

ционален мощности дозы в степени 0,73 и равен 30 000 молекул/100 эв при мощности дозы 1 рад/сек.

Коэффициент полезного использования излучения 0,23, что ниже расчетной величины (0,38).

Для моделирования процесса на большие масштабы была предложена и экспериментально проверена формула

$$\Pi = 3,7 \cdot 10^{-9} M_{\text{ср}} g' (\eta A)^{0,27} (V\rho)^{0,73},$$

где  $\Pi$  — производительность реактора, кг/ч;  $g'$  — радиационнохимический выход при мощности дозы 1 рад/сек;  $M_{\text{ср}}$  — средний молекулярный вес тетрахлоралканов;  $\eta$  — коэффициент полезного использования излучения;  $A$  — активность источников, г·эв/радия;  $V$  — полезный объем реактора, л;  $\rho$  — удельный вес облучаемой смеси, г/см<sup>3</sup>.

Экспериментальная проверка показала, что процесс протекает устойчиво, легко регулируется и прекращается немедленно после выведения источников из зоны реактора. Был зафиксирован небольшой индукционный период. Параметры процесса и состав получаемой смеси находятся в близком соответствии с лабораторными данными.

Расходный коэффициент четыреххлористого углерода составляет на стадии теломеризации 0,8—0,9 (теоретический расходный коэффициент 0,78). Потери этилена незначительны.

Полученные после ректификации тетрахлоралканы обладают должной степенью чистоты.

Принятая схема надежна, однако она может быть улучшена. Аппаратуру следует изготовлять из титана, поскольку нержавеющая сталь подвержена коррозии.

На основании существующих цен и с учетом основных закономерностей процесса были выполнены расчеты оптимальных размеров реактора и активности источников для различной производительности. Най-

дено, что экономически целесообразно использовать реактор относительно большого объема с излучателями малой активности. Так, для производительности 200 кг/ч оптимальный объем реактора ~ 5 м<sup>3</sup>, а активность излучателей 55—60 кг·эв/радия.

Технико-экономические расчеты показали, что себестоимость тетрахлоралканов для промышленных масштабов составит 600—700 руб/т. По сравнению с процессом, протекающим под действием азобисобутиронитрила, радиационный метод характеризуется значительно меньшими (в 10—20 раз) затратами на инициатор.

Поступило в Редакцию 10 VI 1970 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Р. Х. Фрейдлина, Ш. А. Карапетян. Теломеризация и новые синтетические материалы. М., Изд-во АН СССР, 1961.
2. М. А. Беспрозванный, А. А. Беэр, Г. Б. Овакимян. «Бюлл. изобретений», № 14 (1957) (авторское свидетельство № 106988).
3. А. А. Беэр и др. В сб. «Радиоактивные изотопы и ядерные излучения в народном хозяйстве СССР». М., Гостехиздат, 1961, стр. 211.
4. А. А. Беэр и др. «Нефтехимия», 2, 617 (1962).
5. С. David, P. Gosselian. Tetrahedron, 18, 369 (1962).
6. M. Takehisa, M. Yasumoto, J. Hosaka. Kogyo Kadaku Zasshi, 65, 531 (1962); 66, 259 (1963).
7. В. А. Добровольский, Б. И. Рябов, Ю. В. Каструп. «Бюлл. изобретений», № 24 (1961) (авторское свидетельство № 166975).

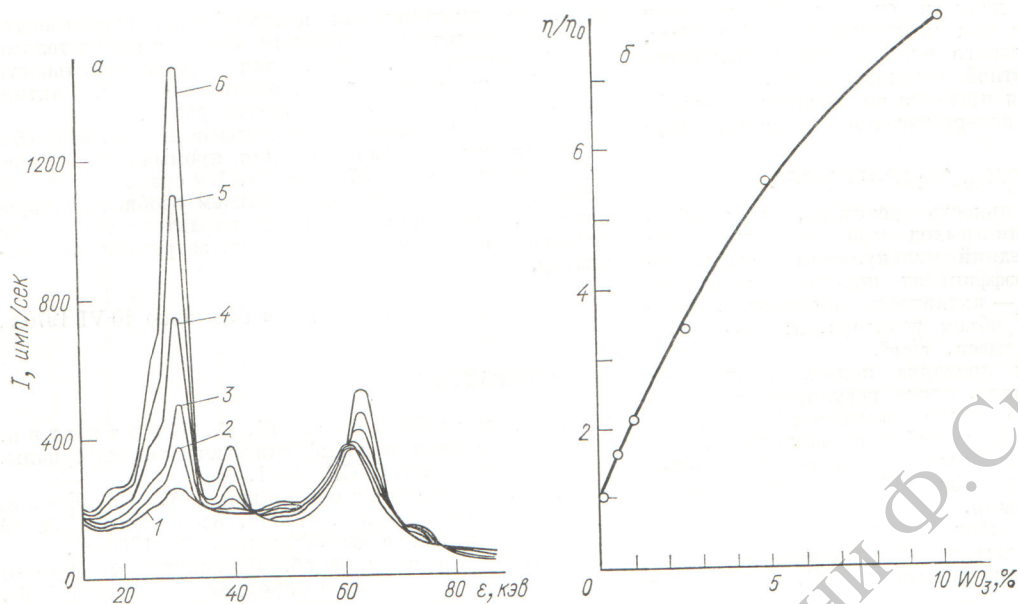
## Об использовании пиков вылета ксеноновых пропорциональных счетчиков для рентгено-радиометрического анализа вольфрама в рудах

Н. Г. БОЛОТОВА, В. В. КОТЕЛЬНИКОВ, Е. П. ЛЕМАН

УДК 550.835

Применение пропорциональных счетчиков значительно расширяет методические возможности рентгено-радиометрического анализа руд и увеличивает число элементов, которые можно определять этим методом. Например, высокая точность и чувствительность рентгено-радиометрического анализа при определении элементов с атомными номерами  $Z \leq 30$  по  $K$ -серии характеристического излучения может быть достигнута только с помощью пропорциональных счетчиков [1]. Увеличение габаритов и давления газа-наполнителя до атмосферного позволяет повысить эффективность пропорциональных ксеноновых счетчиков настолько, что элементы с  $Z$ , равным 40—55, определяются по  $K$ -серии с удовлетворительной точностью и чувствительностью [2, 3]. Для элементов с  $Z > 60$  анализ можно проводить по  $L$ -серии характеристического излучения [4], так как эффективность регистрации квантов с энергией 60—100 кэв пропорциональными счетчиками очень мала. Использование  $K$ -серии этих элементов для анализа с пропорциональными счетчиками практически возможно только путем регистрации пиков вылета [5].

Особый интерес для определения тяжелых элементов (с  $Z \geq 70$ ) в рудах, в частности вольфрама, представляют пики вылета ксеноновых счетчиков. Определение вольфрама по  $L$ -серии затруднено тем, что по энергии (8,5 кэв) она близка к  $K$ -линиям железа (6,5 кэв), меди (8,0 кэв), цинка (8,6 кэв), которые часто присутствуют в рудах вместе с вольфрамом, а разрешающая способность счетчиков в этой энергетической области, равная 18—20%, оказывается недостаточной для полного их разделения.  $K$ -линия вольфрама (57—59 кэв) эффективно возбуждает в пропорциональном счетчике характеристическое излучение газа-наполнителя ксенона. По отношению к собственному характеристическому рентгеновскому излучению ксенон практически прозрачен, поэтому оно покидает счетчик или поглощается в его корпусе, образуя четко выраженный пик вылета. Интенсивность пика вылета определяется потоком квантов характеристического  $K$ -излучения вольфрама, а его энергетическое положение во вторичном спектре — разностью энергий  $K$ -излучения вольфрама и ксенона (см. рисунок а).



Пример использования пиков вылета ксенонового пропорционального счетчика СРПО-12 для определения содержания вольфрама в рудах по К-серии характеристического рентгеновского излучения (источник  $Co^{57}$ ):

а — вторичные  $\gamma$ -спектры, полученные на моделях с различным содержанием триоксида вольфрама: 1—0; 2—0,5%; 3—1%; 4—2,5%; 5—5%; 6—10%; б — зависимость величины спектральных отношений от содержания триоксида вольфрама в модельных образцах.

В качестве детектора был использован пропорциональный ксеноновый счетчик СРПО-12. Характеристическое рентгеновское излучение вольфрама возбуждалось изотопом  $Co^{57}$  (123 кэв). Измерения проводились в широком телесном угле без коллимации излучений с помощью спектрометра АИ-8 на моделях вольфрамовых руд (в качестве наполнителя использовалась смесь кварцевого песка с гипсом). Во вторичных аппаратурных спектрах в области энергии 60 кэв наблюдается максимум интенсивности, обусловленный наложением К-линии вольфрама (57—59 кэв) и пика вылета К-серии ксенона, возбужденной однократно рассеянным излучением (~90 кэв) источника  $Co^{57}$ . Это обстоятельство, а также низкая эффективность регистрации квантов с энергией выше 50 кэв не позволяют использовать ксеноновые счетчики для определения вольфрама в рудах по его характеристическому К-излучению.

Иная картина наблюдается в области спектра 20—40 кэв, где фиксируются пики вылета ксенона, обусловленные К-серией вольфрама. Наиболее четко выделяются три пика: первый (в области 25 кэв) соответствует разности энергий  $K_{\alpha}$ -линии вольфрама и  $K_{\beta}$ -линии ксенона; второй (в области 29 кэв) равен разности энергий  $K_{\alpha}$ -линий вольфрама и ксенона; третий (с энергией 38—37 кэв) обусловлен разностью энергий  $K_{\beta}$ -линии вольфрама и  $K_{\alpha}$ -линии ксенона. Интенсивность пиков вылета возрастает с увеличением концентрации вольфрама. Наиболее интенсивным является второй пик, который можно использовать в качестве аналитической линии при измерениях способом спектральных отношений.

На рисунке, б показан график зависимости спектральных отношений от содержания триоксида вольфрама в модельных образцах. В качестве внутреннего стандарта фона было выбрано рассеянное излучение

с энергией 46 кэв. Величина спектральных отношений  $\eta$  нормирована на ее значение  $\eta_0$  в безрудной модели. В интервале концентраций триоксида вольфрама 0—5% график  $\eta/\eta_0$  близок к линейному. Чувствительность анализа может быть повышена за счет применения коллимации излучений и уменьшения фона рассеянного излучения в области пиков вылета. Таким образом, рентгено-радиометрический анализ некоторых тяжелых элементов, в частности вольфрама, по К-серии характеристического рентгеновского излучения можно проводить с помощью пиков вылета ксеноновых пропорциональных счетчиков, в то время как непосредственная регистрация К-излучения этих элементов оказывается невозможной или неэффективной. Подобная методика может быть использована для определения вольфрама в вольфрамовых и молибденово-вольфрамовых рудах. При анализе сурьмяно-вольфрамовых или олово-вольфрамовых руд применение этой методики осложняется тем, что пик вылета ксенона, обусловленный наличием вольфрама, совпадает по энергии с аналитическими К-линиями сурьмы и олова.

Поступило в Редакцию 14/V 1970 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Р. И. Плотников и др. В сб. «Аппаратура и методы рентгеновского анализа». Вып. 2. Л., Изд. СРБРА, 1967, стр. 126.
2. Е. П. Леман и др. В сб. «Совершенствование геолого-маркшейдерской службы на предприятиях цветной металлургии» (серия «Горнодобывающая промышленность»). М., Изд. ЦНИИцветметинформация, 1970, стр. 31.

3. А. Л. Якубович, Е. И. Зайцев, С. М. П р ж и я л г о в с к и й. Ядерно-физические методы анализа минерального сырья. М., Атомиздат, 1969.  
 4. И. В. Томский, В. Н. Митов и др. В сб.

- «Аппаратура и методы рентгеновского анализа». Вып. 5. Л., Изд. СКБРА, 1969, стр. 111.  
 5. Р. И. Плотников и др. В сб. «Аппаратура и методы рентгеновского анализа». Вып. 2. Л., Изд. СКБРА, 1967, стр. 121.

## Диагностика электронно-ионного сгустка с помощью тормозного излучения

М. Л. ИОВНОВИЧ, В. П. САРАНЦЕВ, М. М. ФИКС

УДК 533.95:621.039.61

В работе [1] был предложен новый метод коллективного ускорения ионов. Метод основан на возможности создания электронно-ионных сгустков, которые ускоряются как целое внешними электромагнитными полями. Создание сгустка начинается с формирования во внешнем магнитном поле тонкого кольца релятивистских электронов (большой радиус кольца  $R$ , малый  $a$ ), где происходит накопление ионизированных атомов. Процесс накопления рассмотрен в работах [2—4]. Во время накопления при столкновении электронов с атомами и ионами возникает тормозное излучение электронов, которое можно использовать для диагностики сгустка.

Тормозное излучение релятивистского электрона на атомном ядре существенно анизотропно. При  $\gamma \gg 1$  ( $\gamma$  — релятивистский фактор электрона в покоящемся сгустке) почти все излучение сосредоточено в малом телесном угле  $\Omega_0 = 4\pi \sin^2 \frac{\theta}{2}$ , где  $\frac{\theta}{2} = \frac{1}{\gamma}$  — плоский угол между направлением распространения  $\gamma$ -кванта и касательной к траектории в точке излучения [5].

Среднее число  $\gamma$ -квантов  $N$  с энергией  $\varepsilon = \frac{h\nu}{mc^2} \geq \varepsilon_0$ , испускаемых кольцом в единицу времени в угол  $\Delta$ , под которым видна «освещенная» часть детектора излучения (рис. 1), определяется выражением

$$\frac{dN}{dt} = \sum_{Z_0} \int_{\varepsilon_0}^{\varepsilon} d\varepsilon' \Phi(Z_0, \varepsilon') dQ \sum_{Z=0}^{Z_0} n_{Z_0 Z} j_e R \frac{4\pi}{\Omega_0} \times \int d\varphi \sin^2 \frac{\Delta}{4}, \quad (1)$$

где  $\Phi(Z_0, \varepsilon)$  — сечение излучения  $\gamma$ -кванта с энергией, заключенной в интервале  $\varepsilon, \varepsilon + d\varepsilon$ , на ядре с зарядом  $Z_0$ ;  $n_{Z_0 Z}$  — плотность тяжелых частиц ( $Z_0$  — заряд ядра;  $Z$  — заряд иона);  $j_e$  — плотность потока электронов в кольце.

Интегрирование осуществляется по сечению кольца  $Q = \pi a^2$ . Формула (1) получена при условии прозрачности потока электронов для  $\gamma$ -квантов.

Если размер детектора  $d \gg a$  и плотности электронов и тяжелых частиц по сечению кольца  $Q$  постоянны, то

$$\frac{dN}{dt} = N_e c \sum_{Z_0} \int_{\varepsilon_0}^{\varepsilon} d\varepsilon' \Phi(Z_0, \varepsilon') \sum_{Z=0}^{Z_0} n_{Z_0 Z} \frac{2}{\pi} \gamma^2 \int d\varphi \sin^2 \frac{\Delta}{4}, \quad (1a)$$

где  $N_e$  — полное число электронов в кольце.

Функция  $\Delta(\varphi)$ , а также уравнения, определяющие пределы интегрирования по  $\varphi$ , находятся из простых геометрических построений (см. рис. 1). В случае, когда

да не только  $\frac{1}{\gamma} \ll 1$ , но и  $\frac{\alpha}{2} \ll 1, \beta < 1$ , можно получить приближенное значение геометрического фактора  $G\left(\frac{\alpha}{2}, \beta, \gamma\right) = \frac{2}{\pi} \gamma^2 \int d\varphi \sin^2 \frac{\Delta}{4}$  в аналитическом виде:

$$G\left(\frac{\alpha}{2}, \gamma\right) \approx \begin{cases} \frac{1}{3\pi} \left(3\frac{\alpha}{2} - \frac{1}{\gamma}\right) & \frac{\alpha}{2} \geq \frac{1}{\gamma}; \\ \frac{1}{3\pi} \gamma^2 \left(\frac{\alpha}{2}\right)^2 \left(3\frac{1}{\gamma} - \frac{\alpha}{2}\right) & \frac{\alpha}{2} \leq \frac{1}{\gamma}. \end{cases} \quad (2)$$

Семейство кривых  $G\left(\frac{\alpha}{2}, \beta, \gamma\right) \Big|_{\gamma=\text{const}}$  представлено на рис. 2.  
 $\text{tg } \beta = 2,5 \text{ tg } \frac{\alpha}{2}$

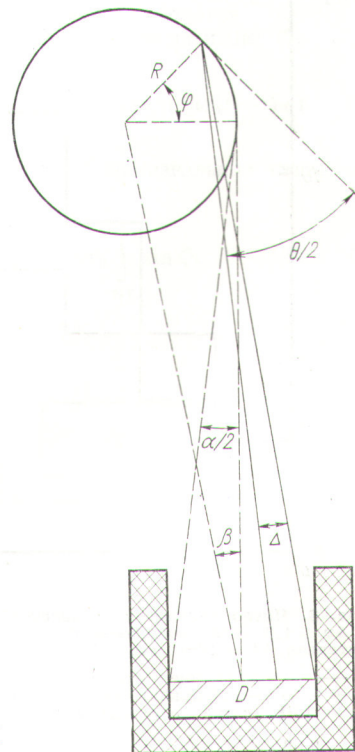


Рис. 1. Схема расположения детектора  $D$  тормозного излучения.