

УДК 621.373.8+535.853.3-32

## РЕГИСТРАЦИЯ СПЕКТРОВ МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНОВ В ДИАПАЗОНЕ 110 – 300 Å С ВЫСОКИМ СПЕКТРАЛЬНЫМ И ПРОСТРАНСТВЕННЫМ РАЗРЕШЕНИЕМ

С. С. Андреев<sup>1</sup>, Н. Н. Колачевский, А. С. Пирожков, Е. Н. Рагозин, Н. Н. Салашенко<sup>1</sup>

*Создан стигматический спектрограф высокого разрешения на область длин волн 110 – 300 Å. Фокусировку излучения осуществляет сферическое многослойное зеркало нормального падения с периодом структуры, изменяющимся от 60 до 180 Å на апертуре диаметром 100 мм. Диспергирование излучения осуществляется с помощью большеапертурной, свободно висящей дифракционной решетки (5000 линий/мм), работающей на пропускание в падающем пучке. С помощью нового прибора зарегистрированы квазинепрерывные и линейчатые спектры многозарядных ионов в плазме, возбуждаемой лазерными импульсами с энергией 0,1 Дж, длительностью 5 нс и длиной волны 0,54 мкм.*

Традиционный спектрограф скользящего падения для мягкого рентгеновского (МР) диапазона ( $\lambda < 300 \text{ Å}$ ) с вогнутой дифракционной решеткой в схеме Роуланда не фокусирует пучок в направлении, перпендикулярном кругу Роуланда. Это, во-первых, снижает освещенность в спектральных линиях и, во-вторых, требует специальных мер для получения пространственного разрешения, что уменьшает информационную ценность спектров неоднородной плазмы. Появление многослойных зеркал (МЗ) нормального падения позволило создавать стигматические спектрографы МР диапазона на качественно новом уровне. Спектрограф с двумя фокусирующими МЗ, имеющими одинаковые

<sup>1</sup>Институт физики микроструктур РАН, Н. Новгород.

периоды, и плоской дифракционной решеткой обладает одновременно (сверх)высоким<sup>2</sup> спектральным разрешением, стигматизмом (пространственным разрешением на уровне десятков микрон) и высокой светосилой в пределах резонансного максимума отражения [1 – 3]. По этой схеме созданы два стигматических прибора на области 131 – 138 Å и 165 – 190 Å, с их помощью с высоким пространственным разрешением зарегистрированы спектры многозарядных ионов в лазерной плазме.

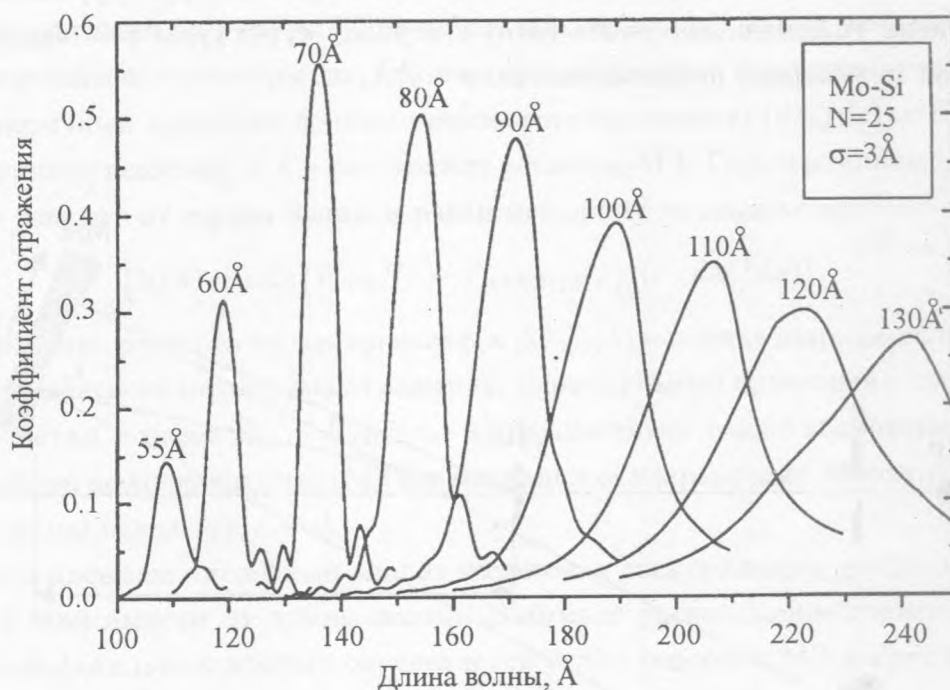


Рис. 1. Расчет спектральной зависимости коэффициента отражения Mo-Si многослойных структур с периодом  $d$ , меняющимся от 55 Å до 130 Å.

Наряду с узкополосными спектрометрами, существует потребность в стигматических приборах обзорного типа, охватывающих диапазон не менее октавы по длинам волн. Одна из возможностей реализации таких схем состоит в использовании асферической оптики скользящего падения в сочетании с дифракционной решеткой, работающей

<sup>2</sup>Мы придерживаемся следующей классификации спектральных приборов по их спектральной разрешающей способности: низкая ( $\mathcal{R} < 50$ ), средняя ( $50 < \mathcal{R} < 500$ ), высокая ( $\mathcal{R} > 500$ ), сверхвысокая ( $\mathcal{R} > 5000$ ).

на пропускание [4, 5]. В данной работе предложен другой тип обзорного спектрографа, в котором используется фокусирующее МЗ с периодом многослойной структуры, изменяющимся по апертуре в заданных пределах. В этом случае интегрально широкая полоса отражения достигается за счет неоднородности МЗ. В интервале 110 – 300 Å наилучшую возможность для этого дает многослойная структура на основе пары *Mo-Si*. Спектральная зависимость коэффициента отражения *Mo-Si* многослойных структур с различным периодом  $d$ , имеющих  $N = 25$  пар слоев, представлена на рис. 1. Расчеты выполнены по методу рекуррентных соотношений [6] для структур, имеющих отношение периода тяжелого материала (*Mo*) к периоду структуры  $\gamma = d_{Mo}/d = 0,34$  и обладающих межслойной шероховатостью  $\sigma = 3 \text{ \AA}$ .

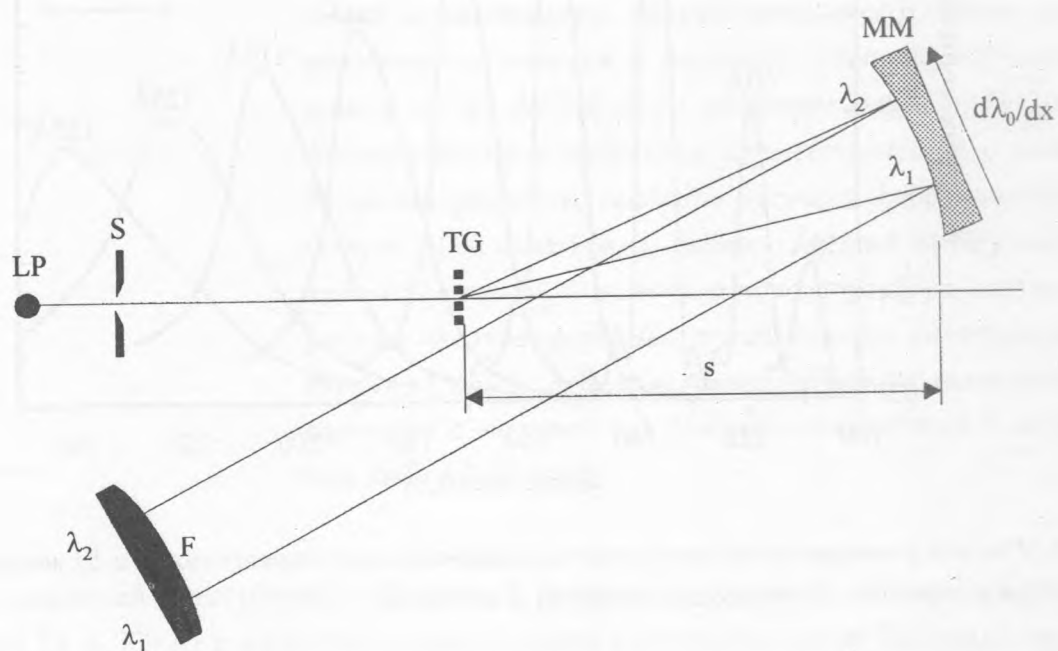


Рис. 2. Схема широкополосного спектрографа высокого разрешения, включающего в себя свободновисящую дифракционную решетку на пропускание TG (5000 линий/мм) и фокусирующее многослойное зеркало MM ( $r = 2000 \text{ мм}$ ,  $D = 100 \text{ мм}$ ) с сильным поперечным градиентом периода многослойной структуры. Лазерная плазма (LP), входная щель (S), кассета с рентгеновской фотопленкой (F).

Схема спектрографа этого типа показана на рис. 2. Рассмотрен случай единичного увеличения, когда расстояние щель–МЗ приблизительно равно радиусу кривизны  $r$

вогнутого МЗ. Расходящийся пучок МР лучей, выходящий из точки входной щели  $S$ , диспергируется дифракционной решеткой *на пропускание* ТГ с вертикально ориентированными линиями. Расходящиеся монохроматические пучки с длинами волн  $\lambda$  падают на различные участки МЗ  $x$ . (На рис. 2 показаны лишь центральные лучи пучков.) Отраженные пучки фокусируются зеркалом на касете  $F$  с пленкой УФ-4, устанавливаемой вдоль спектральной (горизонтальной) фокальной кривой прибора. В каждой точке МЗ местное значение резонансной длины волны  $\lambda_0(x) \approx 2nd(x)$  должно совпадать с длиной волны падающего пучка  $\lambda$  (здесь  $n$  – значение показателя преломления, усредненное по периоду многослойной структуры). При небольших углах дифракции резонансная длина волны многослойной структуры должна изменяться линейно с расстоянием на апертуре, а ее поперечный градиент должен удовлетворять условию  $(d\lambda_0/dx)ps = 1$ , где  $p$  – густота штрихов решетки, а  $s$  – расстояние решетка–МЗ. Горизонтальный приемный угол схемы зависит от длины волны и равен меньшему из двух углов

$$\Omega_h(\lambda) = \min\{W_{TG}/(r - s), \Delta\lambda_{1/2}(\lambda)/(r \cdot d\lambda_0/dx)\},$$

где  $W_{TG}$  – ширина решетки *на пропускание*, а  $\Delta\lambda_{1/2}(\lambda)$  – полная ширина на полувысоте (FWHM) резонансного максимума отражения. Вертикальный приемный угол ограничен высотой решетки и равен  $\Omega_v = H_{TG}/(r - s)$ . Существует также возможность, что он будет ограничен неоднородностью МЗ в вертикальном направлении. Обратная линейная дисперсия схемы равна  $1/p(r - s)$ .

Нами был проведен численный анализ положения спектрального изображения входной щели в зависимости от длины волны. Взаимное расположение горизонтальной и вертикальной фокальных кривых определяется углом поворота МЗ вокруг вертикальной оси. Задавая угол поворота МЗ, можно добиться их совпадения (стигматизма) в любой точке рабочего диапазона длин волн. При этом остаточный астигматизм схемы для других длин волн пропорционален расхождению фокусов. На рис. 3 показано расстояние между горизонтальным и вертикальным фокусами ( $R_v - R_h$ ) в зависимости от длины волны при различной установке МЗ. Например, когда стигматизм достигается при  $\lambda = 124 \text{ \AA}$  (то есть вблизи  $L$ -края поглощения  $Si$  и коротковолновой границы рабочей области), для  $\lambda = 200$  и  $300 \text{ \AA}$  расстояние между фокусами составляет 10 и 24 мм соответственно. Полагая  $s = 1170 \text{ мм}$  и  $\Omega_v = 1,2 \cdot 10^{-2}$  (условия эксперимента) найдем, что высота астигматического размытия спектрального изображения точки входной щели составляет соответственно 120 мкм ( $200 \text{ \AA}$ ) и 280 мкм ( $300 \text{ \AA}$ ). При этом спектральная фокальная кривая хорошо аппроксимируется выпуклой окружностью с радиусом 1,5 м.

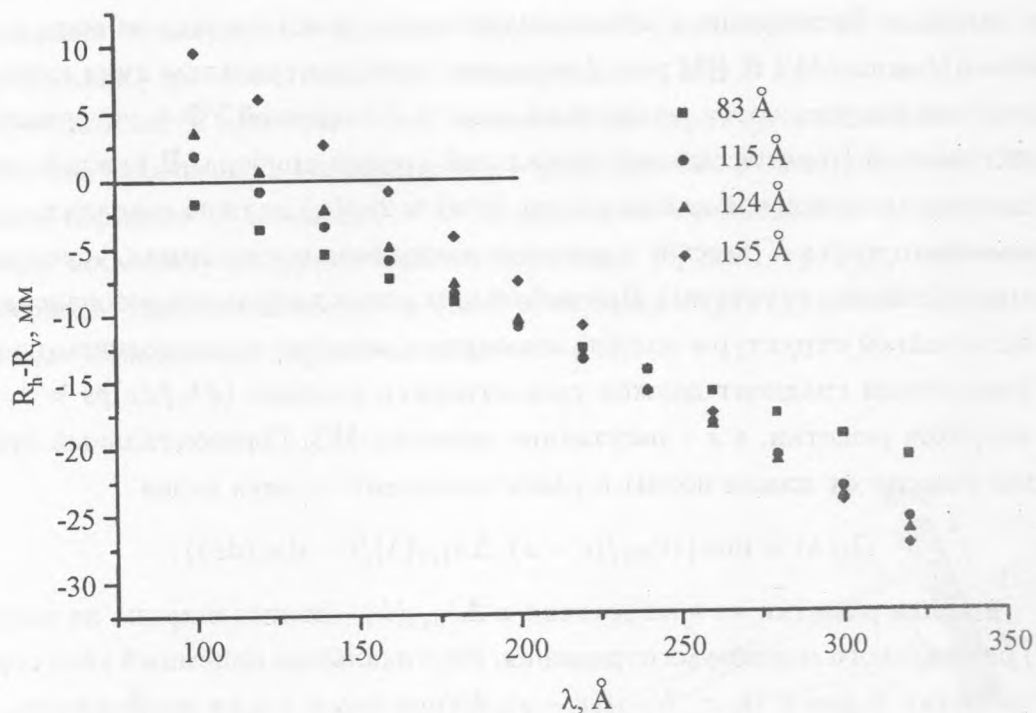


Рис. 3. Расстояние между вертикальным и горизонтальным фокусами ( $R_v - R_h$ ) в зависимости от длины волны при различных установках МЗ. Стигматизм достигается при 83 Å (□), 115 Å (●), 124 Å (Δ), 155 Å (◇).

Нами был реализован спектрограф, работающий по схеме, представленной на рис. 2. Использовалась свободностоящая (лишенная подложки) решетка из золота с плотностью линий  $p = 5000$  линий/мм и апертурой 4,2 мм (ширина)  $\times$  10,1 мм (высота)<sup>3</sup>. Подложки из плавяного кварца ( $r = 2000$  мм,  $D = 100$  мм) для МЗ были отполированы в оптическом цехе ОКБ ФИАН. Неоднородная многослойная структура была нанесена методом магнетронного распыления в Институте физики микроструктур. Параметры изготовленной структуры близки к указанным на рис. 1. Планировалось, что период структуры  $d$  охватит диапазон, по крайней мере, 60 – 160 Å.

Были проведены эксперименты для определения характеристик МЗ, используя схе-

<sup>3</sup>Указанные решетки были изготовлены в МТИ и приобретены у фирмы ХОРТ, Inc., 2426 N.W. 26th Place, Gainesville, FL 32605, USA.

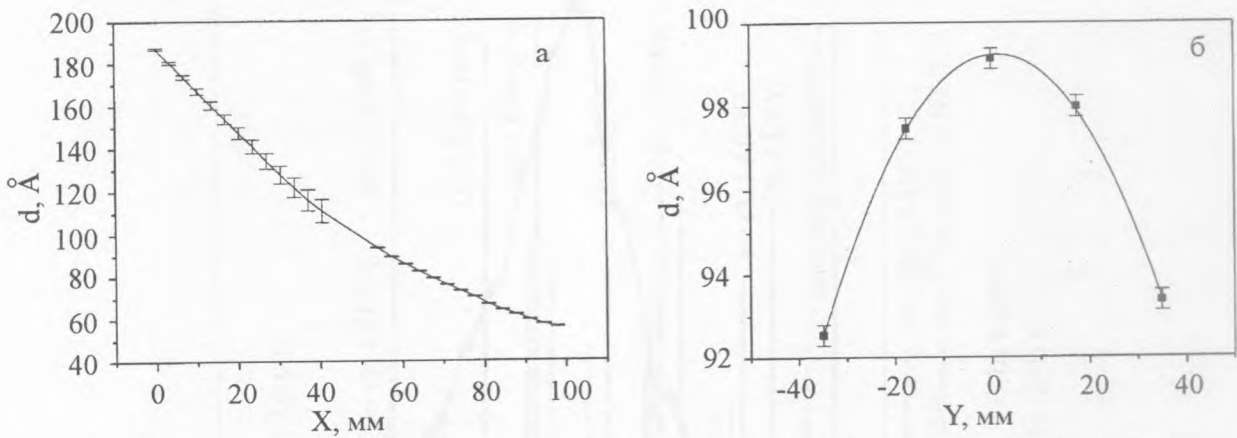


Рис. 4. а) Зависимость периода многослойной структуры  $d$  от координаты на апертуре, измеренная в направлении сильного изменения  $d$  (что соответствует горизонтальному направлению на рис. 2). Данные относятся к полоске шириной 1 мм, проходящей через центр МЗ. б) Зависимость периода структуры  $d$  от координаты, измеренная в перпендикулярном направлении.

му спектрографа с дифракционной решеткой на пропускание и наш широкополосный лазерно-плазменный источник излучения (этот метод подробно описан в работах [1, 2, 7]). На рис. 4а представлена зависимость периода структуры  $d$  от координаты на апертуре МЗ в направлении максимального изменения  $d$  (что соответствует горизонтальному направлению на рис. 2). Данные относятся к полоске на апертуре МЗ шириной 1 мм, проходящей через его центр. Измерения позволили уточнить два важных параметра, необходимых при реализации схемы рис. 2 – расстояние решетка–МЗ и смещение центра МЗ от оси входного пучка. На рис. 4б представлена зависимость периода структуры  $d$  от координаты на апертуре МЗ, измеренная в перпендикулярном направлении. Поскольку минимальная ширина резонанса в области 110 – 300 Å составляет около 4 Å, из рис. 4б следует, что  $\Omega_v$  был практически ограничен высотой дифракционной решетки, а не неоднородностью МЗ в вертикальном направлении.

В схеме рис. 2 был получен квазинепрерывный спектр вольфрамовой мишени и линейчатые спектры мишеней из  $CF_4$  и  $C$ , возбуждаемые лазерными импульсами с энергией 0,1 Дж, длительностью 5 нс и длиной волны 0,54 мкм. Расстояние между дифракционной решеткой и МЗ составляло 1170 мм, что соответствует измеренному градиенту резонансной длины волны  $d\lambda_0/dx \approx 1,7 \text{ \AA}/\text{мм}$ , относящемуся к коротковолновой половине апертуры МЗ. Обратная линейная дисперсия спектрографа составляла 2,3

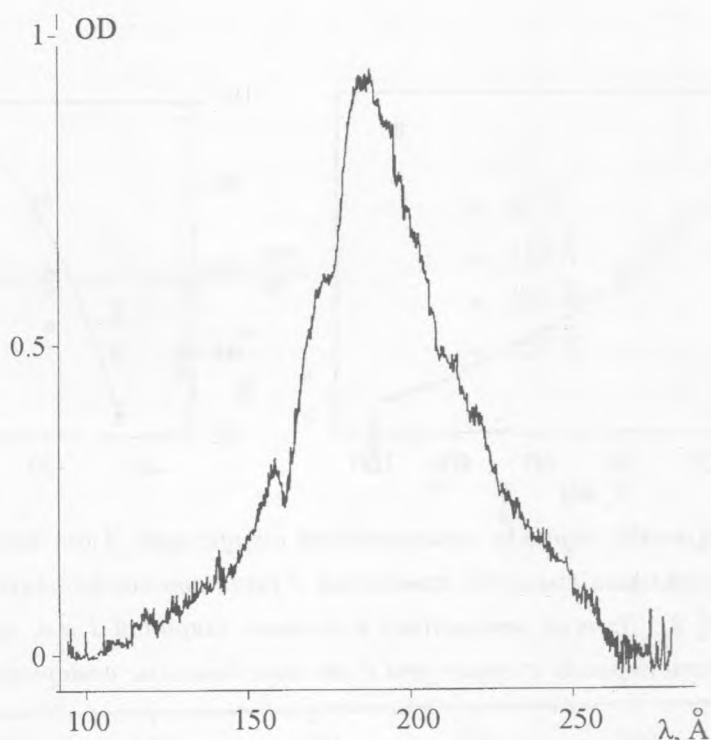


Рис. 5. Микроденситограмма спектра вольфрамовой мишени, зарегистрированного с помощью новой схемы.  $OD$  – оптическая плотность.

$\text{Å}/\text{мм}$ . На рис. 5 представлен квазинепрерывный спектр вольфрама. Из спектрограммы видно, что рабочая область исследуемой схемы охватывает диапазон длин волн от 110 до 250  $\text{Å}$ . Более того, спектр в диапазоне  $\lambda > 110 \text{ Å}$  близок по форме к спектру  $W$ , зарегистрированному в спектрально-неселективной схеме "тороидальное зеркало скользящего падения + дифракционная решетка на пропускание" [5]. Это означает, что пропускание (эффективность) новой схемы ведет себя плавно и сравнительно мало меняется над коротковолновой границей рабочей области.

На рис. 6 показана микроденситограмма спектра, полученного при облучении мишени из  $CF_4$ . Указаны длины волн и кратности ионов наиболее характерных спектральных линий. Самая коротковолновая линия (112,9  $\text{Å}$ ) обусловлена переходом в ионе  $F VII$ . К сожалению, спектр  $CF_4$  также не содержит сильных линий испускания выше 220  $\text{Å}$  [5]. Спектр на рис. 6 был зарегистрирован при ширине входной щели 90  $\text{мм}$ , что соответствует спектральному разрешению 0,2  $\text{Å}$ .

Вопрос о теоретической разрешающей способности новой схемы тесно связан с во-

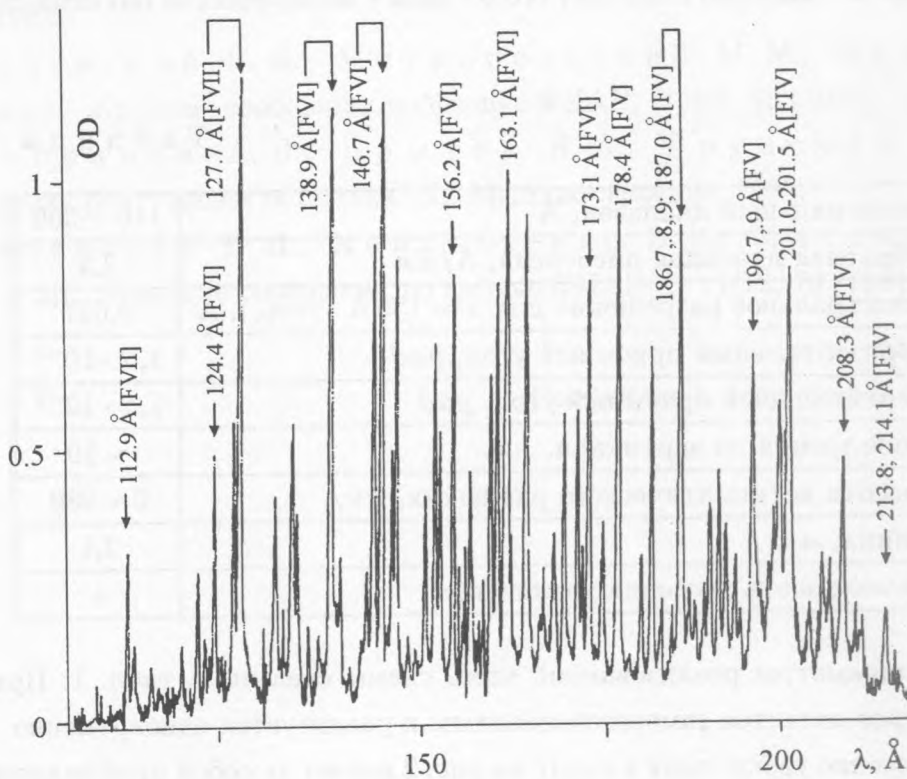


Рис. 6. Микроденситограмма линейчатого спектра тефлоновой мишени с указанием некоторых линий. Наиболее коротковолновая линия в спектре (112,9 Å, F VII) имеет меньшую длину волны, нежели L-край поглощения Si.

просом о горизонтальном приемном угле и требует специального рассмотрения. Местное значение  $\Delta\lambda_{1/2}(\lambda)$  при  $\lambda_0 \approx 135 \text{ \AA}$  равно  $4 \text{ \AA}$ , так что МР лучи с длиной волны  $135 \text{ \AA}$  отражаются от участка апертуры, имеющего форму вертикальной полоски шириной  $\Delta\lambda_{1/2}/(d\lambda_0/dx) \approx 2,5 \text{ мм}$ . Соответствующая ширина участка дифракционной решетки составляет около  $1 \text{ мм}$ , а теоретическая разрешающая способность на  $\lambda_0 \approx 135 \text{ \AA}$  равна  $\mathcal{R} \sim 5000$ . С увеличением длины волны  $\mathcal{R}$  возрастает, так как растет  $\Delta\lambda_{1/2}$ . Разумеется, эти заключения относительно  $\mathcal{R}$  справедливы для идеально однородной дифракционной решетки. Вблизи длинноволновой границы рабочей области  $\Omega_h$  и  $\mathcal{R}$  ограничены шириной дифракционной решетки и составляют соответственно  $\sim 5 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$  и  $\sim 20000$ . Практическая разрешающая способность будет ограничена механической стабильностью схемы, пространственным разрешением детектора излучения и, возможно, нерегулярностью свободновисящей периодической структуры, образующей дифракционную



решетку на пропускание. Прибор обладает большим полем зрения, определяемым апертурой решетки, что выгодно отличает его от схем с асферической оптикой скользящего падения [4, 5].

Т а б л и ц а 1

Спектральный диапазон, $\text{\AA}$	110 – 300
Обратная линейная дисперсия, $\text{\AA}/\text{мм}$	2,3
Спектральное разрешение для $\lambda = 135 \text{\AA}$ (теор.), $\text{\AA}$	0,027
Горизонтальный приемный угол, $\text{рад}$	$1,2 \cdot 10^{-3}$
Вертикальный приемный угол, $\text{рад}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$
Поле зрения по вертикали, $\text{мм}$	$\sim 10$
Высота астигматического размытия, $\text{мм}$	0 – 280
Длина, $\text{м}$	2,1
Возможность внесения увеличения	+

Основные параметры реализованной здесь схемы сведены в табл. 1. Приведенный набор параметров является самосогласованным и реализуется одновременно, с той оговоркой, что внесение увеличения в схему на рис. 2 влечет за собой приближение входной щели к решетке, удаление фокуса и изменение приемных углов.

Авторы признательны М. Шаттенбургу из Центра космических исследований МТИ за содействие. Мы благодарим Н. В. Уварову (А/О НИИХИМФОТОПРОЕКТ) за предоставление рентгеновской фотопленки.

Работа выполнена при поддержке МНТЦ (проект N 021-95) и РФФИ (проект N 97-02-16337).

## Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] R a g o z i n E. N., K o l a c h e v s k y N. N., M i t r o p o l s k y M. M. et al. Phys. Scripta, **47**, 495 (1993).
- [2] R a g o z i n E. N., K o l a c h e v s k y N. N., M i t r o p o l s k y M. M. et al. Proc. SPIE, **2520**, 297 (1995).
- [3] Бейгман И. Л., Покровский Ю. Ю., Рагозин Е. Н. ЖЭТФ, **110**, 1783 (1996).

- [4] Seglio N. M., Nawryluk A. M. and Price R. H. Appl. Opt., **21**, 3953 (1982).
- [5] Колачевский Н. Н., Митропольский М. М., Польгуль С. П. и др. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 3-4, 58 (1996).
- [6] Виноградов А. В., Брытов И. А., Грудский А. Я. и др. Зеркальная рентгеновская оптика. Л., Машиностроение, 1989.
- [7] Колачевский Н. Н., Кондратенко В. В., Митропольский М. М. и др. Краткие сообщения по физике ФИАН, N 11-12, 70 (1994).

Поступила в редакцию 8 января 1998 г.