

На первом этапе оптимизации канала ГГК-С решается прямая задача ГГК. При этом используется метод Монте-Карло, реализуемый с помощью пакета программ МОК [2, 3]. Совокупность параметров  $G_1$  включает длину зонда  $l$ , углы  $\theta_1$ ,  $\theta_2$  и форму целевого коллиматора источника  $\Phi(\theta)$ . Результаты решения прямой задачи аппроксимируются гладкими функциями по всем переменным [3]. Далее вариационными методами [4] для ряда значений  $l$ ,  $\theta_1$ ,  $\theta_2$  подбирается форма целевого коллиматора  $\Phi(\theta)$ , обеспечивающая выполнение условий (3). Анализ показывает, что рост чувствительности  $J_1$  к  $Z_0$  связан с уменьшением диапазона изменения  $\rho$ . Поэтому  $\delta_{11}$  целесообразно взять равной статистическим и аппаратурным погрешностям.

При оптимизации канала ГП используется близость геометрии канала к геометрии однократного рассеяния. Совокупность параметров  $G_2$  включает расстояние  $l'$ , диаметры коллимационных отверстий  $d_1$ ,  $d_2$ , углы  $\alpha$ ,  $\beta$  и нижний порог энергии  $E_n$  регистрируемых  $\gamma$ -квантов. На первом этапе проводится приближенная оптимизация с использованием аналитических выражений однократного рассеяния для  $I_2$  и аппроксимационных формул для  $\epsilon_2$ . Последующие уточнения, учитывающие эффект многократного рассеяния, находятся прямыми расчетами с помощью пакета программ МОК.

Данная схема была реализована при выборе оптимальной конструкции приборов с источниками  $^{75}\text{Se}$  и  $^{152}\text{Eu}$  —  $^{154}\text{Eu}$ , предназначенных для исследования горных пород плотностью от 2,0 до 4,5 г/см<sup>3</sup> и с эффективным атомным номером от 13 до 22 (руды черных металлов, бокситы и др.). Для оценки достоверности предложенной оптимизационной схемы рассчитан один из вариантов конфигурации опытного прибора ГГК-С со целевым коллиматором [1], показанный на рис. 2. При этом чувствительность  $(1/\Delta J_1)(\partial J_1/\partial Z_0)$  расчетного и экспериментального каналов равна соответственно 7,5 и 7,8%. Удовлетворительное

соответствие параметров расчетного и экспериментального зондового устройства позволяет рекомендовать предложенный алгоритм для оптимизации аппаратуры подобного типа с другими источниками и материалами кожуха. Для рассчитанных параметров канала ГГК-С ниже представлены параметры канала ГП соответственно для  $^{75}\text{Se}$ - и  $^{152-154}\text{Eu}$ -источников при толщине кожуха 4 мм и  $R_2 = 20$  мм:

	$^{75}\text{Se}$	$^{152-154}\text{Eu}$
$l_z$ , см	7	11
$\alpha$ , град	27	18
$\beta$ , град	90	120
$d_1$ , см	1,1	1,2
$d_2$ , см	1,5	1,8
$E_n$ , кэВ	110	190

Расчеты показали, что использование источника из европия примерно вдвое уменьшает чувствительность канала ГГК-С, однако увеличивает чувствительность канала ГП (от 1,5 до 3% на 1 мм зазора).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фельдман И. И., Бломенцев А. М., Караниколо В. Ф. В кн.: Труды ВНИИЯГГ «Ядерная геофизика». Вып. 9. М., «Недра», 1971, с. 141.
2. Лухминский Б. Е., Галимбеков Д. К. «Атомная энергия», 1975, т. 39, вып. 5, с. 365.
3. Галимбеков Д. К., Караниколо В. Ф., Лухминский Б. Е. В кн.: Статистическое моделирование в математической физике. Новосибирск, Изд-во ВЦ СО АН СССР, 1976, с. 45.
4. Черноусько Ф. Л., Баничук Н. В. Вариационные задачи механики и управления. М., «Наука», 1973.

Поступило в Редакцию 29.05.78

УДК 539.121:539.122

## Об углом распределении мощности дозы гамма-излучения при глубоком проникновении

Кучин Н. Л., Попков К. К., Трофимов И. Н.

В работе исследовано угловое распределение мощности дозы  $\gamma$ -излучения плоского изотропного моноэнергетического источника для глубины проникновения в вещество до 50 длин свободного пробега (д. с. п.). Исследование выполняли с помощью расчетов по  $S_n$ -методу в  $S_6P_6$ -приближении, реализованных в программе КУРАГА-М [1]. Начальная энергия источника  $E_0$  варьировалась в диапазоне  $0,5 \leq E_0 \leq 10,0$  МэВ.

Так как вдали от источника следует ожидать сугубо анизотропное угловое распределение, форма которого оказывается сильно вытянутой вперед, специально исследовали возможность применения метода для описания угловых распределений мощности дозы  $\gamma$ -излучения. Было изучено влияние числа учитываемых членов разложения индикатрисы рассеяния в ряд по полиномам Лежандра  $l$  на относительное угловое распределение мощности дозы  $\gamma$ -квантов  $k(\theta, \mu_0 x)$ . Величина  $k(\theta, \mu_0 x) = D(\theta, \mu_0 x) / \int D(\theta, \mu_0 x) \sin \theta d\theta$  определяет долю вклада в полную мощность дозы  $\gamma$ -квантов, движущихся под углом  $\theta$  к нормали к поверхности источника. На рис. 1 представлена зависимость  $k(\theta = 0, \mu_0 x, l)$  для плоского изотропного источника  $\gamma$ -излучения в железе с  $E_0 = 8,0$  МэВ. Тенденция приближения кривых к асимптотическому значению при  $\mu_0 x > 30$  и  $l \geq 6$  позволяет заключить, что дальнейшее увеличение  $l$  вряд ли приведет к повышению точности расчетов. Для контроля качества

получаемой информации использовали также метод Монте-Карло в виде модификации, предусматривающей задание первого столкновения равномерно по толщине защиты с глубокой степенью расщепления (до 50 поверхностей). На рис. 2 представлены относительные угловые распределения мощности дозы  $\gamma$ -квантов плоского изотропного источника при  $E_0 = 1,0$  (а) и 8,0 (б) МэВ, рассчитанные  $S_n$ -методом и методом Монте-Карло. Результаты расчетов согласуются в пределах погрешности метода Монте-Карло, которая не превышает 30% на глубине 30 д. с. п.

Анализ полученных данных показал, что характер углового распределения мощности дозы  $\gamma$ -излучения суще-

Таблица 1

Коэффициенты  $\theta_0$  для асимптотической формы углового распределения мощности дозы  $\gamma$ -излучения, град

Вещество	$E_0$ , МэВ							
	0,5	1,0	2,0	3,0	4,0	6,0	8,0	10,0
Вода	51,0	35,0	23,5	20,0	17,5	15,6	14,5	13,7
Бетон	33,0	27,5	20,8	18,5	17,0	15,8	15,4	14,8
Железо	25,6	23,0	19,5	18,0	16,9	16,3	15,9	15,9



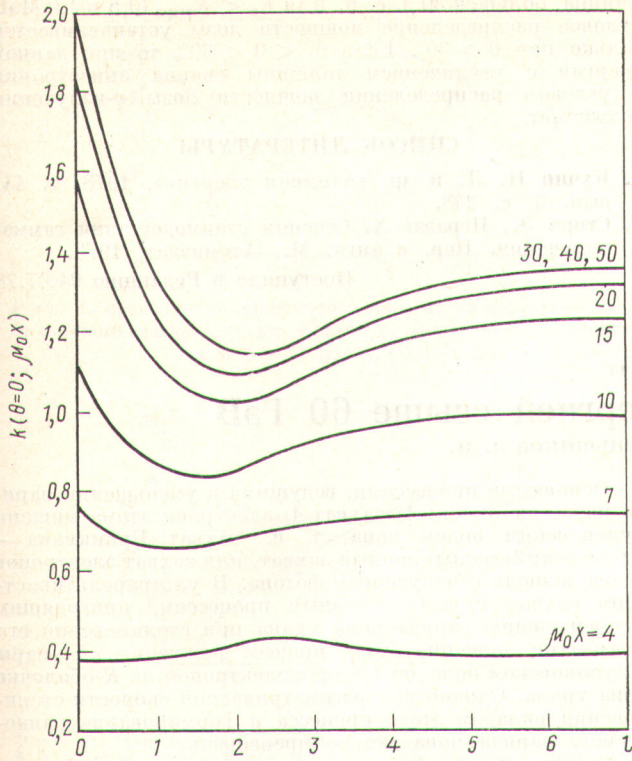


Рис. 1. Зависимость  $k(\theta = 0; \mu_0 x, l)$  от порядка разложения индикатрисы рассеяния в ряд по полиномам Лежандра

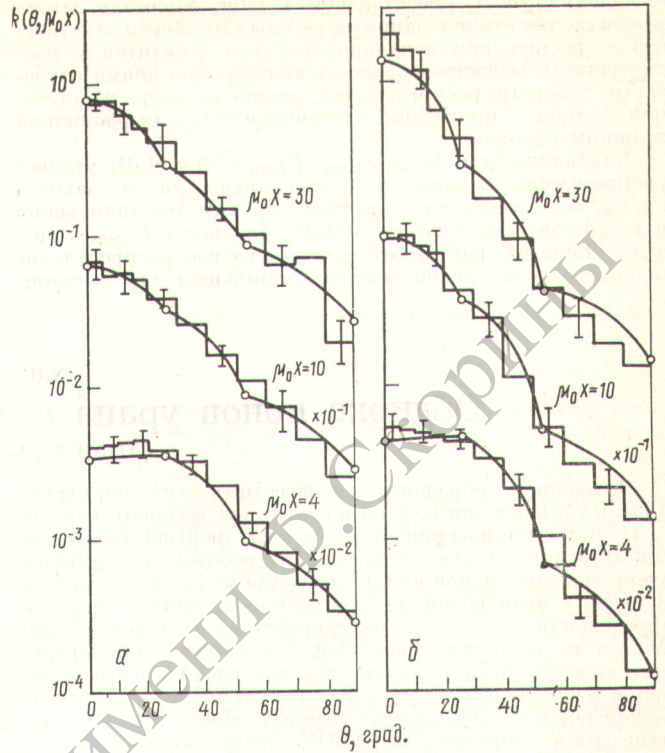


Рис. 2. Относительное угловое распределение мощности дозы  $\gamma$ -излучения в железе: гистограмма — расчет методом Монте-Карло;  $\circ$  — расчет  $S_n$ -методом; — — линейная интерполяция по косинусу угла  $\theta$  расчетов  $S_n$ -методом

ственно зависит от глубины проникновения. Если при толщине  $\mu_0 x < 20$  наблюдается монотонное возрастание анизотропии, то для глубины проникновения, превышающей 20 д. с. н., угловое распределение стабилизируется. Подобная закономерность наблюдается в том случае, если энергия, соответствующая положению минимума в ходе полного сечения взаимодействия  $E_{\text{мин}} > E_0$ . На рис. 3

показана зависимость  $k(\theta, \mu_0 x)$  для воды при фиксированных значениях  $\theta$ , совпадающих с опорными дискретными значениями, принятыми в алгоритме.

Установившееся (асимптотическое) угловое распределение мощности дозы  $\gamma$ -излучения в диапазоне углов  $0^\circ \leq \theta < 90^\circ$  удовлетворительно описывается функцией вида  $\exp(-\theta/\theta_0)$ . Значение экспоненциальных угловых

Таблица 2

Коэффициенты  $\theta_0$  для различной толщины свинца, град \*

$\mu_0 x$	$E_0$ , МэВ							
	0,5	1,0	2,0	3,0	4,0	6,0	8,0	10,0
20	11,5 / 14,8	15,2 / 15,2	15,2	14,8	15,3	15,5	15,5	15,5
30	10,7 / 14,8	14,1 / 15,2	14,5	14,0	14,2	14,5	14,5	14,5
40	10,2 / 14,8	13,9 / 15,2	14,5	14,0	13,9	14,0	14,0	14,0
50	10,0 / 14,8	13,7 / 15,2	14,5	14,0	13,8	13,5	13,5	13,5

\* В числителе дроби  $0^\circ < \theta \leq 26^\circ$ , в знаменателе  $26^\circ < \theta < 90^\circ$ .

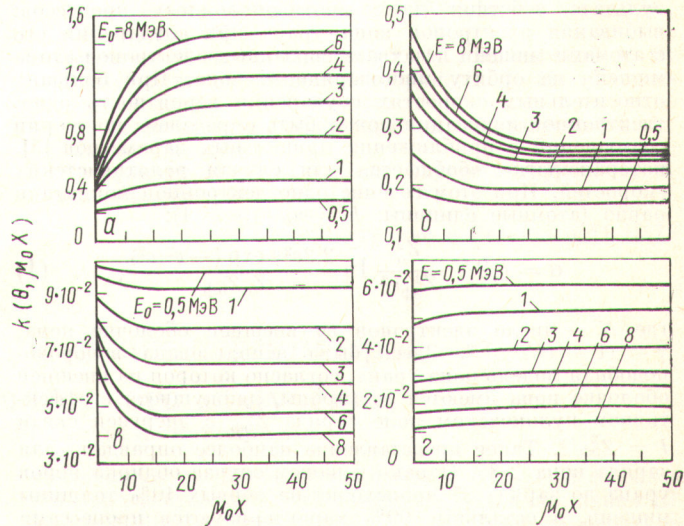


Рис. 3. Зависимость относительного углового распределения мощности дозы  $\gamma$ -излучения  $k(\theta, \mu_0 x)$  от глубины проникновения при  $\cos \theta = 1$  (а); 0,9 (б); 0,6 (в) и 0 (г)



коэффициентов  $\theta_0$  представлены в табл. 1 (состав бетона взят в соответствии с данными работы [2]). Легко заметить, что с увеличением начальной энергии  $\gamma$ -квантов у рассмотренных веществ возрастает анизотропия асимптотического углового распределения мощности дозы  $\gamma$ -излучения. В табл. 2 приведены коэффициенты  $\theta_0$  для различной толщины свинца.

Как видно, для  $E_0 > E_{\text{мин}}$  ( $E_{\text{мин}} = 3,4$  МэВ) угловое распределение мощности дозы практически не зависит от  $E_0$ , но изменяется с ростом глубины проникновения  $\mu_0 x$ . Для энергии  $E_0$  (2,3 и 4 МэВ), близкой к  $E_{\text{мин}}$ , в пределах точности расчетного метода угловое распределение мощности дозы можно считать стабильным для толщины

свинца, большей 30 д. с. п. Для  $E_0 < E_{\text{мин}}$  (0,5 и 1,0 МэВ) угловое распределение мощности дозы устанавливается только при  $\theta > 30^\circ$ . Если  $0^\circ < \theta < 30^\circ$ , то при данной энергии с увеличением толщины свинца анизотропия в угловом распределении мощности дозы  $\gamma$ -излучения возрастает.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кучин Н. Л. и др. «Атомная энергия», 1978, т. 44, вып. 3, с. 248.
2. Сторм Э., Исраэль Х. Сечения взаимодействия гамма-излучения. Пер. с англ. М., Атомиздат, 1973.

Поступило в Редакцию 04.07.78

УДК 539.17

## Обдирка ионов урана с энергией свыше 60 ГэВ

ДУМАН Е. Л., МЕНЬШИКОВ Л. И.

Возможность образования неизвестных до сих пор сверхплотных и нейтронных ядер в результате фазового перехода [1] при столкновении тяжелых ядер энергией несколько сот МэВ/нуклон стимулировала разработку ускорителей очень тяжелых ионов вплоть до урана указанной энергии. В связи с этим возникла необходимость количественного определения результатов взаимодействия этих ионов с мишенями из различных элементов, т. е. определения зарядового спектра после обдирки, угловой расходимости, уширения энергетического спектра. Такую обдирку в проекте ускорительного комплекса тяжелых ионов [2], который намечается соорудить в ОИЯИ, предполагается осуществить инжекцией в синхрофазотрон ионов урана энергией 350 МэВ/нуклон. Выбор материала и толщины обдирочной мишени — одна из задач настоящей работы.

Процессы, определяющие формирование зарядового состояния ионов, угловую расходимость и потери. Оптимальные параметры мишени, энергетические потери и угловая расходимость пучка ионов определяются процессами, происходящими во внутренних электронных оболочках иона урана. Это существенно упрощает задачу и позволяет получить простые аналитические зависимости исследуемых параметров пучка на выходе из обдирочной мишени от ее толщины и материала при кинетической энергии ионов свыше 60 ГэВ.

Зарядовое состояние ионного пучка формируется в результате действия двух противоположных процессов: выбивания электронов иона урана при соударении его с атомами мишени и захвата связанных электронов атома мишени на орбиту многозарядного иона. При больших относительных скоростях соударения вероятность одноэлектронной ионизации может быть определена по теории возмущений в приближении прицельных параметров [3], которая легко обобщается для случая релятивистских скоростей. При этом сечение одноэлектронной ионизации равно (атомные единицы:  $\hbar = m_e = e = 1$ ):

$$\sigma \approx 7,2N \frac{Z_a^2}{Z_{\text{эф}}^2 v^2} \ln \frac{2,2v^2 \gamma \exp(-v^2/c^2)}{Z_a Z_{\text{эф}}}, \quad (1)$$

где  $N$  — число электронов во внешней оболочке иона;  $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ . Здесь была использована водородоподобная модель иона урана, согласно которой на внешней оболочке иона имеются электроны, движущиеся в эффективном кулоновском поле заряда  $Z_{\text{эф}}$  с энергией связи  $I = Z_{\text{эф}}^2/2$ . Такое представление наиболее оправдано для заряда иона  $> 85$ . Однако в нашем случае обдирка ионов урана до заряда 85 происходит на первых 10% толщины мишени, а остальные 90% характеризуются процессами на внутренних электронных оболочках, для которых водородоподобная модель наиболее оправдана. Погрешность при этом не превышает 30%.

Основными процессами, ведущими к уменьшению заряда иона, являются: 1) захват 1s-электрона атома мишени кулоновским полем иона, т. е. захват Бринкмана — Крамерса; 2) радиационный захват, или захват электронов атома мишени с излучением фотона. В ультрарелятивистском случае ( $\gamma \gg 1$ ) основным процессом, приводящим к уменьшению заряда иона урана при столкновении его с атомами мишени, будет процесс рождения  $e^+e^-$ -пары в кулоновском поле двух ядер с электроном на  $K$ -оболочке иона урана. Однако при рассматриваемой скорости столкновения вкладом этого процесса в формирование равновесного заряда иона можно пренебречь.

Сечение кулоновского захвата с учетом релятивистских эффектов находится по формуле [7]

$$\sigma_{\text{Б.к.}} = \frac{2^7 \pi}{5} \left( \frac{\hbar}{m_e c} \right)^2 \left( \frac{Z_a e^2}{\hbar c} \right)^5 \times \left( \frac{Z_{\text{эф}} e^2}{\hbar c} \right)^5 \left( \frac{v}{c} \right)^8 \frac{(\gamma + 1) \gamma^8}{(\gamma + \epsilon)^{10}}, \quad (2)$$

где  $\epsilon = \sqrt{1 - Z_{\text{эф}}^2 e^4}$ ;  $c$  — скорость света.

При большой скорости столкновения сечение радиационного захвата выражается через сечение фотоионизации [7, 8]:

$$\sigma_{\text{рад}} = \frac{2K^2}{v^2} Z_a \sigma_{\text{ф}}, \quad (3)$$

где  $Z_a$  — количество электронов в атоме мишени;  $K$  — импульс излучаемого фотона;  $\sigma_{\text{ф}}$  — сечение фотоионизации, которое вычисляется по формулам Штотбе и Заутера [4] в нерелятивистском и релятивистском случаях соответственно. Эти формулы для  $\sigma_{\text{ф}}$  дают одинаковые результаты в широкой промежуточной области скоростей даже в случае многозарядного иона. При этом излучается фотон, частота которого  $\omega = (Z_{\text{эф}}^2 + v^2)/2$ .

Угловую расходимость пучка  $\Delta\theta$  в основном определяет процесс кулоновского рассеяния ядер сталкивающихся частиц:

$$\Delta\theta = \sqrt{2 \left( \int \vartheta^2 d\sigma \right) N_a L}, \quad (4)$$

где  $\vartheta = \frac{M_a}{M_i} \sin \theta$  — угол рассеяния в лабораторной системе координат;  $d\sigma = \frac{\pi}{2} \left( \frac{Z Z_a}{M_a v^2} \right)^2 \frac{2 \sin \theta d\theta}{\sin^4 \theta/2}$  — резерфордское дифференциальное сечение рассеяния;  $L$  — эффективная толщина мишени.

Энергетические потери и уширение энергетического спектра ионного пучка связаны с процессами, ведущими к изменению электронного состояния атомов обдирочной