

МИНИСТЕРСТВО ОБРАЗОВАНИЯ И НАУКИ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ  
ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ  
ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ УЧРЕЖДЕНИЕ  
ВЫСШЕГО ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«НИЖЕГОРОДСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ ТЕХНИЧЕСКИЙ  
УНИВЕРСИТЕТ им. Р.Е. АЛЕКСЕЕВА»

*Кафедра «Ядерные реакторы и энергетические установки»*

**Хохлов В.Н.**

**Лабораторная работа №6**

**АЛЬБЕДО ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ**

*Методические указания к лабораторным работам по дисциплинам:  
«Основы проектирования защиты ядерных энергетических установок»  
для бакалавров направления  
14.03.02 «Ядерная физика и технологии»  
дневной формы обучения*

Нижний Новгород 2015

**Цель работы:** 1) подробное знакомство с определениями понятия альbedo излучения, основными закономерностями формирования поля обратно рассеянных гамма-квантов; 2) расчетное определение величин альbedo по полуэмпирическим выражениям; 3) экспериментальное определение интегрального и углового дифференциального альbedo гамма-квантов с энергией 60 кэВ, нормально падающих на рассеиватели из алюминия и оргстекла различной толщины.

## ВВЕДЕНИЕ

В ядерной физике и радиационной технике альbedo характеризует отражение ионизирующих излучений от рассеивающих тел.

Отраженное от среды излучение необходимо учитывать при решении многих задач физики защиты, дозиметрии, радиационной технике. Информация по обратному рассеянию необходима при прогнозировании поля излучения в защитах с неоднородностями, расчетах теневых защит, при определении вклада в поле излучения, отраженного от оборудования, стен, пола и потолка помещений (например, реакторного зала), проектировании радиоизотопных приборов и установок, основанных на принципе отражения излучений и т.п.

## ОСНОВНЫЕ ПОНЯТИЯ И ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Альbedo в переводе с латинского языка означает "белизна". В оптике альbedo определяет свойство "белого" тела отражать излучение и показывает, какую часть падающего света оно отражает,

$$\alpha = \frac{N_{\text{отп}}}{N_{\text{пад}}}.$$

Отраженное рассеяние излучения от среды и другие процессы взаимодействия, приводящие к образованию вторичного излучения, покидающего среду через ту же поверхность, на которую падало излучение, при использовании альbedo рассматривается как явление отражения. Иными словами, процессы взаимодействия внутри среды трактуются строго как поверхностный эффект - эффект отражения.

В общем случае поле обратного рассеянного излучения определяется энергией и геометрией источника; формой, составом и толщиной рассеивателя; взаимным расположением источника и рассеивателя. Обычно исследуют геометрию точечного мононаправленного моноэнергетического источника, так как по полю обратного рассеяния тонкого луча при помощи преобразований можно сформировать поле отраженного излучения для других источников.

Наиболее подробная информация о поле обратного рассеяния задается дважды дифференциальными спектральными характеристиками альbedo (рис. 1.а).

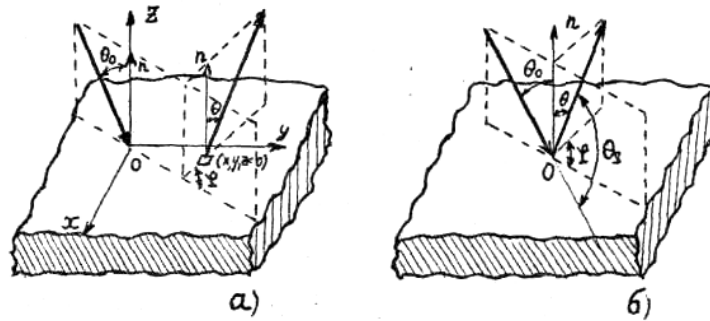


Рис. 1. К определению дважды дифференциального (а) и дифференциального (б) альbedo.

Площадку, через которую вторичное излучение покидает рассеиватель, будем называть областью рассеяния (рассеивающее пятно). Она всегда больше площадки, образуемой пересечением пучка с поверхностью рассеивателя. Для мононаправленного пучка размеры этой площадки порядка 2-3 длин свободного пробега падающих гамма-квантов в веществе рассеивателя. Однако для многих задач ее геометрические размеры на поверхности отражателя можно не учитывать, считая, что обратно рассеянное излучение покидает рассеиватель в той же области, в которой входит в него излучение источника. Это предположение справедливо, когда максимальные линейные размеры области рассеяния значительно меньше расстояния до точки детектирования. Тогда достаточно знать дифференциальное спектральное альbedo (энергетически - угловое распределение обратно рассеянного излучения):

$$a_c(E_0, \theta_0; E, \theta, \varphi) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} a_c(E_0, \theta_0; E, \theta, \varphi, x, y) dx dy; \quad (1)$$

Для решения практических задач применяют также дифференциальные (по направлению вылета частиц) характеристики альbedo:

- числовое альbedo (угловое распределение числа обратно рассеянных гамма-квантов)

$$a_r(E_0, \theta_0; \theta, \varphi) = \int_0^{E_0} a_c(E_0, \theta_0; E, \theta, \varphi) dE; \quad (2)$$

- энергетическое альbedo (угловое распределение обратно рассеянной энергии гамма-квантов)

$$a_{\Sigma}(E_0, \theta_0; \theta, \varphi) = \frac{1}{E_0} \int_0^{E_0} E a_c(E_0, \theta_0; E, \theta, \varphi) dE; \quad (3)$$

- дозовое альbedo (угловое распределение дозы обратно рассеянных гамма-квантов)

$$a_0(E_0, \theta_0; \theta, \varphi) = \frac{1}{E \cdot \gamma(E_0)} \int_0^{E_0} E \cdot \gamma(E) \cdot a_c(E_0, \theta_0; E, \theta, \varphi) dE, \quad (4)$$

где  $\gamma(E)$  - линейный коэффициент истинного поглощения энергии гамма-квантов с энергией  $E$  в воздухе.

Интегральные характеристики альbedo получают интегрированием дифференциальных характеристик по телесному углу отражения  $2\pi$  стерадиан

$$a(E_0, \theta_0) = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^{2\pi} a(E_0, \theta_0; \theta, \varphi) \sin \theta d\theta. \quad (5)$$

## ОСНОВНЫЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ПОЛЯ ОБРАТНОГО РАССЕЙЯНИЯ

Определяющую роль в механизме образования рассеянного излучения играет комптоновский процесс, а при энергии гамма-квантов больше 2 МэВ - образование пар. Фотоэлектрическое поглощение влияет, в первую очередь, на абсолютную величину альбедо. В зависимости от условий задачи изменяются соотношения между процессами взаимодействия, а вместе с ними изменяются и характеристики альбедо.

### *1. Спектральное распределение альбедо*

Во всех случаях в спектре рассеянного излучения наблюдаются две компоненты, соответствующие однократному и многократному рассеянию. Энергия высокоэнергетической компоненты определяется однократным комптоновским рассеянием на заданный угол рассеяния  $\theta_s$ .

$$\alpha = \frac{\alpha_0}{1 + \alpha_0(1 - \cos \theta_\phi)}, \quad (6)$$

где  $\alpha = E/mc^2 = E/0,511$  - безмерная энергия,  $E$  выражается в МэВ.

Средняя энергия гамма-квантов низкоэнергетической компоненты обычно в несколько раз меньше. Соотношение интенсивностей этих компонент различно для разных условий задачи. Так, с увеличением атомного номера вещества рассеивателя  $Z$  вклад в общую интенсивность низкоэнергетической компоненты уменьшается из-за увеличения сечения фотоэффекта пропорционально  $Z^{4-5}$  по сравнению с увеличением сечения комптоновского рассеяния пропорционально  $Z$ . Следует заметить, что в спектральном распределении всегда имеются гамма-кванты больших энергий, чем энергия однократного рассеяния  $E$  на данный угол рассеяния  $\theta$ . Кванты с энергией больше  $E$  появляются при неоднократном рассеянии на той же суммарный угол рассеяния  $\theta$ .

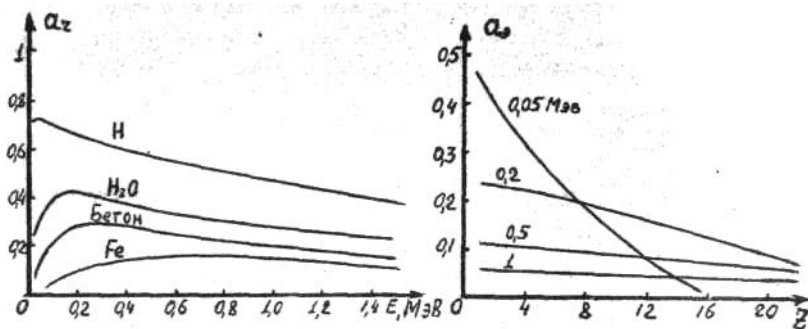
### *2. Зависимость от энергии источника*

С увеличением жесткости первичного излучения при  $E_0 \geq 0,2$  МэВ для материалов с малым и средним  $Z$  наблюдается уменьшение величины  $a$  (рис. 2). Это объясняется тем, что с возрастанием энергии увеличивается глубина, на которую проникает первичное излучение, т.е. возрастает путь, проходимый в направлении поверхности рассеянным гамма-квантом, и следовательно, вероятность его поглощения. Кроме того, с увеличением  $E_0$  комптоновское рассеяние происходит преимущественно вперед, что также уменьшает обратное рассеяние гамма-квантов.

Уменьшение величины  $a$  с уменьшением энергии гамма-квантов источника для средних и больших  $Z$  обусловлено интенсивным фотоэлектрическим поглощением.

### *3. Зависимость от атомного номера материала рассеивателя*

При увеличении  $Z$  наблюдается уменьшение величины альбедо, что объясняется возрастанием фотоэлектрического поглощения рассеянных гамма-квантов (рис. 3)



Рис(2).

Рис(3).

Рис.2. Зависимость интегрального  $a_r$  от энергии гамма-квантов мононаправленного источника, падающих нормально на полубесконечные рассеиватели из различных материалов

Рис. 3. Зависимость интегрального  $a_3$  от  $Z$  полубесконечного рассеивателя для гамма-квантов различных энергий мононаправленного нормально падающего источника

Для диапазона энергий  $0,2 \leq E_0 \leq 2,0$  МэВ получено простое соотношение интегрального энергетического альbedo гамма-квантов

$$a_3 = \frac{3,2\rho}{E_0 Z^2 \cos \theta_0}, \quad Z \leq 50, \theta_0 < 80^\circ;$$

$$a_3 = \frac{3,2\rho}{E_0 Z^2 \cos^2 \theta_0}, \quad Z > 50, \theta_0 < 80^\circ, \quad (7)$$

Эти формулы с погрешностью до 20% описывают экспериментальные данные, полученные на изотропных источниках. Так как

$$\rho = \frac{nA}{N_0 Z}, \quad (8)$$

где  $n$  - число электронов в единице объема,  $N_0$  - число Авагадро,  $A$  и  $Z$  - массовое число и порядковый номер отражателя, то энергетическое альbedo прямо пропорционально электронной концентрации и обратно пропорционально  $Z$ .

#### 4. Зависимость от толщины отражателя

Большая часть обратно рассеянных гамма-квантов отражается в тонком поверхностном слое вещества. С увеличением толщины отражателя величина альbedo монотонно растет по закону

$$a = a_0 \left[ 1 - \exp\left(\frac{-d}{b}\right) \right], \quad (9)$$

где  $d$  - толщина отражателя;  $b$  - константа, имеющая численное значение порядка 1-2 длин свободного пробега первичных гамма-квантов.

### 5. Зависимость от угла падения

С увеличением угла падения  $\theta_0$  происходит возрастание как дифференциального, так и интегрального альбедо (рис. 4). Это объясняется тем, что: 1) с увеличением  $\theta_0$  уменьшается расстояние от места рассеяния до отражающей поверхности примерно пропорционально  $\cos\theta_0$ , т.е. уменьшается путь, проходимый рассеянным гамма-квантом до выхода из рассеивателя; 2) с увеличением  $\theta_0$  для данного  $\theta$  уменьшается  $\theta_s$  и, следовательно, возрастают вероятность комптоновского рассеяния (исключая область низких энергий) и энергия рассеянных гамма-квантов. Это также увеличивает вероятность того, что гамма-квант достигнет поверхности отражателя, не поглотившись.

Согласно соотношению (7) энергетическое альбедо возрастает с увеличением  $\theta_0$  пропорционально  $1/\cos\theta_0$ , для более тяжелых рассеивателей  $1/\cos^2\theta_0$ .

### 6. Угловые распределения отраженных гамма-квантов.

Характер угловой зависимости обратно рассеянного излучения определяется конкуренцией двух процессов. С одной стороны, для данного  $\theta_0$  вероятность рассеяния и энергия рассеянных гамма-квантов возрастает с уменьшением  $\theta_s$ , с другой стороны, при этом возрастает путь, проходимый рассеянным излучением в веществе, и следовательно, вероятность поглощения, которое тем больше, чем больше атомный номер материала рассеивателя. Поэтому угловое распределение обратно рассеянного излучения носит анизотропный характер (рис. 5).

При нормальном падении гамма-излучения мононаправленных источников на полубесконечный рассеиватель количество обратно рассеянного излучения монотонно убывает с увеличением полярного угла отражения приблизительно по закону

$$a(\theta) = a(\theta = 0^0) \cos \theta. \quad (10)$$

При нормальном падении на тонкий рассеиватель, когда отражение обусловлено лишь однократно рассеянными квантами и можно пренебречь поглощением в рассеивателе, угловое распределение отраженного излучения описывается дифференциальным угловым сечением комптоновского взаимодействия гамма-квантов с веществом, т.е. формулой Клейна-Мишины-Тамма ( $\text{см}^2/\text{ср}$ )

$$\sigma_k(\alpha, \theta_s) = \frac{Z \cdot r_0^2}{2} [1 + \alpha_0(1 - \cos \theta_s)]^{-2} \cdot \left[ 1 + \cos^2 \theta_s + \frac{\alpha_0^2 (1 - \cos \theta_s)^2}{1 + \alpha_0(1 - \cos \theta_s)} \right], \quad (11)$$

где  $\alpha$  - безразмерная энергия;  $\theta_s$  - угол рассеяния;  $r_0 = \ell^2/m_0c^2 = 2,82 \cdot 10^{-13}$  см - классический радиус электрона.

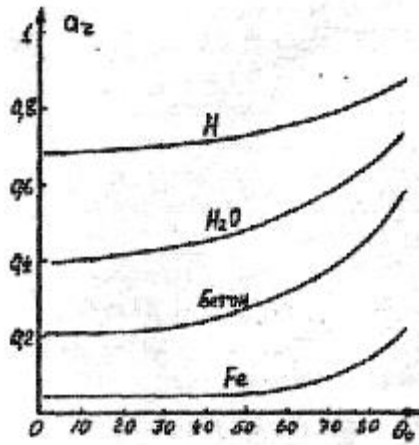


Рис. 4. Зависимость интегрального  $a_r$  тонкого луча с  $E_0 = 0,1$  МэВ для полубесконечных рассеивателей из бетона (Al) и  $H_2O$  от угла падения.

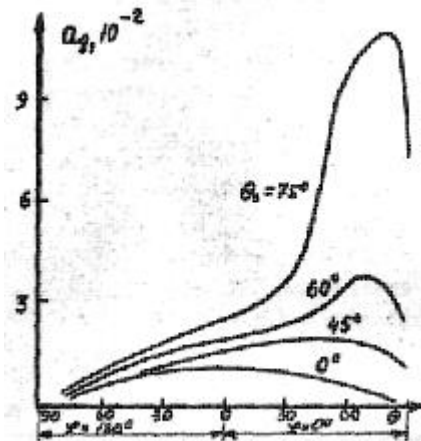


Рис. 5. Зависимость дифференциального  $a_d$  тонкого луча с энергией 1,25 МэВ - для полубесконечного рассеивателя из воды от углов отражения для разных углов падения.

## ФОРМЫ ПРЕДСТАВЛЕНИЯ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК АЛЬБЕДО

Для расчетов дифференциальных характеристик альбедо гамма-излучения от бесконечных отражателей с максимальной погрешностью не выше 30% рекомендуется полуэмпирическая формула. Эта формула для дифференциального токового, дозового (энергетического, числового) альбедо точечного мононаправленного источника, гамма-квантов с энергией  $E_0$  (МэВ), падающих под углом  $\theta_0$  на полубесконечный отражатель и детектируемых в направлении, определяемым углом  $\theta$ , имеет вид:

$$a_{g(\vartheta,r)}(E_0, \theta_0; \theta) = \frac{A \frac{d\sigma_{g(\vartheta,r)}(E_0, \theta_s)}{d\Omega} \cdot 10^{26} + B_{g(\vartheta,r)} [h_p(\cos \theta_0) h_p(\cos \theta) - 1] + C_{g(\vartheta,r)}}{1 + \frac{\cos \theta_0}{\cos \theta} \sqrt{1 + \frac{E_0}{0,511} (1 - \cos \theta_s)}}, \quad (12)$$

где  $A_{g(\vartheta,r)}, B_{g(\vartheta,r)}, C_{g(\vartheta,r)}$  - коэффициенты для дозового, энергетического и числового альбедо соответственно, зависящие от  $E_0$  и материала отражателя (см. табл. П1 приложения), таблицы П1 - П5 взяты из [2];

$\frac{d\sigma_{\vartheta(\vartheta,r)}(E_0, \theta_s)}{d\Omega}$  - дифференциальное сечение комптоновского рассеяния в

$\text{см}^2/(\text{эл. ср})$  для энергии кванта при расчете дозовых и энергетических альбедо и для числа гамма-квантов при расчете числовых альбедо ( см. формулу (11), табл. П2 и П3 приложения);  $h_\rho(\cos\theta)$  - функция Чандрасекара, зависящая от  $\cos\theta$  и параметра  $\rho$  - отношения сечения рассеяния к полному сечению для  $E_0=0,06\div 10$  МэВ и всех рассмотренных материалов отражателей можно принять  $\rho = 0,6$  (см. табл. П4 приложения);  $\theta_s$  - угол однократного отражения гамма-кванта.

Первый член формулы (12) описывает однократно рассеянное в отражателе излучение, второй член - составляющую многократно рассеянного излучения, третий - составляющую нерассеянного аннигиляционного излучения.

## ОПИСАНИЕ ЛАБОРАТОРНОЙ УСТАНОВКИ

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 6.

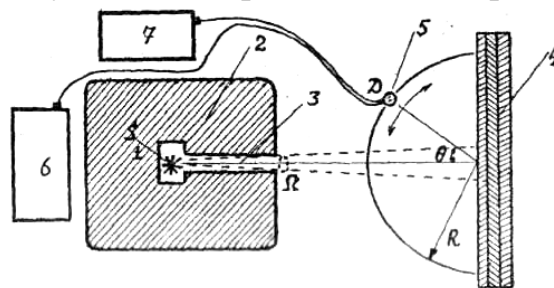


Рис. 6. Схема экспериментальной установки.

Экспериментальная установка включает в себя следующие основные элементы:

- источник гамма-излучения  $\text{Am}^{241}$  активностью 2 Ки, заключенный в свинцовый защитный контейнер (2) с выходным коллиматором (3);
- защитный барьер - отражатель (4);
- сцинтилляционный детектор (5);
- частотомер электронносчетный ЧЗ-32 (6);
- высоковольтный блок БНВЗ-09 (7).

Тонкий луч гамма-квантов с энергией 60 кэВ, ограниченный коллиматором детектора, падает на рассеиватели из алюминия или оргстекла. При измерениях отраженного излучения используется детектор с неколлимированным сцинтилляционным кристаллом  $\text{NaJ(Tl)}$  размерами 25x25 мм, перемещающийся по поверхности полусферы радиусом  $R$  с центром в точке пересечения оси коллимированного пучка с поверхностью рассеивателя и обогревающий всю область рассеяния. Эффективность регистрации таким кристаллом отраженного излучения, падающего на его торец перпендикулярно, близка к 100%.

Для работы детектора необходима подача высокого напряжения на ФЭУ с высоковольтного стабилизированного блока и низкого отрицательного напряжения (12,6 В) на его предусилитель с выходных клемм задней панели прибора ЧЗ-32. Высокое напряжение высоковольтного блока можно регулировать как дискретно, ступенями через 100 В, так и непрерывно.

Частотомер электронносчетный предназначен для счета числа импульсов, поступающих с детектора в течении определенного промежутка времени.

## ВОПРОСЫ ТЕХНИКИ БЕЗОПАСНОСТИ



Перед выполнением работы необходимо ознакомиться с описанием экспериментальной установки, методикой проведения опытов и правилами техники безопасности.

1. Перед началом выполнения работы необходимо убедиться в наличии и исправности заземления (зануления) всех приборов и установки.

**ПОМНИТЕ!** Рабочее напряжение ФЭУ больше 1000 В.

2. Включать приборы и приступать к работе можно только с разрешения преподавателя, инженера или лаборанта.

3. При выполнении работы нужно одевать спецодежду (белый халат). Покидать помещение лаборатории в спецодежде запрещается.

4. Запрещается оставлять рабочее место с включенными приборами и источниками радиоактивного излучения, находящимися в рабочем положении без надзора.

5. Категорически запрещается подставлять части тела под прямой поток гамма-квантов, а также извлекать р/а-источник из установки.

6. Перемещать детектор, держась за его нижнюю часть.

7. В лаборатории категорически запрещается: есть, пить, курить, пользоваться косметическими средствами.

8. При обнаружении неисправности немедленно сообщить об этом преподавателю, инженеру или лаборанту.


9. При возникновении аварийной ситуации действовать согласно инструкциям №56, 186, 285.

10. По окончании выполнения работы необходимо сдать рабочее место преподавателю, инженеру или лаборанту.

Несоблюдение правил техники безопасности влечет за собой отстранение от выполнения работ с последующим повторным инструктажем.

## **ПОРЯДОК ВЫПОЛНЕНИЯ РАБОТЫ**

Перед началом эксперимента включить в сеть высоковольтный блок и частотомер. Примерно через три минуты, необходимые для прогрева приборов, выставить на высоковольтном блоке напряжение 1100 В.

Сигнальный кабель детектора подсоединить ко входу "А" частотомера. Так как сигналы детектора отрицательной полярности, поставить ручку входа "А" в положение "→ ".

Привести ручки и тумблеры управления на лицевой панели частотомера в следующие положения:

- ручка "род работы" – "fA"
- тумблер "авт.-внешн." - "внешн."
- тумблер "генератор" - "внутр."
- ручка "время счета" - 10 с.

Частотомер запускается путем нажатия кнопки "Пуск". При этом сначала происходит сброс ранее имевшейся информации в счетчике и лишь примерно через 3 с начинается непосредственно процесс счета, о чем свидетельствует высвечивание транспоранта "счет". По истечении заданного интервала времени счет прекращается (транспорант "счет" гаснет) и набранная информация высвечивается на цифровом табло.

В работе исследуются угловые зависимости отраженного гамма-излучения и зависимости интегрального альбеда от толщины рассеивателей из алюминия и оргстекла. (Последний рассеиватель хорошо моделирует защиту из воды).

Исследование угловых зависимостей отраженного гамма-излучения.

Установить на место отражателя одну пластину защитного материала.

После этого расположить счетчик-детектор под углом  $\theta = 75^\circ$  и произвести измерение числа импульсов  $N(75^\circ)$ .

Затем произвести измерения числа импульсов  $N(\theta)$  при  $\theta = 60^\circ, 45^\circ, 30^\circ$  и  $15^\circ$  при неизменной толщине отражателя. Получим дифференциальное распределение отраженного излучения для одной толщины отражателя.

Изменение толщины защитного барьера производится путем набора барьера из отдельных пластин. Максимальное количество пластин и шаг наращивания толщины защитного барьера задаются преподавателем или лаборантом. Измерение толщины пластины производится студентом самостоятельно.

Результаты экспериментальных данных заносятся в таблицу I.

Аналогичная таблица строится и для другого защитного материала.

Измерение при отсутствии защитного барьера-отражателя (первый столбец таблицы I) необходимо для получения значений фона, который обусловлен натечкой прямого излучения из защитного контейнера источника, а также, учитывая малые размеры экспериментальной установки, рассеянием излучения от элементов конструкции. Эти фоновые значения обязательно должны вычитаться из полученных экспериментальных данных (для каждого угла отдельно).

Количество импульсов  $N(\theta, X)$ , зарегистрированных счетчиком, расположенным под углом  $\theta$  к нормам поверхности защитного барьера толщиной  $X$

Таблица 1

Градусы	Толщина отражателя в см (Al)				
	0	$X_1$	$X_2$		$X_{max}$
15					
30					
45					
60					
75					

При изменении положения счетчика необходимо следить за тем, чтобы он никогда не попадал в зону действия прямого пучка излучения источника ( $\theta \rightarrow 0^\circ$ ). Интенсивность выходящего из контейнера пучка достаточно велика и сразу приводит к перегрузке сцинтилляционного кристалла.

Восстановление правильного счета происходит за время не меньше 10 мин.

Для получения абсолютных величин значений альбеда необходимо знать начальную интенсивность излучения, падающего на отражатель. Здесь применяют два подхода. Первый подход состоит в том, что величина потока прямого излучения рассчитывается по известной формуле

$$N_o = Q \frac{3,7 \cdot 10^{10} \cdot f \cdot \sum_i n_i}{4\pi} \Omega, \quad (13)$$

где  $Q$  - активность источника, Кюри;  $f$  - коэффициент самопоглощения гамма-излучения в материале источника;  $n_i$  - выход гамма-квантов с энергией  $E_i$  на распад;  $\Omega$  - телесный угол, вырезанный коллиматором.

Для нахождения величины коэффициента самопоглощения необходимо знать геометрические размеры источника и линейные коэффициенты ослабления гамма-квантов отдельных линий в материале источника. При вычислении величины телесного угла необходимо знать тип и размеры коллиматора. Все данные, которые требуется для вычислений, необходимо получить у преподавателя или лаборанта перед началом работы.

Второй подход заключается в прямом экспериментальном определении пучка излучения, выходящего из контейнера. Для этого детектор подводится к коллиматору контейнера таким образом, чтобы сцинтиллятор полностью перекрывал прямой пучок. Во избежание перегрузки кристалла сцинтиллятора можно предварительно ослабить выходящий пучок путем перекрытия его известным поглотителем.

## ОБРАБОТКА РЕЗУЛЬТАТОВ ИЗМЕРЕНИЙ

Величина интегрального альбедо определяется из соотношения

$$a = \frac{N_{отр}}{N_{пад}}, \quad (14)$$

где  $N_{отр}$  - число гамма-квантов (число импульсов), отраженных в заднюю полусферу под всевозможными углами.

Полусферу можно представить в виде суммы поясов, полностью ее накрывающих. Тогда

$$N_{отр} = N_{полусф} = \sum N_{пояс}(\theta). \quad (15)$$

Число импульсов, зарегистрированных детектором в виде пояса, будет пропорционально площади этого пояса, а точнее

$$N_{пояс} = S_{пояс} \cdot N(1см.пл.), \quad (16)$$

где  $S_{пояс} = 2\pi R \sin \theta \cdot R d\theta$ ;  $R$  - радиус сферы;  $\theta$  - угловое положение пояса на сфере.

Экспериментально зарегистрированное число импульсов детектора, очевидно, прямо пропорционально площади кристалла

$$N_{эксн}(\theta) = N(1см.пл.) \cdot S_{кр}, \quad (17)$$

откуда следует, что

$$N(1см.пл.) = \frac{N_{эксн}(\theta)}{S_{кр}}. \quad (18)$$

Подставляя (18) в выражение (16), а (16) в выражение (15), получим

$$N_{отр} = \frac{2\pi R^2}{S_{кр}} \sum_i N_{эксн}(\theta_i) \sin \theta_i d\theta. \quad (19)$$

Если показания детектора в зависимости от угла регистрации  $\theta$  меняются незначительно, то

$$N_{\text{отр}} = \frac{2\pi R^2}{S_{\text{кр}}} \cdot \frac{\pi}{12} \left[ \frac{1}{2} N'(0) + N'(15^\circ) + N'(30^\circ) + N'(45^\circ) + N'(60^\circ) + N'(75^\circ) + \frac{1}{2} N'(90^\circ) \right], \quad (20)$$

где множитель  $\pi/12$  соответствует  $d\theta = 15^\circ$ .

Значения  $N'(\theta)$  при  $\theta = 0^\circ$  и  $\theta = 90^\circ$  определяются экстраполяцией графика  $N(\theta)\sin\theta$  на эти углы.

Более точно  $N_{\text{отр}}$  определяется при переходе в (19) от суммы к интегралу,

$$N_{\text{отр}} = \frac{2\pi R^2}{S_{\text{кр}}} \int_0^{\pi/2} N_{\text{эксн}}(\theta) \sin \theta d\theta. \quad (21)$$

В этих выражениях везде подразумевалось, что показания детектора нормировались на единицу времени.

### УКАЗАНИЯ К ОТЧЕТУ

В отчете должны быть отображены следующие моменты:

1. Цель работы.
2. Краткая теория и основные формулы.
3. Схема экспериментальной установки.
4. Таблицы экспериментальных данных.
5. Графики угловой зависимости дифференциального альbedo для минимальной и максимальной (полубесконечной) толщины отражателей. На этом же графике для сравнения должны быть приведены кривая функциональной зависимости выражения (11) и кривая косинуса.
6. Таблица значений дифференциального альbedo для полубесконечных рассеивателей из алюминия и воды, полученных из выражения (12).
7. Графики зависимости интегрального альbedo от толщины рассеивателей. (Толщины рассеивателей выражать в длинах свободного пробега). На этом же графике должны быть приведены значения интегрального альbedo согласно табл. П5 Приложения.
8. Краткие выводы.

### КОНТРОЛЬНЫЕ ВОПРОСЫ

1. Основные процессы взаимодействия гамма-излучения с веществом.
2. Понятие альbedo гамма-излучения.
3. Дифференциальные и интегральные характеристики альbedo.
4. Зависимость альbedo от энергии источника и от атомного номера материала рассеивателя.
5. Зависимость альbedo от угла падения и толщины отражателя.
6. Угловые распределения отраженных гамма-квантов.
7. Аналитическое представление дифференциального сечения комптоновского рассеяния.
8. Полуэмпирические представления дифференциальных характеристик альbedo.

## БИБЛИОГРАФИЧЕСКИЙ СПИСОК

1. Гусев Н.Г., Машкович В.П., Суворов А.П. Защита от ионизирующих излучений. Т. I. Физические основы защиты / Под общей ред. Н.Г. Гусева. 2-е изд. М.: Атомиздат, 1960.
2. Машкович В.П. Защита от ионизирующих излучений: Справочник. 3-е изд. М.: Энергоатомиздат, 1982.
3. Булатов Б.П., Ефименко Б.А., Золотухин В.Г. и др. Альbedo гамма-излучения. М.: Атомиздат, 1968.
4. Голубев В.П. Дозиметрия и защита от ионизирующих излучений / Под ред. Е.Д. Столяровой. - М.: Атомиздат, 1976.

## ПРИЛОЖЕНИЕ

Таблица П1

Коэффициенты  $A_g(\varepsilon, r), B_g(\varepsilon, r), C_g(\varepsilon, r)$  для расчетов дифференциального токового альbedo фотонов тонкого луча для полубесконечных рассеивателей из воды и алюминия,  $10^{-4}$  [2]

$E_0$ МэВ	Дозовое альbedo			Энергетическое альbedo			Числовое альbedo		
	$A_g$	$B_g$	$C_g$	$A_g$	$B_g$	$C_g$	$A_z$	$B_z$	$C_z$

В о д а

0,06	208	2441	-	188	1210	-	196	1787	-
0,10	212	2166	-	214	1544	-	215	2792	-
0,15	228	1625	-	235	1495	-	234	3274	-
0,20	252	1261	-	263	1320	-	252	3451	-
0,28	285	934	-	300	1118	-	286	3574	-
0,66	450	552	-	448	646	-	445	3608	-
1,25	692	385	-	636	375	-	661	3458	-
2,0	979	275	3,8	843	268	3,03	878	3288	12

А л ю м и н и й

0,06	135	389	-	120	188	-	130	300	-
0,10	203	771	-	196	642	-	209	1162	-
0,15	238	814	-	224	936	-	248	1863	-
0,20	262	744	-	268	888	-	280	2168	-
0,28	300	646	-	309	826	-	318	2427	-
0,66	439	474	-	441	562	-	482	2708	-
1,25	696	323	-	642	323	-	700	2575	-
2,0	930	267	7,87	34	233	6,31	943	2460	24,7

Таблица П2

Дифференциальное сечение комптоновского рассеяния для числа фотонов  $d\sigma_r(E_0, \theta_s) / d\Omega \cdot 10^{-26} \text{ см}^2 / (\text{электрон} \cdot \text{ср})$  при энергии фотонов источника 0,06 МэВ [2]

Угол рассеяния, град	0	20	40	60	80	90	100	120	140	160	180
$d\sigma/d\Omega$	7,94	7,37	5,97	4,40	3,43	3,22	3,21	3,66	4,42	5,07	5,32

Таблица П3

Дифференциальное сечение комптоновского рассеяния для энергии фотонов  $d\sigma_s(E_0, \theta_s) / d\Omega \cdot 10^{-26}$  см<sup>2</sup>/(электрон·ср) при энергии фотонов источника 0,06 МэВ [2]

Угол рассея- ния, град	0	20	40	60	80	90	100	120	140	160	180
$d\sigma/d\Omega$	7,94	7,32	5,81	4,19	3,12	2,88	2,82	3,11	3,66	4,13	4,31

Таблица П 4

Значения функции  $h_p(\cos \theta)$  при  $p = \sum_s / \Sigma = 0,6$  [2]

$\cos \theta$	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	1,0
$h_p$	1,00	1,09	1,15	1,19	1,22	1,25	1,27	1,29	1,30	1,32	1,34

Таблица П5

Интегральное токовое числовое альbedo фотонного излучения мононаправленного источника с энергией  $E_0$  падающего под углом  $\theta^0$  на полубесконечные рассеиватели из различных материалов [2]

$\Theta_0$ , град	$E_0$ , МэВ							
	0,02	0,05	0,1	0,2	0,5	1,0	1,25	2,0
Вода ( $Z_{эф} = 7,5$ )								
0	0,050	0,276	0,391	0,425	0,358	0,289	0,257	0,222
30	0,050	0,297	0,418	0,453	0,391	0,324	0,291	0,257
60	0,062	0,372	0,520	0,559	0,508	0,458	0,414	0,390
90	0,146	0,611	0,746	0,788	0,782	0,778	0,764	0,772
Бетон ( $Z_{эф} = 13,4$ )								
0	0,008	0,076	0,213	0,285	0,268	0,221	0,209	0,162
30	0,009	0,083	0,233	0,310	0,296	0,256	0,235	0,188
60	0,012	0,116	0,310	0,409	0,414	0,390	0,352	0,313
90	0,029	0,267	0,574	0,703	0,734	0,744	0,722	0,724