

УДК 539.124.17

Поле γ -излучения, инициируемого мононаправленным источником нейтронов в воздухе

ЖЕМЕРЕВ А. В., МЕДВЕДЕВ Ю. А., СТЕПАНОВ Б. М.

В настоящей работе аналитически исследуется поле γ -излучения, генерируемого в воздухе при захвате нейтронов ядрами азота (в общем случае от импульсного источника) с энергией $\leq 0,45$ МэВ. Источник нерассеянных нейтронов предполагается мононаправленным, а рассеянные нейтроны рассматриваются в возрастном приближении. Предположив изотропным упругое рассеяние нейтронов после первого столкновения для источника захватного γ -излучения $Q(r, \xi, t)$, можно получить следующее выражение:

$$Q(r, \xi, t) = q(r, t) \Phi(\alpha, \beta\xi). \quad (1)$$

Здесь $q(r, t)$ — функция, описывающая захватное γ -излучение от изотропного источника нейтронов (Жемерев А. В. и др. «Атомная энергия», 1975, т. 38, вып. 3, с. 174); r — полярный радиус; ξ — косинус полярного угла, $\alpha = \sqrt{\tau}/\lambda$, $\beta = r/2\sqrt{\tau}$; $\tau(t)$ — возраст замедляющегося нейтрона, зависящий от времени; λ — пробег нейтрона с начальной энергией.

Выражение (1) записано в сферической системе координат с центром в точке, где находится источник нейтронов, и осью z , совпадающей с направлением вылета нейтронов. $\Phi(\alpha, \beta\xi)$ описывает анизотропию

источника захватного γ -излучения

$$\Phi(\alpha, \beta\xi) = \sqrt{\pi} \alpha \exp\{(\alpha - \beta\xi)^2\} [1 - \operatorname{erf}(\alpha - \beta\xi)],$$

где $\operatorname{erf}(x)$ — функция ошибок. С увеличением параметра α анизотропия уменьшается, что объясняется растеканием нейтронов по большему объему. С увеличением параметра $\beta\xi$ анизотропия увеличивается, что объясняется возрастающей ролью нейтронов, испытывших первое столкновение вблизи точки наблюдения.

На основе выражения (1) исследовалась интенсивность γ -излучения, инициируемого мононаправленным источником нейтронов в воздухе.

Показано, что анизотропия интенсивности γ -излучения в отличие от анизотропии источника захватного γ -излучения $\Phi(\alpha, \beta\xi)$ выражена менее слабо и уменьшается с увеличением расстояния. Это объясняется большим по сравнению с значениями λ и $\sqrt{\tau}$ пробегом захватных γ -квантов.

(№ 862/8521. Статья поступила в Редакцию 28/X 1975 г. Полный текст 0,4 л. л., 1 рис., 8 библиогр. ссылок.)

УДК 577.3:539.12.04+539.125.52

Основные закономерности формирования тканевых доз от коллимированных пучков моноэнергетических нейтронов

ИВАНОВ В. Н.

Распределение тканевой дозы нейтронов, создаваемое коллимированными пучками, представляет малоисследованную область тканевой дозиметрии излучений [1]. В связи с этим в работе [2] были рассчитаны тканевые дозы нейтронов с энергией 100 эВ — 1 МэВ для пучков с радиусами 0,5—6,5 см.

Цель настоящей работы — изучение закономерностей формирования тканевой дозы нейтронов и ее компонентов по указанным расчетным данным. Проведен анализ факторов накопления дозы ядер отдачи в сечении пучка, удельных глубинных тканевых доз нейтронов и их компонентов для нейтронных пучков различного диаметра. Эти величины сравнены с аналогичными данными при облучении тела человека широким пучком нейтронов.

Изменение дозы ядер отдачи в зависимости от размеров пучков показано на рисунке, откуда видно, что наибольшее изменение фактора накопления наблюдается для пучков с радиусом < 3 см. При больших значениях радиуса кривые выходят на довольно пологое плато и тем быстрее, чем ниже энергия нейтронов. С ростом энергии нейтронов подъем плато увеличивается, а протяженность его сокращается. Например, для нейтронов с энергией 1000 кэВ область плато на глубине 9 см наступает только при радиусах, превышающих

4 см, где фактор накопления изменяется от 3,8 до 4,8, на 26%. Естественно, он выше для пучков больших сечений и малых энергий нейтронов.

На рисунке указаны также значения фактора накопления для широких пучков, соответствующие бесконечному радиусу пучка. Сравнение этих данных с фактором накопления для конечных пучков показывает, что с увеличением глубины рассеяние энергии нейтронов за пределы конечных пучков возрастает.

Рассеяние энергии за пределами пучка для компонентов дозы от реакций захвата тепловых нейтронов на азоте и водороде оказывается значительно большим, чем для ядер отдачи. Для пучков с радиусами 2,5—6,5 см на глубине ткани < 15 см доза от протонов реакции $^{14}\text{N}(n, p)^{14}\text{C}$ в сечении пучков составляет ~10—75% этой дозы для широких пучков. Доза γ -излучения реакции $^1\text{H}(n, \gamma)^2\text{H}$ в сечении пучков не превышает 40% дозы для широких пучков.

Доза ядер отдачи остается постоянной по сечению пучков независимо от их размеров. Доза продуктов реакций захвата тепловых нейтронов на границе пучков с радиусами $> 2,5$ см на 10—20% меньше средней дозы в сечении пучков. Сразу за пределами пучка доза ядер отдачи уменьшается в 10—50 раз на поверх-