

## СПЕКТРОМЕТРИЧЕСКИЕ МЕТОДЫ В ДЕФЕКТОСКОПИИ МАТЕРИАЛОВ

В. И. ГОРБУНОВ, В. Б. КУЗНЕЦОВ, В. К. КУЛЕШОВ, Ю. Б. ЯНКЕЛЕВИЧ

(Представлена научным семинаром НИИ ЭИ)

Широкое применение радиационных методов контроля сделало необходимым детальное изучение особенностей прохождения и детектирования  $\gamma$ -излучения различных источников. Выходной энергетический спектр источника излучения определенным образом преобразуется в поглотителе и детекторе излучения. Очевидно, что для выбора параметров источника, геометрии контроля и параметров детектора, равно как и для определения возможностей того или иного метода радиационной дефектоскопии, необходимо знание энергетического спектра  $\gamma$ -квантов за различными поглотителями и спектра импульсов на выходе детектора, регистрирующего  $\gamma$ -излучение.

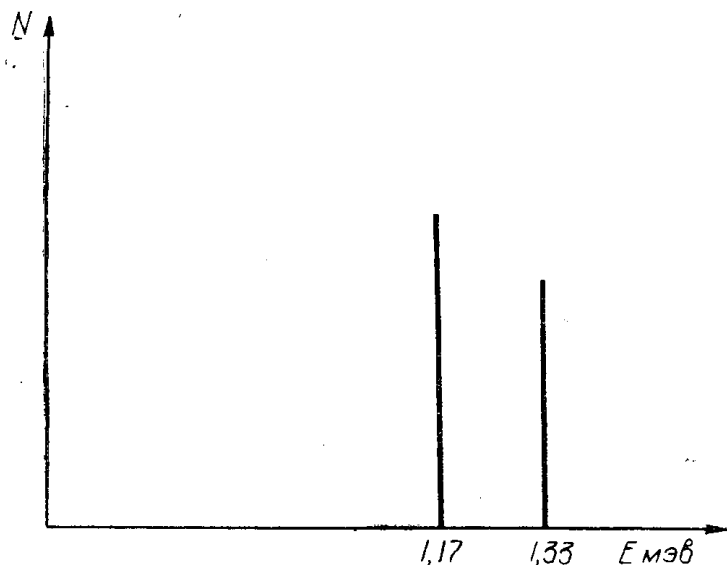


Рис. 1. Спектр излучения изотопа  $Co^{60}$ .

В данной работе сделана попытка обобщить имеющийся в литературе и собственный теоретический и экспериментальный материал в широком диапазоне энергий  $\gamma$ -квантов. Этот диапазон включает в себя тормозное излучение рентгеновских аппаратов, гамма-излучение радиоактивных изотопов и тормозное излучение бетатрона.

Исследованию выходных спектров рентгеновских аппаратов, изотопов и бетатронов посвящен ряд работ [1, 2]. Известно, что энергетический спектр излучения радиоактивных изотопов представляет собой одну или несколько моноэнергетических линий (рис. 1). В отличие от

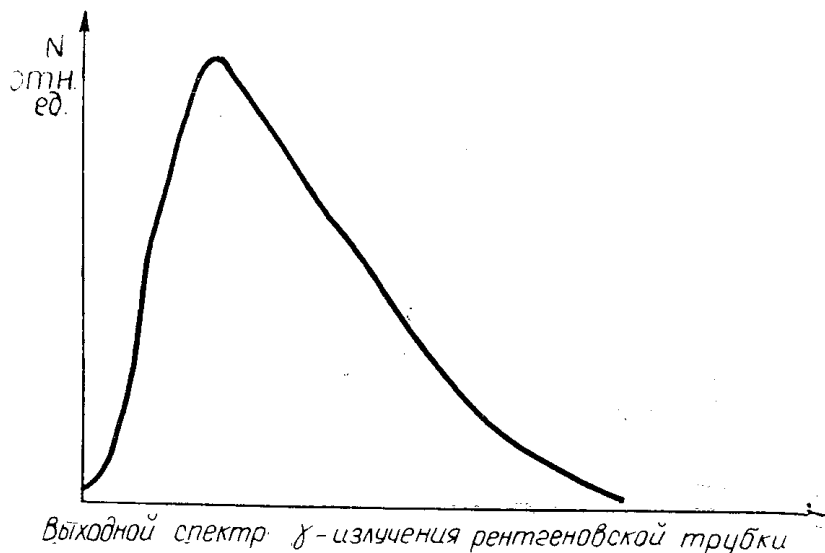


Рис. 2. Спектр излучения, генерируемого рентгеновским аппаратом (2).

изотопов тормозное излучение рентгеновских аппаратов и бетатрона характеризуется так называемым «белым», т. е. непрерывным, спектром. Форма этого спектра существенно не меняется при изменении максимальной энергии тормозного излучения рентгеновского аппарата (рис. 2, 3).

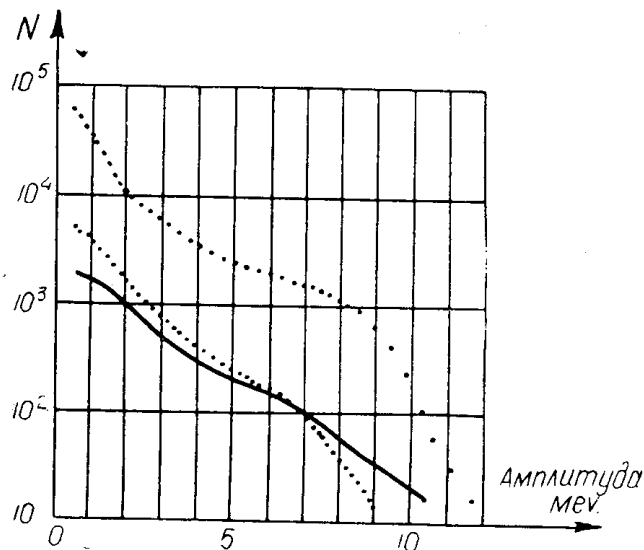


Рис. 3. Спектр тормозного излучения бетатрона (1) с  $E_{\max} = 10$  Мэв.

Вид энергетического спектра за поглотителем будет зависеть от свойств самого поглотителя [3], размеров и геометрии участка, в котором производится детектирование излучения. Эти положения могут быть пояснены конкретным рассмотрением прохождения излучения вышеперечисленных источников через вещество.

## Спектры прохождения

1.  $\gamma$ -излучение радиоактивных изотопов. Наибольшее число сведений о прохождении  $\gamma$ -излучения радиоактивных изотопов через поглотитель относится к широко применяемому в дефектоскопии  $\text{Co}^{60}$  [4, 10, 11].

Как уже указывалось,  $\text{Co}^{60}$  имеет две монохроматические линии с энергиями 1,17 и 1,33 Мэв. Для этой энергии  $\gamma$ -квантов найдены сечения элементарных процессов, таких, как комптоновское и рэлеевское рассеяние, фотоэффект и образование пар. Однако в дефектоскопии необходимо знать закон распространения пучка  $\gamma$ -квантов в поглотителе, поскольку наличие вторичных процессов (многократное рассеяние, тормозное излучение электронов и т. д.) приводит к значительным отклонениям от элементарных законов распространения  $\gamma$ -квантов.

Вторичные процессы особенно заметны при детектировании излучения в условиях «широкого пучка», при толщинах поглотителя, равных нескольким длинам свободного пробега квантов данной энергии.

«Широкий пучок» обычно применяется в радиографическом и визуальном методе, в то время как «узкий пучок» применяется в основном в сцинтилляционной  $\gamma$ -дефектоскопии. Следует различать понятие «узкий пучок» и «чистая геометрия», так как в условиях «узкого пучка» имеется возможность регистрации вторичных фотонов, хотя и в меньшей мере, чем в условиях «широкого пучка». Таким образом, геометрия «узкого пучка» является как бы переходной от «чистой геометрии», в условиях которой любое взаимодействие выводит полностью квант из пучка, к «широкому пучку», или так называемой «плохой геометрии».

Известно, что для  $\gamma$ -излучения с энергией около 1 Мэв наиболее характерным является процесс комптоновского рассеяния. Например, среднее число процессов комптоновского рассеяния в воде в 14 раз превышает среднее число фотопоглощений [3]. В каждом процессе взаимодействия происходит уменьшение энергии фотона. Это уменьшение при комптоновском рассеянии в среднем значительно меньше для низких, чем для высоких энергий фотона. Поэтому в низкоэнергетической части спектра происходит как бы накопление числа фотонов, хотя оно и ограничено снизу фотопоглощением. В этом случае ослабление первичных фотонов в некоторой степени будет компенсироваться накоплением вторичных фотонов. Тогда спектр прохождения  $I_{\text{пр}} = I_0 + I_{\text{р.сс}}$ , (1)

где  $I_0$  — энергетический спектр источника излучения;

$I_{\text{р.сс}}$  — спектр рассеянного излучения, учитывающий как однократно, так и многократно рассеянные фотоны.

Соответственно фактор накопления

$$B = \frac{N_{\text{пр}}}{N_0}, \quad (2)$$

где  $N_{\text{пр}}$  — общее число квантов, рассеянных и нерассеянных, падающих на детектор;

$N_0$  — число квантов первичной энергии, прошедших слой поглотителя в направлении детектора.

Как видно из рис. 4, линейчатый спектр источника излучения после прохождения поглотителя превратился в непрерывный. Изучение деталей этого спектра показывает, что в области низких энергий имеется пик многократного рассеяния, положение которого зависит от атомного номера поглотителя (100 ÷ 120 Кэв для Al и 200 ÷ 240 Кэв для Pb). Кроме того, имеется переходная область в диапазоне энергий

300 Кэв—1 Мэв, обусловленная в основном одно- и двукратно рассеянными квантами [4]. Площадь под пиком многократного рассеяния и переходной областью как раз характеризует величину фактора накопления. Важно отметить и тот факт, что величина « $B$ » для поглотителя данной

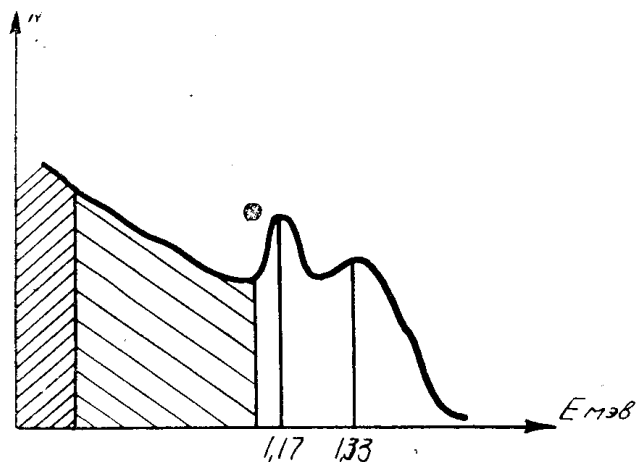


Рис. 4. Энергетический спектр излучения  $Co^{60}$  после прохождения через поглотитель.

толщины, плотности и состава является функцией поля облучения детектора, т. е. зависит от условий детектирования пучка  $\gamma$ -квантов. При использовании в качестве детектора сцинтилляционного счетчика поле облучения кристалла задается формой и размерами окна коллиматора.

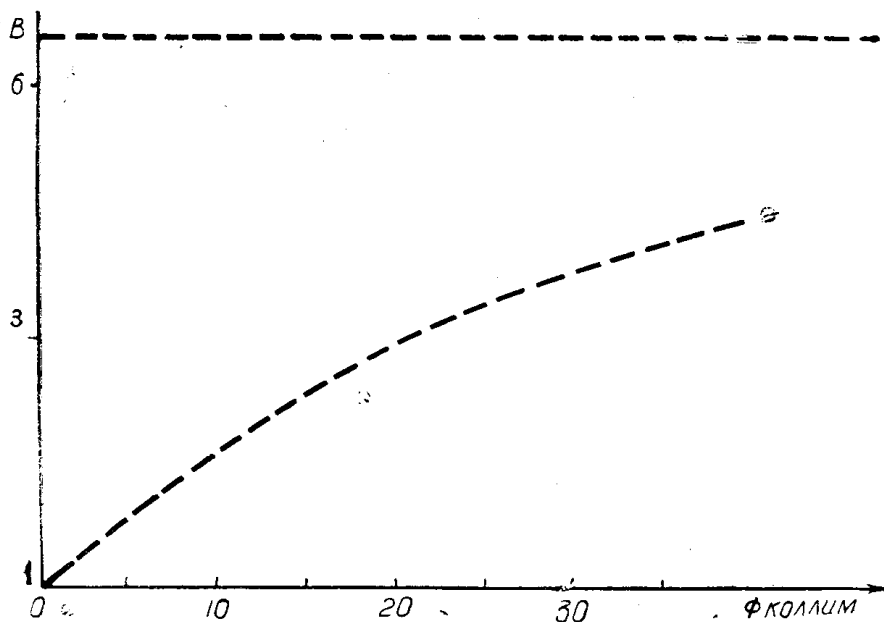


Рис. 4а. Зависимость фактора накопления от диаметра коллиматора. Источник излучения  $Co^{60}$ .

Для уменьшения фактора накопления, а следовательно, для повышения чувствительности дефектоскопа необходимо использовать малые отверстия коллиматора. Но, с другой стороны, это ведет к существенному понижению производительности контроля, что весьма нежелательно. Поэтому в реальных установках приходится идти на компромисс,

выбирая промежуточные размеры отверстия коллиматора. Нами были проведены исследования величины фактора накопления в зависимости от поля облучения детектора. Измерения проводились на сцинтилляционном спектрометре с кристаллом NaI (Tl) размерами  $80 \times 80$  мм и ФЭУ-24. Результаты измерений представлены на рис. 4 а. Анализ этих данных показывает, что имеются возможности устранения, хотя и неполного, влияния накопления квантов на чувствительность дефектоскопов, что достигается, однако, ценой уменьшения производительности контроля. В работе [5] отмечается другой вариант частичного устранения накопления — амплитудная дискриминация импульсов сцинтилляционного детектора. Устанавливая порог дискриминации за пиком многократного рассеяния, можно значительно улучшить «качество» регистрируемого спектра. Подробное рассмотрение вопроса о выборе оптимального порога дискриминации в сцинтилляционном дефектоскопе с источником  $Co^{60}$  можно найти в этих же работах.

### Тормозное излучение рентгеновских аппаратов и бетатронов

Непрерывные спектры тормозного излучения бетатронов и рентгеновских аппаратов имеют различие в преобразовании при прохождении слоя поглотителя. Это объясняется тем, что в области энергий 50—

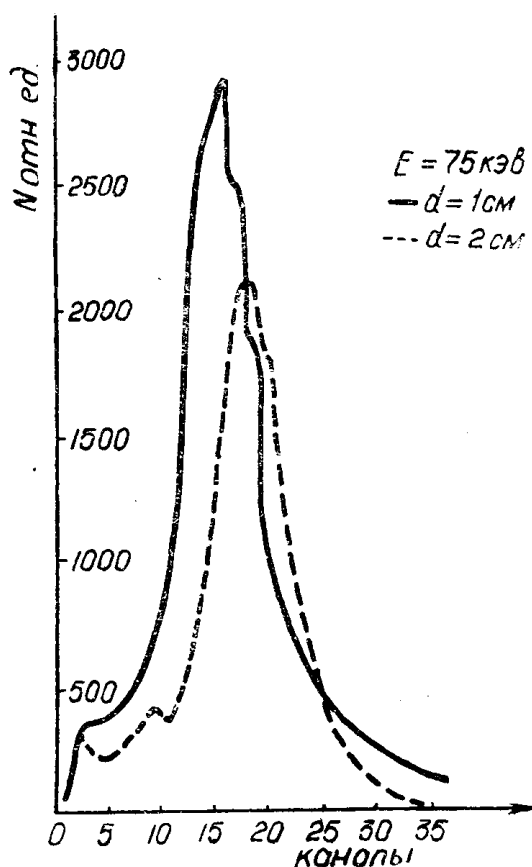


Рис. 5. «Ожесточение» непрерывного спектра излучения рентгеновского аппарата.

400 КэВ для большинства материалов кривая  $\mu = \tau(E)$  плавно спадает с ростом энергии, а в диапазоне энергий 1—30 МэВ у материалов с большим  $Z$  наблюдается перегиб кривой, обуславливающий мини-

мальный коэффициент поглощения  $\mu$ . Поэтому спектры прохождения пучка квантов тормозного излучения рентгеновского аппарата в условиях «чистой геометрии» отражают процесс фильтрации, или «ожесточения» первичного пучка (рис. 5) вплоть до  $E_{\max}$ .

В случае же бетатрона с энергией от 10 до 30 Мэв, например для стали, спектр прохождения сужается около энергии, соответствующей  $\mu_{\min}$  при увеличении толщины стали свыше 50 см (рис. 6).

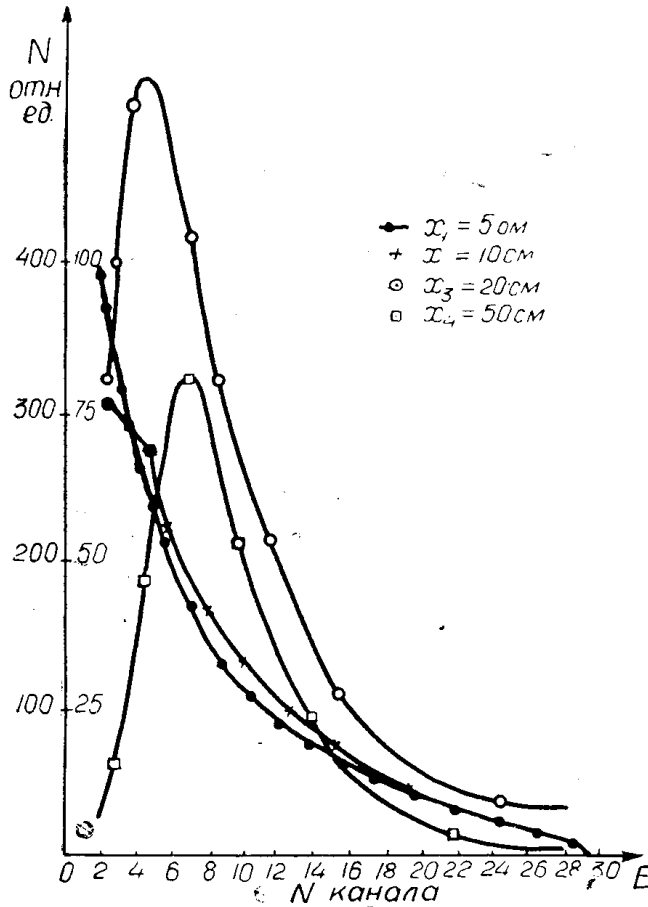


Рис. 6. Изменение спектрального состава тормозного излучения бетатрона после прохождения стальных барьеров различной толщины.

Спектры получены путем пересчета выходного спектра бетатрона с  $E_{\max} = 30$  Мэв для условий «чистой геометрии» по коэффициентам поглощения моноэнергетических квантов.

Качественное рассмотрение процессов взаимодействия квантов тормозного излучения, генерируемых рентгеновским аппаратом, показывает, что в данном случае необходимо кроме комптоновского рассеяния учитывать также и рэлеевское (когерентное) рассеяние, которое вносит существенный вклад в накопление квантов. Следует отметить ярко выраженную зависимость фактора накопления от атомного номера поглотителя, так как в этом диапазоне энергий сечение очень сильно зависит от  $Z$ , и, кроме того, при рассеянии квант либо совсем не теряет своей энергии, либо теряет малую ее часть.

Своеобразие процесса накопления квантов тормозного излучения бетатрона заключается в том, что его создают в основном однократно

рассеянные на небольшой угол кванты, а также двух- и более кратно рассеянные на очень малые углы. Кроме того, некоторый вклад в накопление дает и тормозное излучение вторичных заряженных частиц. Однако детально процессы взаимодействия пучка тормозного излуче-

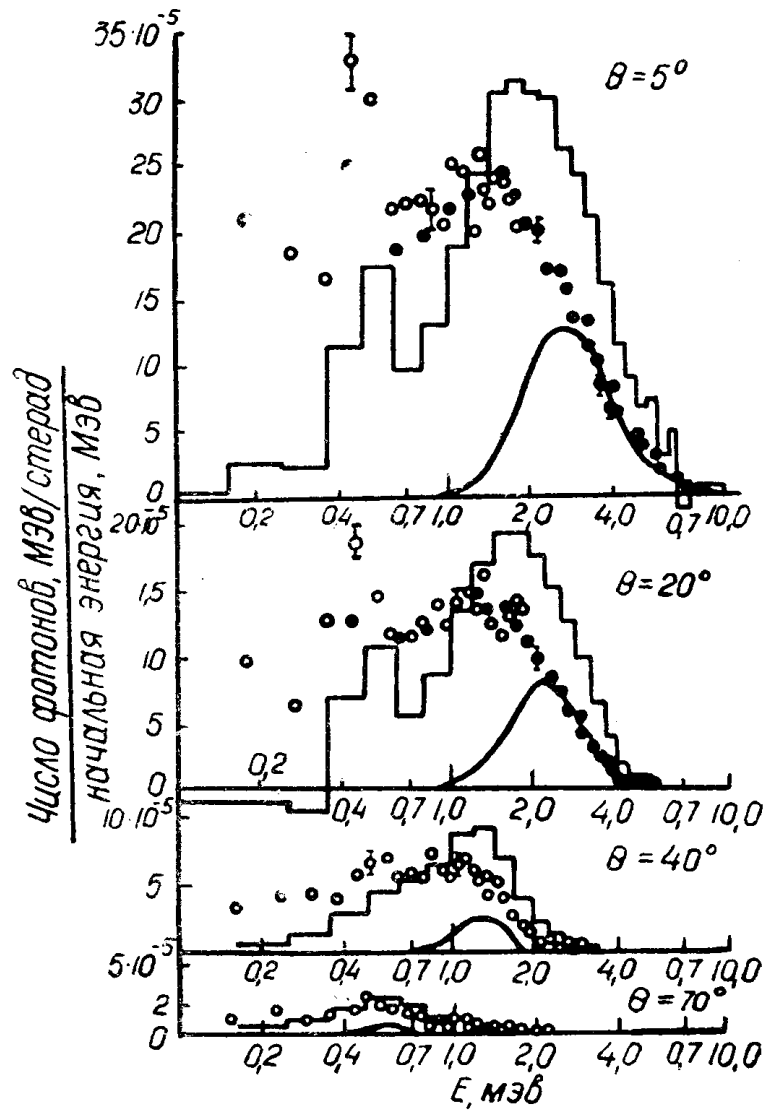


Рис. 7. Спектр  $\gamma$ -квантов, прошедших через слой свинца толщиной 15,2 см. Максимальная энергия первичных квантов 10 Мэв. Точки — распределение импульсов детектора NaI (Tl) в различных сериях. Гистограммы — спектр фотонов, полученный с учетом разрешения детектора. Сплошная кривая — спектр однократно рассеянных фотонов.

ния бетатрона с различными поглотителями в настоящее время не изучены. В этом смысле некоторый интерес представляет работа [6], в которой представлены спектральные распределения тормозного излучения бетатрона с  $E_{\max} = 10$  Мэв, прошедших через слой свинца (рис. 7).

## Приборные спектры

При взаимодействии  $\gamma$ -квантов с энергией от 0 до 30 Мэв с веществом сцинтилляционного кристалла в последнем образуются фотоэлектроны, комптоновские электроны и пары электрон-позитрон. Другими ядерными процессами ввиду их малого сечения можно пренебречь. Образованные заряженные частицы передают свою энергию кристаллу, создавая световую вспышку, амплитуда которой пропорциональна энергии вторичной частицы, поглощенной в кристалле. Таким образом, в случае фотоэффекта и эффекта образования пар, если пренебречь выходом флуоресцентного излучения и тормозного излучения пар, можно считать, что амплитуда сцинтилляции пропорциональна энергии  $\gamma$ -кванта. В случае комптон эффекта  $\gamma$ -квант не полностью оставляет энергию в кристалле и не определяет энергию падающего  $\gamma$ -кванта, поскольку рассеянный квант может вылететь из кристалла. Ввиду этого амплитудное распределение импульсов, снимаемых с фотоумножителя, в случае моноэнергетического  $\gamma$ -излучения будет состоять из пика, соответствующего полному поглощению в кристалле и непрерывного распределения, обусловленного комптоновским рассеянием в сцинтилляционном кристалле.

Следовательно, спектр прохождения в сцинтилляционном кристалле преобразуется в спектр энергий электронов и далее в спектр амплитуд световых вспышек. Спектр импульсов на выходе сцинтилляционного детектора называется «приборным спектром». Преобразование истинного спектра излучения в приборный происходит по следующему закону [4, 7, 8]:

$$N(E) = \int_0^{E_{\max}} I(E') R(E', E) dE', \quad (3)$$

где  $I(E')$  — истинный энергетический спектр квантов, падающих на кристалл;

$N(E)$  — измеренное амплитудное распределение;

$R(E', E)$  — функция чувствительности кристалла.

В этом преобразовании основную роль играет  $R(E, E')$ . Рассмотрим, какие параметры определяют вид этой функции.

$$R(E', E) = Y(E') \cdot k(E', E), \quad (4)$$

где  $Y(E')$  — эффективность спектрометра,

$k(E', E)$  — вероятность появления импульса в интервале от  $E$  до  $E + dE$  при условии взаимодействия с кристаллом кванта с энергией между  $E'$  и  $E' + dE'$ .

$$Y(E') = 1 - e^{-\nu_k h}, \quad (5)$$

где  $\nu_k$  — полный коэффициент поглощения,

$h$  — высота кристалла.

В свою очередь

$$k(E', E) = P(E') \delta(E - E') + L(E', E), \quad (6)$$

где  $L(E', E)$  — вероятность комптоновского рассеяния в кристалле, характеризующая непрерывное комптоновское распределение в приборном спектре;

$P(E')$  — фотовклад, или отношение площади под „пиком полной энергии“ к суммарной площади под комптоновским распределением и „пиком полной энергии“.



Эти две функции являются важнейшими характеристиками сцинтилляционного детектора. Остановимся подробнее на соотношении этих двух функций в приборном спектре. На рис. 8 изображен спектр импульсов от изотопа  $\text{Co}^{60}$ , полученный с помощью сцинтилляционного кристалла размерами  $40 \times 50$  мм. Анализ формы этого спектра, типичного для применяемых в настоящее время в дефектоскопии кристаллов, показывает, что площадь под комптоновским распределением значительно превышает площадь под пиком полной энергии.

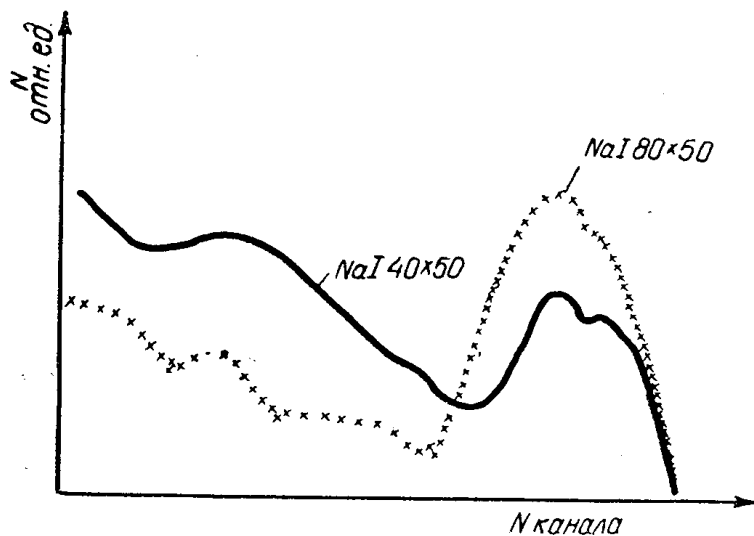


Рис. 8. Приборные спектры изотопа  $\text{Co}^{60}$ , полученные с кристаллами различных размеров.

Этот факт отрицательно сказывается на эффективности регистрации  $\gamma$ -излучения за поглотителем, поэтому представляет интерес рассмотреть зависимость соотношения  $P(E')$  и  $L(E', E)$  от энергии  $\gamma$ -квантов и размеров кристалла. При энергиях  $\gamma$ -квантов до  $200 \text{ Кэв}$  основным вкладом взаимодействия в  $\text{NaI(Tl)}$  является фотоэффект и фотовклад по площади в несколько раз превышает площадь над непрерывным распределением. При увеличении энергии до  $1 \text{ Мэв}$  фотоэффект перестает быть доминирующим видом взаимодействия, и это обуславливает большую площадь под непрерывным распределением по сравнению с фотовкладом. В области энергий выше  $2 \text{ Мэв}$  начинается рост фотовклада за счет образования пар. Таким образом, детектирование излучения в диапазоне  $0,5\text{--}2 \text{ Мэв}$  связано с определенными трудностями.

Как указывалось выше, в спектре прохождения излучения  $\text{Co}^{60}$  имеется пик многократного рассеяния, которое обуславливает накопление квантов и не несет информации о качестве просвечиваемого изделия в отличие от однократно рассеянного в малый телесный угол коллиматора излучения. Применение амплитудной дискриминации в этом случае позволяет убрать значительную долю многократно рассеянного излучения и тем самым повысить чувствительность контроля.

Однако в случае высокого уровня комптоновского распределения в приборном спектре дискриминация не приводит к желаемым результатам, поскольку теряется значительная часть первичных квантов, образующих область до порога дискриминации. Наряду с этим уровень непрерывного распределения в приборном спектре влияет на действительную эффективность регистрации детектора. Дело в том, что не все кванты, провзаимодействовавшие с кристаллом, будут зарегистрирова-

ны. Кроме того, большой вклад комптоновского рассеяния в кристалле как бы снижает его к. п. д. Действительная эффективность регистрации сцинтилляционного детектора кристалл + ФЭУ дается следующим выражением:

$$\varepsilon_{\partial} = Y(E) \cdot \nu (1 - \eta), \quad (7)$$

где  $\nu$  — коэффициент, учитывающий порог чувствительности фотокатода и самопоглощение световых квантов в кристалле;

$\eta$  — доля энергии, уносимой вторичными частицами и фотонами за счет малых размеров кристалла;

$$\eta = \frac{\Delta J_T}{J_n}, \quad (8)$$

где  $\Delta J_T$  — интенсивность излучения, выносимая провзаимодействовавшими квантами из кристалла;

$J_n$  — интенсивность излучения, провзаимодействовавшего с кристаллом.

Следует отметить, что формула (7) справедлива лишь в случае среднетокowego режима сцинтилляционного детектора, так как в случае счетного метода регистрации  $\gamma$ -квантов с нормализацией амплитуд

$$\varepsilon_{\partial} = Y(E) \cdot f_n, \quad (9)$$

где  $f_n$  — коэффициент, учитывающий порог дискриминации в приборном спектре.

В известной мере это объясняет некоторые преимущества счетного метода по сравнению со среднетокowym, так как здесь энергия, уносимая из кристалла вторичными частицами, не играет никакой роли, в то время как для среднетокowego режима существенным является максимально возможный светосбор с кристалла. Этот светосбор зависит от доли энергии, поглощенной кристаллом при каждом взаимодействии  $\gamma$ -кванта и определяет минимальную интенсивность излучения, которая может быть устойчиво измерена данным кристаллом.

Действительная эффективность регистрации зависит от энергии детектируемого излучения не только через коэффициент поглощения кристалла, но и через коэффициенты  $\nu$  и  $\eta$ . Так, в случае детектирования рентгеновского излучения наиболее важным является фактор, учитываемый коэффициентом  $\nu$ , ибо фотоэффект преобладает здесь над рассеянием, а, с другой стороны, число световых фотонов, производимых  $\gamma$ -квантами низкой энергии, мало, и становится существенным эффект самопоглощения в кристалле. Если же энергия  $\gamma$ -квантов лежит в диапазоне 0,5 — 1 Мэв, необходимо учитывать оба коэффициента, так как доля энергии, уносимой из кристалла, начинает возрастать. При регистрации жесткого тормозного излучения бетатрона доминирующим является фактор выноса энергии из кристалла, а самопоглощением световых фотонов чаще всего можно пренебречь. В соответствии с этим необходимо знать, с одной стороны, зависимость фотоклада, характеризующего долю полностью поглощенных квантов, следовательно, и долю энергии, вынесенной из кристалла, а с другой — зависимость самопоглощения от размеров сцинтилляционного кристалла.

В данной работе мы рассматриваем только первый вопрос.

### Заклучение

Материалы, рассмотренные в настоящей статье, представляют определенный интерес с точки зрения использования возможностей

спектрометрии тормозного и гамма-излучения для нужд практической дефектоскопии.

Изучение и анализ спектров излучения, полученных за поглотителями различной толщины и плотности, а также анализ приборных спектров позволяет правильно подойти к вопросу оптимальных условий просвечивания материалов и изделий и тем самым значительно расширить возможности контроля просвечиванием.

Можно надеяться, что предложенное авторами использование спектрометрического метода для целей дефектоскопии просвечиванием является наиболее перспективным с точки зрения решения задач неразрушающего контроля материалов и изделий  $\gamma$ -излучением.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. AS. Penfold and I. E. Leiss, Phys. Rev. 95, 637 (1954). I. M. Wyckoff and H. W. Koch, Phys. Rev. 117 № 5 (1960). I. M. Wyckoff and H. W. Koch. Bull. Am. Phys. Soc. 3, 174 (1958).
2. N. Starfelt. Acta Radiologia 50, 581 (1958). Ст. Hettinger, Nuclear. Instr. and Methods. 4, 103 (1959).
3. У. Фано, Л. Спенсер, М. Бергер. Перенос гамма-излучения. Госатомиздат, 1963.
4. Приборы и методы анализа излучений. Вып. III под редакцией Е. Л. Столяровой, Госатомиздат, 1962.
5. В. И. Горбунов, В. Б. Кузнецов, В. К. Кулешов, Ю. Б. Янкевич. Счетно-спектрометрический метод в изотопной дефектоскопии.
6. Hubbel, Hagward. Titus, Phys. Rev. 108. 6681 (1957).
7. R. F. Rand Nuclear Instr. and Methods. 102, 157 (1962).
8. N. Starfelt and H. Koch, Phys. Rev. 102, 1598 (1956).
9. RS. Foote and H. W. Koch Rev. Sci Instr 25, 746 (1954).
10. Wyte GN Canad. I. Phys. 33. 96 (1955).
11. Dixon WR Canad. I. Phys. 36, 4 (1958).
12. В. И. Горбунов, В. Б. Кузнецов, В. К. Кулешов, Ю. Б. Янкевич. Определение оптимальных размеров сцинтилляционного кристалла в бетатронной дефектоскопии материалов (настоящий сборник).