

Рис. 2. Кювета с жидким сцинтиллятором:

1 — источник γ -излучения; 2 — сцинтиллирующая жидкость; 3 — магнитострикционный излучатель; 4 — фотокатод ФЭУ.

амплитуды импульсов с ФЭУ. Причем для растворителей из толуола, ксилола и фенилциклогексана увеличение амплитуды импульсов незначительно (в 1,25 — 1,33 раза), тогда как для полиэтилсилоксановой жидкости амплитуда импульсов увеличилась в 3—4 раза.

Определение дозы облучения легких дочерними продуктами радона по γ -излучению грудной клетки

Л. С. РУЗЕР, С. А. УРУСОВ

Известно, что поглощенная доза определяется как отношение энергии, израсходованной ионизирующей частицей в ткани, к массе облучаемой ткани: $D = \frac{\Delta E}{\Delta m}$.

Энергия ΔE , поглощенная в ткани, зависит от активности изотопов в дыхательной системе $A(\theta)$. В свою очередь, эта активность для случая вдыхания связана с концентрацией q изотопа в воздухе, скоростью v_t вдыхания и коэффициентом k задержки аэрозолей в легких:

$$D = \frac{\Delta E}{\Delta m} \int A(\theta) d\theta, \quad (1)$$

где $A(\theta) = qv_t k \theta$; E — энергия α -частиц или средняя энергия β -частиц, испускаемых ядрами радиоактивного изотопа; θ — время вдыхания.

Для короткоживущих продуктов распада радона поглощенная доза определяется выражением [1]

$$D_{\alpha}(\theta) = av_t k [q_A X_A(\theta) + q_B X_B(\theta) + q_C X_C(\theta)], \quad (2)$$

где q_A , q_B и q_C — концентрации соответственно RaA , RaB и RaC ; $X_A(\theta)$, $X_B(\theta)$ и $X_C(\theta)$ характеризуют соответственно вклад RaA , RaB и RaC в поглощенную дозу.

Вследствие колебаний величины v_t и недостаточно точного знания коэффициента задержки k неопределенность в величине активности $A(\theta)$ изотопов, попавших в дыхательную систему, будет весьма большой.

Помимо γ -излучения представляет интерес выяснение аналогичного эффекта при регистрации α -частиц. Для этого действию ультразвука был подвергнут жидкий диоксановый сцинтиллятор, регистрирующий α -излучение U^{233} . При действии ультразвука эффективность сцинтиллятора увеличилась на 60%.

Полученные результаты позволяют сделать вывод, что ультразвуковое поле повышает относительный световой выход жидких сцинтилляторов и может быть использовано в сцинтилляционных счетчиках при регистрации частиц низких энергий.

В дальнейших исследованиях интересно выяснить механизм действия ультразвука на различные сцинтилляторы и связь его со свойствами используемых жидкостей.

В заключение авторы выражают глубокую признательность доктору геолого-минералогических наук В. Л. Шашкину за ценные советы и внимание к работе, а также научным сотрудникам ОИЯИ Л. Я. Жильцовой и Е. Н. Матвеевой за помощь в выполнении экспериментов.

Поступило в Редакцию 14/V 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Методы и приборы ультразвуковых исследований. Под ред. У. Мезона. М., «Мир», 1967.
2. И. М а т а у ш е к. Ультразвуковая техника. М., Металлургиядат, 1962.
3. Л. Я. Ж и л ь ц о в а и др. «Приборы и техника эксперимента», № 1, 79 (1967).
4. И. И. З е м с к о в а и др. Там же, № 10, 68 (1968).

УДК 541.482.3:539.128.4

По данным работы [2], v_t изменяется в зависимости от физической нагрузки в пределах 5—40 л/мин, величины q_A , q_B , q_C при постоянном источнике радонотделения зависят от условий вентиляции, характера производимых работ (бурение, погрузка с использованием механизмов, работающих на сжатом воздухе), изменения местоположения работника в «эманатории» с разными концентрациями и в различных точках и т. д. Коэффициент k зависит от запыленности, величины v_t , индивидуального строения органов дыхания и т. д. Следует учитывать, что существующие методы измерения концентраций продуктов распада радона имеют значительные погрешности [3, 4].

В работе [5] предложен метод измерения γ -излучения производных радона, осевших в легких. В литературе [6] описаны методы определения γ -активности тела человека чувствительностью в теле порядка 10^{-10} кюри. В рассматриваемом случае задача значительно упрощается вследствие того, что активность порядка 10^{-8} кюри дочерних радона, накопившихся в легких при концентрациях в воздухе на уровне предельно допустимых, локализована в грудной клетке.

В настоящей работе учтен вклад RaB в γ -излучение грудной клетки, оценено влияние изменения концентраций дочерних продуктов радона во вдыхаемом воздухе на регистрируемую дозу, описана транспортная установка для проведения измерений в полевых условиях.

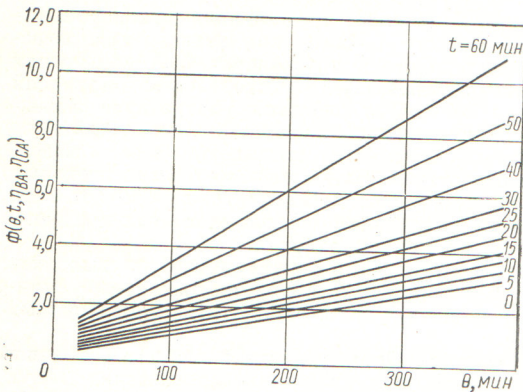


Рис. 1. Значения функции $\Phi(\theta, t, \eta_{Ba}, \eta_{Sa})$ при различных θ и t .

Выражение для $D_{\alpha}(\theta)$ имеет вид

$$D_{\alpha}(\theta) = A_{\gamma}(\theta, t) \Phi(\theta, t, \eta_{Ba}, \eta_{Sa}) = 8 \cdot 10^{-7} k_1 k_2 k_3 N_{0\gamma}(\theta, t) \theta \text{ мбэрад}, \quad (3)$$

где

$$\eta_{Ba} = \frac{q_B}{q_A}; \quad \eta_{Sa} = \frac{q_C}{q_A};$$

$A_{\gamma}(\theta, t)$ — активность γ -излучателей производных радона, осевших в легких; $N_{0\gamma}(\theta, t)$ — число γ -квантов в 1 мин над «фоном», зарегистрированных сцинтиляционным счетчиком от грудной клетки (под «фоном» понимается число γ -квантов в 1 мин, зарегистрированных счетчиком от грудной клетки до входа в «аманаторий»); $\Phi(\theta, t, \eta_{Ba}, \eta_{Sa})$ — функция отношений доз облучения легких дочерними продуктами радона к γ -активности этих изотопов; k_1 — коэффициент приведения $N_{0\gamma}(\theta, t)$ к моменту $t = 0$; k_2 — поправка на неодинаковую эффективность регистрации γ -излучения RaB и RaC в зависимости от t при данном θ ; k_3 — величина, обратная эффективности регистрации γ -излучения дочерних продуктов радона.

На рис. 1, 2 приведены графики $\Phi(\theta, t, \eta_{Ba}, \eta_{Sa})$, k_1 и k_2 . Каждая точка на графике представляет собой усредненное значение для диапазона изменений концентраций $q_A : q_B : q_C$ от 1 : 1 : 1 до 1 : 0,1 : 0,03.

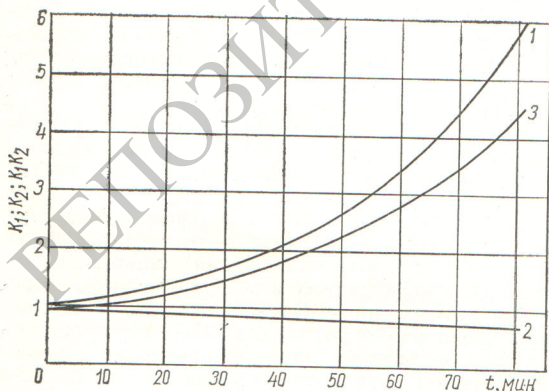


Рис. 2. Значения коэффициентов k_1 (кривая 1), k_2 (2) и их произведения (3) при различных t .

Погрешность в вычислении $D_{\alpha}(\theta)$, связанная с усреднением, не превышает 15%. Коэффициенты рассчитаны для условий измерений γ -излучения дочерних продуктов радона кристаллом NaI(Tl) размерами 80×40 мм. На модели легких, представленных в виде двух цилиндров (диаметр 12,8 см, высота 15,5 см, расстояние между осями 14,4 см), относительная эффективность регистрации γ -квантов RaC : RaB получена равной 1,4. В выражение (3) не входят v_i и k , поэтому данный метод в значительной мере лишен недостатков, свойственных методам расчета поглощенных доз по измеренным концентрациям изотопов. Кроме того, рассматриваемый метод позволяет уточнить значение коэффициента k , являющегося важной характеристикой процесса осаждения аэрозолей в дыхательных путях.

Было оценено влияние характерного изменения q_A, q_B, q_C (ступенями) на точность определения $D_{\alpha}(\theta)$. При этом выражение для $D_{\alpha}(\theta)$ изменяется незначительно, поскольку воздействию каждой ступени можно независимо суммировать для соответствующих θ_i и t_i . Для связи с колебаниями концентрации производных радона одновременно с определением $N_{0\gamma}(\theta, t)$ сцинтиляционным счетчиком были выполнены многократные измерения указанных концентраций на рабочих местах. Установлено, что максимальные отклонения концентраций продуктов распада радона от средних в течение смены не превышали 50%. При этих условиях погрешности определения $D_{\alpha}(\theta)$ по $N_{0\gamma}(\theta, t)$ не превышали 20%. Эти данные получены на основании трех — пяти замеров на каждом из шести рабочих мест. В дальнейшем такие исследования необходимо повторить и уточнить.

При измерениях кристалл NaI(Tl) размерами 80×40 мм с фотоэлектронным умножителем и катодным повторителем были помещены в светонепроницаемый кожух, экранированный слоем свинца толщиной 5 см (рис. 3). Регистрация проводилась с помощью пересчетного устройства ПП-10000.

Обследуемый работник садился на стул, прижимаясь грудью к торцу датчика, расположенного на столе. Положение тела относительно датчика фиксировалось с помощью подлокотников. Для градуировки применяли фантом прямоугольной формы (сосуд, наполненный водным раствором равновесного Ra²²⁶). Эффективность регистрации γ -излучения определялась для грудной клетки усредненных размеров (передне-задний диаметр 20 см) и составляла для кристалла NaI(Tl) указанных размеров 0,6%, т. е. $k_3 = 166$.

Рассматриваемый метод позволяет, используя примитивную защиту, определять дозу облучения легких за счет дочерних продуктов радона при концентрации последних в воздухе, соответствующей «скрытой» энергии $3,9 \cdot 10^4$ Мэв/л с погрешностью порядка 55%.

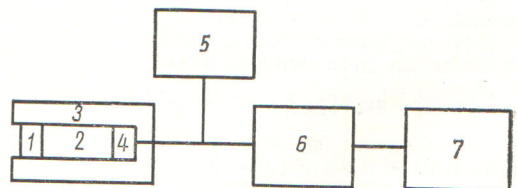


Рис. 3. Схема измерительной установки:

1 — монокристалл NaI(Tl); 2 — ФЭУ-52Б; 3 — свинцовый экран; 4 — катодный повторитель; 5 — выпрямитель; 6 — усилитель; 7 — пересчетное устройство.

и при $1,3 \cdot 10^5$ *Мэв/л* — 43%; продолжительность однократного измерения 2 мин.

Этот метод может быть усовершенствован за счет улучшения радиометрического качества измерений и уточнения параметров, характеризующих осаждение и распределение продуктов распада радона в органах дыхания.

Поступило в Редакцию 6/II 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. С. Рузер. В кн. «Труды ВНИИФТРИ». М., вып. 86 (146) 1966, стр. 38.

2. Е. Б. Бабский, К. К. Зубков и др. Физиология человека. М., «Медицина», 1960.
 3. К. П. Марков, Н. В. Рябов, К. Н. Стась. «Атомная энергия», 12, 315 (1962).
 4. В. Г. Лабушкин, Л. С. Рузер. «Атомная энергия», 19, 24 (1965).
 5. Л. С. Рузер. «Бюллетень изобретений», № 18 (1964).
 6. Whole-Body Counting, Proc. of Symposium, Vienna, IAEA, 1962.

Кривая возбуждения реакции $C^{12}(\alpha, n)O^{15}$

А. В. СПАССКИЙ, И. Б. ТЕПЛОВ, Л. Н. ФАТЕЕВА

На 120-см циклотроне НИИЯФ МГУ методом стопок измерена кривая возбуждения реакции $C^{12}(\alpha, n)O^{15}$ в интервале энергий α -частиц 13—25 *Мэв*.

Мишень, состоящую из стопки лавсановых пленок ($C_{10}H_8O_4$) толщиной 0,7—1,3 *мг/см²* каждая, облучали α -частицами с энергией 25 *Мэв*. Потеря энергии составляла 0,2 и 0,45 *Мэв* при E_α , равной 25 и 13 *Мэв* соответственно. Пленки взвешивали с точностью 3%. Для определения энергии α -частиц в каждой лавсановой пленке измеряли эквивалентную толщину алюминия по α -частицам, упруго рассеянным на золоте, и использовали кривую пробег — энергия в алюминии [1]. Точность измерения энергии составляла приблизительно 1%.

Сечение реакции $C^{12}(\alpha, n)O^{15}$ определяли из кривых распада, полученных для каждой лавсановой пленки. Активность пленки измеряли торцовым гейгеровским счетчиком МСТ-17. При $E_\alpha < 22$ *Мэв* наблюдался один период полураспада $T_{1/2} = 2,1$ мин, который соответствует распаду радиоактивного ядра O^{15} . При $E_\alpha = 22 \div 25$ *Мэв* присутствовал и период $T_{1/2} = 1,87$ ч, связанный с образованием ядра F^{18}

Рис. 2. Схема уровней ядра O^{16} . Пунктиром обозначены слабо проявляющиеся уровни.

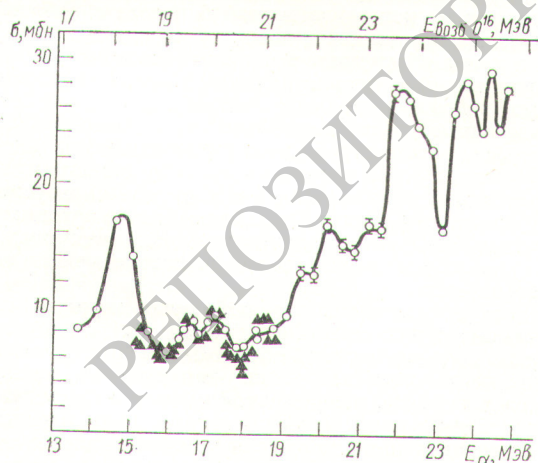
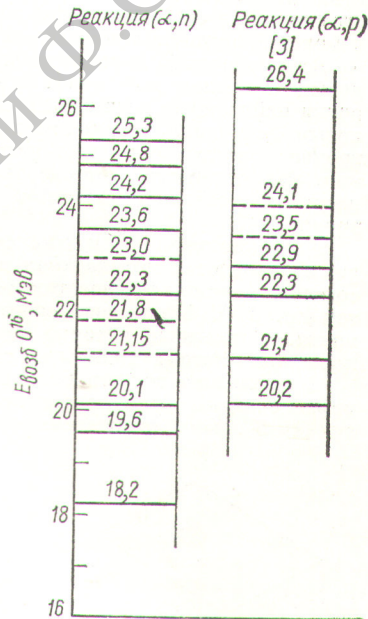


Рис. 1. Кривая возбуждения реакции $C^{12}(\alpha, n)O^{15}$ (указаны ошибки, большие размера точек):

○ — данные настоящей работы; ▲ — результаты работы [2].

в реакции $O^{16}(\alpha, d)F^{18}$. При этих энергиях активность ядра O^{15} выделялась по периоду. Кроме ядер O^{15} и F^{18} при облучении лавсана α -частицами с $E_\alpha = 25$ *Мэв* могут образовываться радиоактивные изотопы с $T_{1/2}$, равным 55,7 года и меньше 30 сек. Активность пленок начинали измерять через несколько минут после конца облучения, при этом активность короткоживущих изотопов не наблюдалась, а возможная активность, связанная с образованием ядра C^{14} ($T_{1/2} = 55,7$ года), не превышала фона. Вкладом реакции $C^{13}(\alpha, 2n)O^{15}$ пренебрегали, так как содержание ядер C^{13} в мишени составляет 1,1%. В настоящей работе сечение реакции $C^{12}(\alpha, n)O^{15}$ определено в относительных единицах. Абсолютное сечение найдено в результате сравнения с данными работы [2]. Проведено несколько серий измерений, результаты которых совпадают между собой.

Измеренная кривая возбуждения для реакций $C^{12}(\alpha, n)O^{15}$ приведена на рис. 1. На этом же рисунке показаны результаты работы [2], которые хорошо