

В одной из проб концентрация кислорода в натрии была равна 0,13 вес. % при средней температуре 328° К. При этом теплопроводность натрия составляла 123,6 *вт/м·град*. По данным работ [3, 4], значения теплопроводности чистого натрия при той температуре равны 125 и 121 *вт/м·град* соответственно. Это совпадение подтверждает, что использованная в наших опытах методика эксперимента была выбрана правильно.

Полученные данные показывают, что теплопроводность слоя окись натрия — натрий по сравнению с теплопроводностью чистого натрия уменьшается. Образование такого слоя на поверхности теплообмена может существенно исказить результаты опытов по изучению теплоотдачи к жидким металлам. Предположим, что «термическое контактное сопротивление», полученное в работе [5], создавалось слоем окись натрия — натрий, образующимся на поверхности теплообмена. Тогда для создания термических контактных сопротивлений, равных полученным в опыте, достаточно иметь слой окись натрия — натрий толщиной в несколько десятых миллиметра. В холодных ловушках, где

происходит скопление окислов [6], толщина такого слоя может быть гораздо большей, при этом существенно возрастает и термическое сопротивление. Это свидетельствует о том, что при тепловом расчете холодной ловушки необходимо учитывать осаждение окислов на поверхности теплообмена.

Поступило в Редакцию 31/X 1964 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Субботин, Ф. А. Козлов, Н. Н. Ивановский. «Теплофизика высоких температур», 1, 409 (1963).
2. А. Ф. Алабышев и др. Натрий и калий. М., Госхимиздат, 1959.
3. T. Hornbeck. Phys. Rev., 2, 217 (1913).
4. C. Bidwell. Phys. Rev., 28, 3 (1926).
5. В. И. Субботин, М. Х. Ибрагимов, Е. В. Номофилов. «Атомная энергия», 13, 155 (1962).
6. В. И. Субботин и др. «Атомная энергия», 8, 30 (1960).

УДК 537.531.8

## Обратное рассеяние $\gamma$ -лучей от сферических поверхностей

Н. Ф. Андрушин, Б. П. Булатов

В некоторых практических случаях возникает необходимость определения дозы рассеянного излучения внутри замкнутого объема (частный случай — сферическая полость в сплошном блоке вещества). Известно очень мало работ, посвященных исследованию этого вопроса. Расчетным путем эта задача наиболее полно решена в работах [1, 2]. Вопрос о влиянии кривизны на обратное рассеяние экспериментально исследовался в работах [3, 4].

В настоящей работе экспериментально измерялись факторы накопления энергии при отражении  $\gamma$ -лучей  $Co^{60}$  и  $Cs^{137}$  от полусферических рассеивателей из воды (схема опытов показана на рис. 1, а, б). В стальной цилиндрический бак диаметром 75 см и высотой 100 см, наполненный водой, помещались алюминиевые полусферы различных радиусов с толщиной стенки 1 мм. Внутри полусферы на высоте закреплялся детектор, в центре — источник  $\gamma$ -излучения.

Источники  $Co^{60}$  и  $Cs^{137}$  активностью 3 — 250 *мюри* имели размер 4×4×5 мм. Детектором служил счетчик СБМ-10, покрытый чехлами из олова, алюминия и свинца [5, 6] и обладающий практически постоянной чувствительностью к плотности потока энергии  $\gamma$ -лучей в интервале 0,08—2 *Мэв*. Для определения фактора накопления использовалась также ионизационная каме-

ра, собирающим электродом которой служила помещенная в воду полусфера, а высоковольтным электродом — тонкостенная алюминиевая полусфера, закрепляемая внутри первой на тефлоновых стойках (радиус первой полусферы был на 2 см больше радиуса второй полусферы). Рабочее напряжение камеры 2,5 *кв*. При проведении этих опытов бак устанавливался на стеклянных изоляторах высотой 3 см.

Во всех опытах измерения проводились в рассеивающей среде, затем для измерения без рассеивателя система источник — детектор помещалась в воздухе. В полученные результаты вносилась поправка на рассеяние от тонкостенной полусферы.

Фактор накопления энергии при отражении  $B_{re}$  определялся как отношение показаний детектора в присутствии рассеивателя и без него. В каждой серии экспериментов измерения производились по 10 раз. Ошибка в определении величины  $[B_{re} - 1]$  составляла  $\pm 10\%$ .

При исследовании обратного рассеяния от вышуклых сферических поверхностей (см. рис. 1, б) заполненные водой полусферы подвешивались в воздухе на высоте 2 м, а источник помещался в свинцовый коллиматор с углом раствора, обеспечивающим полный обзор рассеивающей поверхности.

#### Результаты эксперимента

Результаты экспериментов при  $h = 0$  приведены на рис. 2 ( $h$  — высота подъема детектора над поверхностью рассеивателя). Кривые 1 и 2 показывают зависимость величины фактора накопления энергии при отражении  $\gamma$ -лучей  $Cs^{137}$  и  $Co^{60}$  соответственно. Факторы накопления для бесконечных радиусов кривизны получены при отражении от плоской поверхности воды. На том же рисунке приведены (кривая 3) результаты расчетов методом Монте-Карло для сферической полости в сплошном блоке бетона при  $E_\gamma = 1$  *Мэв* [2].

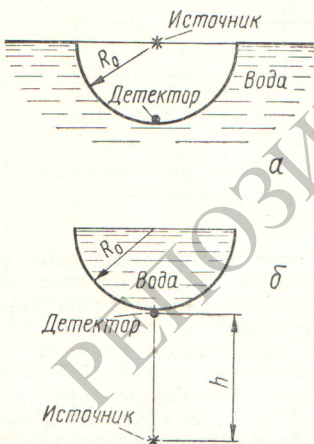


Рис. 1. Схема экспериментов.



С увеличением радиуса полусфер факторы накопления возрастают, достигая предельных значений (1, 16 и 1,087 для  $\gamma$ -лучей  $\text{Cs}^{137}$  и  $\text{Co}^{60}$  соответственно), равных факторам накопления при отражении от бесконечных плоскостей [7]. Предельные значения достигаются при радиусах  $\sim 20\text{--}30$  см, т. е. равных приблизительно двум-трем длинам свободного пробега первичных фотонов в воде. При измерениях, проведенных с ионизационной камерой для полусферы радиусом 20 см и  $\gamma$ -лучей  $\text{Co}^{60}$ , было получено значение фактора накопления, равное 1,10.

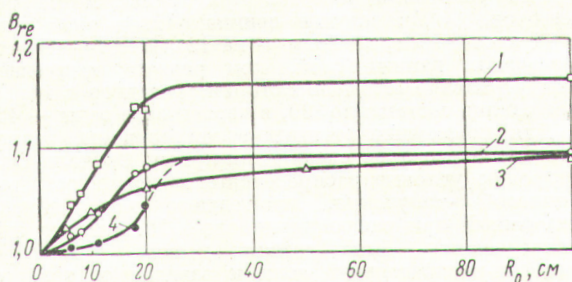


Рис. 2. Зависимость  $B_{re}$  от радиуса кривизны.

Характер зависимости фактора накопления от радиуса можно объяснить, исходя из следующих соображений. Согласно данным работ [7—9], при нормальном падении элементарных узких пучков  $\gamma$ -лучей на поверхность отражателя рассеянное излучение можно считать как бы выходящим из некоторого эффективного источника, расположенного на глубине  $\sim 1,0\text{--}1,5$  длины свободного пробега первичных фотонов в веществе  $\lambda$ . В случае сферической полости радиуса  $R_0$  такой эффективный источник представит собой сферу радиуса  $R_0 + \lambda$ , каждая точка которой изотропно (для рассеивателей с  $Z < 26$ ) излучает в полупространство.

По мере роста радиуса полости влияние ее удаленных участков уменьшается вследствие увеличения расстояния между детектором и рассеивающими элементами и возрастания пути, проходимого рассеянными фотонами в веществе. Поэтому область рассеивателя, из которой вторичное излучение попадает в детектор, все более локализуется вблизи детектора, приближаясь в пределе к окружности радиусом  $\sim 10h$  [7]. Для рассеивающей полусферы зависимость фактора накопления от радиуса кривизны более существенна. При  $R_0 < \lambda$  отсутствие второй полусферы и утечка рассеянных фотонов с краев отражателя приводит к значениям  $B_{re}$ , примерно в два раза меньшим соответствующих величин для сферы, приведенных в работе [2]. При  $R_0 > \lambda$  с ростом радиуса отсутствие второй части сферы и утечка фотонов играют все меньшую роль и ход экспериментальной и расчетной кривых приблизительно одинаков.

В таблице приведены результаты измерений пространственного распределения интенсивности рассеянного  $\gamma$ -излучения вдоль радиуса полусферической полости и соответствующих расчетов [2] для сферических полостей в бетоне. Величина относительной интенсивности рассеянного излучения  $J_{\text{расс}}(h)/J_{\text{расс}}(h=R_0)$  для полусфер примерно в два

Интенсивность рассеянного  $\gamma$ -излучения  $J(h)$  при различных  $h$  и  $E_\gamma$ , отнесенная к интенсивности в точке  $h=R_0$

Способ получения	Радиус сферической полости $R_0$ , см	$h$	$J_{\text{расс}}(h)/J_{\text{расс}}(h=R_0)$				
			0,7 Мэв	1,0 Мэв	1,25 Мэв	6 Мэв	10 Мэв
Эксперимент	20	$R_0$	1,0	—	1,0	—	—
		$0,75 R_0$	0,6	—	0,75	—	—
		$0,5 R_0$	0,48	—	0,61	—	—
		$0,25 R_0$	0,42	—	0,51	—	—
		0	0,40	—	0,45	—	—
Расчет [2]	10	0	—	0,87	—	—	
	100	$0,5 R_0$	—	0,95	—	—	
	500	0	—	0,87	—	—	
	500	0	—	0,78	—	0,81 0,74	

раза меньше соответствующих величин для сферических полостей. Как видно из таблицы, пространственное распределение рассеянного  $\beta$ -излучения при энергии первичных квантов  $E_\gamma \leq 10$  Мэв и  $R_0 \leq 500$  см в пределах 25% практически изотропно.

На рис. 2 (кривая 4) показана измеренная экспериментально зависимость фактора накопления от радиуса кривизны при отражении  $\gamma$ -лучей  $\text{Co}^{60}$  от выпуклого отражателя. Полученная зависимость при  $R_0 < \lambda$  носит более резкий характер, чем в первом случае, что обусловлено влиянием радиуса кривизны и увеличением количества рассеивающего вещества. Предельное значение фактора накопления достигается приблизительно при тех же значениях радиусов кривизны.

Поступило в Редакцию 23/XI 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. M. Leimdörfer. Nucl. Sci. and Engng, 17, 357 (1963).
2. M. Leimdörfer. Nucl. Sci. and Engng, 17, 352 (1963).
3. J. Putman. J. Scient. Instrum., 32, No. 10, 394 (1955).
4. B. Larsson. Частное сообщение (1962), цитируется в работе [1].
5. Б. П. Булатов. «Атомная энергия», 6, 332 (1959).
6. А. М. Панченко. «Атомная энергия», 14, 408 (1963).
7. Б. П. Булатов, О. И. Лейпунский. «Атомная энергия», 7, 551 (1959).
8. M. Leimdörfer. Nucl. Sci. and Engng, 17, 345 (1963).
9. Б. П. Булатов. «Атомная энергия», 5, 631 (1958).