

попарно плоские [5]. На рис. 2 приведена схема разрыва следа от осколка деления в результате раскола слюды по спайности. В том случае, если плоскость раскола пересекает след от осколка далеко от его концов, то на зеркальных сколах протравленных поверхностей будут наблюдаться два протяженных следа (см. рис. 2 и 3, а). Если плоскость раскола пересекает след близко к одному из его концов, то на зеркальных сколах выявляются протяженный и соответствующий ему плоский следы (см. рис. 2 и 3, б). Следы третьего типа (см. рис. 3, в), как показано в работе [5], представляют собой следы от осколков деления, «залечившиеся» в процессе высокотемпературного отжига слюды. В нашем случае вклад плоских дефектов в общее число следов от осколков деления, использованное при вычислении возраста минералов, не превышает 7%. Незначительное число залечившихся следов можно рассматривать как указание на отсутствие периодов термометаморфизма в течение всей геологической истории исследованных образцов. Из работы [4] известно, что воздействие на слюду невысокой температуры (порядка 150° С) даже в течение длительного времени не приводит к залечиванию следов.

В таблице представлены результаты определений возраста минералов по следам от осколков деления и калий-аргоновым методом. Некоторое систематическое занижение значений возраста, полученных описываемым методом, можно объяснить в основном ошибкой при определении нейтронных потоков, поскольку статистическая ошибка при многократных измерениях была сведена к минимуму ( $\pm 3\%$ ).

Проведенные эксперименты подтвердили возможности использования описанного метода для опреде-

ления абсолютного возраста слюды, не подвергшейся термометаморфизму. Можно полагать, что применение этого метода к минералам, претерпевшим длительное нагревание при температурах выше 100—150° С, позволит найти способ вычисления времени метаморфизма, которое не поддается оценке существующими методами, но представляет большой интерес для решения некоторых геологических задач.

Преимущество данного метода по сравнению с другими методами геохронологии состоит в том, что он применим для определения возраста любого минерала на основании небольшого количества чисто отобранного материала (например, тонкие пластинки слюды величиной 1 мм<sup>2</sup>).

В заключение авторы выражают глубокую признательность Г. Н. Флерову за предложенное направление исследований, а также Ю. С. Шимелевичу за полезную дискуссию при обсуждении полученных результатов.

Поступило в Редакцию 12/V 1966 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. M. Maurette, P. Pellas, R. Walker. Bull. Soc. franç. mineral. et cristallogr., 87, 6 (1964).
2. P. Price, R. Walker. Appl. Phys. Letters, 2, 23 (1963).
3. P. Price, R. Walker. J. Geophys. Res., 68, 4847 (1963).
4. R. Fleisher et al. Science, 143, 349 (1964).
5. Я. В. Гегузин, И. Г. Берзина, И. В. Воробьева. «Изв. АН СССР. Сер. геол.», № 6, 21 (1966).

## Энергетические характеристики рентгеновского излучения при максимальных напряжениях 40—120 кВ

Р. В. СТАВИЦКИЙ

УДК 621.386.7:621.386.86

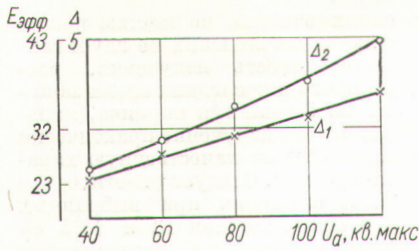
При расчетах и контроле защиты от прямого и рассеянного рентгеновского излучения при напряжениях на трубке 40—120 кВ. макс. необходимо учитывать энергетические характеристики обоих видов излучения. Нами была использована методика косвенного определения энергетических характеристик с помощью одно- и двукратного измерения слоев половинного ослабления  $\Delta$  с последующим определением эффективной энергии по таблицам, приведенным в работе [1]. Этот метод не может считаться абсолютным, так как в самом слое половинного ослабления происходит изменение спектрального состава излучения. Однако для целей практической дозиметрии знание эффективных энергий излучения считается вполне достаточным [2, 3].

Слой половинного ослабления измерялись для трех сред: 1) воды, являющейся тканезквивалентным материалом; 2) кирпича (плотность 1,6 г/см<sup>3</sup>); 3) бетона (2,3 г/см<sup>3</sup>). Величины полей облучения составляли 4 × 4 и 20 × 20 см. Предполагалось, что в первом случае имеет место геометрия узкого, а во втором — широкого пучка излучения. Для учета разницы эффективных энергий излучения в объектах облучения различной толщины измерения проводили дважды — при толщинах тканезквивалентной среды 5 и 20 см.

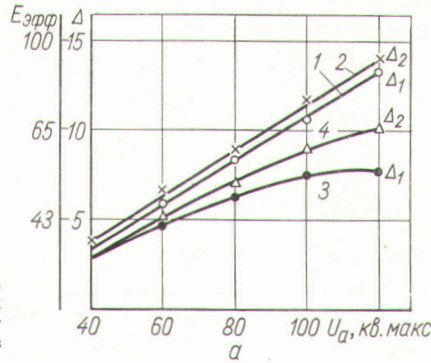
Применялся дозиметр конденсаторного типа с тонкстенной ионизационной камерой чувствительностью 9—250 мр, погрешность измерения которой не хуже  $\pm 5\%$  в диапазоне энергий 30—200 кэВ.

Предварительно в свободном воздухе были измерены зависимости слоев половинного ослабления от напряжения на трубке (рис. 1). Довольно значительная разница в первом  $\Delta_1$  и втором  $\Delta_2$  слоях половинного ослабления практически во всем диапазоне напряжений на трубке указывает на большую неоднородность излучения (при 40 кВ. макс.  $\frac{\Delta_2}{\Delta_1} = 1,21$ , при 80 кВ. макс. 1,33, при 120 кВ. макс. 1,38). Следовательно, чтобы уменьшить поглощение излучения в поверхностных слоях облучаемой среды, необходимо увеличить дополнительную фильтрацию, начиная с напряжений на рентгеновской трубке 60—80 кВ. макс. и выше.

На рис. 2 показаны энергетические характеристики первичного рентгеновского излучения после прохождения слоя воды толщиной 5 и 20 см. Характер кривых для узкого пучка излучения показывает, что эффективная энергия увеличивается равномерно, причем однородность излучения сохраняется примерно постоянной. При этом эффективные энергии почти

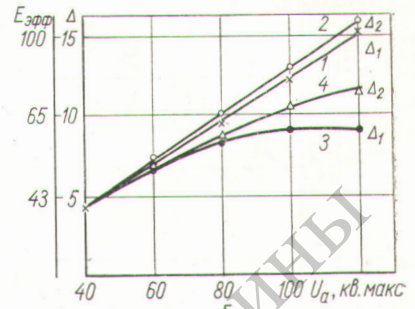


Р и с. 1. Зависимость слоя половинного ослабления  $\Delta$  и эффективной энергии  $E_{эфф}$  рентгеновского излучения от напряжения на трубке  $U_a$  при измерениях в воздухе (дополнительный фильтр — алюминий толщиной 2 см):  $\Delta_1$  и  $\Delta_2$  — соответственно первый и второй слой половинного ослабления.



Р и с. 2. Сопоставление слоев половинного ослабления  $\Delta$  и эффективных энергий  $E_{эфф}$  широкого и узкого пучков рентгеновского излучения за слоем воды 5 см (а) и 20 см (б) в зависимости от напряжения на трубке  $U_a$ :

1 и 2 — поле облучения  $4 \times 4$  см (узкий пучок); 3 и 4 —  $20 \times 20$  см (широкий пучок).



не зависит от толщины слоя воды, т. е. при слое воды 5 см имеет место достаточно высокая фильтрация излучения. Дальнейшее увеличение толщины поглощающей среды практически не меняет энергетической характеристики излучения. Из сопоставления характеристик широкого и узкого пучков для обеих толщин поглощающих сред видно некоторое различие уже при напряжениях на трубке 40—80 кв. макс. При дальнейшем увеличении напряжения расхождение кривых еще значительнее. Сходимость результатов для широкого пучка излучения при обеих толщинах поглощающего слоя объясняется тем, что кванты малых энергий, поступающие в поглощающую среду и образующиеся на первых 15 см его толщины, полностью поглощаются оставшимся слоем воды. Можно считать, что в указанном диапазоне эффективных энергий первичного излучения при толщине поглощающей среды 5 см и более спектральный состав излучения практически остается постоянным.

Для поля облучения, расположенного близко к краю, при напряжениях на трубке более 80—90 кв. макс обнаружено довольно резкое увеличение выхода излучения с малой энергией. Вероятнее всего это можно объяснить увеличением выхода квантов, испытавших комптоновское рассеяние. Вклад характеристического рентгеновского излучения не может быть большим, так как степень однородности рассеянного излучения при малых напряжениях на трубке (ниже 80 кв. макс) относительно велика ( $\frac{\Delta_2}{\Delta_1} = 1,1$  при 40 кв. макс

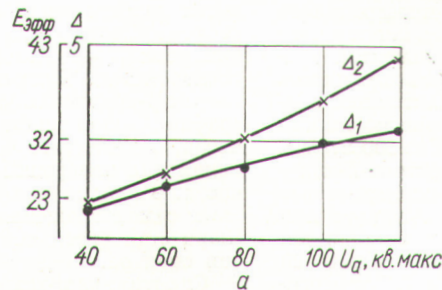
и 1,22 при 60 кв. макс), хотя эти напряжения выше напряжений возбуждения характеристического излучения для водорода и кислорода.

Удаление рабочего пучка от края приводит к увеличению гомогенности рассеянного излучения. Следует отметить, что в этом случае рост эффективных энергий рассеянного излучения во всем диапазоне напряжений на трубке сравнительно невелик.

Таким образом, исследование энергетических характеристик первичного и рассеянного излучений, проходящих через водную среду, показало, что в диапазоне напряжений на трубке 40—120 кв. макс (дополнительный фильтр — алюминий толщиной 2 мм) эффективная энергия широкого пучка рентгеновского излучения составляет 40—60 квэ, а узкого — 40—95 квэ;

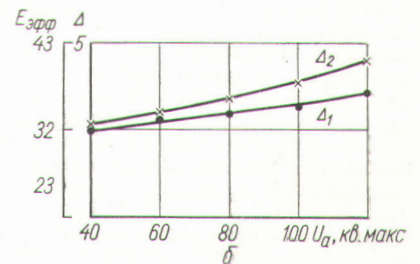
При напряжениях на трубке выше 80 кв. макс эффективная энергия широкого пучка рентгеновского излучения резко падает, становясь в 1,5—2,0 раза меньше эффективной энергии узкого пучка. Коэффициент однородности оказывается равным 1,2 для напряжения 100 кв. макс и 1,3 для 120 кв. макс. Очевидно, что это явление обусловлено увеличением комптоновского рассеяния.

Измерение и анализ энергетических характеристик рассеянного излучения проводились при следующих условиях: напряжение на трубке изменялось в пределах 40—120 кв. макс, толщина рассеивающего слоя воды 20 см, сечение первичного пучка на поверхности облучаемой среды  $20 \times 20$  см и угол рассеяния  $90^\circ$ . Измерения слоев половинного ослабления выполняли дважды — при расстояниях края поля облучения от боковой поверхности сосуда с водой 1 и 10 см. Такая постановка опытов дала возможность оценить влияние толщины слоя поглощающей среды на энергетическую характеристику рассеянного излучения. Результаты измерений представлены на рис. 3.



Р и с. 3. Зависимость слоя половинного ослабления  $\Delta$  и эффективной энергии  $E_{эфф}$  рассеянного излучения в воде от напряжения на трубке  $U_a$  для различных расстояний поля облучения от боковой поверхности:

а — 1 см; б — 10 см.



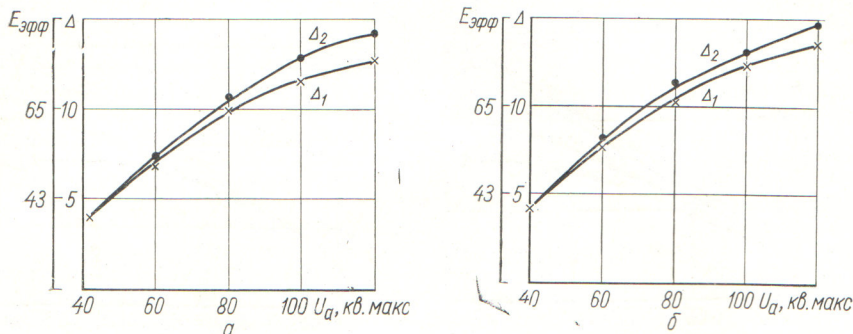


Рис. 4. Слой половинного ослабления  $\Delta$  и эффективная энергия  $E_{\text{эфф}}$  широкого пучка рентгеновского излучения за слоем кирпича толщиной 12,5 см (а) и слоем бетона толщиной 12 см (б) в зависимости от напряжения на трубке  $U_a$ .

2) эффективная энергия излучения, рассеянного под углом  $90^\circ$ , близка к эффективной энергии первичного пучка в свободном воздухе (23—34 кэв) при несколько меньшей однородности.

Энергетические характеристики рентгеновского излучения, прошедшего через слой бетона и кирпича, исследовались только для широкого пучка первичного рентгеновского излучения. Результаты приведены на рис. 4. Кривые зависимости первого и второго слоев половинного ослабления от напряжения на рентгеновской трубке практически полностью совпадают. Для напряжений ниже 80—90 кв. макс степень однородности очень высока, при повышении напряжения несколько уменьшается, причем коэффициент однородности не выходит за пределы 1,1. Это означает, что интенсивность длинноволновой части спектра излучения, прошедшего слой защиты, мала, так как кванты малых энергий, возникающие в начальных

слоях защиты, полностью поглощаются на больших ее глубинах. Интенсивность излучения, рассеянного в последних слоях защиты из бетона или кирпича, мала, так что это излучение практически не влияет на качественную характеристику. Следует отметить, что бетон и кирпич при выбранных значениях толщин 12 и 12,5 см соответственно и напряжениях порядка 80—120 кв. макс обладают недостаточными защитными свойствами, если рассматривать их как стационарные защитные ограждения в кабинетах или лабораториях, использующих рентгеновское излучение. Тем не менее анализ энергетических характеристик излучения, прошедшего через бетон и кирпич указанных толщин, показывает, что при довольно высокой однородности излучения эффективная энергия соответствует примерно  $3/4$  абсолютного значения напряжения на трубке. Это позволяет, в частности, правильно решить задачу по выбору диапазона энергии, в котором работоспособен дозиметрический прибор, служащий для контроля эффективности защиты.

Поступило в Редакцию 12/IV 1966 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. К р о н г а у з. В кн. «Частные вопросы рентгенологии и радиологии». М., Медгиз, 1961, стр. 119.
2. А. В. Ф р о л о в а. Там же, стр. 93.
3. А. В. Ф р о л о в а и др. «Вестник рентгенологии и радиологии», № 1, 49 (1961).

## Применение метода Харлея—Холдена для анализа интегральных $\beta$ -спектров

Л. И. ГЕДЕОНОВ, Г. В. ЯКОВЛЕВА, И. М. ЕЛИСЕЕВА

УДК 543.52

В лабораторной практике часто требуется определить и проверить радиохимическую чистоту  $\beta$ -излучателей. В настоящей работе для идентификации радиоактивного изотопа и в качестве критерия его радиохимической чистоты используется форма интегрального  $\beta$ -спектра, измеренного с помощью сцинтилляционного спектрометра. Регистрация интегрального спектра увеличивает чувствительность метода и дает возможность определять энергию  $\beta$ -излучения слабо активных препаратов. Метод был применен как к бесконечно тонким препаратам, так и к источникам толщиной до 100 мг/см<sup>2</sup>.

Известные методы [1—6] анализа спектров  $\beta$ -излучения при помощи сцинтилляционных спектрометров основаны на применении кристалла с колодцем или двоянных кристаллов, между которыми вставляется источник пренебрежимо малого веса, нанесенный на тонкую подложку. При этом регистрируемый дифференциальный простой спектр  $\beta$ -излучения имеет в первом приближении форму, которая выражается прямолинейным графиком Кюри. Однако с помощью сцинтилляционных детекторов получают аппаратный спектр, сильно искаженный в области малых и больших энергий

вследствие низкой разрешающей способности сцинтилляционных  $\beta$ -спектрометров, конечной толщины препаратов и обратного рассеяния  $\beta$ -частиц подложкой источника и самим кристаллом. Влияние недостаточности разрешающей способности спектрометра можно частично исключить введением сложных расчетных поправок [7—9], зависящих от формы линии данного спектрометра. В лучших сцинтилляционных спектрометрах  $\beta$ -излучения удалось добиться прямолинейности графика Кюри вплоть до 50 кэв. К сожалению, этот метод, помимо того что он сложен, совершенно неприменим для измерений веществ низкой удельной активности. В этом случае форма спектра искажается вследствие самопоглощения  $\beta$ -частиц в источнике, и график Кюри становится непрямолинейным на всем протяжении спектра.

Сцинтилляционный спектрометр  $\beta$ -излучения, использованный в настоящей работе, состоял из кристалла (стильбена диаметром 30 мм, высотой 15 мм), ФЭУ, катодного повторителя, усилителя дискриминатора и пересчетной схемы. Измеренные интегральные спектры тонких препаратов (на коллоидной пленке)