

чаем экспресс-анализа в малых емкостях, встречающимся на практике. Результаты вычислений J представлены в таблице.

Т а б л и ц а

Значения интеграла J

$\mu, \text{см}^{-1}$	0,05	0,08	0,11	0,14	0,17	0,20
$a, \text{см}$						
15	20,41	15,89	12,73	10,50	8,88	7,65
30	27,30	18,72	13,96	11,07	9,12	7,72

Если необходимо определять мощность дозы излучения параллелепипеда со сторонами, длина которых в два раза больше взятых значений a , то величина J определяется простым суммированием значений J для каждой составной части. Так, например, из четырех рассмотренных объемов образуется активное тело, которое при больших значениях μ может рассматриваться как излучающее полупространство [6].

Действительно:

$$P_{\infty} = \frac{2\pi K q_v}{\mu} \quad \text{или} \quad J_{\infty} = \frac{P_{\infty}}{K q_v} = \frac{2\pi}{\mu}.$$

При $\mu = 0,20 \text{ см}^{-1}$

$$J_{\infty} = \frac{P_{\infty}}{K q_v} = 31,4.$$

Активация воздуха излучениями от синхроциклотрона

М. М. Комочков, В. Н. Мехедов

В Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ со времени ввода в эксплуатацию синхроциклотрона на 680 Мэв были начаты и систематически проводятся исследования различных вопросов дозиметрии и радиационной безопасности, возникающих при работе с частицами высоких энергий.

Настоящая работа представляет собой краткое изложение исследования по одному из этих вопросов.

Задачей измерения радиоактивности воздуха была оценка общего уровня наведенной активности воздуха, изучение основных компонентов изотопного состава, установление безопасных условий труда персонала синхроциклотрона, а также определение зоны безопасности территории, окружающей здание.

Методика эксперимента

Концентрация радиоактивных газов определялась путем счета β -частиц в пробе воздуха, запол-

Из приведенной таблицы следует, что при $a = 30 \text{ см}$ и $\mu = 0,20 \text{ см}^{-1}$ $4J = 30,88$ и $\frac{4J}{J_{\infty}} = 0,98$.

Следовательно, взятый параллелепипед достаточно точно соответствует бесконечному полупространству.

Аналогичный результат может быть получен при сопоставлении восьми рассмотренных объемов с излучением внутри активного пространства.

В заключение автор выражает благодарность А. И. Кулешову, Н. А. Ронзиной и Е. Д. Сушковой, выполнившим вычисления на машине БЭСМ, а также Ю. П. Булашевичу и В. Л. Шашкину за интерес к работе и ценные замечания.

Поступило в редакцию 15 I 1958 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Meyer, E. Schweidler. Radioaktivität 2 Aufl., Leipzig — Berlin, 1927.
2. W. R. Dixon. Nucleonics 8, № 4, 68 (1951).
3. E. Field. Nucleonics 11, № 9, 66 (1953).
4. Г. В. Горшков. Гамма-излучение радиоактивных тел. Изд. ЛГУ, 1956.
5. М. А. Бак, К. А. Петржак, Ю. Ф. Романов. ЖТФ XXVI, 379 (1956).
6. Ю. П. Булашевич. ЖТФ XXVI, 2599 (1956).
7. А. В. Бибергаль, У. Я. Маргулис, Е. С. Перцовский. Атомная энергия II, 376 (1957).
8. Е. Е. Ковалев, В. И. Попов, Л. Н. Смиренный. Атомная энергия II, 181 (1957).
9. Л. Н. Посик, И. М. Тененбаум. Атомная энергия III, 28 (1957).
10. В. С. Галишев, В. И. Огиевецкий, А. Н. Орлов. УФН LXI, 161 (1957).

нящей счетную камеру объемом 7,5 л. Детектором излучения служил укрепленный на оси камеры гейгеровский цилиндрический счетчик с алюминиевыми стенками толщиной 150 мк.

Абсолютные величины загрязненности основывались на градуировочных измерениях с пробами Ag^{41} . В зависимости от поставленной задачи применялись различные способы отбора проб. При определении концентраций в рабочих помещениях и установлении степени влияния диффузного и конвекционного перемешивания газа на величину активности счетная камера заполнялась пробой, взятыми с различных участков вокруг ускорителя через резиновую трубку длиной 40 м и диаметром 8,5 мм. Сравнивался спад активности при непрерывном поступлении газа и при однократном заполнении камеры. Измерения выполнялись как при работающем ускорителе, так и сразу же после выключения. Фон измерялся при заполнении камеры неактивным воздухом; во всех случаях принимались

меры к снижению фона установки. При определении максимальных концентраций и изотопного состава радиоактивного воздуха облучение пробы производилось в стальном баллоне, из которого после облучения брались пробы воздуха для заполнения счетной камеры. Монитором пучка бомбардирующих частиц служили две углеродные пластинки, расположенные спереди и сзади баллона. За показания монитора принималось среднеарифметическое значение активностей обеих пластин. Сечение (p , pn)-реакции на протонах с энергией 660 Мэв и сечение (n , $2n$)-реакции на нейтронах с энергией 580 Мэв принимались одинаковыми. Различием в поглощении нейтронов и протонов стенками баллона пренебрегали.

Результаты измерения

Результаты измерения активности проб воздуха, взятых при помощи резинового шланга на различных участках вблизи ускорителя, приведены на рис. 1.

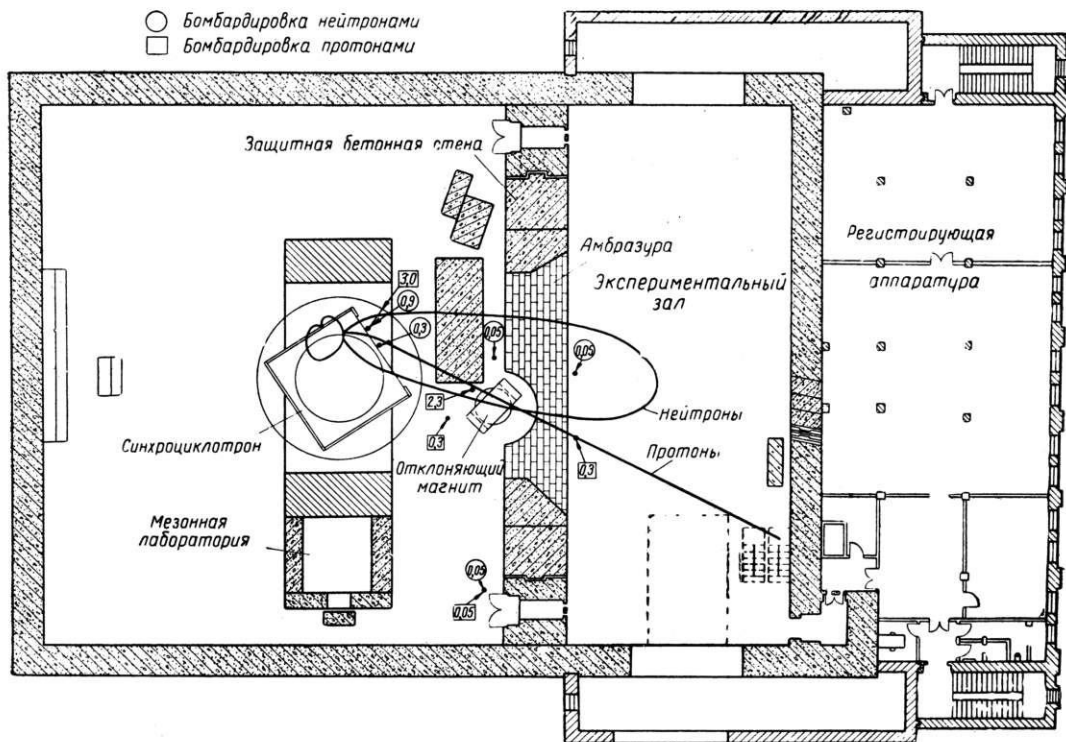


Рис. 1. Распределение радиоактивности воздуха в помещении ускорителя.

Здесь же дана полярная диаграмма распределения интенсивности нейтронного излучения в относительных единицах, а также траектория выведенного пучка протонов. В экспериментальные данные внесены поправки, учитывающие разбавление пробы в результате частичного распада элементов воздуха, заполняющего объем резиновой трубки (25%), а также поправки на неполную откачку объема счетной камеры при быстром поочередном ее заполнении (20%).

Как видно, максимальная активность — около $3 \cdot 10^{-8}$ кюри/л — наблюдается у выходного окна камеры ускорителя. После выключения синхроциклотрона активность воздуха быстро уменьшается (за первые 30 сек. в 4—5 раз), а спустя 3 мин. в наиболее опасном участке она падает до предела чувствительности прибора, равного $0,05 \cdot 10^{-8}$ кюри/л. Быстрое уменьшение активности вызывается не только распадом радиоактивных изотопов, но главным образом смешиванием облученного объема воздуха с воздухом, не подвергавшимся облучению. Как показывает опыт, участки максимального облучения (активность $\sim 10^{-8}$ кюри/л) локализованы в плоскости пучка в небольшой части помещения. Например, при облучении нейтронами отношение активностей проб, взятых в плоскости орбиты и на 20 см выше этой плоскости, равно 2,0. Примерно такие же величины отношений наведенной активности получаются из сравнения проб, взятых на тех же расстояниях от оси протонного пучка (рис. 2). Для сравнения на рисунке приведена кри-

вая изменения интенсивности ионизирующего излучения, обусловленного быстрыми частицами, на различных расстояниях от оси протонного пучка. Она измерена с помощью воздушной ионизационной камеры диаметром 10 см. Видно, что спад активности воздуха не следует за спадом интенсивности ионизирующего излучения и распространяется на большие расстояния из-за диффузного и конвекционного перемешивания газа.

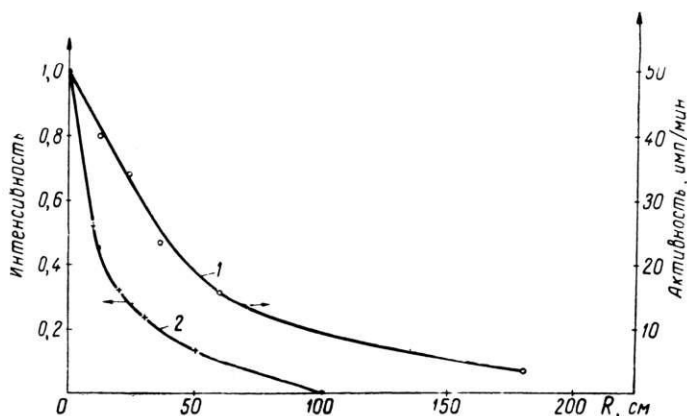


Рис. 2. Кривые спада активности воздуха (1) и интенсивности ионизирующего излучения (2) на различных расстояниях от оси протонного пучка.

Состав продуктов и выходы изотопов по отношению к выходу C^{14} в мониторе*) при облучении нейтронами или протонами приведены в таблице,

Таблица

Изотоп	Период полураспада мин.	Относительный выход	
		протонов	нейтронов
O^{15}	2,1—3,0	0,12	2,7
N^{13}	9,3—13	0,06	0,31
C^{11}	19—22	0,06	0,46
Ar^{41}	120	—	0,04
F^{18}	~120	$3 \cdot 10^{-4}$	—
	или более		

из которой видно, что максимальный выход имеет короткоживущий изотоп O^{15} и что выход радиоактивных продуктов за счет активации нейтронами выше, чем при активации протонами.

Удельная активность пробы, облученной в баллоне, оказывается на порядок выше, чем пробы, взятой вблизи ускорителя. Расхождение вызвано тем, что в баллоне не происходит постоянного рассеивания радиоактивных продуктов. Расчет влияния диффузии и конвекции дает следующую величину отношения активностей проб, облученных в баллоне (A_0) и взятых на том же участке пучка частиц (A_y):

$$\frac{A_0}{A_y} = \frac{\lambda + \frac{1}{3} \bar{e} \bar{v} \frac{dN}{dx}}{\lambda} \approx 5-6.$$

В этой формуле: λ —константа распада изотона; $\bar{e}$ —средняя длина свободного пробега; $\bar{v}$ —средняя скорость перемещения атомов воздуха (при $t=20^\circ C$

$\bar{e}=7 \cdot 10^{-6}$ см, $\bar{v}=400$ м/сек); $\frac{dN}{dx}$ — градиент активности (как указывалось, $\frac{dN}{dx} =$

$\frac{N - \frac{N}{2}}{20} = \frac{1}{40}$). Сравнение кривых спада активностей проб из баллона и из зала ускорителя показывает, например, что в случае изотопа C^{11} отношение активностей равно 11. Такие же значения отношения активностей получаются из сравнения величин активностей воздуха, взятых непосредственно из канала протонного коллиматора*) и в зале по оси пучка на расстоянии ~ 20 см от конца коллиматора при различной интенсивности пучка.

Как видно на рис. 3, активность воздуха в коллиматоре почти при всех интенсивностях оказывается в 20—40 раз больше, чем активность воздуха в зоне пучка вне коллиматора.

Учитывая качественный характер оценки эффекта диффузии и конвекции, мы считаем, что расчетная величина отношения активности удовлетворительно согласуется с опытом.

Обсуждение результатов

В наших условиях максимальная наведенная активность воздуха наблюдается вблизи выпускного окна и для энергии протонов 660 Мэв и интенсивности $\sim 10^{10}$ прот/сек не превышает $3 \cdot 10^{-8}$ кюри/л. В режиме генерации нейтронов от «перезарядки» протонов на ядрах бериллия максимальная активность (вблизи выпускного окна камеры) составляет

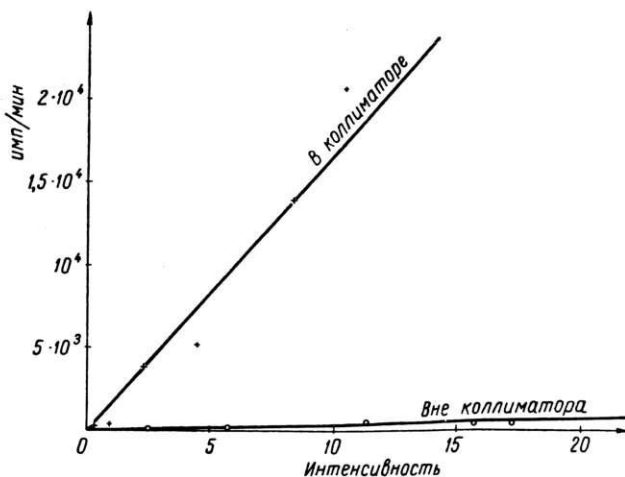


Рис. 3. Изменение активности воздуха в коллиматоре и вне коллиматора в зависимости от интенсивности протонного пучка.

*) По данным, полученным с монитором, интенсивность протонного пучка в месте, где располагался стальной баллон, в $3,2 \cdot 10^3$ раз превышает интенсивность нейтронного пучка.

*) Коллиматор расположен в четырехметровой защитной стене. Для пропускания частиц использовался канал объемом 8 л. Отверстия коллиматора закрывались алюминиевой фольгой.

$\sim 1 \cdot 10^{-3}$ кюри/л, что соответствует предельно допустимой дозе.

Контрольное измерение радиоактивности воздуха в шахте вытяжной вентиляции здания синхротрона показало, что при работающем ускорителе величина активности выбрасываемого воздуха не превышает ошибки статистических разбросов фона (фон установки 220 *имп/мин*). Эффект радиоактивности непосредственно после выключения ускорителя составляет 35 ± 25 *имп/мин* (фон 95 *имп/мин*). Эта величина не сильно отличается от средней активности выбрасываемого воздуха (2—5 *имп/мин*). Последняя величина найдена из отношения объема помещения (35 000 м^3) к объему максимальной активации при средней активности газа в этом объеме ~ 2000 *имп/мин*. Поскольку выбрасываемый из здания воздух практически не радиоактивен, он не представляет какой-либо опасности для персонала соседних лабораторий.

Для практических целей, очевидно, наиболее важно знать накопление долгоживущих продуктов H^3 , Be^7 , Be^{10} и C^{14} , однако в наших опытах они не были обнаружены. Это обусловлено поглощением мягких β -частиц некоторых изотопов стенками счетчика, а также малой равновесной активностью указанных продуктов. По максимальным оценкам образование долгоживущих изотопов не может увеличить общую активность пробы более чем в 2 раза против наблюдаемой. Учитывая ничтожный уровень радиоактивности воздуха, выбрасываемого из здания ускорителя, можно утверждать, что безопасные условия обеспечиваются достаточно надежно.

Авторы благодарят В. П. Джелепова за постановку задачи и обсуждение и Ю. М. Казаринова за ряд ценных критических замечаний.

Поступило в редакцию 21 VI 1957 г.

Опыт использования ослабления γ -лучей для определения плотности льда и снега в условиях Антарктиды

О. К. Владимиров, В. А. Чернигов

В 1957 г. в условиях Антарктиды (в районе советской обсерватории Мирный) авторами были проведены экспериментальные исследования, связанные с определением плотности льда и снега по ослабле-

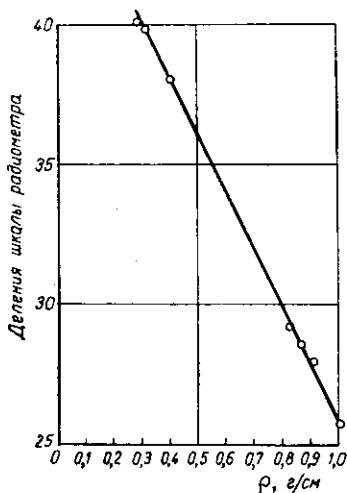


Рис. 1. График ослабления γ -лучей в образцах льда, снега и воды в зависимости от плотности.

нию γ -лучей. Опыты проводились как в лабораторных условиях, так и на месте естественного залегания льда и снега.

Принципиальная возможность использования ослабления γ -лучей для определения плотности материалов была ранее обоснована теоретически и подтверждена экспериментально [1], [2].

В наших опытах в качестве детектора γ -лучей использовался полевой радиометр типа СГ-42 производства завода «Геологоразведка». Источником γ -лучей служил радиевый эталон (0,1 *мг* радия).

В случае лабораторной установки образец льда или снега (целик) размером $25 \times 25 \times 25$ *см* помещался в фанерный ящик такого же размера, расположенный между источником γ -лучей и гильзой радиометра, на определенном фиксированном расстоянии. Расстояние между центрами источника и сцинтилляционного счетчика, находящегося в гильзе радиометра, было постоянным и равнялось 30 *см*. Источник γ -лучей, центр датчика и центр образца лежали на одной прямой линии.

Для приведения в соответствие показаний наиболее чувствительной шкалы радиометра при диапазоне измерений 0—50 *мкр/час* с интенсивностью γ -излучения от эталона после прохождения через испытуемые образцы стенки ящика экранировались листовым свинцом толщиной 3 *мм*, а сам эталон не вынимался из свинцового контейнера.

Были испытаны образцы льда плотностью 0,90; 0,86; 0,83 и образцы снега плотностью 0,28; 0,31; 0,40, определенные в изотермической лаборатории гляциологического отряда КАЭ*) с точностью $\pm 0,01$ *г/см³*.

Результаты измерений представлены в виде градуировочного графика (рис. 1).

При определении плотности льда и снега в их естественном залегании в одну из двух скважин, пробуренных во льду или в толще снега, у ее забоя помещался источник γ -лучей—эталон в контейнере. В другую скважину, расположенную на расстоянии 90 *см* от первой, погружался датчик—гильза радиометра, причем пулст радиометра устанавливался у устья скважины. Глубина скважин равнялась

*) КАЭ—Комплексная антарктическая экспедиция АН СССР.