

УДК 535.33.07/08

Н. Д. КОЛПАКОВ, д-р техн. наук, *Д. К. СЕДЫХ*,
Ю. А. ФЕСЕНКО, канд. техн. наук

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ФОТОЭМИССИОННОГО СПЕКТРОМЕТРА ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ЛИНЕЙЧАТОГО СПЕКТРА РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

Эффективную диагностику возбужденной среды можно осуществить по рентгеновским спектрам излучения [1]. Важнейшая информация о среде может быть получена по измерению параметров линий излучения: интенсивности, положению на оси частот, полуширине. Среди известных приборов для измерения рентгеновского спектра излучения привлекает внимание фотоэлектронный спектрометр (ФЭС) [2], основанный на преобразовании спектра излучения $I(h\nu)$ в энергетическое распределение электронов $n(\epsilon)$, измерение этого распределения и вычисления $I(h\nu)$ по $n(\epsilon)$.

По сравнению с другими этот прибор имеет хорошее спектральное разрешение линий $\Delta h\nu_i$, малоинерционен и позволяет производить исследования в широком диапазоне частот, в том числе и в вакуумном ультрафиолете и мягком рентгене. Прибор удобен в эксплуатации, не требует глубокого охлаждения, легко согласуется с ЭВМ. Недостатком является неоднозначность между исследуемым спектром излучения и выходным сигналом ФЭС из-за специфики преобразования сигнала.

Произведен анализ преобразования сигнала в структурных звеньях измерительного тракта ФЭС и определены причины появления искажений и помех в выходном сигнале, выработаны рекомендации по методике измерения спектра и выделения полезного сигнала.

При анализе считаем, во-первых, что спектр рассматриваемого излучения $I(h\nu)$ состоит из набора узких дискретных линий, несущих информацию об исследуемом источнике, и непрерывного фона излучения $\Phi(h\nu)$:

$$I(h\nu) = \sum_{i=1}^n I_i \delta(h\nu_i - h\nu) + \Phi(h\nu),$$

где

$$\delta(h\nu_i - h\nu) = \begin{cases} 1, & h\nu = h\nu_i; \\ 0, & h\nu \neq h\nu_i; \end{cases}$$

n — число регистрируемых линий в рабочем диапазоне; $h\nu_i$ — положение линий на оси энергий квантов излучения; I_i — интенсивность линий.

Непрерывный фон тормозного излучения $\Phi(h\nu)$ определяется распределением электронов по скоростям в источнике излучения. Для источника излучения, возбуждаемого моноэнергетическим потоком электронов, согласно [3]

$$\Phi(h\nu) = I_0 \frac{h\nu_0 - h\nu}{h\nu}.$$

Здесь $h\nu_0$ — максимальная энергия квантов тормозного излучения. I_0 — интенсивность тормозного спектра. Непрерывный фон тормозного излучения является аддитивной помехой. Сигнал задан дискретной последовательностью линий $I_i(h\nu_i)$, которые являются независимыми величинами.

Во-вторых, считаем, что основное преобразование сигнала, влияющее на его измеряемые параметры, осуществляется на специальном фотокатоде-конверторе ФЭС. Преобразования в остальных звеньях ФЭС учитываются введением соответствующих коэффициентов. Каждой линии излучения $I_i(h\nu)$ соответствует несколько фотоэлектронных линий:

$$n_i(\epsilon_i) = \sum_{j=1}^m n_{ij} \delta(\epsilon - \epsilon_{ij}),$$

где m — число атомных оболочек, для которых $h\nu_i > W_j$; W_j — энергия связи электронов на оболочках атомов.

Каждой серии $\sum I_i(h\nu_i)$ линий излучения соответствует несколько фотоэлектронных серий, налагающихся друг на друга.

Рассеяние образовавшихся электронов на частицах и квазичастицах фотокатода, а также оже-электроны вызывают появление дополнительных серий в энергетическом спектре электронов. Кроме того, в выходном сигнале присутствует непрерывный фон рассеянных и вторичных электронов.

Полученный в результате преобразования выходной сигнал имеет ложную структуру. Для восстановления входного сигнала необходимо устранить непрерывный фон линий, несущий информацию о спектре излучения (оже-линии и линии характеристических потерь), выделить одну серию фотоэлектронных линий и по ним восстановить исходный сигнал.

Для решения поставленной задачи можно использовать тот факт, что серии фотоэлектронных линий сдвинуты по оси на строго фиксированную величину, постоянную для используемого фотокатода.

Поэтому, вычислив коэффициент ковариации между функцией $n(\epsilon)$ (метод регистрации $n(\epsilon)$ — цифровой) и $n(\epsilon + \Delta W)$, сдвинутой по оси энергий на $\Delta W = W_j - W_{j-1}$, можно выделить серии фотоэлектронных линий, образованных различными оболочками атомов, а также исключить линии, вызванные оже-электронами.

Однако этот способ не позволяет исключить линии характеристических потерь энергии электронов, поэтому лучший результат дает применение для преобразования спектра одного и того же сигнала двух различных фотокатодов. Два выходных сигнала, полученные при помощи двух фотокатодов, изготовленных из различных веществ, отличаются местоположением оже-линий и линий характеристических потерь энергии фотоэлектронов, а фотоэлектронные линии сдвинуты по оси энергий на постоянную величину. Сдвиг определяется разностью работы выхода электронов с определенных оболочек атомов веществ двух фотокатодов. Поэтому, проведя корреляционный анализ сигналов с двух различных фотокатодов (сдвиг по оси энергий определяется материалом катода), получим серию фотоэлектронных линий, которую можно отождествить с входным спектром.

Список литературы: 1. *Плазма в лазерах*: Пер. с англ. / Под ред. Дж. Бекери. М., 1982. 416 с. 2. *Фотоэлектронный спектрометр для измерения температуры плазмы* / Ю. В. Готт, А. Н. Силаев, Р. Р. Чистяков, В. А. Шурагин. М. 1983. 12 с. (Препринт ИАЭ—3763/7. 3. *Блохин М. А. Физика рентгеновских лучей*. М., 1953. 455 с.

Поступила в редколлегию 15.12.88