

В экспериментах также обнаружена зависимость мгновенных эффектов от спектра излучений и температуры, при которой проводятся измерения. Для выделения влияния температуры поставлен специальный опыт, использующий разные знаки мгновенных эффектов термопар ХА и ВР [5]. Термопары устанавливались в медном блоке, температуру которого можно было изменять. Согласно расчету, перепад температур по блоку мог составить не более $3,6^\circ\text{C}$. Однако в экспериментах при интенсивностях $P_\gamma = 9 \cdot 10^5 \text{ р/сек}$, $\Phi_T = 4 \cdot 10^{14} \text{ нейтр/см}^2 \cdot \text{сек}$, $\Phi_0 = 4 \cdot 10^{14} \text{ нейтр/см}^2 \cdot \text{сек}$ разница в показаниях термопар ХА и ВР оказалась равной $\sim 80^\circ\text{C}$, что соответствовало сумме их мгновенных эффектов. Причем изменение разницы наблюдалось в зависимости от мощности реактора (интенсивности потоков) и от температуры до $\sim 500^\circ\text{C}$ (рис. 3).

Анализ экспериментальных результатов, полученных в этих испытаниях и при реперных измерениях, позволяет утверждать, что при температурах $500\text{--}1100^\circ\text{C}$ мгновенные эффекты не зависят от температуры. Такой вывод дал возможность сравнивать измерения в разных каналах при температурах затвердевания цинка, алюминия, серебра и меди, равных $419,5, 660, 960$ и 1083°C соответственно. Сравнение показало, что существует разница между результатами в разных каналах, которую, по нашему мнению, нужно относить к влиянию спектра реакторных излучений на показания термопар.

Следовательно, эксперименты с большой достоверностью подтвердили наличие у термопар мгновенных эффектов, вызванных интенсивностью потоков смешанных реакторных излучений. Величина мгновенных эффектов в высокопоточных реакторах (например, СМ-2) настолько значительна, что при проведении прецизионных измерений ее необходимо учитывать. До интегральных доз $\sim 10^{20} \text{ нейтр/см}^2$ мгновенные эффекты остаются постоянными. В температурном интервале $500\text{--}1100^\circ\text{C}$ мгновенные эффекты термопар ХА и ВР5/20 не зависят от температуры.

Поступило в Редакцию 24/V 1973 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Browning W. Progr. Nucl. Energy, 1963, Ser. 4, v. 5, p. 1—54.
2. Маркина Н. В., Самсонов Б. В. Измерение температур при облучении материалов. Препринт НИИАР П-152, Мелекесс, 1972.
3. Маркина Н. В., Самсонов Б. В., Цыканов В. А. Методы исследования влияния реакторных излучений на точность показаний термопар. Препринт НИИАР П-130, Мелекесс, 1970.
4. Маркина Н. В., Самсонов Б. В., Цыканов В. А. «Физика металлов и металловедение», 1971, т. 32, вып. 4, с. 747.
5. Маркина Н. В. и др. Там же, вып. 6, с. 1316.

К расчету пространственно-энергетического распределения вторичных аннигиляционных γ -квантов

НИКОЛАЙШВИЛИ Ш. С., ДЖАШАШВИЛИ Г. Н.

УДК 539.122.13

При расчетах прохождения γ -квантов через вещество процесс образования электронно-позитронных пар рассматривают обычно как чистое поглощение, пренебрегая вторичным аннигиляционным излучением. Первая оценка вклада вторичных γ -квантов в дозовый фактор накопления дана Г. Гольдштейном [1, 2]. Наиболее подробно задача о вторичном аннигиляционном излучении рассмотрена в работе [3], содержащей результаты численных расчетов для ряда стандартных источников. В настоящей работе излагается новый подход к решению рассматриваемой задачи. Используется аппарат сопряженных уравнений переноса в форме, развитой в работе Г. И. Марчука и В. В. Орлова [4]. Вычисляется добавка в дозовый фактор накопления, обусловленная аннигиляционным излучением, для плоского перпендикулярного источника моноэнергетических γ -квантов единичной мощности в бесконечной однородной среде.

Обозначив искомую добавку на расстоянии x от источника через $\delta b(x)$, получим

$$\delta b(x) = 2\pi \int_{-\infty}^{\infty} \psi_0^*(|x-t|) dt \int_{\lambda_0}^{0,5} \sigma_{\text{обр. п.}}(\lambda) \varphi_0(t, \lambda) d\lambda, \quad (1)$$

где $\psi_0^*(x)$ — решение сопряженного уравнения при $\lambda = 1$ со свободным членом, соответствующим дозовому фактору накопления (длина волны γ -квантов измеряется в комптоновских единицах); $\varphi_0(x, \lambda)$ — функция, описывающая спектральное распределение γ -излучения

на расстоянии x от источника; $\sigma_{\text{обр. п.}}(\lambda)$ — сечение поглощения γ -квантов с длиной волны λ , приводящего к образованию электронно-позитронных пар.

Введем теперь в рассмотрение пространственные моменты функций $\psi_0^*(x)$ и $\varphi_0(x, \lambda)$, определяемые по формулам

$$\mu_n^* = \frac{\sigma_1}{(2n)!} \int_{-\infty}^{\infty} \psi_0^*(x) (\sigma_1 x)^{2n} dx \quad (2)$$

и

$$\mu_n(\lambda) = \frac{\sigma_0}{(2n)!} \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_0(x, \lambda) (\sigma_0 x)^{2n} dx, \quad (3)$$

где σ_0 и σ_1 — значения $\sigma(\lambda)$ при $\lambda = \lambda_0$ и $\lambda = 1$ соответственно (здесь λ_0 — длина волны первичных γ -квантов, испускаемых источником). Используя обозначения

$$M_n = \int_{\lambda_0}^{0,5} \mu_n(\lambda) \sigma_{\text{обр. п.}}(\lambda) d\lambda \quad (4)$$

и

$$h_n = \frac{\sigma_0}{(2n)!} \int_{-\infty}^{\infty} \delta b(x) (\sigma_0 x)^{2n} dx, \quad (5)$$

Относительная доля аннигиляционных γ -квантов в дозовом факторе накопления для плоского перпендикулярного источника, % Таблица 1

$E_0, \text{Мэв}$	σ_{0x}					
	1	2	4	7	10	15
Свинец						
10	5,89	5,79	5,60	5,30	4,86	4,48
8	5,77	5,67	5,35	4,79	4,26	3,70
6	5,69	5,51	5,16	4,54	3,93	3,22
Железо						
10	7,42	7,44	7,05	6,45	6,10	5,65
8	7,18	7,05	6,49	5,97	5,58	5,19
6	6,65	6,40	5,74	5,20	4,85	4,49

Относительная доля аннигиляционных γ -квантов в дозовом факторе накопления для точечного изотропного источника, % Таблица 2

$E_0, \text{Мэв}$	σ_{0x}					
	1	2	4	7	10	15
Свинец						
10	6,85	6,54	5,66	5,09	4,54	3,76
8	6,69	6,26	5,36	4,65	3,96	2,98
6	6,60	6,02	5,09	4,29	3,64	2,70
Железо						
10	9,41	9,44	7,76	6,81	6,30	5,68
8	8,86	8,67	6,91	6,02	5,50	4,95
6	8,31	7,95	6,18	5,22	4,75	4,28

после несложных преобразований получаем

$$h_n = \frac{1}{2\pi} \sum_{k=1}^n \left(\frac{\sigma_0}{\sigma_1} \right)^{2k} M_{n-k} \mu_k^* \quad (6)$$

Таким образом, если известны моменты решений исходного и сопряженного уравнений, то моменты искомой функции $\delta b(x)$ вычисляются по формуле (5). По найденным моментам, используя известные методы [4, 5, 6], восстанавливается зависимость $\delta b(x)$ от x . Аналогично решается задача о спектральном распределении аннигиляционных γ -квантов.

Описанный метод был применен авторами к расчету функции $\delta b(x)$ для плоского изотропного, точечного изотропного и плоского перпендикулярного источников в свинце и железе. Некоторые результаты расчетов для источников с начальными энергиями 10, 8 и 6 Мэв представлены в табл. 1 и 2.

Результаты, приведенные в табл. 1, согласуются с данными работ [1, 3]. В наших вычислениях смещением позитрона между точками рождения и аннигиляции пренебрегалось. Как показано в работе [3], такое упрощение не вносит существенной погрешности в результаты вычислений. Сечения комптоновского рассеяния вычислялись точно по формулам Клейна — Нишины — Тамма. Сечения образования пар и фотоэлектрического поглощения рассчитывались по табли-

цам [5] по формуле линейной интерполяции; при энергиях $E = 0,5108/\lambda$, меньших порога образования пар, табличные значения функции фотоэлектрического поглощения домножались предварительно на $E^{3,5}$ в соответствии с известным поведением рассчитываемой функции в области малых энергий [1].

Авторы приносят глубокую благодарность С. Г. Цыпину, В. Г. Золотухину и А. А. Абагяну за обсуждение результатов работы и ценные замечания.

Поступило в Редакцию 13/VI 1973 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фано У., Спенсер Л., Бергер М. Перенос гамма-излучения. М., Госатомиздат, 1963.
2. Гольдштейн Г. Основы защиты реакторов. М., Госатомиздат, 1961.
3. Berger M. e. a. Contribution of Annihilation Radiation to the Gamma-Ray Flux in Lead. — *Rhys. Rev.*, 1959, v. 113, p. 857.
4. Марчук Г. И., Орлов В. В. К теории сопряженных функций. — В сб.: *Нейтронная физика*. М., Госатомиздат, 1961.
5. *Руководство по радиационной защите для инженеров*. Т. 1. Пер. с англ. под ред. Д. Л. Бродера и др. М., Атомиздат, 1972.
6. Николайшвили Ш. С. и др. «Атомная энергия», 1972, т. 32, с. 504.