

## ЛИТЕРАТУРА

1. J. Uhler, T. Alvager. Arkiv fys., 14, 473 (1958).
2. J. Sarrouy, R. Klapisch. Electromagnetic Separation of Radioactive Isotopes. Proceedings of the International Symposium Held in Vienna, May 23—25, 1960. Edited by Hignatsberger and Vieböck, Wien, Springer Verlag, 1961.
3. J. Sarrouy et al. Nucl. Instr. Meth., 38, 29 (1965).
4. N. Poffè et al. J. Phys. Rad., 21, 343 (1960).
5. J. Uhler et al. Arkiv fys., 24, 421 (1963).
6. O. Kofoed-Hansen, K. Nielsen. Dan. Mat. Fys. Medd., 26, No. 7 (1951).
7. G. Rudstam. Nucl. Instr. Meth., 38, 282 (1965).
8. R. Klapisch, R. Bernas. Nucl. Instr. Meth., 38, 291 (1965).
9. S. Borg et al. Nucl. Instr. Meth., 38, 296 (1965).
10. G. Sidenius et al. Nucl. Instr. Meth., 38, 299 (1965).
11. M. Anderson et al. Nucl. Instr. Meth., 38, 303 (1965).
12. N. Talbert, D. Thomas. Nucl. Instr. Meth., 38, 306 (1965).
13. N. I. Tarantin et al. Nucl. Instr. Meth., 38, 403 (1965); Н. И. Тарантин, А. В. Демьянов. «Приборы и техника эксперимента», № 4, 41 (1966); А. В. Демьянов и др. Там же, № 2, 28 (1966).
14. R. Macfarlane, D. Seegmiller. Nucl. Phys., 53, 449 (1964).
15. J. Lindhard et al. Mat. Fys. Medd., Dan. Vid. Selsk., 33, No. 14 (1963).

## Обратное рассеяние $\gamma$ -излучения от алюминиевых барьеров конечной толщины

Д. Б. ПОЗДНЕЕВ, С. А. ЧУРИН, Л. Е. ГОХШТЕЙН

УДК 539.122:539.121.72

Методом Монте-Карло рассчитаны величины числового и энергетического альбедо для барьеров из алюминия при толщинах последних до двух длин пробега первичных фотонов. Исследовались энергии 0,3; 0,5; 1,0 Мэв и углы падения мононаправленного источника  $\gamma$ -квантов (относительно нормали к барьеру), равные 0, 30, 45, 60, 75, 85. На основании анализа полученных данных предлагается эмпирическая формула для нахождения альбедо от барьера конечной толщины  $A_x = A_\infty (1 - e^{-\alpha x})$ . Приводятся данные о зависимости  $A_\infty$  (альбедо полубесконечной среды) и  $\alpha$  (эмпирическая величина) от энергии первичных фотонов  $E_0$  и угла падения  $\theta_0$ . Результаты расчета хорошо согласуются с данными, полученными методом статистических испытаний и эксперимента.

В последние годы значительное внимание уделяется изучению обратного рассеяния  $\gamma$ -квантов от защитных сред в различных геометриях. В качестве защитных материалов широко используется бетон. В связи с этим представляет интерес получение данных об альбедо  $\gamma$ -квантов от этого материала (или ему эквивалентных) в большом интервале энергий для различных геометрий. Известно много работ, посвященных исследованию обратного рассеяния  $\gamma$ -квантов от бетона и алюминия (материала, близкого по атомному номеру  $Z$  к  $Z_{эфф}$  бетона).

Сведения о зависимости альбедо  $\gamma$ -излучения от толщины барьера необходимы при расчете защитных экранов, решении задач по оптимизации защиты и пр. В настоящей работе методом Монте-Карло рассчитаны количественные

характеристики  $\gamma$ -квантов мононаправленного источника в случае барьеров из алюминия толщиной до двух длин свободного пробега (по нормали) при различных углах падения  $\theta_0$  в интервале энергий первичного  $\gamma$ -излучения до 1 Мэв. Методика расчета и основные результаты приведены ниже.

### Методика расчета

За исходные начальные данные было принято число историй  $\gamma$ -квантов  $N_0$ , которое менялось в пределах 3—10 тыс. и зависело от толщины рассеивающего барьера  $d$ , угла падения  $\theta_0$  и начальной энергии  $\gamma$ -излучения  $E_0$ . Были проведены расчеты при значениях  $E_0$ , равных 0,3; 0,5; 1,0 Мэв, и  $\theta_0$ , равных 0, 30, 45, 60, 75 и 85° ( $\theta_0$  отсчитывается от нормали к барьеру). Значения  $d$  варьировались от 0,1 до 2,0 длин свободного пробега  $\gamma$ -квантов начальной энергии в веществе защиты. Начальная пространственная координата  $\gamma$ -кванта  $z_0 = 0$ . Линейные коэффициенты ослабления и рассеяния  $\gamma$ -квантов ( $\mu$  и  $\mu_s$  соответственно) получены путем пересчета данных для массовых коэффициентов [1] (плотность алюминия 2,7 г/см<sup>3</sup>), промежуточные значения  $\mu$  и  $\mu_s$  находились линейной интерполяцией на ЭВМ. Время расчета составляло 3—15 мин в зависимости от исходных данных.

В результате расчета получены спектры отраженного и прошедшего  $\gamma$ -излучения (шаг энергетического спектра равен 120 кэв в интервале

30—150 кэв и 100 кэв при более высоких энергиях) и угловое распределение (весь интервал угла рассеяния  $\theta$ , отсчитываемого от нормали, разбивался на интервалы  $0^\circ \div 7^\circ 30'$ ;  $7^\circ 30' \div 22^\circ 30'$ ;  $22^\circ 30' \div 37^\circ 30'$ ;  $37^\circ 30' \div 52^\circ 30'$ ;  $52^\circ 30' \div 67^\circ 30'$ ;  $67^\circ 30' \div 82^\circ 30'$ ;  $82^\circ 30' \div 90^\circ$ ).

Поглощение кванта в веществе учитывалось путем введения весового множителя

$$W(\lambda_n) = W(\lambda_{n-1}) [\mu_s(\lambda_n) / \mu(\lambda_n)], W(\lambda_0) = 1,$$

где  $\lambda_{n-1}$  — длина волны  $\gamma$ -кванта до  $n$ -го рассеяния;  $\lambda_n$  — длина волны рассеянного  $\gamma$ -кванта после  $n$ -го рассеяния. При  $\lambda_n \geq 16$  история  $\gamma$ -кванта обрывается и начинается новая. Число  $\gamma$ -квантов с  $\lambda_n \geq 16$  записывалось в специальном счетчике. Координата  $\gamma$ -кванта разыгрывалась по формуле

$$z_{n+1} = z_n - [\cos \theta / \mu_s(\lambda_n)] \ln(1 - r),$$

где  $r$  — случайное число. Для розыгрыша длины волны  $\gamma$ -кванта, нахождения угла рассеяния  $\gamma$ -кванта, розыгрыша азимутального угла рассеяния, а также для нахождения угла  $\theta_{n+1}$  по  $\theta_n$  использовались формулы, приведенные в работе [2].

Ошибка в определении альbedo оценивалась по формулам, приведенным в работе [3], и составляла 2—5% для числового и 4—10% для энергетического альbedo (в зависимости от начальных условий).

### Альbedo $\gamma$ -излучения от алюминиевых барьеров

В табл. 1 приведены значения числового  $A_N$  и энергетического  $A_E$  альbedo для полубесконечных сред из бетона и алюминия, полученные в работах [3—7], и значения  $A_N$  и  $A_E$  для толщины алюминиевого барьера  $\mu d = 2$  ( $\mu$  — коэффициент ослабления  $\gamma$ -излучения,  $\text{см}^{-1}$ ,  $d$  — толщина барьера,  $\text{см}$ ), полученные в настоящей работе, в зависимости от  $E_0$  и  $\theta_0$ . При  $\theta_0 = 85^\circ$  приведены значения  $A_N$  и  $A_E$  для  $\mu d = 1$ . Из данных табл. 1 видно, что полученные в настоящей работе результаты в пределах ошибки расчета хорошо согласуются с данными других авторов для полубесконечных сред. Толщину барьера, равную двум длинам свободного пробега для малых  $\theta_0$  и одной длине свободного пробега для больших  $\theta_0$ , по отражающим способностям можно считать практически полубесконечной средой.

На основании результатов для различных углов падения  $\theta_0$ , приведенных в табл. 1, были получены эмпирические формулы для числового и энергетического альbedo излучения мононаправленного источника, падающего под углом  $\theta_0$  на полубесконечную защитную среду:

$$A_N^{\theta_0} = A_N^0 + (A_N^{90} - A_N^0) e^{-\beta_N(90-\theta_0)}, \quad (1)$$

$$A_E^{\theta_0} = A_E^0 + (A_E^{90} - A_E^0) e^{-\beta_E(90-\theta_0)}, \quad (2)$$

Значение числового и энергетического альbedo

Таблица 1

$\theta_0$	$E_0 = 0,3 \text{ Мэв}$ настоящая работа	$E_0 = 0,5 \text{ Мэв}$			$E_0 = 1 \text{ Мэв}$					
		бетон [3]	бетон [6]	настоящая работа	бетон [4]	алюминий [5]	бетон [3]	бетон [6]	бетон [7]	настоящая работа
Числовое альbedo										
0	0,289±0,008	0,268±0,006	0,275±0,006	0,248±0,008	—	0,254±0,013	0,221±0,006	0,207±0,006	—	0,210±0,007
30	0,300±0,009	0,296	—	0,283±0,007	—	—	0,256	—	—	0,259±0,008
45	0,345±0,009	—	—	0,332±0,008	—	0,333±0,020	—	—	—	0,322±0,008
60	0,430±0,008	0,414±0,009	0,419±0,009	0,407±0,008	—	0,414±0,027	0,390±0,007	0,365±0,007	—	0,388±0,008
75	0,531±0,008	—	—	0,535±0,008	—	—	—	—	—	0,500±0,009
80	—	—	—	—	—	0,627±0,033	—	—	—	—
85	—	—	—	0,628±0,009	—	—	—	—	—	0,612±0,008
90	—	0,734	—	—	—	—	0,744	—	—	—
Энергетическое альbedo										
0	0,119±0,006	0,085±0,004	0,087±0,004	0,078±0,005	0,044	0,043±0,003	0,041±0,002	0,038±0,002	0,038	0,038±0,003
30	0,127±0,006	0,097	—	0,094±0,005	—	—	0,051	—	—	0,051±0,004
45	0,153±0,007	—	—	0,118±0,006	0,078	0,065±0,006	—	—	—	0,070±0,004
60	0,203±0,007	0,160±0,007	0,158±0,007	0,157±0,007	—	0,097±0,009	0,098±0,004	0,092±0,003	—	0,101±0,005
75	0,280±0,008	—	—	0,239±0,008	—	—	—	—	—	0,156±0,006
80	—	—	—	—	0,192	0,203±0,023	—	—	—	—
85	—	—	—	0,323±0,008	—	—	—	—	—	0,240±0,008
90	—	0,413	—	—	—	—	0,348	—	—	—

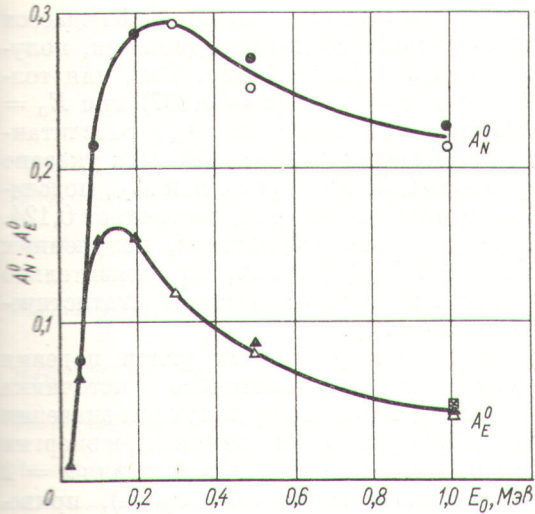


Рис. 1. Зависимость  $A_N^0(\infty)$  и  $A_E^0(\infty)$  от  $E_0$ .  
Данные работ:  $\circ$ ,  $\triangle$  — настоящей;  $\bullet$ ,  $\blacktriangle$  — [3];  
 $\times$  — [4];  $\square$  — [5].

где  $A_N^0$ ,  $A_E^0$  — значения  $A_N$  и  $A_E$  для  $\theta_0 = 0^\circ$ ;  
 $A_N^{90}$ ,  $A_E^{90}$  — значения  $A_N$  и  $A_E$  для  $\theta_0 = 90^\circ$ ;  
 $\beta_N$  и  $\beta_E$  — эмпирические константы ( $\beta_N =$   
 $= 0,042$ ;  $\beta_E = 0,046$ ).

На рис. 1, 2 приведена зависимость  $A_N^0$ ,  $A_E^0$   
и  $A_N^{90}$ ,  $A_E^{90}$  от энергии источника  $E_0$ . Значения  $A_N^{90}$   
и  $A_E^{90}$  в настоящей работе получены экстраполя-  
цией данных для других  $\theta_0$ . В интервале энергий  
0,02—1,0 МэВ формулы (1) и (2) дают удовлет-  
ворительное согласие с данными, полученными  
методом Монте-Карло для наклонного падения  
 $\gamma$ -квантов.

Исследование зависимости альbedo от тол-  
щины барьера показало, что для каждого значе-  
ния  $E_0$  (0,3; 0,5; 1,0 МэВ) и  $\theta_0$  (0, 30, 45, 60,

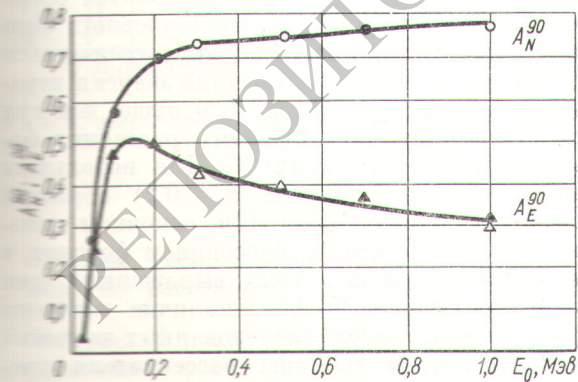


Рис. 2. Зависимость  $A_N^{90}(\infty)$  и  $A_E^{90}(\infty)$  от  $E_0$ .  
Данные работ:  $\circ$ ,  $\triangle$  — настоящей;  $\bullet$ ,  $\blacktriangle$  — [3].

75, 85°) значения числового  $A_N(x)$  и энергетиче-  
ского  $A_E(x)$  альbedo для барьера толщиной  $x$   
длин свободного пробега описываются эмпири-  
ческими формулами

$$A_N(x) = A_N(\infty) (1 - e^{-\alpha_N x}); \quad (3)$$

$$A_E(x) = A_E(\infty) (1 - e^{-\alpha_E x}), \quad (4)$$

где  $A_N(\infty)$  и  $A_E(\infty)$  — значения числового  
и энергетического альbedo для полубесконечной  
среды;  $\alpha_N$  и  $\alpha_E$  — эмпирические константы.

На рис. 3 показана зависимость энергетиче-  
ского альbedo от толщины барьера по нормали  
 $x$  для  $E_0 = 0,5$  МэВ и  $\theta_0$ , равного 0, 45 и 75°.  
Для каждой из исследованных энергий с ростом  
 $\theta_0$  значения  $\alpha_N$  и  $\alpha_E$  увеличиваются. Эмпириче-  
скую зависимость  $\alpha_N$  и  $\alpha_E$  от  $\theta_0$  при  $E_0 = \text{const}$   
можно выразить формулами

$$\alpha_N^{\theta_0} = \alpha_N^0 + (\alpha_N^{90} - \alpha_N^0) e^{-\delta_N(90-\theta_0)}; \quad (5)$$

$$\alpha_E^{\theta_0} = \alpha_E^0 + (\alpha_E^{90} - \alpha_E^0) e^{-\delta_E(90-\theta_0)}, \quad (6)$$

где  $\alpha_N^{\theta_0}$  и  $\alpha_E^{\theta_0}$  — искомые значения  $\alpha_N$  и  $\alpha_E$  для  
угла падения  $\theta_0$ ;  $\alpha_N^0$  и  $\alpha_E^0$  — значения  $\alpha_N$  и  $\alpha_E$   
при  $\theta_0 = 0^\circ$ ;  $\alpha_N^{90}$  и  $\alpha_E^{90}$  — значения  $\alpha_N$  и  $\alpha_E$  при  
 $\theta_0 = 90^\circ$ ;  $\delta_N$  и  $\delta_E$  — эмпирические величины;  
 $\theta_0$  — угол падения в градусах. Графики зави-  
симости  $\alpha_N^0$ ,  $\alpha_N^{90}$ ,  $\alpha_E^0$ ,  $\alpha_E^{90}$ ,  $\delta_N$ ,  $\delta_E$  от  $E_0$  в интервале  
0,3—1,0 МэВ показаны на рис. 4—6.

Таким образом, нахождение числового и энер-  
гетического альbedo для различных значений

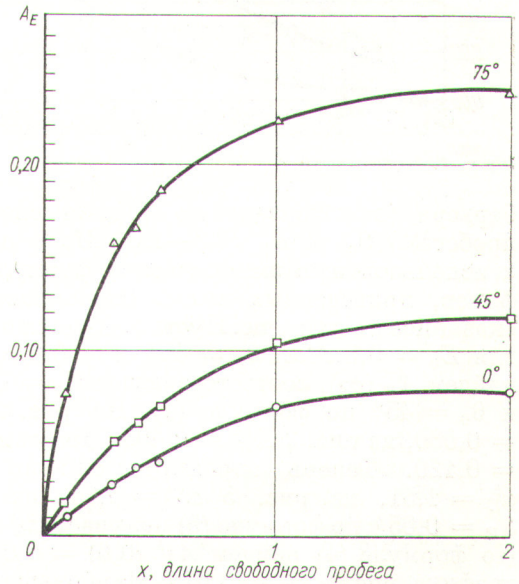


Рис. 3. Зависимость  $A_E$  от  $x$  при  $E_0 = 0,5$  МэВ  
и  $\theta_0$ , равном 0, 45 и 75°.

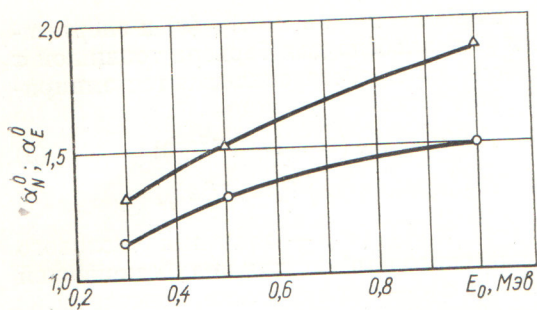


Рис. 4. Зависимость  $\alpha_N^0$  (○) и  $\alpha_E^0$  (△) от  $E_0$ .

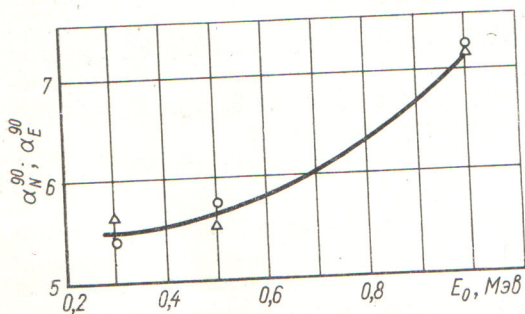


Рис. 5. Зависимость  $\alpha_N^{90}$  (○) и  $\alpha_E^{90}$  (△) от  $E_0$ .

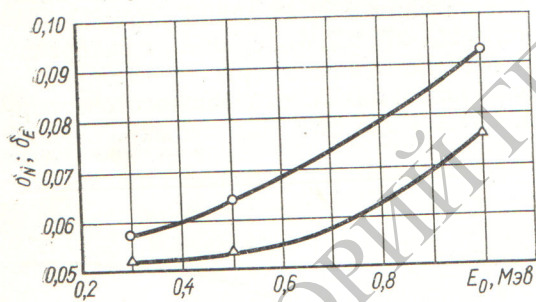


Рис. 6. Зависимость  $\delta_N^0$  (○) и  $\delta_E^0$  (△) от  $E_0$ .

барьера (в интервале до 2 длин свободного пробега),  $\theta_0$  и  $E_0$  (0,3—1,0 Мэв) сводится к использованию эмпирических формул и графиков, приведенных выше. Проиллюстрируем сказанное на примере. Пусть требуется найти  $A_E$  для  $E_0 = 0,5 \text{ Мэв}$ ,  $\theta_0 = 45^\circ$ ,  $x = 0,6$ . Сначала найдем  $A_E(\infty)$ , соответствующее  $E_0 = 0,5 \text{ Мэв}$ , и  $\theta_0 = 45^\circ$  по формуле (2). Из рис. 1  $A_E^0 = 0,080$ , из рис. 2  $A_E^{90} = 0,400$ . Получим  $A_E^{45} = 0,120$ . Теперь определим  $\alpha_E^{45}$ : из рис. 4  $\alpha_E^0 = 1,51$ , из рис. 5  $\alpha_E^{90} = 5,65$ , из рис. 6  $\delta_E^0 = 0,054$ ; по формуле (6) получаем  $\alpha_E^{45} = 1,87$ . По формуле (4) найдем  $A_E^{45}(0,6) = 0,0795$ . Из графика рис. 3  $A_E = 0,079$ . Наибольшая ошибка получена для энергий  $E_0$  в интервале 0,5—1,0 Мэв, так как это связано с интерполяцией

данных. Но и в этом случае наблюдается удовлетворительное согласие с данными, полученными методом Монте-Карло. Так, для толщины барьера  $d = 1 \text{ см}$  ( $x = 0,197$ ) при  $E_0 = 0,7 \text{ Мэв}$  и  $\theta_0 = 60^\circ$  значение  $A_N$ , рассчитанное по эмпирической формуле (3), как указано выше, равно 0,123, в то время как  $A_N$ , подсчитанное методом Монте-Карло, составляет 0,124.

В общем точность результатов, полученных по эмпирическим формулам, приблизительно равна точности расчета методом статистических испытаний.

По данным для различных углов падения  $\gamma$ -излучения мононаправленного источника путем интегрирования по  $\theta_0$  получены значения альбеда для изотропного источника при энергии 0,3; 0,5; 1,0 Мэв. Данные, полученные для  $x = 2$  (практически полубесконечная среда), приведены в табл. 2. В этой же таблице представлены результаты экспериментального исследования, проведенного на сцинтилляционном спектрометре с матричной обработкой [8], и данные других авторов, полученные экспериментально [9] и методом Монте-Карло [4]. Из табл. 2 видно удовлетворительное согласие расчетных данных с экспериментом при сравнимых энергиях первичных  $\gamma$ -квантов.

### Спектры обратно рассеянного излучения

На рис. 7 приведены энергетические спектры отраженных квантов для  $E_0 = 0,5 \text{ Мэв}$ , различных значений  $\theta_0$  и  $x$ . Из рассмотрения спектров можно сделать следующие выводы. С ростом толщины  $x$  рассеивателя для каждого  $\theta_0$  и  $E_0$  вклад  $\gamma$ -квантов в отдельном энергетическом интервале увеличивается. Из сравнения спектров для одинаковых  $x$  при различных  $\theta_0$  видно, что с увеличением  $\theta_0$  спектр становится более жестким за счет  $\gamma$ -квантов, претерпевших одно или несколько столкновений, но рассеявшихся при этом на малые углы. Средняя энергия отраженных фотонов при малых  $\theta_0$  меньше, чем при больших. Вклад многократного рассеяния более существен для малых  $\theta_0$ . Для небольших толщин (в данном случае  $x = 0,1$ ) обратное рассеяние обуславливается в основном однократным и двукратным рассеянием фотонов, о чем свидетельствует ярко выраженный пик при  $0,15 < E < 0,25 \text{ Мэв}$ , наличие которого характерно для всех исследованных значений  $E_0$  и  $\theta_0$ . С ростом толщины рассеивателя увеличивается число  $\gamma$ -квантов с энергией меньше 150 кэв, что можно объяснить увеличением числа многократно рассеянных фотонов.

Значения  $A_N$  и  $A_E$  для точечного изотропного источника

Таблица 2

Способ определения	0,3 Мэв		0,5 Мэв		1,0 Мэв		Источник
	$A_N$	$A_E$	$A_N$	$A_E$	$A_N$	$A_E$	
Метод Монте-Карло	0,425	0,207	0,413	0,168	0,389	0,105	Настоящая работа
Эксперимент, $E_0 = 0,511$ Мэв	—	—	$0,42 \pm 0,04$	$0,19 \pm 0,02$	—	—	Данные Б. М. Скворцова
Эксперимент, $E_0 = 0,279$ Мэв	$0,45 \pm 0,05$	$0,22 \pm 0,03$	—	—	—	—	[8]
Метод Монте-Карло	—	—	—	—	—	0,13	[4]
Эксперимент, $E_0 = 0,32$ Мэв	—	0,21	—	—	—	—	[9]
Эксперимент, $E_0 = 1,25$ Мэв	—	—	—	—	—	0,094	[9]

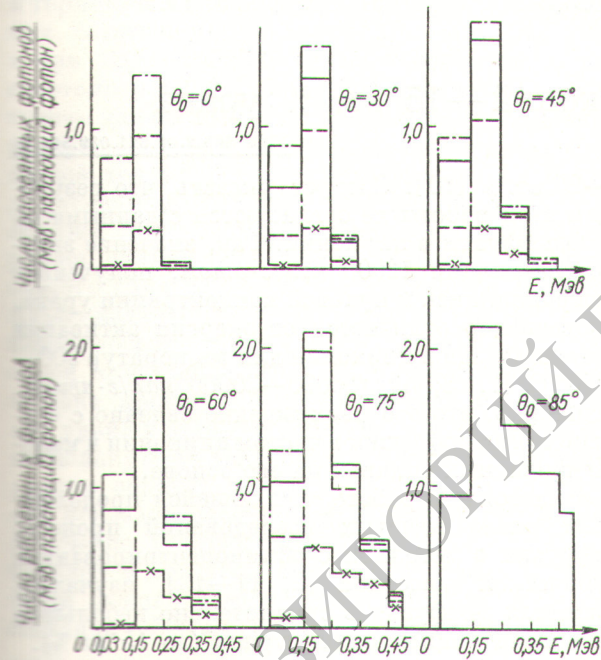


Рис. 7. Энергетические спектры обратно рассеянного  $\gamma$ -излучения при  $E_0 = 0,5$  Мэв.

— x — x = 0,4; - - - x = 0,5; — · — x = 2,0.

### Угловое распределение обратно рассеянного $\gamma$ -излучения

На рис. 8 показано угловое распределение отраженных фотонов, рассчитанное на один падающий квант и на один градус в зависимости от  $\theta$  для  $E_0 = 1,0$  Мэв. Отметим характерные детали. В области углов  $\theta$  вблизи 0 и 90° заметен

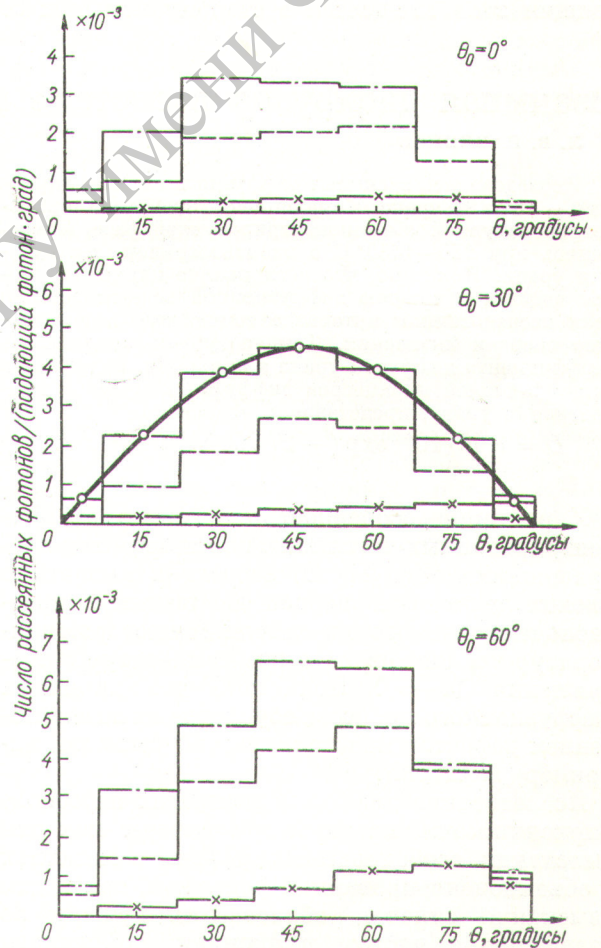


Рис. 8. Угловое распределение обратно рассеянного  $\gamma$ -излучения при  $E_0 = 1$  Мэв:

— x — x = 0,4; - - - x = 0,6; — · — x = 2,0.

малый вклад фотонов (особенно при  $\theta_0 = 0^\circ$ ), что можно объяснить процессами поглощения квантов в рассеивателе. Для больших толщин (например,  $x = 2$ ) характерна симметричная форма кривой распределения малых  $\theta_0$ . С увеличением  $\theta_0$  происходит деформация распределения в сторону больших  $\theta$ . При небольших  $\theta_0$  и больших  $x$  кривую распределения можно удовлетворительно описать функцией  $\sin \theta \cos \theta$  (пример приведен для  $\theta_0 = 30^\circ$ ,  $E_0 = 1$  Мэв, причем кривая  $\sin \theta \cos \theta$  нормирована в точке  $\theta = 45^\circ$ ), что согласуется с данными работы [3]. Следует отметить также изменение характера распределения для данных  $E_0$  и  $\theta_0$  с ростом  $x$ : при малых толщинах барьера максимум распределения (слабо выраженный при малых  $\theta_0$  и более ярко при больших  $\theta_0$ ) приходится на большие  $\theta$ , в то время как для больших толщин  $x$  он смещается в сторону меньших  $\theta$ .

Указанную разницу, по-видимому, можно объяснить ростом вклада многократно рассеянных фотонов с ростом  $x$ .

Поступила в Редакцию 1/VI 1966 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. О. И. Лейпунский, Б. В. Новожилов, В. Н. Сахаров. Распространение гамма-квантов в веществе. М., Физматгиз, 1960.
2. M. Berger. J. Res. Nat. Bur. Stand., 55, 343 (1955).
3. M. Berger, D. Raso. Radiation Research, 12, 20 (1960).
4. E. Hayward, J. Hubbell. Phys. Rev., 93, 955 (1954).
5. J. Perkins. J. Appl. Phys., 26, 655 (1955).
6. D. Raso. Nucl. Sci. and Engng., 17, 411 (1963).
7. M. Leimdörfer. Nucl. Sci. and Engng., 17, 345 (1963).
8. Д. Б. Позднеев. «Атомная энергия», 20, 317 (1966).
9. Б. П. Булатов. «Атомная энергия», 7, 369 (1959).

## Взаимная диффузия в системе цирконий — 15 ат. % урана

Л. В. ПАВЛИНОВ

УДК 669.2.01.621.039.544.34

Исследовалась взаимная диффузия в системе цирконий — 15 ат. % урана. Коэффициенты диффузии в высокотемпературной объемноцентрированной фазе определялись при 950—1450°С с использованием  $\alpha$ -излучения урана. Показано, что легирование циркония ураном ведет к снижению диффузионной подвижности во всем исследованном интервале температур и повышению энергии активации. Температурная зависимость коэффициента диффузии урана в цирконии, полученная экстраполяцией параметров диффузии к нулевой концентрации урана, представлена уравнением

$$D = 1,40 \cdot 10^{-4} \exp(-27700/RT) \text{ см}^2/\text{сек.}$$

Характерная особенность диффузии в объемноцентрированных металлах с полиморфными превращениями (Zr, Ti, U) состоит в аномально низких значениях энергии активации и предэкспоненциального множителя в некотором температурном интервале выше температуры превращения [1—9]. Полагают, что аномалии диффузионного процесса обусловлены возникновением дефектов кристаллической решетки, например вакансий.

Исследование диффузии в сплавах на основе циркония может представлять интерес как для выяснения особенностей диффузии в металлах с объемноцентрированной решеткой, так и для изучения сплавов, обладающих лучшим по сравнению с чистым цирконием комплексом физико-механических свойств.

Взаимная диффузия в системе цирконий — уран исследовалась при концентрациях урана

5—95 ат. % [10]. Следует указать, что результаты этой работы не согласуются с данными по самодиффузии в цирконии. Так, значение энергии активации 52000 кал/г·атом, полученное экстраполяцией к нулевой концентрации урана, существенно отличается от энергии активации самодиффузии в цирконии для температур 900—1200°С [1, 3, 4] (26000—30000 кал/г·атом). Возможно, что это расхождение связано с особенностями диффузии в чистом цирконии и малолегированных сплавах на его основе.

В настоящей работе, являющейся продолжением ранее начатых исследований процесса диффузии в металлах с объемноцентрированной кубической решеткой [2, 11—13], изучалась взаимная диффузия в сравнительно небольшом интервале концентраций урана (до 15 ат. %).

Для определения концентрационной зависимости коэффициента диффузии был использован расчетный метод Матано [14] и соответствующая экспериментальная методика.

Расчетное уравнение для вычисления коэффициента диффузии имеет вид

$$D = -\frac{1}{2t} \cdot \frac{dx}{dc} \int_0^c x \, dc, \quad (1)$$

где  $t$  — продолжительность диффузионного отжига;  $x$  — направление диффузии;  $c$  — концентрация.