

ИССЛЕДОВАНИЕ РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОТОКА ТОРМОЗНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ БЕТАТРОНА С МАКСИМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИЕЙ 15, 25 МэВ ЗА ПОГЛОТИТЕЛЯМИ

В. А. ВОРОБЬЕВ, Ю. О. ГАВКАЛОВ, А. В. ПОКРОВСКИЙ

(Представлена научным семинаром лаборатории диэлектриков и полупроводников)

Обсуждается возможность экспериментального определения фактора накопления для потока тормозного излучения сцинтилляционным детектором без построения матрицы чувствительности кристалла. Приводятся результаты теоретического расчета и эксперимента. Исследование проведено для задач бетатронной дефектоскопии.

Возрастающая роль бетатронов в неразрушающих методах контроля изделий большой толщины, широкое использование пучков высокоэнергетического тормозного излучения в физике и медицине обуславливает необходимость всестороннего исследования переноса энергии потока квантов тормозного излучения через слои различных материалов.

В результате взаимодействия с веществом энергия потока квантов электромагнитного излучения уменьшается за счет поглощения или рассеяния. Наиболее трудоемким и сложным в теоретическом и экспериментальном решении представляется определение количественных и качественных характеристик рассеянного излучения.

Как и в случае моноэнергетического точечного или плоского коллимированного в направлении x источника, ослабление узкого пучка сложного спектра можно представить Ламбертовским законом ослабления

$$J_{\text{узк}}^{(x)} = J_0 e^{-\mu(E_{\text{эф}}) x}, \quad (1)$$

где $J_{\text{узк}}^{(x)}$ — интенсивность излучения на глубине поглотителя x ,
 J_0 — интенсивность излучения рабочего пучка бетатрона,
 $\mu(E_{\text{эф}})$ — коэффициент ослабления сложного спектра, где $E_{\text{эф}}$ определяется как энергия моноэнергетического потока квантов электромагнитного излучения, ослабление которого на толщине поглотителя x эквивалентно ослаблению интенсивности излучения сложного спектра.

Аналогично для оценки реакции детектора на сложный спектр можно ввести понятие эффективной чувствительности детектора, которая определяется энергией моноэнергетического потока квантов электромагнитного излучения возбуждающего одинаковый по амплитуде сигнал в детекторе. Для бетатронного спектра эффективная энергия $E_{\text{эф}}$ не остается постоянной при изменении толщины поглотителя.

Интенсивность излучения за поглотителем в случае широкого пучка удобно для расчетов представить выражением (1) с введением коэффициента, учитывающего вклад рассеянного излучения

$$J_{\text{шир}}^{(x)} = B(x) J_0 e^{-\mu(E_{\text{эф}}) x}, \quad (2)$$

где коэффициент B_x принято называть фактором накопления [4]. Являясь интегральной характеристикой рассеянного излучения, фактор накопления определяется отношением полной интенсивности квантов

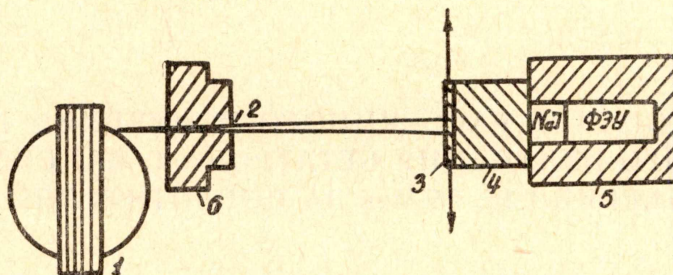


Рис. 1. Схема эксперимента.
1 — бетатрон, 2 — пучок тормозного излучения,
3 — перемещаемое приращение образца, 4 — образец,
5 — блок защиты детектора.

электромагнитного излучения к интенсивности первичных квантов на глубине поглотителя x . Фактор накопления зависит от спектрального состава бетатронного излучения толщины и физико-химических свойств поглотителя.

Для разработки методики экспериментального определения фактора накопления были рассчитаны методом последовательных столкновений поток и энергии однократно и двукратно рассеянных квантов сложного спектра в меди для барьерной геометрии. Многократно рассеянные кванты электромагнитного излучения учитывались по методу, предложенному в работе [2].

Результаты расчета представлены на рис. 2. Оказалось, что на исследуемых толщинах фактор накопления для сложного спектра является монотонно возрастающей функцией толщины. Это обстоятельство позволяет отождествить на отдельных участках толщин с высокой степенью точности фактор накопления для выбранной соответствующим образом энергии с фактором накопления для спектра и значительно сократить тем самым объем вычислительной работы. Так, фактор накопления спектра $E_{\text{макс}} = 25$ Мэв на участке до 300 мм меди с точностью $\pm 4\%$ согласуется с фактором накопления моноэнергетического источника 9 Мэв, фактор накопления спектра $E_{\text{макс}} = 15$ Мэв с фактором накопления моноэнергетического источника 5,5 Мэв. Для этих источников вклад потоков энергии трехкратно рассеянных квантов к потоку квантов, прошедших без взаимодействия, составляет соответственно на толщине 20 см меди 7% и 15%. Таким образом, метод последовательных столкновений оказывается рациональным для оценки интенсивности тормозного излучения за поглотителем до 30—40 см меди, так как с вычислением до двукратно рассеянных квантов он является наименее трудоемким. При этом ошибка 20—30% в оценке энергетического вклада многократно рассеянных квантов не внесет большой погрешности в определяемый общий поток энергии.

Экспериментальные исследования с тормозным пучком представляют значительную сложность и трудоемкость. Известные методы интегрального измерения широкого пучка трудоемки или результаты измене-

ний не удастся интерпритировать достаточно обоснованно в связи со сложным характером изменения спектрального состава рассеянного излучения при увеличении толщины поглотителя.

Данной работой поставлена задача разработать экономичный и нетрудоемкий метод получения интегральных характеристик излучения за поглотителем применительно к сцинтилляционному детектору. Эти характеристики необходимы для развития теоретических основ и определения путей совершенствования методов бетатронной дефектоскопии.

Предпосылкой для разработки метода является то обстоятельство, что реакция сцинтиллятора на изменение интенсивности излучения на некоторой толщине поглотителя Δx значительно превышает реакцию на изменение качества спектра излучения. Возможность реализации этого явления обуславливается достигнутыми параметрами бетатронных дефектоскопов [1].

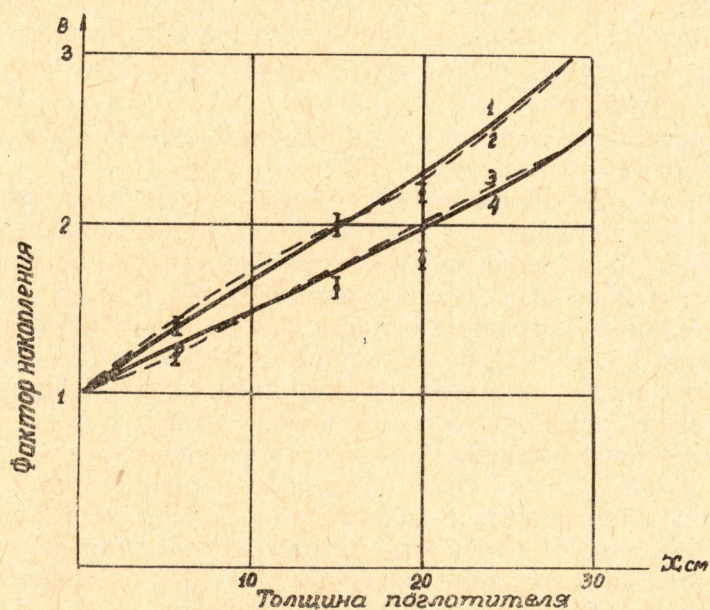


Рис. 2. Фактор накопления тормозного излучения в зависимости от толщины поглотителя.

1 — рассчитанный для спектра с максимальной энергией $E_{\text{макс}} = 15$ Мэв; 2 — рассчитанный для моноэнергетического излучения 5,5 Мэв; 3 — рассчитанный для спектра тормозного излучения с максимальной энергией $E_{\text{макс}} = 25$ Мэв.

Разработанные дефектоскопы НИИ ЭИ ТПИ обладают способностью регистрировать изменение потока энергии излучения при увеличении или уменьшении толщины поглотителя на 1% [1].

В предполагаемом методе измеряемыми величинами является интенсивность излучения за поглотителем толщиной x и интенсивность излучения за поглотителем толщиной $x + \Delta x$. Математическая обработка регистрируемых величин заключается в следующем.

Дифференцируя выражение (2), получим

$$dJ_{(x)} = \frac{\partial B_{(x)}}{\partial x} J_0 e^{-\mu(E_{\text{эф}})x} dx - B_{(x)} J_0 \frac{\partial \mu(E_{\text{эф}})}{\partial E_{\text{эф}}} \frac{\partial E_{\text{эф}}}{\partial x} x e^{-\mu(E_{\text{эф}})x} dx - B_{(x)} \mu(E_{\text{эф}}) \cdot e^{-\mu(E_{\text{эф}})x} dx \quad (3)$$

Для конечного приращения Δx можно записать

$$\frac{\Delta J(x)}{J(x)\Delta x} = \frac{1}{B} \frac{\partial B(x)}{\partial x} + \left[-\frac{\partial \mu}{\partial E_{\text{эф}}} \frac{\partial E_{\text{эф}}}{\partial x} x - \mu(E_{\text{эф}}) \right]. \quad (4)$$

Левая часть уравнения является измеряемой величиной, выражение в скобках равно измеряемой величине $\frac{\Delta I}{I\Delta x}$ для узкого пучка и нахо-

дится путем экстраполяции на «нулевую» площадь коллиматора последовательных измерений с уменьшением диаметра отверстия коллиматора.

Так как проведенные расчеты показывают, что на исследуемом участке толщин функции $B(x)$ $\mu^{E_{\text{эф}}}$ гладки, то фактор накопления может быть найден с большой точностью численным решением уравнения [4].

Ряд работ, например [3], показывает хорошее согласование эксперимента и расчета с использованием спектра Шиффа, поэтому для определения фактора накопления $B(x)$ могут быть использованы расчетные значения функции μ^x .

Погрешность нахождения фактора накопления будет определяться точностью метода и измерений.

Точность метода определяется степенью изменения качества спектра излучения на толщине Δx и функцией чувствительности детектора. Было измерено ослабление потока квантов электромагнитного излучения кристаллом NaJ(Tl), который используется в эксперименте. Получено относительное изменение ослабления не более 0,5% на изменение толщины меди 1% в интервале толщин 5—20 см. Так как качество спектра непостоянно с изменением толщины, то коэффициент преобразования энергии ослабления в световой импульс тоже изменяется. Оценка по смещению максимума расчетного спектра за толщиной меди 50—200 мм для $E_{\text{макс}} = 30$ Мэв показала, что при этом эффективная чувствительность кристалла изменяется не более чем в 2 раза.

Можно считать, что точность метода, полученная из анализа изменения относительного ослабления слоем $\Delta x = 1\%$ и эффективной чувствительности детектора, не хуже одного процента.

Эксперимент был произведен на бетатроне 5—30 НИИ ЭИ ТПИ. Для проведения эксперимента разработана дифференциальная схема регистрации [1]. В качестве детектора выбран кристалл NaJ(Tl) 40×50 и ФЭУ-12.

Исследовались пластины меди площадью 100 см² и 50 мм толщиной при коллиматорах с отверстиями 5, 8, 12, 16, 20, 30, и с расположением кристалла вплотную к поглотителю. Для приближения к теоретической модели ставился бетатронный коллиматор с диаметром отверстия 4 мм. Передняя плоскость детектора находилась на расстоянии 1,9 м от мишени бетатрона.

Принципиальная схема эксперимента представлена на рис. 1.

Ошибка измерения $\frac{\Delta U}{U} \sim \frac{\Delta I}{I}$ обусловлена точностью метода,

случайным процессом в детекторе, электрических цепях схемы регистрации, измерительного прибора и ошибкой установки коллиматора по оси пучка.

Расчетная погрешность по параметрам изготовленной схемы регистрации при работе бетатрона в режиме 5—20 р/мин. не превышает точность метода.

Благодаря применению дифференциальной схемы и глубокой интеграции перед окончательным усилителем измерительного тракта удается

сохранить высокую точность метода при нестабильности интенсивности бетатрона 10—15%. Однако значительную погрешность вносит неточная установка коллиматоров и детектора по оси пучка. Для уменьшения этой погрешности ось пучка определялась методом рентгенографии для 3-х точек.

Полученные результаты приведены на рис. 2. Отклонение экспериментальных точек на толщине 20 см от расчетных на 10% объясняется тем, что последние были рассчитаны приближенным методом.

ЛИТЕРАТУРА

1. Неразрушающие методы контроля материалов и изделий. Сб. статей под ред. Назарова, 9, 109, 1963.
 2. J. Appl. Phys. 24, 1272, 1953.
 3. Radiation Res. 5, 107, 1956.
 4. Фано. «Перенос гамма-излучения», Атомиздат, 1963.
-