его  $I(\infty)$  с учетом интенсивности фонового излучения  $I_b$  могут быть записаны в следующем виде [2]:

$$I_{out}(0) = \eta_0 I_0 e^{-\mu\rho} f [1 - F(C_a)] + \eta_\infty (1 - f) I_0 e^{-\mu\rho} + \eta_b I_b ;$$

$$I_{out}(\infty) = \eta_0 I_0 f e^{-\mu\rho} + \eta_\infty (1 - f) I_0 e^{-\mu\rho} + \eta_b I_b , \quad (4)$$

где  $I_0$  – интенсивность падающего на образец излучения в телесный угол, определяемый геометрией измерения;  $\mu$  – массовый коэффициент ослабления;  $\rho$  – поверхностная плотность образца;  $f$  – фактор Дебая–Валлера для источника излучения;  $C_a$  – эффективная толщина образца по резонансному изотопу;  $F = e^{-C_a/2} J_0(C_a/2)$  – функция эффективной толщины образца;  $J_0$  – функция Бесселя первого рода нулевого порядка мнимого аргумента;  $\eta_0, \eta_\infty, \eta_b$  – эффективности регистрации детектором резонансного, нерезонансного и фонового излучений соответственно.

Тогда производительность мессбауэровских измерений

$$Q = \varepsilon^2 I_{out}(\infty) = \frac{[I_{out}(\infty) - I_{out}(0)]^2}{I_{out}(\infty)}. \quad (5)$$

В дальнейшем отдельно рассмотрим два случая [3]:

1. *Случай малых загрузок детекторов.* Для этого случая производительность мессбауэровских измерений определяется непосредственной подстановкой интенсивностей  $I_{out}(\infty)$  и  $I_{out}(0)$  из выражения (4) в (5):

$$Q = \frac{\eta_0 I_0 e^{-\mu\rho} S_a S_s [f F(C_a)]^2}{f S_a S_s + (1 - f) S_s + 1}, \quad (6)$$

где  $S_a = \eta_0 / \eta_\infty$  – абсолютная селективность детектора;  $S_s = \eta_\infty I_0 e^{-\mu\rho} / \eta_b I_b$  – спектротрическая селективность детектора.

Полученное выражение (6) дает производительность мессбауэровских измерений  $Q$  в геометрии пропускания при малых загрузках детекторов. Как видно из (6), величина  $Q$  зависит как от характеристик детектора (параметры  $\eta_\infty, S_a$  и  $S_s$ ), так и источника излучения (параметр  $f$ ), а также исследуемого образца (параметры  $\mu, \rho, C_a$ ). Поэтому при сравнении двух различных детекторов мессбауэровского излучения удобно оперировать отношением  $Q$  для обоих детекторов, предполагая один и тот же источник и образец. (При этом сама геометрия измерений не предполагается одинаковой.) Из (6) следует:

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{\eta_{01} I_{01}}{\eta_{02} I_{02}} \frac{S_{a1} S_{s1} [f S_{a2} S_{s2} + (1 - f) S_{s2} + 1]}{S_{a2} S_{s2} [f S_{a1} S_{s1} + (1 - f) S_{s1} + 1]}, \quad (7)$$

где  $I_{01}$  и  $I_{02}$  могут различаться за счет различных реализаций геометрии измерений для двух детекторов. В рассматриваемом случае малых загрузок детекторов естественно производить их сравнение при условии  $I_{01} = I_{02}$ .

В отличие от (6) в выражение (7) входят только параметры, характеризующие сами детекторы излучения. Поэтому полученное соотношение (7) непосредственно может быть использовано для поиска оптимального сочетания характеристик детектора в трансмиссионных измерениях.

Как видно из уравнения (7), производительность измерений прямо пропорциональна эффективности регистрации мессбауэровского гамма-излучения, скорости счета в рабочем окне детектора и является нелинейной функцией абсолютной и спектрометрической селективности. При использовании нерезонансных детекторов  $S_a = 1$  и выражение (7) переходит в

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{\eta_{01}}{\eta_{02}} \frac{I_{01}}{I_{02}} \frac{S_{s1}[S_{s2} + 1]}{S_{s2}[S_{s1} + 1]}.$$

Для удобства дальнейшего анализа условно введем в рассмотрение «идеальный» детектор гамма-квантов, для которого  $\eta = 1$  и  $S_s = \infty$ . Тогда отношение производительностей измерений для анализируемого  $Q$  и идеального  $Q_{ид}$  детекторов имеет следующий вид:

$$\frac{Q}{Q_{ид}} = \frac{\eta S_s}{[S_s + 1]}. \quad (8)$$

Соотношение (8) позволяет сделать важный вывод о том, что при величине спектрометрической селективности, заметно большей единицы, ее дальнейший рост не приводит к сколько-нибудь значительному возрастанию производительности мессбауэровских измерений.

Далее сравним по (8) наиболее распространенные детекторы для мессбауэровской спектроскопии железа (энергия гамма-квантов  $E = 14,4$  кэВ): полупроводниковые (ППД), пропорциональные и сцинтилляционные с тонким кристаллом NaI(Tl) детекторы. Для ППД можно принять  $\eta \approx 0,9$  и  $S_s = \infty$ , т. е. он близок к «идеальному» в трансмиссионной мессбауэровской спектроскопии при малых нагрузках спектрометрического тракта. Для пропорционального счетчика  $\eta \approx 0,5$  (при использовании в качестве рабочего газа оптимальной аргон-ксеноновой смеси) типичные значения  $S_s \approx 10$ . Тогда производительность измерений  $Q_{проп} \approx 0,5 Q_{ид}$ . Для сцинтилляционного детектора NaI(Tl)  $\eta \approx 0,9$ ;  $S_s \approx 4$  и  $Q_{NaI} \approx 0,7 Q_{ид}$ .

Таким образом, мы заключаем, что применение сцинтилляционных детекторов оказывается более выгодным, чем применение пропорциональных, несмотря на существенно более высокое энергетическое разрешение последних. Причиной этому выступает нелинейная зависимость производительности трансмиссионных мессбауэровских измерений от спектрометрической селективности, тогда как  $Q$  является линейной функцией эффективности регистрации  $\gamma$ -излучения.

Интересно сравнить производительность мессбауэровских измерений при использовании резонансного и идеального нерезонансного детекторов. Для РСД на  $^{57}\text{Fe}$ , для которого  $\eta_0 \approx 0,15$ ,  $S_a \approx 5$  и типичное значение спектрометрической селективности  $S_s \approx 2$ . Подставим эти данные в выражение (7) и сравним РСД с «идеальным» нерезонансным детектором ( $S_a = 1$ ,  $S_s = \infty$ ). При этом учтем, что при резонансном детектировании мессбауэровского излучения в геометрии пропускания возникает дополнительный выигрыш в производительности измерений примерно в 2 раза за счет эффекта сужения гамма-резонансных линий и соответствующего возрастания величины резонансного эффекта. В результате получаем (при типичном значении  $f = 0,7$  для источника  $^{57}\text{Co}$ ):

$$Q_{РСД} \approx 0,4 Q_{ид}.$$

Таким образом, при малых нагрузках спектрометрического тракта РСД оказывается хуже не только сцинтилляционного детектора NaI(Tl), но и пропорционального счетчика. Основной причиной этого выступает малое значение эффективности регистрации  $\eta_0$ .

2. *Случай предельных нагрузок детекторов.* Этот случай реализуется как при применении источников мессбауэровского излучения высокой активности, так и при увеличении телесного угла регистрации гамма-квантов (так называемая «сжатая» геометрия измерений [1]). Второй способ реализации высоких нагрузок детекторов является более предпочтительным, по сравнению с первым, из-за высокой стоимости мессбауэровских источников высокой активности.

При предельной нагрузке детектора интенсивность регистрируемых событий в рабочем энергетическом окне следует положить равной этому предельному значению  $I_L$ . В первом приближении можно принять, что для пуассоновского потока регистрируемых сигналов  $I_L \approx 0,1/\tau$ , где  $\tau$  – длительность выходного сигнала детектора по уровню 0,1.

Рассматривая теперь в выражении (5) значение  $I_{out}(\infty) = I_L$  как заданную величину, для отношения производительности двух детекторов получаем:

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{I_{L1}}{I_{L2}} \frac{(S_{a1}S_{s1})^2 [f S_{a2}S_{s2} + (1-f)S_{s2} + 1]^2}{(S_{a2}S_{s2})^2 [f S_{a1}S_{s1} + (1-f)S_{s1} + 1]^2}. \quad (9)$$

Сравнение уравнений (7) и (9) показывает, что в случае предельных нагрузок детекторов влияние спектрометрической селективности сказывается сильнее, чем при малых скоростях счета. Исходя из (9), последовательно сравним между собой рассмотренные выше детекторы мессбауэровского излучения.

Для ППД, пропорциональных и сцинтилляционных NaI(Tl) детекторов длительность выходных сигналов имеет порядок величины около 1 мкс. Предельная интегральная нагрузочная способность этих детекторов, в соответствии с приведенным выше критерием, составляет около  $10^5 \text{ с}^{-1}$ , а значение  $I_L$  (скорость счета в рабочем энергетическом окне) можно принять примерно в десять раз меньше  $I_L \approx 10^4 \text{ с}^{-1}$ . Для РСД на  $^{57}\text{Fe}$   $I_L \approx 10^6 \text{ с}^{-1}$ .

Подставляя в (9) соответствующие численные значения (ППД:  $S_s = \infty$ ; пропорциональный детектор:  $S_s \approx 10$ ; сцинтилляционный NaI(Tl) детектор:  $S_s \approx 4$ ; и  $S_a = 1$  для всех детекторов), получаем:

$$\frac{Q_{\text{проп}}}{Q_{\text{ППД}}} \approx 0,8; \quad \frac{Q_{\text{NaI}}}{Q_{\text{ППД}}} \approx 0,6; \quad \frac{Q_{\text{РСД}}}{Q_{\text{ППД}}} \approx 135.$$

Отличие в отношениях производительности измерений по сравнению со случаем малых нагрузок рассматриваемых детекторов объясняется тем, что достижение предельных нагрузочных способностей трактов регистрации реализуется, вообще говоря, при различных геометриях измерений для каждого из детекторов.

Принципиальное значение полученного результата состоит в том, что он демонстрирует возможность радикального – более чем на два порядка – повы-

шения производительности трансмиссионных мессбауэровских измерений за счет выбора оптимального спектрометрического тракта мессбауэровского спектрометра. В частности, типичное время накопления мессбауэровских спектров с обычными детекторами – около 1 суток – может быть в принципе уменьшено до нескольких минут.

К сожалению, из-за сравнительно низкой эффективности регистрации РСД безотдачного мессбауэровского излучения реализация в полной мере его преимуществ в ординарной мессбауэровской спектроскопии практически невозможна. В то же время РСД может стать исключительно эффективным инструментом при проведении мессбауэровских исследований на ряде изотопов (например, золота-197), для которых источники гамма-резонансного излучения могут иметь активность в несколько десятков ГБк. В настоящее время рассматривается также возможность применения РСД в ряде задач мессбауэровской спектроскопии на синхротронном излучении, где принципиально достижимы потоки гамма-квантов  $\sim 5 \times 10^{10} \text{ с}^{-1}$ .

Представляет интерес оценка реальной производительности измерений с помощью РСД при типичном значении активности источника  $A = 2 \text{ ГБк}$ . При телесном угле регистрации  $\Omega \approx 10^{-3} \text{ ср}$  и двукратном ослаблении потока мессбауэровских гамма-квантов поглотителем поток мессбауэровских гамма-квантов на РСД составит около  $10^5 \text{ с}^{-1}$ . Отсюда при  $\eta_0 = 0,15$  РСД будет регистрировать около  $1,5 \times 10^4$  импульсов в секунду. Подставляя это значение вместо  $I_L$  в уравнение (9) и дополнительно умножая правую часть на 2 (для учета сужения

резонансных линий), получаем  $\frac{Q_{\text{РСД}}}{Q_{\text{пид}}} \approx 4$ , т. е. также заметен выигрыш в произ-

водительности измерений.

Проведенный выше анализ различных детекторов для трансмиссионной мессбауэровской спектроскопии позволяет сформулировать требования к спектрометрическим и временным характеристикам детектора, обеспечивающим максимальную производительность гамма-резонансных измерений. А именно, детектор должен иметь близкую к единице эффективность регистрации резонансных гамма-квантов, иметь спектрометрическую селективность  $S_s$  в несколько единиц, загрузочную способность, исключающую просчеты при использовании источника максимальной активности (для  $^{57}\text{Co}$   $I_L \approx 10^5 \text{ с}^{-1}$ ). Такой оптимальный детектор для спектроскопии  $^{57}\text{Fe}$  был создан и описан ниже.

### **3. Сцинтилляционный детектор с кристаллом $\text{YAlO}_3\text{:Ce}$ для трансмиссионной мессбауэровской спектроскопии**

Основные характеристики сцинтиллятора  $\text{YAlO}_3\text{:Ce}$  приведены в [2, 4–7].

Световой выход сцинтиллятора  $\text{YAlO}_3\text{:Ce}$  составляет 40 % от световыхода  $\text{NaI(Tl)}$ . Следовательно, энергетическое разрешение нового сцинтиллятора примерно на 30 % хуже, чем разрешение  $\text{NaI(Tl)}$ . Это приводит к некоторому снижению спектрометрической селективности  $S_s$ . Однако выше было установлено, что этот параметр не играет существенной роли в оценке производительности трансмиссионных мессбауэровских измерений. Вместе с тем обращает на себя

внимание то, что время высвечивания кристалла  $\text{YAlO}_3\text{:Ce}$  примерно на порядок величины меньше, чем для  $\text{NaI(Tl)}$ . Это обстоятельство определяет принципиальную возможность значительного повышения грузочной способности тракта спектрометрии на основе сцинтилляционного детектора  $\text{YAlO}_3\text{:Ce}$ . Одновременно за счет выбора оптимальной толщины сцинтиллятора  $\text{YAlO}_3\text{:Ce}$  можно обеспечить близкую к 100 % эффективность регистрации мессбауэровских гамма-квантов. Максимум спектра сцинтилляций  $\text{YAlO}_3\text{:Ce}$  смещен в фиолетовую область. Тем не менее он, как правило, лежит в полосе максимальной спектральной чувствительности большинства современных фотоумножителей, в частности ФЭУ-85. Отметим также, что температурный коэффициент световыхода  $\text{YAlO}_3\text{:Ce}$  имеет такой же порядок величины, как и для  $\text{NaI(Tl)}$ .

Проведенные исследования показали, что в случае трансмиссионной мессбауэровской спектроскопии железа оптимум толщины сцинтиллятора составляет 0,35 мм. При этом величина  $\eta \approx 0,9$ , а эффективность регистрации высокоэнергетического фонового излучения источника  $^{57}\text{Co}$  122,1 кэВ и 136,5 кэВ даже меньше, чем для  $\text{NaI(Tl)}$ . Типичный амплитудный спектр  $\text{YAlO}_3\text{:Ce}$  толщиной 0,35 мм, полученный при облучении источником  $^{57}\text{Co}$  в матрице родия, показан на рисунке. Энергетическое разрешение по мессбауэровской линии 14,4 кэВ примерно равно 38 %. Спектрометрическая селективность детектора, оцененная для стандартного поглотителя оптимальной толщины, равна трем. Длительность выходного импульса при использовании ФЭУ-85 и спектрометрического предусилителя составила около 100 нс. Это обеспечивает предельную интегральную грузочную способность тракта спектрометрии на уровне  $10^6 \text{ с}^{-1}$ , что дает оценку  $I_L = 10^5 \text{ с}^{-1}$ .

Используя полученные параметры:  $\eta = 0,9$ ;  $S_s = 3$  и  $I_L = 10^5 \text{ с}^{-1}$ , сравним производительность трансмиссионных мессбауэровских измерений с помощью детектора YAP и других рассмотренных выше детекторов в случаях малых и предельных нагрузок тракта спектрометрии.

Подставляя в выражение (7) соответствующие численные значения, полученные выше для ППД, пропорциональных детекторов, сцинтилляционных  $\text{NaI(Tl)}$  детекторов и резонансных сцинтилляционных детекторов, получаем для случая малых нагрузок и одинаковой геометрии измерения:

$$\frac{Q_{\text{YAP}}}{Q_{\text{ППД}}} = 0,75; \quad \frac{Q_{\text{YAP}}}{Q_{\text{проп}}} = 1,4; \quad \frac{Q_{\text{YAP}}}{Q_{\text{NaI}}} = 0,9; \quad \frac{Q_{\text{YAP}}}{Q_{\text{РСД}}} = 1,8.$$

Отсюда можно заключить, что при малых нагрузках тракта спектрометрии детектор YAP несколько уступает сцинтилляционному детектору  $\text{NaI(Tl)}$  за счет меньшей спектрометрической селективности при сравнимых эффективностях регистрации мессбауэровского гамма-излучения.

При реализации предельных грузочных способностей детекторов подстановка в уравнение (9) соответствующих численных значений дает следующие отношения производительностей трансмиссионных гамма-резонансных измерений:

$$\frac{Q_{\text{YAP}}}{Q_{\text{ППД}}} = 5,6; \quad \frac{Q_{\text{YAP}}}{Q_{\text{проп}}} = 6,8; \quad \frac{Q_{\text{YAP}}}{Q_{\text{NaI}}} = 8,8.$$



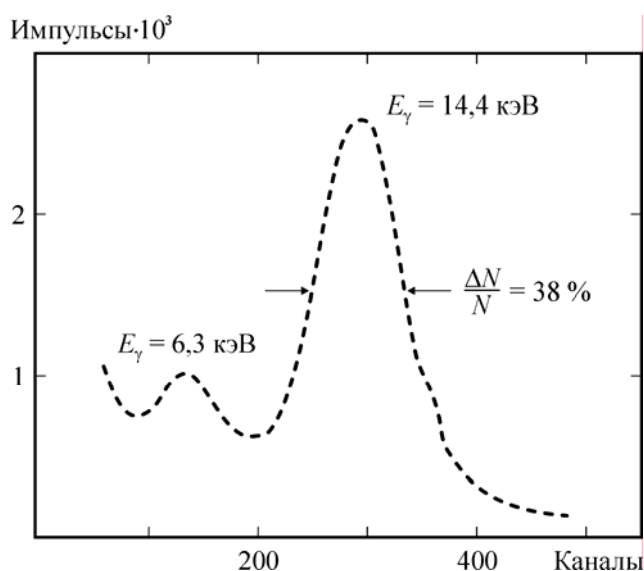


Рис. Амплитудный спектр выходных сигналов детектора  $\text{YAlO}_3\text{:Ce}$  при облучении источником  $^{57}\text{Co(Rh)}$

Как видно из полученных данных, детектор YAP позволяет почти на порядок повысить производительность трансмиссионных мессбауэровских измерений по сравнению с традиционно используемыми ППД, пропорциональными и сцинтилляционными  $\text{NaI(Tl)}$  детекторами. В случае детектора YAP с практической точки зрения исключительно важно, что его предельная нагрузочная способность может быть реализована уже при обычных активностях источников, используемых в мессбауэровской спектроскопии.

Теоретический анализ процессов регистрации прошедшего через поглотитель резонансного гамма-излучения при учете спектрометрической селективности детектора позволил в аналитическом виде получить зависимость производительности измерений от параметров спектрометрического тракта. На этой основе выявлены количественные критерии для целенаправленного поиска оптимальных типов детекторов в трансмиссионной мессбауэровской спектроскопии. Для трансмиссионной мессбауэровской спектроскопии с использованием источников  $^{57}\text{Co}$  стандартных активностей (около 1 ГБк) быстродействующий сцинтилляционный детектор с кристаллом  $\text{YAlO}_3\text{:Ce}$  позволяет сократить время накопления мессбауэровских спектров по сравнению с традиционно используемыми детекторами мягкого гамма-излучения в 6–9 раз и тем самым радикально повысить практические возможности применения эффекта Мессбауэра в научных исследованиях и промышленных технологических процессах.

### Литература

1. Холмецкий А. Л., Мусевич О. В. // Мессбауэровские концентратометры. Мн., 1992. С. 96.
2. Fyodorov A. A., Kholmetskii A. L., Korzhik M. V. // Nucl. Instr. Meth. 1994. Vol. B88. P. 462.

3. *Kholmetskii A. L., Mashlan M., Misevich O. V.* // Nucl. Instr. Meth. 1997. Vol. B124. P. 143.
4. *Mashlan M., Kholmetskii A. L., Misevich O. V.* // Acta Universitatis Palackianae Olomouensis, Physica XXXII. 1993. Vol. 111. P. 19.
5. *Kholmetskii A. L., Korzhik M. V., Misevich O. V.* // 4<sup>th</sup> Seeheim workshop on Mössbauer spectroscopy: Book of Abstr. Universitat Mainz, 1994. P. 126.
6. *Mashlan M., Zak D., Kholmetskii A. L.* // Acta Physica Slovaca. 1995. Vol. 45, № 1. P. 85.
7. *Kholmetskii A. L., Misevich O. V., Mashlan M.* // Intern. conf. ICAME'99: Book of Abstr. Garmish-Partenkirschen, 1999. P. T9/37.

## **FAST SCINTILLATION DETECTORS FOR MÖSSBAUER SPECTROSCOPY**

**M. V. Korzhik, O. V. Missevitch, A. A. Fedorov, A. L. Kholmetskii**

The Mossbauer measurement productivity problem and its relation to spectrometry chain are investigated.

Theoretical analysis of transmission gamma-resonance measurement throughput dependence on spectroscopy chain of Mossbauer spectrometer parameters is performed. New fast detectors for Mossbauer effect are proposed.

Multiple times increased throughput of transmission Mossbauer measurement by use of fast scintillation detectors opens a real opportunity for wide application of Mossbauer spectroscopy in industry and substantially widens an area of fundamental structure analytical problems related to small resonance effects observation which can be solved.