

Расчет лучевых нагрузок от вторичных нейтронов в процессе протонного облучения опухолей

КОСТЮЧЕНКО В. И., РЕЗНИК Б. И., ЩИТОВ А. П.

При проведении сеансов лучевой терапии на протонных ускорителях нередко дозы однократного облучения больших объемов опухолей составляют несколько десятков килорад. Дозиметрия, представляющая таким облучением, должна давать информацию не только о дозе в очаге, но и о вторичных излучениях, создающих лучевую нагрузку на здоровые ткани пациента, находящиеся вне облучаемой мишени. Источниками вторичных излучений являются такие элементы системы формирования пучка, как предварительные и чистовые коллиматоры, а также сами облучаемые мишени.

Наиболее критичным в этом отношении является однократное массивное облучение больных с остеогенными саркомами и другими опухолями конечностей пучком протонов энергией 155 МэВ. Такое облучение в зависимости от размеров опухоли проводилось наложением 1—3 полей размером 7×9 см. Максимальная доза составляла ~ 20 крад на поле [1]. Проблемы защиты от вторичных излучений возникают также при облучениях внутричрепных объектов широким (диаметром до 50 мм) пучком протонов.

Цель настоящей работы — расчет флюенса вторичных частиц из мишени полного поглощения, имитирующей реально облучаемый объект; получение экспериментальных данных и сопоставление их с расчетом, а также сравнение эффективности различных материалов для локальной радиационной защиты. Выбор оптимальной расчетной методики позволит избежать в дальнейшем весьма трудоемких измерений лучевых нагрузок, обусловленных вторичными частицами, заменив эту процедуру сравнительно несложными вычислениями для заданной геометрии облучения.

Расчет флюенса вторичных быстрых и сверхбыстрых нейтронов. В состав вторичных излучений, возникающих в мишени полного поглощения, входят сверхбыстрые, быстрые, промежуточные и тепловые нейтроны, а также γ -излучение. Как следует из работы [2], поглощенная доза за радиационной защитой определяется вкладом быстрых и сверхбыстрых нейтронов.

Для расчета флюенса сверхбыстрых нейтронов воспользуемся схемой, предложенной в работе [2]. В целях повышения точности вычислений мишень полного поглощения (свинцовый блок толщиной 5 см) разобьем на ряд слоев. Для вычисления искомых параметров воспользуемся средней энергией протонов в слое.

Тогда выход нейтронов из i -го слоя

$$q_i = 10^3 (L/A) I_i v_i x_i (\delta_{in})_i, \quad (1)$$

где L — число Авогадро; A — атомная масса мишени; I_i — число первичных протонов перед i -м слоем; $v_i(E)$ — число нейтронов на одно неупругое соударение; x_i — толщина слоя мишени, $\text{кг}/\text{м}^2$; $(\delta_{in})_i(E_p)$ — сечение неупругого взаимодействия, м^2 .

Поток первичных протонов экспоненциально зависит от толщины мишени:

$$I_i = I_0 \exp \{ -10^3 (L/A) (\delta_{in})_i x_i \}, \quad (2)$$

где I_0 — исходное число протонов; I_i — число протонов перед i -м слоем.

Значения δ_{in} для каждого слоя найдены из уравнения, представленного в работе [3]:

$$\delta_{in}(E_p) = \frac{1}{400} \exp \left\{ \sum_{j=0}^N a_j \left(\frac{E_p}{400} \right)^j \right\}, \quad (3)$$

где $N = 3-4$; a_j — коэффициент, зависящий от материала мишени; E_p — энергия протонов, МэВ.

Значения v_i в интервале энергии 50—200 МэВ получены экстраполяцией данных работы [2] в точку с энергией 20 МэВ, являющейся пороговой для сверхбыстрых нейтронов, где по определению $v_i = 0$.

Согласно [2], флюенс сверхбыстрых нейтронов, вылетающих внутри телесного угла $d\Omega$, есть

$$\Phi_i = \frac{q_i}{r_i^2} \frac{\int_0^{\Omega'} f(\theta, E_p) d\Omega}{4\pi \int_0^{\Omega'} f(\theta, E_p) d\Omega}. \quad (4)$$

Отсюда, перейдя от Ω к θ , получим

$$\Phi_i = \frac{q_i}{r_i^2} \frac{2\pi \int_0^{\theta'} f(\theta, E_p) \sin \theta d\theta}{2\pi \int_0^{\theta'} f(\theta, E_p) \sin \theta d\theta}, \quad (5)$$

где r_i — расстояние от слоя i до точки детектирования; θ — угол между направлениями вторичной и первичной частиц; θ' — угол детектирования; $f(\theta, E_p)$ — угловое распределение вторичных сверхбыстрых нейтронов, описываемое в интервале 100—700 МэВ следующим выражением [4]:

$$f(\theta, E_p) = \begin{cases} \cos [1,05 (\theta/\theta_{1/2})]; & 0 \leq \theta \leq \theta_{1/2}; \\ 1/2 \exp [-4,2 (E_p/660)^{2/3} (\theta - \theta_{1/2})]; & \theta_{1/2} \leq \theta \leq \pi/2, \end{cases} \quad (6)$$

где $\theta_{1/2}$ — полуширина углового распределения;

$$\theta_{1/2} = \eta (660/E_p)^{2/3}; \quad (7)$$

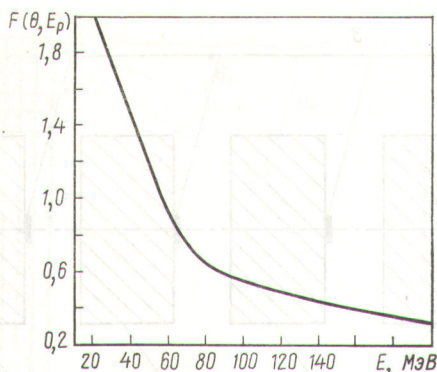


Рис. 1. Зависимость $F(\theta, E_p)$ от энергии протонов E_p

η — эмпирический коэффициент, равный 0,3 для материалов с $A \geq 27$ [4].

Поскольку $f(\theta, E_p)$ определена лишь для $E_p \geq 100$ МэВ, значение $\int_0^{\pi/2} f(\theta, E_p) \sin \theta d\theta$ для слоя с $E_{эф} = 50$ МэВ может быть найдено путем экстраполяции.

Воспользуемся тем, что для пороговой энергии 20 МэВ угловое распределение нейтронов изотропно, т. е. $2\pi \int_0^{\pi/2} f(\theta, E_p) \sin \theta d\theta = 4\pi$, и построим

кривую зависимости $F(\theta, E_p) = \int_0^{\pi/2} f(\theta) \sin \theta d\theta$

от энергии E_p (рис. 1). Отсюда найдем, что значение этого интеграла в точке, где $E_p = 50$ МэВ, равно 1,23. Далее легко показать, что в интервале $0 \leq \theta < 5^\circ$ этот интеграл практически не зависит от энергии. Последнее замечание относится к сопоставлению приводимого здесь расчета с экспериментом, который будет описан далее. Просуммировав значения Φ_i по всем слоям мишени с соответствующими r_i , получим плотность потока сверхбыстрых нейтронов в точке детектирования.

Для быстрых нейтронов распределение изотропно, т. е. внутри угла детектирования θ_i

$$\Phi_{б.п} = (q_i/r^2)(\theta_i/\pi). \quad (8)$$

Значения v_i для быстрых нейтронов получены путем экстраполяции по аналогии с процедурой для сверхбыстрых нейтронов. В ходе расчетов

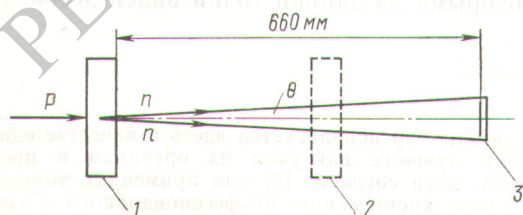


Рис. 2. Геометрия эксперимента со сцинтилляционным детектором: 1 — свинцовая мишень полного поглощения; 2 — блоки радиационной защиты переменной толщины; 3 — сцинтилляционный детектор

были сделаны следующие допущения: источник нейтронов считался точечным, защита принималась неограниченной, не учитывалось альбеда. Чтобы оценить насколько эти допущения влияют на точность расчетов, были поставлены два эксперимента.

Геометрия «точечного» источника. В этом эксперименте подвергалась проверке методика расчета выхода сверхбыстрых нейтронов из мишени полного поглощения в геометрии «точечного» источника, а также была изучена функция их ослабления в зависимости от толщины радиационной защиты.

Геометрия эксперимента представлена на рис. 2. Пучок первичных протонов диаметром 10 мм ($E_p = 200$ МэВ) падал на свинцовую мишень полного поглощения. На оси пучка на расстоянии 660 мм от мишени располагался сцинтилляционный детектор ^{12}C диаметром 70 и толщиной 10 мм. Активность, наведенную в детекторе вторичными нейтронами, фиксировали по методике, описанной в работе [5]. Радиоактивный ^{11}C , образующийся

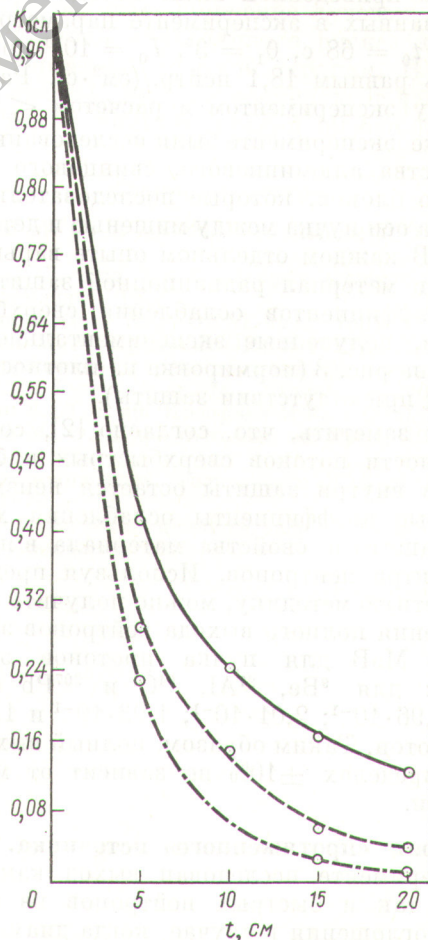


Рис. 3. Зависимость коэффициента ослабления сверхбыстрых нейтронов от толщины защиты из Al (—); Rb (---) и W (-.-) [O — эксперимент]

по реакции $^{12}\text{C}(n, 2n)^{11}\text{C}$ с пороговой энергией $E_{\text{пор}} = 20,6$ МэВ, имеет период полураспада 20,4 мин. Поскольку сечение этой реакции при $E_n \geq 40$ МэВ принимается постоянным и равным 21 мб [6], такой детектор регистрирует число нейтронов. Сечение сопутствующей реакции $^{12}\text{C}(\gamma, n)^{11}\text{C}$ пренебрежимо мало.

Число первичных протонов, падающих на мишень, регистрировали индукционным датчиком с погрешностью $\pm 5\%$. Плотность потока сверхбыстрых нейтронов, полученная в результате эксперимента (при отсутствии защитных блоков), равна 19,8 нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Погрешность измерения примерно $\pm 15\%$. Аналогичное значение, вычисленное по приведенной выше методике с учетом использованных в эксперименте параметров ($r = 66$ см, $t_0 = 68$ с, $\theta_1 = 3^\circ$, $I_0 = 10^{10}$ протонов), оказалось равным 18,1 нейтр./ $(\text{см}^2 \cdot \text{с})$. Расхождение между экспериментом и расчетом $< 10\%$.

В том же эксперименте были исследованы защитные свойства алюминиевого, свинцового и вольфрамового блоков, которые последовательно размещали на оси пучка между мишенью и детектором (рис. 3). В каждом отдельном опыте варьировали толщину и материал радиационной защиты. Значения коэффициентов ослабления сверхбыстрых нейтронов, полученные экспериментально, представлены на рис. 3 (нормировка на плотность потока частиц при отсутствии защиты).

Следует заметить, что, согласно [2], соотношение плотности потоков сверхбыстрых и быстрых нейтронов внутри защиты остается неизменным. Полученные коэффициенты ослабления характеризуют защитные свойства материала в пределах всего спектра нейтронов. Используя предложенную расчетную методику, можно получить следующие значения полного выхода нейтронов энергией более 25 МэВ для пучка протонов энергией 200 МэВ: для ^9Be , ^{27}Al , ^{64}S и ^{207}Pb соответственно $1,96 \cdot 10^{-1}$; $2,01 \cdot 10^{-1}$; $1,93 \cdot 10^{-1}$ и $1,62 \cdot 10^{-1}$ нейтр./протон. Таким образом, полный выход нейтронов в пределах $\pm 10\%$ не зависит от материала мишени.

Геометрия «протяженного» источника. Во втором эксперименте исследован выход как сверхбыстрых, так и быстрых нейтронов из мишени полного поглощения в случае, когда диаметр пучка больше размера детектора, а расстояние между источником и детектором сопоставимо с диаметром пучка.

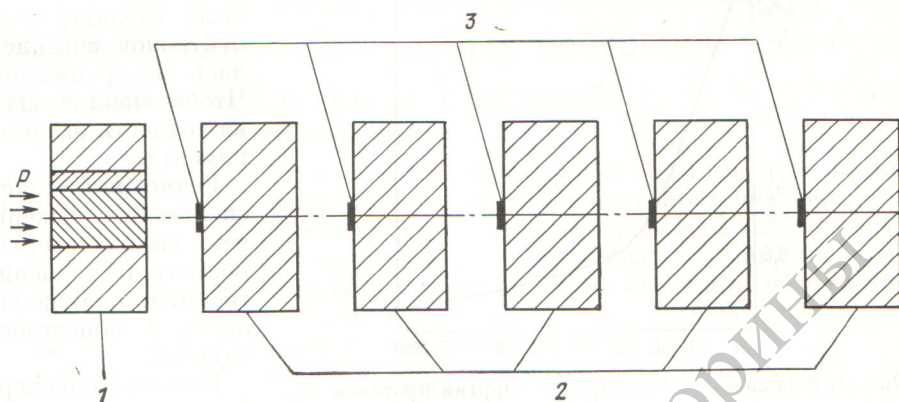


Рис. 4. Геометрия эксперимента с трековым детектором; 1—мишень полного поглощения; 2—блоки радиационной защиты; 3—трековые детекторы

Геометрия эксперимента представлена на рис. 4. Пучок протонов энергией 200 МэВ диаметром 30 мм падал на свинцовую мишень полного поглощения. На расстоянии 30 мм от мишени и далее с шагом 30 мм размещали вольфрамовые защитные блоки с укрепленными на них трековыми детекторами (ТД). Детектор представляет собой «сэндвич» из пластинок ^{238}U размером 5×10 мм и стеклянной подложки. Число треков осколков деления для каждой пластинки измеряли с помощью микроскопа МБИ-3 ($\times 630$). В работе [7] показано, что такой детектор является бэрметром и регистрирует эквивалентную дозу сверхбыстрых и быстрых нейтронов. Предварительно проведенная калибровка ТД показала, что в диапазоне рассматриваемой энергии 1 трек/мм² соответствует значению $0,96 \pm 0,29$ бэр.* При толщине защиты 0, 5, 10, 15 и 20 см доза составляет соответственно 497,0; 79,4; 24,5; 7,9 и 3,0 бэр. Флюенс протонов, падающих на мишень полного поглощения, равен $2 \cdot 10^{13}$ см⁻². Погрешность измерения дозы с помощью ТД $\sim 30\%$.

При проведении расчетов флюенса частиц в такой геометрии мишень полного поглощения, как и в первом случае, была разбита на четыре слоя и, кроме того, в пределах каждого слоя на ряд кольцевых уровней (K_i по сечению пучка). Каждый кольцевой уровень, в свою очередь, разбивался на 100 участков, так что любой из них мог быть принят за точечный источник. Вычислив углы, под которыми из данной точки виден детектор (θ_2

* Единица бэр используется здесь в качестве единицы измерения лучевых нагрузок на организм в процессе облучения, хотя согласно [8] она применима только для оценки риска хронического профессионального облучения малыми дозами. Однако, по нашему мнению, отсутствие регламентированного значения для практики лучевой терапии и ограниченность контингента людей, подвергающихся подобному облучению, позволяют провести аналогию между нашим и рассмотренным в работе [8] случаями.

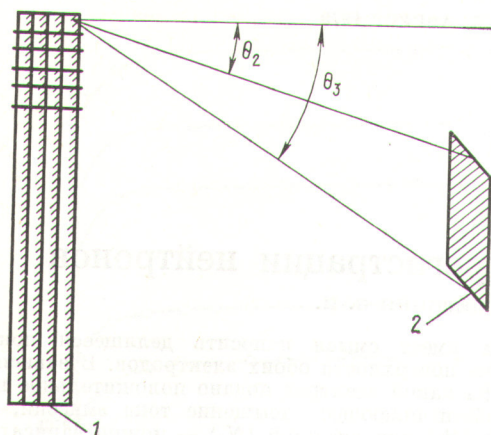


Рис. 5. Схема расчета плотности потока вторичных нейтронов в эксперименте с использованием трекового детектора: 1—мишень полного поглощения, разбитая на слои и уровни; 2—трековый детектор

и θ_3 на рис. 5), найдем флюенс частиц, падающих на поверхность детектора из данной точки, как разность значений Φ_i из уравнения (4) для углов θ_2 и θ_3 . Затем, проинтегрировав значения по всей площади, занимаемой пучком на мишени, вычислим флюенс частиц, падающих из данного слоя мишени полного поглощения. Далее, просуммировав значения по всем слоям, найдем искомое значение Φ_i для всей мишени в целом.

Расчет по этой методике для случая отсутствия защиты дал значения $4,2 \cdot 10^8$ (для сверхбыстрых нейтронов) и $7,3 \cdot 10^9$ нейтр./см² (для быстрых нейтронов), что составляет соответственно 23,7 и 386,9 бэр [8], т. е. суммарная доза 410,6 бэр. Таким образом, расхождение между экспериментальными и расчетными значениями не превышает 22%.

Рассматривая геометрию массивного облучения, зададимся набором параметров, необходимых для расчета флюенса сверхбыстрых и быстрых нейтронов, падающих на критические органы ($E_p = 155$ МэВ, $I_0 = 3 \cdot 10^{13}$ протонов, $\theta = 90^\circ$). Используя данные, приведенные в таблице, получим, согласно [8], 23 бэр на глаза, 57,3 бэр на гонады

Расчет лучевых нагрузок на критические органы

Критические органы	r, см	Сверхбыстрые нейтроны, нейтр./см ²	Быстрые нейтроны, нейтр./см ²
Глаза	50	$3,1 \cdot 10^7$	$4,0 \cdot 10^8$
Гонады	32	$7,6 \cdot 10^7$	$1,0 \cdot 10^9$
Здоровая конечность	19	$2,1 \cdot 10^8$	$1,8 \cdot 10^9$

и 106,7 бэр на здоровую конечность. Подобные лучевые нагрузки на критические органы являются недопустимо большими. В связи с этим, по-видимому, возникает задача создания локальной радиационной защиты пациента для снижения лучевых нагрузок на весь организм (или отдельные части тела больного) в процессе облучения опухоли. По нашему мнению, такая локальная защита должна обеспечивать снижение лучевых нагрузок до уровня «дозы оправданного риска» для больных, подвергаемых лучевой терапии. В качестве примера укажем, что для космонавтов доза оправданного риска принята равной 50 бэр [9].

Список литературы

1. Ломанов М. Ф. и др. «Мед. радиология», 1975, № 7, с. 40.
2. Бродер Д. Л. и др. Бетон в защите ядерных установок. М., Атомиздат, 1973.
3. Alsmiller R. e.a. Rep. ORNL-4046, 1967.
4. Комочков М. М. Препринт ОИЯИ Р-1349. Дубна, 1963.
5. Дозиметрические и радиометрические методики. Под ред. Н. Г. Гусева и др. М., Атомиздат, 1966, с. 282.
6. Кучинин С. Л. и др. Препринт ИФВЭ ОРИ 77-94.
7. Ломанов М. Ф. и др. «Атомная энергия», 1973, т. 34, вып. 3, с. 185.
8. Нормы радиационной безопасности НРБ-76. М., Атомиздат, 1978, с. 53.
9. Ковалев Е. Е. «Радиационный риск на земле и в космосе. М., Атомиздат, 1976.

Поступила в Редакцию 17.07.78