

вплоть до радиевый γ -эквивалентов, близких к 900 мг·экв. При больших γ -эквивалентах относительные флуктуации потока малы, а потому основную роль будут играть аппаратурные погрешности. Для сравнения теоретических данных с результатами экспериментального изучения зависимости чувствительности от толщины прологарифмируем обе части равенства (6):

$$\ln \Delta x_{\min} = \ln A + \frac{\mu x}{2}, \quad (8)$$

где $A = \frac{k\eta}{\mu \sqrt{2\pi v I_0}}$. По графику экспериментальной зависимости $\ln \Delta x_{\min}$ от x можно определить значение коэффициента поглощения μ (по тангенсу угла наклона

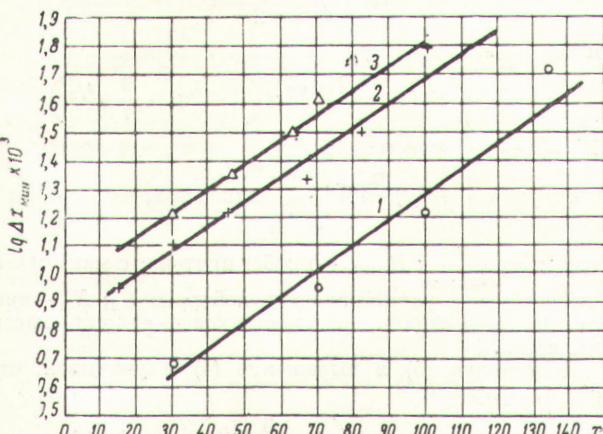


Рис. 2. Зависимость логарифма минимальных лучевых размеров дефекта от толщины контролируемой детали для Co^{60} :

1 — в 700 мг·экв радиа; 2 — в 334,5 мг·экв радиа; 3 — в 132 мг·экв радиа.

прямой к оси x), а также величину A (по ординате точки пересечения графика с осью ординат). На рис. 2 представлены зависимости $\lg \Delta x_{\min}$ от x для Co^{60} . Видно, что зависимости действительно близки к линейным. Вычисление коэффициента поглощения γ -излучения в стали по тангенсу угла наклона дало для кобальта значение 0,41, что хорошо согласуется с результатами измерений, проведенных обычными методами. Линейная зависимость $\lg \Delta x_{\min}$ от x получена нами

также для γ -излучения других элементов, в частности для коэффициента поглощения γ -излучения в стали получено значение $\mu=0,6$. Однако при больших γ -эквивалентах формула (8) оказывается неприменимой и определение μ по наклону графика не представляется возможным.

Формула (7) хорошо согласуется с экспериментальной зависимостью чувствительности от толщины контролируемой детали в широкой области толщин по обе стороны от максимума чувствительности (минимума величины $\Delta x_{\min}/x$), который лежит при $x = \frac{2}{\mu}$.

Для γ -излучения Co^{60} совпадение теоретических и экспериментальных результатов получено для толщин 30—150 мм, а для γ -излучения Cs^{137} — для толщин 20—120 мм. При больших толщинах размеры минимального выявляемого дефекта возрастают быстрее, чем это предсказывается формулой (7). При малых толщинах также имеются отклонения от формулы (7), причем размеры минимального выявляемого дефекта при таких толщинах не зависят от толщины.

Таким образом, элементарная теория чувствительности, учитывающая только статистическую погрешность, безусловно, находит применение. При высокой чувствительности измерительного устройства и не слишком больших радиевий эквивалентах источников можно в определенной области толщин пренебречь аппаратурной погрешностью и пользоваться приведенными в настоящей работе формулами для определения чувствительности в γ -дефектоскопии.

Поступило в Редакцию 14/IX 1964 г.
В окончательной редакции 1/II 1965 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Архангельский, Г. Д. Латышев. «Заводск. лаборатория», XXIII, № 4, 430 (1957).
2. А. А. Архангельский, Г. Д. Латышев. В кн. «Труды Ташкентской конференции по мирному использованию атомной энергии». Т. 2. Ташкент, Изд-во АН УзССР, 1960, стр. 47.
3. Н. Н. Шумиловский, Л. В. Мельтцер. Основы теории устройств автоматического контроля с использованием радиоактивных изотопов. М., Изд-во АН СССР, 1959.
4. Л. К. Таточенко. Радиоактивные изотопы в приборостроении. М., Атомиздат, 1960, стр. 178.
5. А. А. Архангельский. «Жел.-дор. транспорт», № 8, 36 (1959).

УДК 621.387.422

О нарушении гомогенности ионизационной камеры проводящим покрытием

Ю. И. Брегадзе

Для определения поглощенной дозы в веществах, помещенных в поле ионизирующих излучений, часто используют так называемые гомогенные ионизационные камеры. Стенки камеры и наполняющий ее газ имеют одинаковый химический состав [1]. Гомогенные ионизационные камеры особенно широко применяются

в дозиметрии быстрых нейтронов и смешанных потоков нейтронов и γ -излучения. Для изготовления камер было предложено использовать проводящие пластмассы, основные компоненты которых полиэтилен и графит (технология изготовления таких пластмасс описана в работе [2]).

Нередко для дозиметрии быстрых нейтронов и смешанного излучения применяются гомогенные камеры из полистирола и полиэтилена, наполненные соответственно ацетиленом или этиленом. Эти вещества являются изоляторами, поэтому для собирания ионов на электроды камеры наносится проводящий слой, который создается напылением металла или нанесением коллоидного графита. Такое отклонение от гомогенности приводит к тому, что часть энергии протонов отдачи, выбитых из стенки, поглощается в слое. Возможность получения заниженных значений поглощенных доз, измеренных ионизационными камерами с проводящим покрытием, обсуждалась в работе [3], однако количественно этот эффект не оценивался. В работе [4] было рассчитано обусловленное графитовым покрытием уменьшение ионизационного тока в бакелитовой камере дозиметра «Викторин», наполненной воздухом. Однако эти результаты не могут быть использованы при конструировании гомогенных камер.

В настоящей работе оценивается вызванное проводящим покрытием уменьшение энергии, выделяемой в газовом объеме гомогенной ионизационной камеры, в зависимости от энергии быстрых нейтронов, величины газового объема и толщины покрытия.

Предположим, что плоская ионизационная камера из водородсодержащего вещества, заполненная эквивалентным стенке газом, помещена в поток N быстрых нейтронов с энергией E_n , падающий перпендикулярно стенке (рис. 1). Расстояние между стенками камеры равно d (см^2), толщина проводящего покрытия a (см^2). Энергия, поглощенная в слое газа, заключенном между стенками камеры, складывается из энергии, выделенной протонами, родившимися в стенке A с достаточной энергией, чтобы пройти через проводящий слой, и энергии, выделенной протонами, образовавшимися в газе.

Протоны отдачи выделяются только вперед, поэтому протоны из стенки A' не вносят вклада в энергию, освобождающуюся в газе. Пусть $W_{\text{ст}}(x)$ — энергия, поглощенная столбиком вещества с единичной площадью и толщиной x (см^2), который примыкает к водородсодержащей стенке. Тогда энергия $W_{\text{полн}}$, поглощенная слоем газа, заключенного между стенками A и A' с единичной площадью, определится выражением

$$W_{\text{полн}}(a, d) = W_{\text{газ}}(d) + W_{\text{ст}}(a+d) - W_{\text{ст}}(a), \quad (1)$$

где $W_{\text{газ}}(d)$ — энергия, выделившаяся за счет протонов, родившихся в газе. Учитывая, что

$$W_{\text{газ}}(d) + W_{\text{ст}}(d) = W(d),$$

где $W(d)$ — энергия, поглощенная слоем газа в строго гомогенной камере, получаем

$$W_{\text{полн}}(a, d) = W(d) + W_{\text{ст}}(a+d) - W_{\text{ст}}(a) - W_{\text{ст}}(d). \quad (2)$$

Тогда отношение энергии, выделившейся в газовом объеме камеры с проводящим покрытием, к энергии, поглощенной в строго гомогенной камере, можно за-

писывать:

$$\gamma = \frac{W_{\text{полн}}(a, d)}{W(d)} = 1 - \frac{W_{\text{ст}}(d) + W_{\text{ст}}(a) - W_{\text{ст}}(a+d)}{W(d)}. \quad (3)$$

При $a \ll d$

$$\gamma = 1 - \frac{W_{\text{ст}}(a) - aW'_{\text{ст}}(a)}{W(d)}. \quad (4)$$

В работе [5] было показано, что

$$W(d) = \frac{N_p E_n}{2} d$$

и

$$W_{\text{ст}}(x) = \begin{cases} W(d) = \frac{R_{\text{макс}}}{a} a \left(1 - 2a + \frac{9}{7} a^{4/3} \right) & \text{при } a \leq 1; \\ W(d) \frac{R_{\text{макс}}}{d} \cdot \frac{2}{7} & \text{при } a \geq 1, \end{cases} \quad (5)$$

где $a = \frac{x}{R_{\text{макс}}}$; $R_{\text{макс}}$ — пробег протонов с максимальной энергией, равной энергии нейтрона E_n ; N_p — число протонов отдачи, рождающихся в единице массы вещества.

Подставляя (5) в выражение (4) и учитывая, что $a \ll d$, получаем

$$\gamma = \begin{cases} 1 - 4 \frac{a}{d} \delta \left(1 - \frac{3}{4} \delta^{1/3} \right) & \text{при } \delta \leq 1; \\ 1 - \frac{a}{d} & \text{при } \delta \geq 1, \end{cases} \quad (6)$$

где $\delta = \frac{d}{R_{\text{макс}}}$. Аналогичное соотношение можно получить для камеры, помещенной в изотропный поток нейтронов. В этом случае, как показано в работе [5]:

$$W_{\text{ст}}(x) = \begin{cases} W(d) \frac{R_{\text{макс}}}{d} a \left(1 - \frac{1}{2} a - \frac{1}{3} a^2 + a \ln a \right) & \text{при } a \leq 1; \\ W(d) \frac{R_{\text{макс}}}{d} \cdot \frac{1}{6} & \text{при } a \geq 1. \end{cases} \quad (7)$$

Произведем расчеты, аналогичные приведенным выше, тогда для изотропного потока нейтронов получим

$$\gamma = \begin{cases} 1 - \frac{a}{d} \delta (\delta - 2 \ln \delta) & \text{при } \delta \leq 1; \\ 1 - \frac{a}{d} & \text{при } \delta \geq 1. \end{cases} \quad (8)$$

На рис. 2 приведена зависимость отношения энергии, выделившейся в объеме плоской камеры с проводящим покрытием, к энергии, выделившейся в объеме строго гомогенной камеры, от расстояния между стенками камеры, выраженного в единицах пробега протонов с максимальной энергией.

В качестве примера использования полученных результатов рассмотрим плоскую полиэтиленовую камеру, наполненную этиленом, помещенную в направленный поток нейтронов с энергией 1 МэВ. Расстоя-

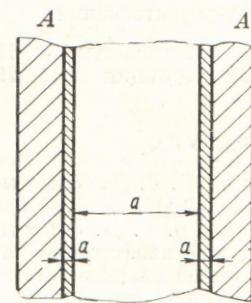


Рис. 1. Схема плоской ионизационной камеры с проводящим покрытием.

биваются только вперед, поэтому протоны из стенки A' не вносят вклада в энергию, освобождающуюся в газе.

Пусть $W_{\text{ст}}(x)$ — энергия, поглощенная столбиком вещества с единичной площадью и толщиной x (см^2), который примыкает к водородсодержащей стенке. Тогда энергия $W_{\text{полн}}$, поглощенная слоем газа, заключенного между стенками A и A' с единичной площадью, определится выражением

$$W_{\text{полн}}(a, d) = W_{\text{газ}}(d) + W_{\text{ст}}(a+d) - W_{\text{ст}}(a), \quad (1)$$

где $W_{\text{газ}}(d)$ — энергия, поглощенная слоем газа в строго гомогенной камере, получаем

$$W_{\text{полн}}(a, d) = W(d) + W_{\text{ст}}(a+d) - W_{\text{ст}}(a) - W_{\text{ст}}(d). \quad (2)$$

Тогда отношение энергии, выделившейся в газовом объеме камеры с проводящим покрытием, к энергии, поглощенной в строго гомогенной камере, можно за-

ние между стенками камеры равно 1 см, что соответствует $\sim 1,26 \text{ мг/см}^2$. Пробег протонов с максимальной энергией 1 МэВ составляет $2,8 \text{ мг/см}^2$ [6]. Таким образом, в этом случае d/R_{\max} равно 0,45. На основании

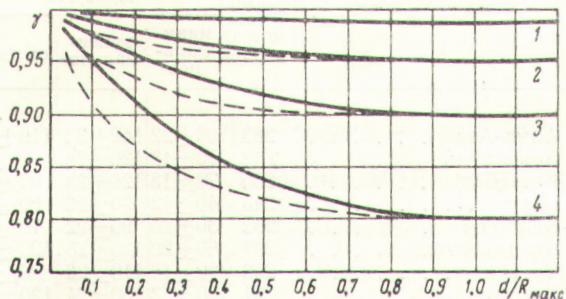


Рис. 2. Зависимость γ от размера газовой полости, толщины покрытия и пробега протонов отдачи при различных значениях a/d :

1 — 0,01; 2 — 0,05; 3 — 0,1; 4 — 0,2; — направлений поток нейтронов; - - - изотропный поток нейтронов.

вании кривых рис. 2 получаем, что погрешность в определении поглощенной дозы такой камерой с проводящим слоем равна:

- ~15% ($\gamma=0,85$) при $a=0,25 \text{ мг/см}^2$ ($a/d=0,2$);
- ~8% ($\gamma=0,92$) при $a=0,126 \text{ мг/см}^2$ ($a/d=0,1$);
- ~4% ($\gamma=0,96$) при $a=0,063 \text{ мг/см}^2$ ($a/d=0,05$);
- ~1% ($\gamma=0,99$) при $a=0,013 \text{ мг/см}^2$ ($a/d=0,01$).

В последнем случае ошибка составит не более 1%.

Таким образом, при конструировании гомогенных ионизационных камер необходимо учитывать возможность занижения поглощенных доз проводящим покрытием. На основании функции γ можно оценить погрешность, вносимую проводящим слоем, а также рассчитать толщину слоя, приводящую к минимальной поправке.

Автор выражает благодарность Б. М. Исаеву за обсуждение результатов и Э. Х. Папаценко за помощь в расчетах.

Поступило в Редакцию 23/XI 1964 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Хайн, Г. Браунелл. Радиационная дозиметрия. М., Изд-во иностр. лит., 1958.
2. F. Shonka, I. Rose, G. Failla. Доклад № 753, представленный США на Вторую международную конференцию по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1958).
3. G. Failla. Radiation Res., 4, 2 (1956).
4. C. Sheppard, M. Slater, G. Atta, Radiation Res., 7, 342 (1957).
5. Ю. И. Брегадзе. «Радиобиология», 5, вып. 5 (1965).
6. Экспериментальная ядерная физика. Под ред. Э. Сергея. Т. 1. Ч. II. М., Изд-во иностр. лит., 1955

УДК 539.16.04

Измерение фонового внешнего облучения населения городов СССР

И. А. Бонвар, И. Б. Кеирим-Маркус, А. А. Моисеев,
Т. И. Просина, В. В. Якубик

В последние годы во многих странах уделяется большое внимание изучению уровней фонового облучения, которое обусловлено природными радиоактивными изотопами, содержащимися в почве и других объектах внешней среды, и космическим излучением, а также определению тканевых доз облучения населения. Результаты исследований, опубликованные до 1961 г., были обобщены в работах Научного комитета ООН по действию атомной радиации [1].

Позднее Гибсон [2] на основании систематических измерений мощности дозы, проведенных с сентября 1961 г. по август 1962 г. на высоте 1 м над поверхностью земли в г. Гроувс (Англия), подтвердил наличие трех, четко выраженных компонент фонового внешнего облучения: космическое излучение с мощностью поглощенной дозы 3,2 мкрад/ч (26 мкрад/год); природные радиоактивные изотопы, содержащиеся в почве, — 5,3 мкрад/ч (46 мкрад/год) и осевшие на поверхности земли продукты ядерных взрывов — от 0,2 до 2 мкрад/ч (в зависимости от их «возраста»).

В США мощность дозы фонового внешнего облучения в окрестностях городов Вермонта и Нью-Хемпшира, измеренная ионизационными камерами высокого давления и у-спектрометрами, оказалась равной 50—150 мкрад/год [3].

По данным работы [4] средняя мощность дозы фонового облучения, измеренная на открытой местности над гранитными отложениями, составляла 104 мкрад/год; над меловыми — 31 мкрад/год, а над глинистыми — 61 мкрад/год. В исследованиях использовались ионизационные камеры, наполненные азотом под давлением 50 атм. Измерения проводились в помещении и на открытой местности. На основании этих измерений и ориентировочных данных о среднем времени пребывания людей в помещениях и на открытом воздухе рассчитывались средние дозы внешнего облучения человека за год. Однако экстраполяция результатов измерений мощности дозы фонового облучения, проведенных в различных местах возможного нахождения людей, к средней тканевой дозе облучения