

Двухкаскадный энерго-масс-анализатор

А. А. СЫСОЕВ, Б. И. НИКОЛАЕВ, В. Ф. ЧЕБАЕВСКИЙ, Г. А. САМСОНОВ

УДК 621.384.8:543.51

При решении многих задач, связанных с корпускулярной диагностикой потоков плазмы, необходима информация об энергетическом и массовом составе этих потоков. Очень часто знание энерго-масс-спектров дает возможность определить место и источник образования ионов, что помогает выбрать приемлемую конструкцию и оптимальный режим работы плазменных источников. Для решения этих задач, а также в случаях, когда необходимо знать влияние примесей на свойства плазмы, уровень и частоту колебаний ионного тока в потоке плазмы, наиболее успешным оказалось применение приборов масс-спектрометрического типа.

К сожалению, известные в настоящее время приборы, которые используются для указанных целей, имеют ряд недостатков. Так, например, приборы с магнитными масс-анализаторами [1, 2] не обладают достаточным быстродействием при регистрации всего диапазона масс. Приборы с время-пролетными масс-анализаторами [3, 4] обладают приемлемым быстродействием, но имеют малую светосилу и небольшое энергетическое и массовое разрешения. В работе [5] описан прибор, в котором устранены перечисленные недостатки. Разрешающая способность по массам и энергиям этого прибора значительно больше, чем у приборов, описанных в работе [3, 4]. Однако в некоторых случаях требуется массовое разрешение ~ 100 при сохранении всех преимуществ, которыми обладают энерго-масс-анализаторы, не использующие время-пролетный метод разделения ионов по массам.

В настоящей работе приведена схема двухкаскадного энерго-масс-анализатора (рис. 1), позволяющего получать существенно большее массовое разрешение

за счет значительной компенсации аббераций, которые ограничивали массовое разрешение в работе [5].

Модулятор M формирует «пакеты» из ионного потока. Ионы, выходящие из модулятора под разными углами, разделяются по энергиям в электростатической фокусирующей системе (ЭФС) [6]. После фокусировки на щели S_2 через вторую ЭФС проходят ионы с небольшим разбросом по энергиям, которые далее фокусируются на щели S_3 детектора D . На пути от модулятора до детектора происходит разделение в соответствии с m/q . Относительное положение каскадов A_1 и A_2 выбрано с таким расчетом, чтобы ионы, движущиеся в первой ЭФС по внутренним траекториям и увеличивающие энергию на входной границе первого каскада. Во втором каскаде двигались по внешним траекториям и уменьшали энергию на его входной границе (распределение потенциалов задано таким, чтобы энергия ионов, движущихся по центральной траектории, не изменялась). За счет соответствующего выбора геометрических параметров и распределения полей можно свести абберации по времени пролета ко второму порядку малости относительно α [7]. Это позволяет использовать пучки ионов с большими углами расхождения без существенного уменьшения массового разрешения, что необходимо для увеличения светосилы прибора. Исходя из вышесказанного параметры системы были выбраны следующими: $r_{01} = r_{02} = r_0 = = 200$ мм;

$$\psi_1 = \psi_2 = \psi = 60^\circ; \lambda_{10}^{(1)} = \frac{l_{10}^{(1)}}{r_0} = 0,75; \lambda = \frac{l_{20}^{(1)}}{r_0} + \frac{l_{10}^{(2)}}{r} \approx 4,0; \lambda_{20}^{(2)} = \frac{l_{20}^{(2)}}{r_0} = 1,0.$$

Система рассчитана таким образом, чтобы осуществлялась фокусировка ионов в вертикальном направлении.

Полученное экспериментально энергетическое разрешение составляло около 200. Массовое разрешение зависело от массы ионов и возрастало с увеличением последней. На рис. 2 приведен масс-спектр для криптона при энергии ионов 1600 эв. На осциллограмме хорошо видны массовые линии Kr^{82} , Kr^{83} , Kr^{84} и Kr^{86} . В случае изотопов ксенона соседние массовые линии 131 и 132 разрешаются на уровне 50%. Следует отметить, что с уменьшением энергии ионов массовое разрешение увеличивается.

Энергия ионов определяется из соотношения $U_0 = = (3,0 \pm 0,1) V$ эв, где V — напряжение на анализа-

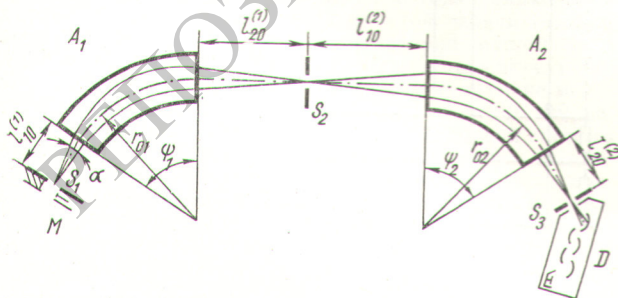


Рис. 1. Схема двухкаскадного энерго-масс-анализатора: M — модулятор; A_1, A_2 — электростатические анализаторы; D — детектор (вторичный электронный умножитель); S_2, S_3 — диафрагмы.

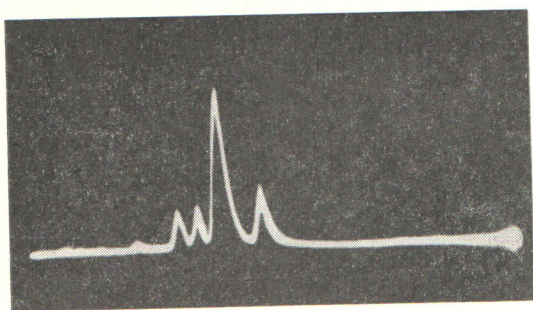


Рис. 2. Массовый спектр криптона

торах. Развертка энергетических спектров ионов может осуществляться как вручную, так и автоматически [5].

Поступило в Редакцию 17/XII 1966 г.

Расширение энергетического диапазона применения сцинтилляционных детекторов в дозиметрии γ -излучения

С. П. ВЕРШИННИНА, А. Я. БЕРЛОВСКИЙ, Ю. А. ЦИРЛИН

УДК 621.387.464

Простые органические и неорганические сцинтилляторы имеют неудовлетворительную дозиметрическую характеристику малых энергий γ -излучения*. Для расширения энергетического диапазона сцинтилляторов в дозиметрии низких энергий γ -излучения предлагается использовать два специально подобранных сцинтилляционных счетчика и измерительную схему, регистрирующую разность анодных токов ФЭУ. Схема такого устройства приведена на рис. 1.

Поперечное сечение пучка излучения должно превышать рабочую поверхность сцинтилляторов. Энергетическая характеристика определяется формулой

$$\frac{I}{P} = M_1 \exp(-\mu_{\Phi_1} h_{\Phi_1}) \frac{1 - \exp(-\mu_1 h_1)}{\mu_1 h_1} \cdot \frac{\mu_{a1}}{\mu_{aB}} - M_2 \exp(-\mu_{\Phi_2} h_{\Phi_2}) \frac{1 - \exp(-\mu_2 h_2)}{\mu_2 h_2} \cdot \frac{\mu_{a2}}{\mu_{aB}},$$

где I — измеряемая разность токов ФЭУ; P — измеряемая мощность дозы; M_1, M_2 — коэффициенты усиления ФЭУ-1 и ФЭУ-2; $\mu_{\Phi_1}, \mu_{\Phi_2}$ — линейные коэффициенты ослабления γ -излучения первого и второго фильтров для энергий измеряемого излучения; h_{Φ_1}, h_{Φ_2} — толщина первого и второго фильтров; μ_1, μ_2 — линейные коэффициенты ослабления γ -излучения для первого и второго сцинтилляторов; h_1, h_2 — толщина первого и второго сцинтилляторов; μ_{a1}, μ_{a2} — «истинный» коэффициент поглощения γ -излучения для первого и второго сцинтилляторов; μ_{aB} — «истинный» коэффициент поглощения γ -излучения для воздуха.

Для измерения светового выхода сцинтилляторов применялись два фотоумножителя. В качестве сцинтил-

ЛИТЕРАТУРА

1. P. K news u b f f, A. T i c k n e r. J. Chem. Phys., 36, 674 (1962).
2. W. D a v i s, T. V a n d e r s l i s e. Phys. Rev., 131, 219 (1963).
3. В. В. А ф р о с и м о в и д р. ЖТФ, 30, 1456 (1960).
4. Э б е н к и У и л к е р с о н. «Приборы для научных исследований», 34, 14 (1963).
5. А. А. С ы с о е в и д р. В сб. «Физическая электроника». Вып. 3. 1966, стр. 29.
6. В. И. Д ы м о в и ч, А. А. С ы с о е в. В сб. «Физическая электроника». Вып. 2. 1965, стр. 15.
7. А. А. С ы с о е в, Б. И. Н и к о л а е в. В сб. «Физическая электроника». Вып. 3. 1966, стр. 20.

ляторов использовались кристаллы антрацена толщиной 0,5 см (величина, близкая к длине пробега квантов рентгеновского излучения с энергией 10 кэв).

Энергетическая зависимость показаний устройства определялась по фильтрованному рентгеновскому излучению аппаратов РУМ-7 и РУМ-3, которое оценивалось в единицах толщины слоя половинного ослабления алюминия и меди. Точка 1250 кэв была получена с помощью источника Co^{60} . Мощность дозы рентгеновского излучения измерялась наперстковой ионизацион-

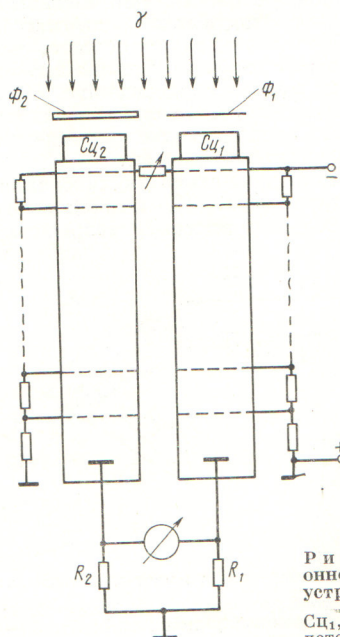


Рис. 1. Схема сцинтилляционного воздушноэквивалентного устройства:

Сц₁, Сц₂ — сцинтилляционные детекторы; Ф₁, Ф₂ — фильтры.

* Д. Х а й н, Р. Б р а у н е л л. Радиационная дозиметрия. М., Изд-во иностр. лит., 1958.