

07;10;12

©1995 г.

## РЕНТГЕНОВСКИЙ СПЕКТРОМЕТР ДЛЯ ЭЛЕКТРОННО-ЛУЧЕВОЙ ЛОВУШКИ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ

*П.С.Анциферов*

Институт спектроскопии РАН,  
142092, Троицк, Московская область, Россия  
(Поступило в Редакцию 6 июня 1994 г.)

Проводится анализ оптимальной схемы рентгеновского спектрометра, предназначенного для изучения многозарядных ионов в источниках нового типа — электронно-лучевых ловушках. Делается вывод о перспективности рентгеновского монохроматора на изогнутом кристалле с соответствующей системой сканирования для таких исследований.

Рентгеновские спектрометры, использующие кристаллы в качестве диспергирующих элементов, до сих пор являются единственным средством получения спектров электромагнитного излучения с разрешением лучше  $10^3$  в диапазоне энергий 1–10 кэВ. Накопленный за много десятков лет опыт работы с ними показывает, что оптимальная схема спектрометра существенно зависит от параметров источника (геометрия, временные характеристики, интенсивность) и построить сколь-нибудь универсальный рентгеновский спектрометр весьма сложно. Появившийся сравнительно недавно новый тип источников многозарядных ионов — электронно-лучевые источники (ловушки) [1] является чрезвычайно перспективным для рентгеноспектральных исследований многозарядных ионов и обладает рядом специфических особенностей как источник рентгеновского излучения. Настоящая работа посвящена анализу оптимальной схемы рентгеновского спектрометра для таких источников. Работа выполнена в рамках проекта исследования многозарядных  $L$ -ионов, осуществляемого в Институте спектроскопии [2].

Геометрические параметры рентгеновского источника электронно-лучевой ионной ловушки (работающей на принципе удержания ионов объемным зарядом остросфокусированного электронного пучка и их глубокой ионизации тем же пучком [1]) в основном определяются размерами участка электронного пучка, собственно выполняющего функции ловушки. Эти размеры типичны для установок, построенных в раз-

личных исследовательских группах. Так, электронная ловушка Ливерморской лаборатории имеет длину 2 см при диаметре электронного пучка 0.007 см [3], соответствующие параметры установки в Институте спектроскопии — длина 3 см (реально в качестве рентгеновского источника используется участок длиной  $H = 1$  см) при диаметре электронного пучка 0.02 см. Таким образом, при расположении плоскости дисперсии перпендикулярно направлению электронного пучка рабочий размер источника мал, что имеет ряд преимуществ. Хотя в ряде случаев (например, при исследовании поляризации рентгеновского излучения ловушки [4]) все же бывает необходимо, чтобы плоскость дисперсии содержала ось пучка, в настоящем рассмотрении мы ограничимся случаем оси пучка перпендикулярной плоскости дисперсии.

Электронно-лучевая ловушка многозарядных ионов является чрезвычайно слабым источником рентгеновского излучения. Например, для резонансной линии He-подобного Ti, возбуждаемого в ловушке с параметрами  $E_{\text{пучка}} = 10$  кэВ,  $I = 0.1$  А,  $J = 300$  А/см<sup>2</sup> (параметры установки в Институте спектроскопии), верхняя оценка интенсивности на единицу длины ловушки составляет  $10^6$  квант  $4\pi/c$ -см. Поэтому центральным моментом обсуждения будет эффективность возможных схем спектрометров. Ясно, что применяемые детекторы рентгеновского излучения должны иметь близкую к 100% эффективность регистрации рентгеновского кванта при минимальном уровне собственного шума. Мы не будем здесь касаться вопроса выбора конкретного детектора, к настоящему моменту существует достаточно широкий круг пропорциональных счетчиков с удовлетворительными параметрами, включая возможность пространственного разрешения до 0.01 см (многопроволочные газовые счетчики). Для анализа различных схем спектрометров будем условно говорить о детекторе с пространственным разрешением и детекторе без пространственного разрешения.

Рассмотрим эффективность простейшей схемы рентгеновского спектрометра на плоском кристалле с точечным источником монохроматического рентгеновского излучения (рис. 1). Кристалл "отбирает" лучи, удовлетворяющие условию Брэгга, и отражает их, общее количество отраженных квантов пропорционально угловой ширине кривой отражения кристалла  $\delta\omega$ , совпадающей для случая идеального кри-

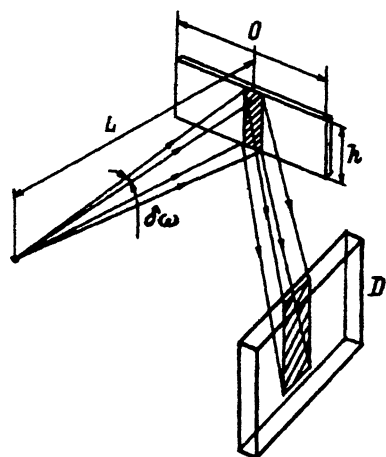


Рис. 1. Отражение рентгеновского монохроматического излучения (точечный источник) идеальным плоским кристаллом. В спектрометре применяется детектор  $D$  с пространственным разрешением.

сталла с интегральным коэффициентом отражения (рис. 1). Предполагая, что используем адекватный детектор с пространственным разрешением (спектральные линии полностью уместятся на нем по высоте), можно оценить количество накопленных квантов в спектральной линии с интенсивностью 1 квант  $4\pi/c$  за время  $t$

$$N_0 = I\delta\omega ht / (4\pi L), \quad (1)$$

где  $h$  — высота кристалла,  $L$  — расстояние источник-кристалл.

Взяв оценку величины  $I = 10^6$ ,  $\delta\omega$  для наиболее употребительных плоскостей кварца  $10^{-4} - 10^{-5}$  и  $h/L = 0.1$ , можно рассчитывать на скорость счета полезного сигнала 0.1–1 квант/с. Эта величина сразу говорит о допустимом уровне шума детектора. Имея в виду, что данная схема применяется к источнику рентгеновского излучения электронно-лучевой ловушки с осью пучка, перпендикулярной плоскости дисперсии, спектральное разрешение такой схемы определится в основном поперечным размером пучка и обратной линейной дисперсией. При небольших расстояниях источник-кристалл может стать существенным уширением, связанное с размером источника  $H$ , перпендикулярного плоскости дисперсии.

Стандартный подход к улучшению геометрической эффективности спектрометра заключается в применении кристалла, изогнутого по цилиндрической поверхности. Предполагая, что ширина кривой отражения  $\delta\omega$  при изгибе не меняется, нетрудно понять, что увеличение количества отраженных квантов достигается ценой уменьшения набора возможных углов падения излучения на поверхность кристалла, т.е. ценой сужения одновременно регистрируемого спектрального диапазона. Сразу обратим внимание на то, что при одном и том же  $L$  для перекрытия спектрального диапазона, соответствующего плоскому кристаллу, спектрометр с изогнутым кристаллом придется несколько раз перенастроить и суммарное количество накопленных квантов в данной спектральной линии за одно и то же полное время регистрации всего диапазона, как будет показано ниже, одинаково в обоих случаях. Реальный выигрыш будет достигнут в отношении сигнал/шум за счет снижения количества шумовых квантов в отдельной спектральной точке вследствие меньшего времени накопления.

Если набор возможных углов падения лучей на поверхность кристалла  $\delta\phi = \phi_1 - \phi_2$  (рис. 2) превышает ширину кривой отражения  $\delta\omega$ , то мы имеем дело со схемой Иоганна, в которой рентгеновский спектр источника оказывается сфокусированным около окружности Роуланда — окружности, касающейся центра кристалла, и диаметром, равным радиусу изгиба кристалла  $R$ . Заметим, что, строго говоря, в обсуждаемой геометрии поверхность наилучшей фокусировки спектральных линий должна составлять определенный угол с окружностью Роуланда [5]. Можно сделать следующую оценку числа зарегистрированных квантов спектральной линии с интенсивностью 1 квант  $4\pi/c$  за время  $t$  [6]

$$N_1 = It\delta\omega s \sin \phi_0 / (4\pi\delta\phi L^2), \quad (2)$$

где  $s = Oh$  — площадь рабочей части кристалла ( $O$  — рабочая апертура кристалла),  $\phi_0$  — брэгговский угол центра спектрального диапазона. Эту величину можно сравнить с соответствующей величиной  $N_0$

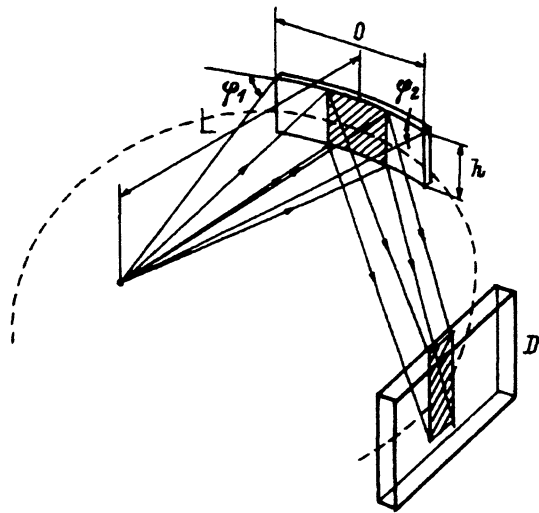


Рис. 2. Точечный рентгеновский источник внутри окружности Роуанда — схема Иоганна. Детектор  $D$  с пространственным разрешением.

для случая плоского кристалла

$$N_1 = N_0 O 2d \cos \phi_0 \sin \phi_0 / (\delta \lambda_n L) = N_0 \delta \lambda_{пл} / \delta \lambda_n, \quad (3)$$

где  $d$  — межплоскостное расстояние кристалла;  $\delta \lambda_{пл}$  — величина спектрального обзора, соответствующая схеме с плоским кристаллом;  $\delta \lambda_n$  — спектральный обзор схемы Иоганна с тем же самым расстоянием источник-кристалл  $L$  (оценка справедлива для небольших спектральных обзоров, когда тригонометрические функции могут быть представлены первым членом разложения по  $\delta \phi$ ). Таким образом, если мы хотим увеличить скорость счета сигнала в данной спектральной линии по сравнению с плоским кристаллом в 10 раз, то, например, используя кристалл кварца с  $2d = 8.5 \text{ \AA}$  и  $O/L = 0.1$ , для углов падения около  $\pi/4$  мы должны ограничиться спектральным обзором около 40 мА.

Спектральное разрешение такой схемы будет определяться пространственным разрешением применяемого детектора. Имея в виду, что для многопроволочных счетчиков оно достигает 0.01 см, можно надеяться получить спектральное разрешение  $\lambda/\delta \lambda$  лучше  $10^3$  при расстоянии  $L$  порядка 30–50 см, что достаточно для многих спектроскопических задач. Однако, имея в виду, что спектральные линии обладают кривизной, представляется проблематичным реализовать это разрешение без потери эффективности.

Если величина  $\delta \phi$  становится близкой к  $\delta \omega$ , то пользоваться формулами (2) и (3) для оценки количества отраженных квантов уже нельзя. Этот случай соответствует расположению точечного рентгеновского источника на окружности Роуанда. Таким образом, мы приходим к схеме рентгеновского монохроматора, так как при данном положении источника кристалл отражает излучение в очень узком спектральном диапазоне (рис. 3). Детальное рассмотрение аппаратной функции такого монохроматора проведено в работе [6], в нашем конкретном случае диапазон одновременно отражаемых длин волн, т.е. фактическое спектральное разрешение, будет определяться произведением обратной линейной дисперсии на размер источника. Легко видеть, что даже для размера источника 0.02 см применение радиуса изгиба порядка

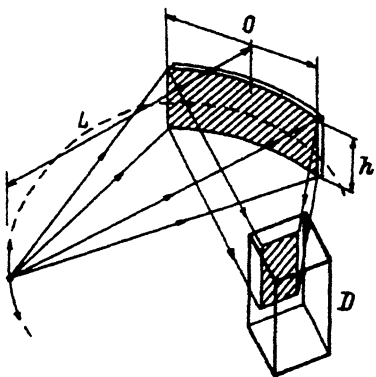


Рис. 3. Точечный источник на окружности Роулянда — рентгеновский монохроматор. Детектор  $D$  без пространственного разрешения.

50 см позволит получить спектральное разрешение лучше  $10^3$ . Вторым по важности фактором, влияющим на разрешение, будет абберация, связанная с работой полной апертуры  $O$  кристалла  $O^2 \operatorname{ctg} \phi_0 (8R)$ . Так, при использовании  $O = 2$  см,  $R = 50-100$  см эта величина будет порядка 0.01 см для рабочих углов  $\phi_0 \approx \pi/4$ . Отметим, что в данном случае влияние высоты  $H$  источника на спектральное разрешение менее существенно, чем в схеме Иоганна, так как соответствующее уширение здесь пропорционально  $(H/R)^4$  (в схеме Иоганна —  $(H/R)^2$ ).

Ясно, что для получения спектрального обзора необходимо сканирование — перемещение источника по окружности Роулянда. Однако существенным преимуществом схемы монохроматора является возможность применения детектора без пространственного разрешения: детектор может располагаться рядом с кристаллом и регистрировать кванты, отраженные всей его поверхностью (рис. 3). Если мы сканируем диапазон углов падения на поверхность кристалла  $\delta\phi$  за время  $t$  и в соответствующем спектральном диапазоне имеется линия с интенсивностью 1 квант  $4\pi/\text{с}$ , то количество зарегистрированных квантов может быть определено следующим образом [6]:

$$N_2 = It\delta\omega s 2d \cos \phi_0 / (4\pi\delta\phi R^2 \sin \phi_0) = N_1 (L / (R \sin \phi_0))^2, \quad (4)$$

где  $R$  — радиус изгиба кристалла.

Отсюда видно, что количество квантов, зарегистрированное в схеме Иоганна для случая небольшого обзора ( $L \approx R \sin \phi_0$ ) совпадает с соответствующим количеством для схемы монохроматора, если тот же самый спектральный диапазон сканируется за то же самое время. Строго же говоря, если мы фиксируем расстояние источник-кристалл, то схема монохроматора будет иметь некоторое преимущество перед схемой Иоганна.

Возвращаясь к оценке уровня регистрируемого сигнала, мы можем ожидать, что при сканировании спектрального обзора 0.1 А за время 100 с с помощью кристалла кварца площадью  $4 \text{ см}^2$ , изогнутого радиусом 50 см, будет зарегистрировано 10–100 квантов в линии с интенсивностью  $I = 10^6$  квант  $4\pi/\text{с}$ . Как было показано в работе [7], этого достаточно для измерения длины волны этой линии с точностью  $10^{-4}-10^{-5}$ . Таким образом, последняя схема представляется для нас оптимальной.

В заключение отметим, что общие вопросы, связанные со светосилой рентгеновских спектрометров, достаточно широко освещены в литературе (см., например, обзор [8]). В данной работе мы хотим обратить внимание на то, что при сравнении эффективности трех рассмотренных схем для случая точечного источника излучения можно пользоваться очень простым правилом, а именно произведение числа зарегистрированных квантов, спектрального обзора и времени накопления сигнала одинаково для всех трех схем.

Автор выражает благодарность К.Н. Кошелеву, Ю.В. Сидельникову и С.В. Бобашеву за помощь в настоящей работе.

#### Список литературы

- [1] *Донец Е.Д.* // Физика элементарных частиц и атомного ядра. 1982. Т. 13. Вып. 5. С. 941-981.
  - [2] *Antsiferov P.S., Moushev V.G.* // Suppl. J. Phys. D. 1991. Vol. 21. P. 317-318.
  - [3] *Levine M.A., Marrs R.E., Henderson J.R. et al.* // Phys. Scripta. 1988. Vol. 22. P. 157-163.
  - [4] *Henderson J.R., Beiersdorfer P., Bennett C.L. et al.* // Phys. Rev. Lett. 1990. Vol. 65. N 6. P. 705-708.
  - [5] *Анциферов П.С.* Препринт ИСАН. № 6. Троицк, 1984.
  - [6] *Antsiferov P.S., Moushev V.G.* Preprint ISAN. N 4. Troitzk, 1990.
  - [7] *Анциферов П.С., Мовшев В.Г., Ярцева О.Н.* // Опт. и спектр. 1992. Т. 72. Вып. 4. С. 837-842.
  - [8] *Бойко В.А., Виноградов А.В., Пикуз С.А. и др.* // Итоги науки и техники. Сер. радиотехника. М., 1980.
-