

07; 12

© 1990 г.

## МНОГОСЛОЙНЫЕ ЗЕРКАЛА НОРМАЛЬНОГО ПАДЕНИЯ ДЛЯ ЭКСТРЕМАЛЬНОГО УЛЬТРАФИОЛЕТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. А. Васильев, С. В. Гапонов, С. А. Гусев, В. В. Дубров,  
И. Г. Забродин, А. И. Кузьмичев, Б. М. Лускин,  
Н. Н. Салашенко, В. А. Слемзин, И. И. Собельман, А. П. Шевелько

Методом электронно-лучевого напыления изготовлены многослойные плоские и сферические зеркала на диапазон длин волн 125—450 Å с пиковыми коэффициентами отражения ~20 %. Экспериментально показано, что они могут быть использованы для получения изображения с разрешением ~1 мкм. Показана возможность формирования с помощью сферических многослойных зеркал интенсивного направленного излучения, источником которого служит лазерная плазма. Экспериментально получена в плоскости изображения лазерного факела интенсивность излучения  $10^7$  Вт/см<sup>2</sup> в области  $\lambda=182$  Å.

### Введение

Работы по использованию синхротронного излучения, созданию коротковолновых лазеров и астрономических телескопов нормального падения стимулировали изготовление изображающей оптики нормального падения и поляризационных элементов на основе многослойных покрытий в диапазоне длин волн  $\lambda=100$ —600 Å. Наиболее интересные результаты по изготовлению многослойных элементов силовой оптики — зеркал-резонаторов коротковолновых лазеров и дисперсионных элементов для синхротронного излучения в диапазоне длин волн 110—200 Å получены в работах [1-3]. Методом магнетронного распыления были изготовлены многослойные зеркала на основе пары материалов Mo—Si. Измерения с помощью синхротронного излучения [1] и излучения лазерной плазмы [2] показали практически одинаковые пиковые коэффициенты отражения зеркал:  $R \approx 50$  % на длине волны  $\lambda=150$  Å. На основе таких зеркал был изготовлен двухзеркальный монохроматор на область  $\lambda=110$ —200 Å [3].

Многослойные изображающие и поляризационные элементы для телескопов нормального падения изготавливались методами электронно-лучевого напыления [4-7] и магнетронного распыления [8, 9] на основе пар материалов Ir—Si, Pt—Si, Hf—Si, Nb—Al. В диапазоне  $\lambda=250$ —600 Å полученные многослойные структуры имели коэффициенты отражения  $R \approx 10$ —17 %, в области  $\lambda=175$  Å коэффициенты отражения достигали 35 %.

Здесь были перечислены, по-видимому, практически все применяемые на сегодня материалы для многослойной оптики в диапазоне длин волн 125—600 Å. Однако отсутствие полных данных по оптическим постоянным в этом диапазоне не позволяет утверждать, что эти пары материалов оптимальны.

По сравнению с более коротковолновым диапазоном  $\lambda=10$ —100 Å изготовление многослойных зеркал в рассматриваемом диапазоне несколько упрощается. Это связано с тем, что увеличивается период многослойной структуры ( $d \approx 65$ —200 Å) и соответственно меньше сказывается влияние межплоскостных шероховатостей и флуктуаций толщины слоев [10], а количество периодов, до-

статочное для эффективного отражения излучения, относительно невелико  $N_{эфф} \sim 10-40$ ).

При создании изображающей оптики необходимо учитывать, что от характеристик межплоскостных шероховатостей (дисперсии высот  $\sigma^2$ , радиуса корреляции  $l$ , степени корреляции шероховатостей на различных границах слоев) зависят параметры зеркальной и диффузно-рассеянной компонент отраженного от многослойной структуры излучения [10]. По влиянию диффузного рассеяния на качество изображения можно выделить два предельных случая: рассеяние на статистически независимых шероховатостях границ раздела слоев (некоррелированная структура) и на повторяющихся шероховатостях (коррелированная структура). При рассеянии излучения на некоррелированных межплоскостных шероховатостях диффузно-рассеянное излучение равномерно распределено по углу, причем интегральная интенсивность излучения в этом случае меньше, чем от коррелированной структуры с такими же шероховатостями. Наибольшее влияние на качество изображения оказывает рассеяние на крупномасштабных коррелированных межплоскостных шероховатостях, пространственный масштаб  $l$  которых удовлетворяет условию  $(2\pi l/\lambda)^2 \gg N_{эфф}$  [10]. В этом случае излучение, диффузно рассеянное многослойной структурой, как и зеркальная компонента, складывается когерентно, его интенсивность пропорциональна  $N_{эфф}$ , а индикатриса рассеяния в направлении зеркального отражения имеет ширину  $\lambda/l$ . Поэтому рассеяние на коррелированных крупномасштабных шероховатостях может приводить к худшему пространственному разрешению, чем дает то же зеркало в более длинноволновом диапазоне (например, в оптическом).

В приближении повторяющихся шероховатостей на границах слоев и нормального закона их распределения для ультрамягкой рентгеновской области спектра коэффициент отражения зеркальной компоненты можно записать в виде  $R=R_0 \exp(-4\pi^2 \sigma^2/d^2)$  [5], где  $R_0$  — коэффициент отражения от многослойного зеркала с идеально гладкими слоями,  $\sigma^2$  — дисперсия шероховатостей,  $d$  — период многослойной структуры. Уменьшение коэффициента отражения  $R$  с ростом шероховатостей обусловлено в основном диффузным рассеянием излучения. Допуская уменьшение коэффициента отражения зеркальной компоненты на 10 %, получим требование на величину межплоскостных шероховатостей  $\sigma \leq \lambda/40$ , что в области длин волн  $\lambda \approx 100-300$  Å составляет единицы ангстрем.

В настоящей работе приведены результаты исследований характеристик плоских и сферических многослойных зеркал для диапазона длин волн 125—450 Å, описаны эксперименты по фокусировке рентгеновского излучения и получению изображения с помощью сферических зеркал. Основные эксперименты проводились с зеркалами на основе Mo—Si. Многослойные структуры наносились методом электронно-лучевого испарения в вакуумной камере с предельным вакуумом  $\sim 10^{-9}$  Тор. Контроль толщин слоев и управление процессом напыления осуществлялись автоматически с помощью кварцевого измерителя толщины и квадрупольного масс-спектрометра. Большое внимание уделялось уменьшению межплоскостных шероховатостей многослойной структуры, связанных с технологией нанесения, и шероховатостей поверхностей подложек для зеркал.

### Определение характеристик шероховатостей поверхностей подложек

Для изучения шероховатостей плоских и сферических подложек применялся метод реконструкции рельефа поверхности с помощью платино-углеродных реплик [11, 12]. Кроме того, при изучении поверхностей плоских подложек размеры неровностей определяли по угловой зависимости коэффициента зеркального отражения и по индикатрисе рассеяния рентгеновского излучения.

Реплики наносились импульсным лазерным напылением. Это позволило уменьшить размер зерна в пленке оттягивающего металла до долей нанометра и тем самым улучшить разрешающую способность метода. Для получения ко-

личественной информации о шероховатостях использовались методики реконструкции рельефа поверхности из электронно-микроскопического изображения реплики и статистической обработки реконструированного рельефа с применением стандартных способов обработки частотных сигналов [13]. Съем информации осуществлялся непосредственно в электронном микроскопе строчным считыванием изображения реплики с помощью отверстия диаметром 20–50 мкм, расположенного перед детектором электронов.

При реконструкции по реплике профиля исходной поверхности, задаваемой функцией  $z=f_0(x, y)$  (рис. 1), исходили из предположений, что при напылении реплики рост пленки в каждой точке происходит вдоль нормали к поверхности в этой точке и можно пренебречь диффузией адсорбированных атомов по поверхности. Второе предположение — следствие высоких мгновенных скоростей осаждения пленок при лазерном напылении ( $v_k \sim 10^4-10^5$  нм/с). Тогда уравнение для роста аморфной поверхности реплики  $f(x, y)$  имеет вид

$$\cos \alpha \frac{df}{dt} = a^3 j_0 \cos \beta, \quad (1)$$

где  $a$  — размер атома,  $\alpha$  — угол между локальной нормалью к поверхности  $\bar{n}_0$  и осью  $z$ ,  $\beta$  — угол между локальной нормалью и вектором потока отменяющих атомов  $j_0$ .

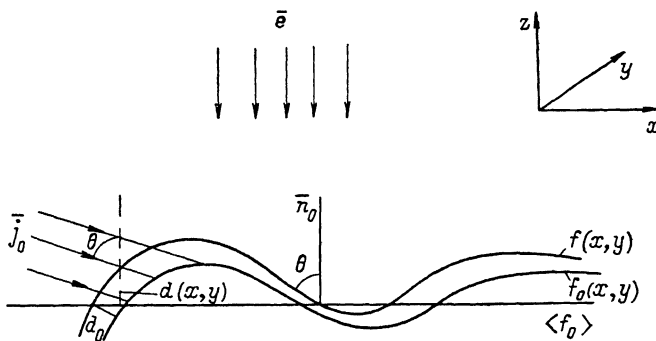


Рис. 1. Схема роста пленки реплики.

$j_0$  — направление потока отменяющих атомов,  $l$  — направление потока электронов,  $d_0$  — толщина пленки.

Решение уравнения (1) в приближении пологих шероховатостей можно записать в виде

$$f(x, y) = a^3 j_0 t \cos \theta + f_0(x + a^3 j_0 t \sin \theta; y), \quad (2)$$

где  $\theta$  — угол между направлением потока отменяющих атомов и нормалью к базовой плоскости поверхности  $f_0(x, y)$ ;  $t$  — время напыления реплики.

В выражении (2) произведение  $a^3 j_0 t$  есть толщина пленки  $d_0$ , образовавшейся на участках поверхности, перпендикулярных потоку  $j_0$ . Контраст изображения реплики в электронном микроскопе определяется функцией толщин пленки  $d(x, y)$ . Для не очень толстых пленок количество электронов, прошедших через реплику в точке с координатами  $(x, y)$ , равно  $N(x, y) = N_0 \exp(-\mu d(x, y))$  [14], где  $N_0$  — количество падающих электронов,  $\mu$  — коэффициент линейного поглощения электронов в материале реплики. Тогда

$$d(x, y) = \frac{1}{\mu} (\ln N_0 - \ln N(x, y)). \quad (3)$$

Но из геометрии реплики (рис. 1) можно записать

$$d(x, y) = f(x, y) - f_0(x, y) \quad (4)$$

и, подставив (2) в (4), получим

$$d(x, y) - d_0 \cos \theta = f_0(x + d_0 \sin \theta; y) - f_0(x, y). \quad (5)$$

Уравнения (3) и (5) являются исходными для реконструкции рельефа поверхности из реплики. Значения  $\rho$  и  $d_0$  определяются путем пробного напыления реплики при  $\theta=0$ . Тогда, проводя Фурье-обработку сканограммы реплики при помощи уравнения (5), можно получить функцию исходного рельефа поверхности  $f_0(x)$ . А вычисляя обратное Фурье-преобразование спектра мощности рельефа, полученного из экспериментально определенного спектра мощности реплики, можно определить основные статистические характеристики шероховатостей — корреляционную функцию, среднеквадратичную высоту неровностей, функцию распределения высот неровностей.

Эксперименты по исследованию поверхностей свежих сколов солей и теоретические оценки разрешающей способности лазерных реплик показывают, что

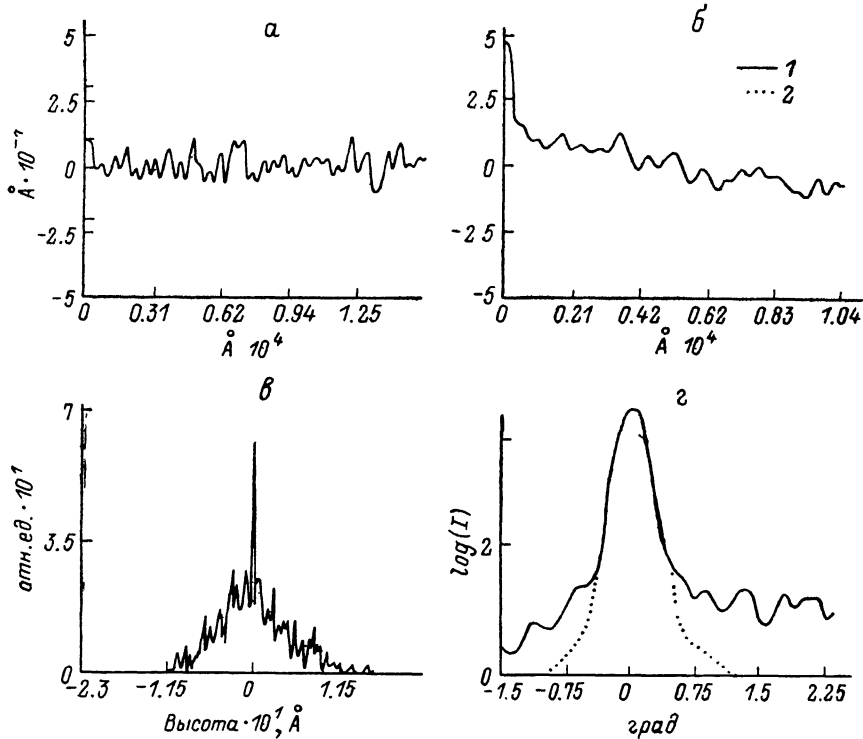


Рис. 2. Характеристики поверхности сферической подложки.

*a* — рельеф поверхности, реконструированной из реплики при увеличении электронного микроскопа X8000; *b* — корреляционная функция шероховатостей; *c* — распределение высот неровностей; *d* — угловая зависимость полного рассеяния рентгеновского излучения  $\lambda$  (CuL) — 13,3 Å (1) и профиль падающего пучка (2); углы рассеяния отсчитываются от угла зеркального отражения  $\theta_s=2.85^\circ$ .

эта методика позволяет измерять параметры поверхностей с минимальной среднеквадратичной высотой шероховатостей 2—3 Å при радиусах корреляции  $\geq 10$  Å.

Величина среднеквадратичной высоты шероховатостей плоских подложек определялась также по угловой зависимости коэффициента отражения в зеркальном направлении жесткого ( $\lambda(\text{Cu}R_s)=1.54$  Å) рентгеновского излучения. Эта зависимость для слабшероховатых поверхностей ( $\sigma \leq 10$  Å) и углов скольжения  $\varphi \gg \varphi_c$ , где  $\varphi_c$  — критический угол полного внешнего отражения, имеет вид

$$R(\varphi) = R_0 \exp\left(-\left(\frac{4\pi\sigma \sin \varphi}{\lambda}\right)^2\right), \quad (6)$$

где  $R_0$  — коэффициент отражения от идеально гладкой поверхности.

Измерение  $R(\varphi)$  проводилось на рентгеновском дифрактометре вблизи углов полного внешнего отражения ( $\varphi \approx 0.2-2^\circ$ ). Значение  $R_0(\varphi)$  рассчитывалось по френелевским формулам, при этом величина диэлектрической проницаемости

для материала подложки вычислялась исходя из табличных значений атомных факторов рассеяния и плотности материала, которая определялась по критическому углу полного внешнего отражения. При нахождении величины  $\sigma$  был использован метод оптимизации [15], с помощью которого минимизировалось среднеквадратичное отклонение коэффициента отражения, вычисленного по (6) от экспериментально измеренной угловой зависимости  $R(\varphi)$ . Точность определения среднеквадратичной высоты шероховатостей таким способом составляет  $\sim 0.5 \text{ \AA}$ .

Размеры шероховатостей подложек оценивались и по индикатрисе рассеяния мягкого рентгеновского излучения с длиной волны  $\lambda(\text{Cu}L_\alpha)=13.3 \text{ \AA}$  при скользящем падении на подложку [16]. Индикатриса рассеяния измерялась при углах скольжения  $\varphi \sim 1.5-3^\circ$  с шагом  $0.15^\circ$  в обе стороны от зеркального направления. Диапазон измеряемых корреляционных длин шероховатостей ограничивался исходной расходимостью падающего излучения и уровнем фона в измерительной камере и составлял  $0.2-10 \text{ мкм}$ .

На рис. 2 приведены реконструированный по лазерной реплике рельеф поверхности подложки, распределение высот и корреляционная функция шероховатостей, а также индикатриса рассеяния излучения с  $\lambda=13.3 \text{ \AA}$  от поверхности подложки. Среднеквадратичная высота шероховатостей сферических подложек составляла  $6-8 \text{ \AA}$ , пространственные размеры шероховатостей лежат в диапазоне  $l \sim 0.03-3.5 \text{ мкм}$ .

### Рентгенооптические исследования характеристик многослойных зеркал

Структурные характеристики зеркал, такие как соотношение толщин слоев в периоде многослойной структуры, размытие границ слоев, обусловленное или межплоскостными шероховатостями, или взаимной диффузией материалов слоев, реальные плотности материалов слоев, а также характеристики отдельных пленок, определялись из анализа угловых зависимостей коэффициентов отражения в области «жесткого» рентгеновского излучения ( $\lambda(\text{Cu}R_\alpha)=1.54 \text{ \AA}$ ) по методике, приведенной в работе [17]. В частности, для пары материалов

Таблица 1  
 Параметры плоских и сферических зеркал на основе Mo—Si  
 в диапазоне длин волн  $\lambda = 120-180 \text{ \AA}$

Номер образца	$N$	$d, \text{ \AA}$	$\frac{d_{\text{Mo}}}{d}$	Радиус кривизны подложки, см	$\lambda_m, \text{ \AA}$	$\theta_m, \text{ град}$	$R_m, \%$	$\lambda/\Delta\lambda$
301	20	100	0.3	15	182	6	20	14
2—67	20	97	0.34		175	14	20	18
					165	24	21	20
				171	6	23.6	21	
268	20	96	0.35	160	171	6	21	20
281	20	96	0.35		32	175	6	22
273	20	97	0.35	164		14	26	20
2—66	20	92.4	0.36	153		24	30	19
				160		14	16	40
3—76	35	87	0.36	160	153	24	16	46
					175	45	14	6
					140	14	33	19
3—72	36	72.5	0.38		131	24	27	19
					140	14	18	35
					134	22	14	37
4—5	16	69	0.38	160	133	12	15	19
4—115	16	69	0.35		133	12	36	19
4—118	16	67	0.36		126	12	32	16
4—131	16	68	0.35	160	129	12	16	14
127	16	63	0.35		122	12	15	16

Mo—Si плотности отдельных пленок практически совпали с табличными для массивных материалов  $\rho_{\text{Si}}=2.3 \text{ г/см}^3$  и  $\rho_{\text{Mo}} \sim 9.8-10 \text{ г/см}^3$ . В многослойных структурах с периодом  $d \approx 70-100 \text{ \AA}$  и отношением толщин слоев  $d_{\text{Mo}}/d \approx 0.3-0.4$  плотности материалов отличались от плотностей отдельных пленок и соответ-

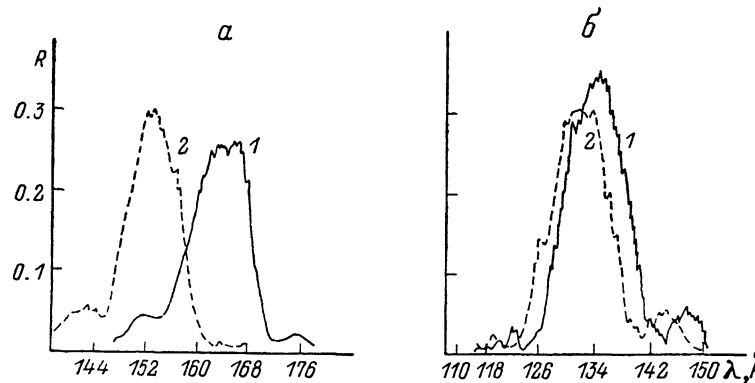
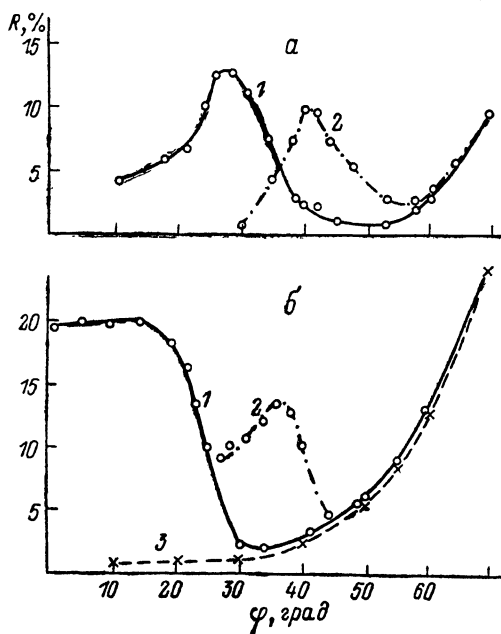


Рис. 3. Спектральные зависимости коэффициента отражения зеркал из  $M_0$ -Si.

$a$  — зеркало 2—69:  $d=90 \text{ \AA}$ ,  $N=20$ ;  $d_{\text{Mo}}/d=0.36$ ;  $\theta$ , град: 1 — 14, 2 — 24;  $b$  — зеркало 4—102:  $d=70 \text{ \AA}$ ,  $N=16$ ,  $d_{\text{Mo}}/d=0.38$ ;  $\theta$ , град: 1 — 14, 2 — 18.

ственно равнялись  $\rho_{\text{Si}}=3-3.2 \text{ г/см}^3$ ,  $\rho_{\text{Mo}}=8.8-9 \text{ г/см}^3$ . При увеличении периода плотности материалов слоев приближались к табличным. Среднеквадратичные высоты межплоскостных шероховатостей, определенные из угловых зависимостей коэффициентов отражения, и шероховатостей поверхностей зеркал, определенные методом лазерных реплик, при общей толщине многослойных зеркал  $d_2=Nd \leq 2000 \text{ \AA}$ , как правило, совпадали с исходными шероховатостями подложек. Дальнейшее увеличение толщин зеркал приводило к росту межплоскостных шероховатостей.



При увеличении периода плотности материалов слоев приближались к табличным. Среднеквадратичные высоты межплоскостных шероховатостей, определенные из угловых зависимостей коэффициентов отражения, и шероховатостей поверхностей зеркал, определенные методом лазерных реплик, при общей толщине многослойных зеркал  $d_2=Nd \leq 2000 \text{ \AA}$ , как правило, совпадали с исходными шероховатостями подложек. Дальнейшее увеличение толщин зеркал приводило к росту межплоскостных шероховатостей.

Параметры многослойных зеркал в области ультрамягкого рентгеновского и крайнего ультрафиолетового излучений измерялись с помощью спектрометра

Рис. 4. Угловые зависимости коэффициента отражения  $R(\theta)$ .

Длина волны излучения  $\lambda=304 \text{ \AA}$  (1) и  $256 \text{ \AA}$  (2);  $a$  — для зеркала из Re-Si,  $d=172.6 \text{ \AA}$ ,  $d_{\text{Re}}/d=0.24$ ;  $b$  — для зеркала Mo-Si,  $d=176.6 \text{ \AA}$ ,  $d_{\text{Mo}}/d=0.28$ , 3 — для пленки Mo толщиной  $1000 \text{ \AA}$  при  $\lambda=304 \text{ \AA}$ .

монохроматора РСМ-500 в диапазоне длин волн  $120-200 \text{ \AA}$  и монохроматора ЛНТ-30 в диапазоне  $150-600 \text{ \AA}$ . Источником излучения в приборе РСМ-500 служила рентгеновская трубка или с тормозным излучением вольфрамовой мишени, или характеристическим  $L_{2,3}$  излучением алюминиевой мишени. В монохроматоре ЛНТ-30 был применен газоразрядный источник с интенсивным линейчатым спектром излучения ионов в диапазоне длин волн  $\lambda=150-600 \text{ \AA}$ . Конструкция источника излучения подобна описанной в работе [18]. В обоих приборах излучение практически не поляризовано.

## Параметры многослойных зеркал в области крайнего ВУФ излучения

Номер образ-ца	Пара мате-риалов	$N$	$d, \text{Å}$	$\frac{d_{\text{Mo}}}{d}$	Радиус кривизны подложки, см	$\lambda_m, \text{Å}$	$\theta_m, \text{град}$	$R_m, \%$	$\lambda/\Delta\lambda$
173	Mo—Si	10	176.6	0.28		304	16	20	11
						256	36	13.5	6
169	Mo—Si	10	170	0.26		304	4	20	12
						256	30	9.5	5
182	Mo—Si	10	176	0.25	32	304	6	21	16
204	Mo—Si	10	174	0.25	160	304	4	20	12
238	Mo—Si	7	265	0.26		304	45	12	3
374	Mo—Si	6				460	12	20	7
164	Hf—Si	14	176.6	0.3		304	26	8.6	7
						256	42	7.6	3
166	Hf—Si	14	194	0.3		304	32	12	7
						256	44	9	4
153	Re—Si	10	170	0.29		304	24	7	10
						256	35	5	8
155	Re—Si	10	172.6	0.24		304	26	12.5	10
						256	40	10	6

Результаты исследований параметров многослойных зеркал на основе Mo—Si в диапазоне длин волн 120—180 Å приведены в табл. 1 и на рис. 3. В диапазоне  $\lambda=170\text{—}180 \text{ Å}$  пиковый коэффициент отражения  $R_m \approx 20 \%$  при спектральной разрешающей способности  $\lambda_m/\Delta\lambda \approx 20$ . В более коротковолновом диапазоне уменьшается поглощение молибдена и кремния [19] и соответственно увеличиваются коэффициенты отражения. В диапазоне  $\lambda=125\text{—}160 \text{ Å}$  коэффициенты отражения зеркал с  $N=15\text{—}20$  достигали  $R_m=30\text{—}35 \%$  при  $\lambda/\Delta\lambda \approx 20$ . Дальнейшее увеличение числа периодов приводит к росту разрешающей способности ( $\lambda/\Delta\lambda=40\text{—}45$ ) и уменьшению коэффициента отражения, что объясняется растушими межплоскостными шероховатостями [10].

Многослойные зеркала для крайнего ВУФ диапазона изготавливались на основе пар материалов Mo—Si, Re—Si, Hf—Si, Ho—Si. Результаты измерений характеристик зеркал приведены в табл. 2 и на рис. 4. Максимальные коэффициенты отражения были получены для зеркал на основе Mo—Si. На длине волны  $\lambda=304 \text{ Å}$  при углах падения, близких к нормальным ( $\theta=2\text{—}10^\circ$ ), и  $d_{\text{Mo}}/d \approx 0.25\text{—}0.3$  коэффициенты отражения достигают  $R_m \approx 20 \%$  при  $\lambda/\Delta\lambda \approx 10\text{—}13$ . Селективность зеркала можно изменять, варьируя толщину слоев молибдена в периоде. Так, при  $d_{\text{Mo}}/d=0.14$  получили  $\lambda/\Delta\lambda=20$  при  $R_m=17 \%$ .

При углах падения вблизи угла Брюстера ( $\theta \approx 45^\circ$ ) отражается преимущественно излучение только с  $s$ -поляризацией и пиковые коэффициенты отражения для неполяризованного излучения в диапазоне  $\lambda=170\text{—}304 \text{ Å}$  составляли  $R_m \approx 10\text{—}14 \%$ . Эти зеркала использовались для построения поляриметров.

### Получение изображения с помощью многослойных рентгеновских зеркал

С помощью многослойных сферических зеркал были проведены эксперименты по получению изображения тестовых объектов и формированию направленного интенсивного ультрамягкого рентгеновского излучения лазерной плазмой [20, 21].

Схема установки для исследования пространственного разрешения многослойного зеркала приведена на рис. 5. Зеркало было нанесено на сферическую поверхность с радиусом кривизны  $r=160$  см и имело коэффициент отражения  $R=21 \%$  и селективность  $\lambda/\Delta\lambda=20$  на длине волны  $\lambda=171.4 \text{ Å}$ . Тест-объект представлял собой сетку с ячейками  $80 \times 80$  мкм и периодом 160 мкм. Он располагался на двойном фокусном расстоянии от зеркала и освещался излуче-

нием рентгеновской трубки с острым анодом  $\lambda=171.4 \text{ \AA}$ . Угол падения излучения в центре зеркала составлял  $1.7^\circ$ . В плоскости изображения на столике с шаговым перемещением был установлен каналовый умножитель с целевой диафрагмой шириной  $50 \text{ мкм}$ .

На рис. 5 приведена сканограмма изображения сетки. В плоскости изображения ширины максимумов интенсивности на уровне  $0.5$  составляли  $\gamma_{1/2}=90 \text{ мкм}$ . Считая наблюдаемый контур распределения интенсивности гауссовым, а аппаратную функцию целевой (ширина щели  $50 \text{ мкм}$ ), с помощью уравнения свертки получаем для истинного контура изображения стороны ячейки тест-объекта

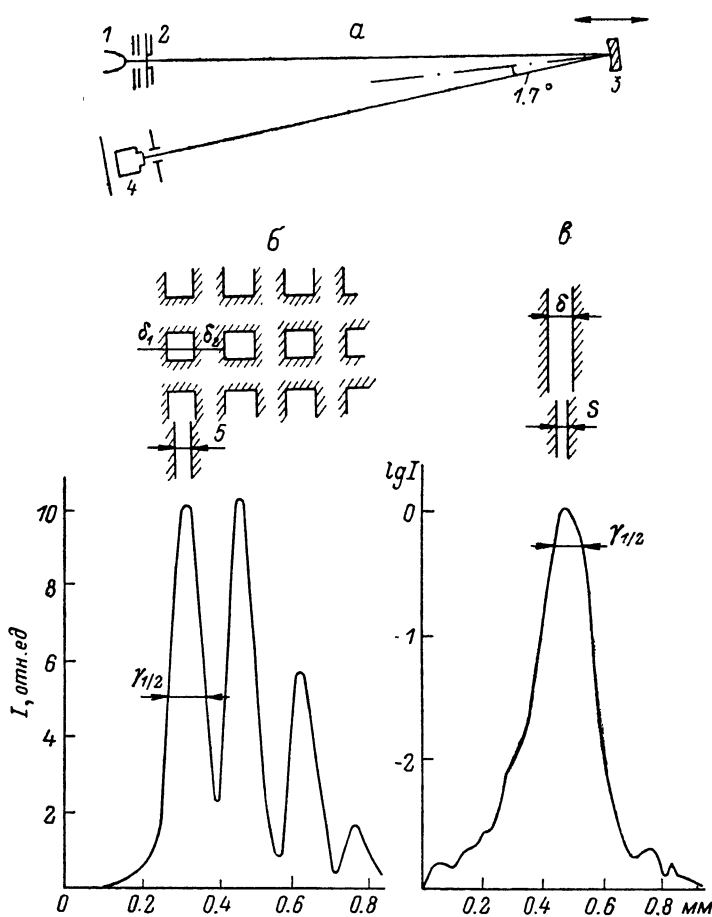


Рис. 5.

$a$  — схема установки для исследования пространственного разрешения многослойного зеркала: 1 — рентгеновская трубка с острым анодом, 2 — тест-объект, 3 — исследуемое зеркало, 4 — детектор;  $b$  — сканограмма изображения сетки с размерами  $\delta_1 = \delta_2 = 80 \text{ мкм}$ , ширина измерительной щели  $S = 50 \text{ мкм}$ ;  $c$  — сканограмма изображения щели шириной  $S = 80 \text{ мкм}$ .

значение  $82 \text{ мкм}$ , что с учетом дифракционного разрешения и aberrаций идеальной сферической поверхности, составляющих  $\approx 1 \text{ мкм}$  (в угловой мере  $\sim 0.15''$ ), практически совпадает с размерами элемента изображаемого тест-объекта.

Исследование изображения тест-объекта в виде отдельной щели шириной  $80 \text{ мкм}$  (рис. 5) показали, что в плоскости изображения количество рассеянного света за пределами зоны размером  $200 \text{ мкм}$  не превышает  $4 \%$  от всего отраженного излучения. Это хорошо совпадает с оценками для интегральной интенсивности диффузной компоненты рассеяния на межплоскостных шероховатостях в приближении малого рассеяния, когда  $\sigma \ll d$  [10]. Реально величина среднеквадратичной высоты шероховатостей на поверхности зеркала, определенная методом лазерных реплик, составляла  $\sigma \approx 6-8 \text{ \AA}$ .



В работе [21] также исследовалась возможность формирования с помощью многослойных сферических зеркал интенсивного направленного излучения из высокотемпературной лазерной плазмы, получаемой на поверхности твердых массивных мишеней с большим массовым числом  $Z$ . Высокотемпературная лазерная плазма, получаемая на мишенях с большим атомным номером  $Z$ , является интенсивным источником излучения в ультрамягкой рентгеновской области спектра [22–25]. Наличие многослойной изображающей оптики позволяет рассматривать лазерную плазму, обладающую высокой яркостью с малым размером излучающей области, как наиболее эффективный источник для создания высокоэффективных коллимированных пучков рентгеновского излучения. Такие пучки могут в дальнейшем использоваться в качестве источников накачки коротковолновых лазеров, в рентгенолитографии, в ряде приложений атомной физики.

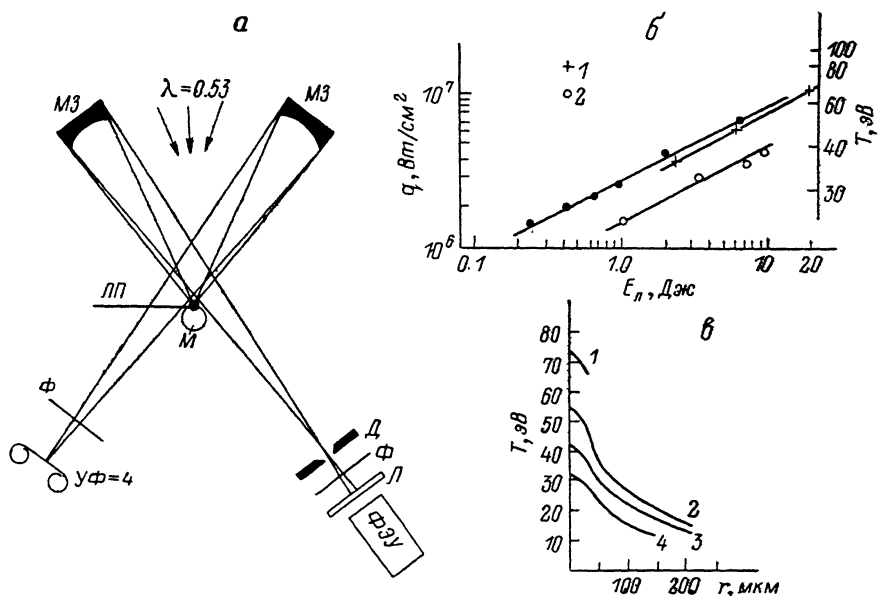


Рис. 6.

$a$  — схема эксперимента по формированию направленного излучения из высокотемпературной лазерной плазмы: ЛП — лазерная плазма, М — мишень, МЗ — многослойные сферические зеркала, Ф — алюминиевые фильтры, Д — диафрагма, Л — слой салицилата натрия на стеклянной пластинке;  $b$  — плотность потока  $q$  энергии ВУФ излучения в плоскости изображения МЗ и соответствующая яркостная температура  $T$  лазерной плазмы в зависимости от энергии лазерного импульса  $E_{\text{л}}$ : сплошные линии — пиковые значения  $q$ , полученное по распределению интенсивности на фотопленке; 1 — среднее значение  $q$ , полученное по измерениям с люминесцентным приемником и диафрагмой диаметром 120 мкм; 2 — то же с диафрагмой 220 мкм; 3 — радиальное распределение яркостной температуры  $T$  на поверхности мишени при различных энергиях лазерного импульса.  $E_{\text{л}}$ , Дж: 1 — 20, 2 — 7.5, 3 — 3.0, 4 — 0.8.

Для создания плазмы использовалось излучение второй гармоники ( $\lambda=0.53$  мкм) лазера на неодимовом стекле со следующими параметрами импульса: энергия до 20 Дж, длительность 3 нс. Излучение фокусировалось линзой с фокусным расстоянием 300 мм в пятно диаметром  $\approx 30$  мкм на поверхность ренневой мишени ( $Z=75$ ), расположенной в вакуумной камере.

В эксперименте использовались два идентичных Mo—Si многослойных зеркала, нанесенных на вогнутую кварцевую подложку с радиусом кривизны 150 мм (диаметр подложки 27 мм). Период многослойной структуры  $nd=91 \text{ \AA}$ , пиковый коэффициент отражения зеркала при нормальном падении 20 %, спектральная разрешающая способность  $\lambda/\Delta\lambda=14$ . Зеркала устанавливались симметрично под углом  $30^\circ$  к оси лазерного пучка и нормали к мишени и отображали лазерную плазму с увеличением  $2\times$  на фотопленку и люминесцентный приемник (рис. 6). Люминесцентный приемник состоял из ФЭУ-51 и стеклянной пластинки с нанесенным на нее слоем салицилата натрия толщиной 3—7 мг/см<sup>2</sup>. Поскольку квантовый выход салицилата натрия в области длин волн 100—3400  $\text{\AA}$

постоянен [20, 27], то абсолютная калибровка квантового выхода приемника проводилась на длине волны  $\lambda = 3080 \text{ \AA}$  (излучение эксимерного ХеСl лазера). С помощью откалиброванного таким способом приемника была осуществлена абсолютная калибровка фотопленки УФ-4 на длине волны  $\lambda = 182 \text{ \AA}$ .

В качестве фильтров для видимого излучения в эксперименте использовались алюминиевые фольги с толщинами 0.6 и 1.2 мкм. Пропускание фильтров на длине волны  $182 \text{ \AA}$  измерялось независимо и составляло 15 и 1.9 % соответственно. Контрольные эксперименты показали, что сигнал от видимого излучения плазмы, проходившего через микроотверстия в фольгах, составлял не более 1 % от сигнала ВУФ излучения. Для оценки вклада длинноволнового излучения, определяющегося полосой пропускания алюминиевого фильтра ( $\lambda = 170\text{--}700 \text{ \AA}$ ) [28, 29] и величиной коэффициента отражения зеркала вне селективной области, многослойное зеркало заменялось на зеркало с вольфрамовым покрытием. Регистрируемый сигнал при этом уменьшался более чем в 5 раз. Таким образом, вклад в сигнал излучения плазмы вне селективной области многослойного зеркала  $\lambda = 182 \text{ \AA}$  составлял не более 20 %.

В эксперименте измерялась плотность потока энергии излучения  $q$  в области  $\lambda = 182 \text{ \AA}$  в плоскости изображения лазерной плазмы. Измерения  $q$  проводились двумя способами: по распределению интенсивности в пятне на фотопленке УФ-4 и из среднего значения интенсивности, определяемой с помощью диафрагм различного диаметра, устанавливаемых непосредственно перед люминесцентным приемником. На рис. 6 приведены результаты измерения плотности порока  $q$  в зависимости от энергии лазерного импульса. Длительность ВУФ излучения при этом принималась равной длительности лазерного импульса

плотность потока энергии излучения  $q$  в области  $\lambda = 182 \text{ \AA}$  в плоскости изображения лазерной плазмы. Измерения  $q$  проводились двумя способами: по распределению интенсивности в пятне на фотопленке УФ-4 и из среднего значения интенсивности, определяемой с помощью диафрагм различного диаметра, устанавливаемых непосредственно перед люминесцентным приемником. На рис. 6 приведены результаты измерения плотности порока  $q$  в зависимости от энергии лазерного импульса. Длительность ВУФ излучения при этом принималась равной длительности лазерного импульса

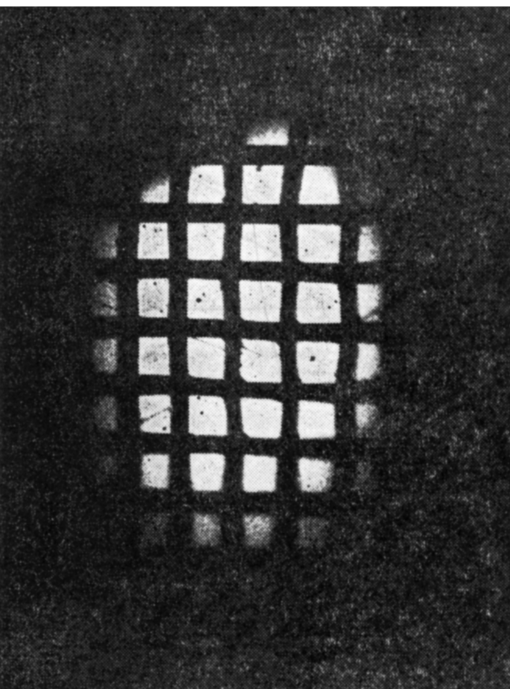


Рис. 7. Изображение сетки с размером ячейки 100 мкм, полученное фотографированием в рентгеновском излучении с  $\lambda = 182 \text{ \AA}$ .

са [24]. Полученные данные позволяют определить распределение яркостной температуры  $T$  в лазерной плазме. Максимальная плотность потока в области  $\lambda = 182 \text{ \AA}$  достигала величины  $q = 1 \cdot 10^7 \text{ Вт/см}^2$ , яркостная температура  $T = 70 \text{ эВ}$ .

Характерный размер излучающей области в плазме  $\sim 100 \text{ мкм}$  (рис. 6, в) позволяет формировать с помощью многослойных сферических зеркал коллимированные пучки рентгеновского излучения с расходямостью не хуже  $10^{-3}$  рад в области длин волн  $60\text{--}600 \text{ \AA}$ , для которой в настоящее время существуют многослойные зеркала нормального падения. Степень монохроматичности излучения в настоящей работе определялась спектральной селективностью зеркала и составляла  $\lambda/\Delta\lambda = 14$ . Возможен такой выбор вещества мишени и режим ее облучения, когда в полосе отражения будет содержаться сильная изолированная линия, что позволит получить степень монохроматичности  $\lambda/\Delta\lambda_{\text{длинн.пер}} \approx 10^3\text{--}10^4$ . Эффективность преобразования энергии лазерного излучения в энергию рентгеновского излучения  $E_p$ , формируемого с помощью многослойного зеркала, в данном эксперименте составляла величину  $\eta = E_p/E_1 \approx 10^{-5}\text{--}10^{-6}$ . Выбор оптимальной геометрии эксперимента, подбор материала мишени для получения максимального выхода излучения в области  $\lambda = 182 \text{ \AA}$ , применение большей апертуры зеркала позволяют увеличить значения  $q$  и  $\eta$

на один-два порядка величины. В хорошо известных работах по наблюдению в лазерной плазме усиления стимулированного излучения на переходах в многозарядных ионах Se (XXV)  $\lambda=209$  и  $209 \text{ \AA}$  [30] и C (VI)  $\lambda=182 \text{ \AA}$  [31, 32] эффективность преобразования составляла величину  $\tau_i=10^{-10}-10^{-5}$ .

По схеме, показанной на рис. 6, но с увеличением  $3.5\times$  в рентгеновском излучении с  $\lambda=182 \text{ \AA}$  фотографировалось изображение сетки с характерным размером ячейки  $100 \text{ мкм}$  и случайными перемычками толщиной  $1-3 \text{ мкм}$ , пересекающими некоторые ячейки (рис. 7). Из фотографии видно, что многослойное сферическое зеркало передает изображение объектов с минимальными размерами  $\sim 1 \text{ мкм}$ .

Таким образом, экспериментально показано, что многослойные зеркала, изготовленные методом электронно-лучевого напыления, могут быть использованы для получения изображения с разрешением  $\simeq 1 \text{ мкм}$  в области ультрамягкого рентгеновского излучения. Показана возможность формирования интенсивного направленного излучения из высокотемпературной плазмы. Получена интенсивность излучения  $10^7 \text{ Вт/см}^2$  в области  $\lambda=182 \text{ \AA}$  в плоскости изображения лазерной плазмы.

### Список литературы

- [1] Barbee T. W., Jr., Mrowska S., Hettrick M. S. // Appl. Opt. 1985. Vol. 24. P. 885-886.
- [2] Barbee T. W., Jr., Pianetta P., Redoelli R. et al. // Appl. Phys. Lett. 1987. Vol. 50. N 2. P. 1841-1843.
- [3] Trail J. A., Byer R. L., Barbee T. W., Jr. // Appl. Phys. Lett. 1988. Vol. 52. N 4. P. 269-271.
- [4] Keski-Kuha R. A. M. // Appl. Opt. 1984. Vol. 23. N 20. P. 3534-3537.
- [5] Keski-Kuha R. A. M., Thomas R. J., Epstein G. L., Osantowski J. E. // Proc. SPIE. Washington: Bellingham, 1985. Vol. 563. P. 299-303.
- [6] Delalondiniere J. P., Chauvineau J. P., Maroge J. P. // Proc. SPIE. Washington: Bellingham, 1985. Vol. 563. P. 44-48.
- [7] Khandar A., Dhez P. // Proc. SPIE. 1985. Vol. 563. P. 158-163.
- [8] Kortright J. B. // Nucl. Instrum. and Met. 1986. Vol. A246. N 1. P. 334-347.
- [9] Catura R. C., Joki E. G., Brookover W. J. // Proc. SPIE. 1986. Vol. 733. P. 138-144.
- [10] Fraerman A. A., Gaponov S. V., Genkin V. M., Salashchenko N. N. // Nucl. Instrum. and Met. 1987. Vol. A261. N 1-3. P. 91-98.
- [11] Rassigni M., Rassigni G., Palmari J. P., Lelaria A. // J. Opt. Soc. Am. 1981. Vol. 71. P. 1124-1133; 1230-1237.
- [12] Varnier F., Rassigni G., Palmari J. P. et al. // Appl. Opt. 1984. Vol. 23. N 20. P. 3705-3717.
- [13] Max J. Methodes et techniques de traitement du signal et applications aux mesures physiques. Paris: Masson, 1981. Vol. 2.
- [14] Heidenreich R. D. Fundamentals of Transmission Electron Microscopy. New York; London; Sydney, 1964.
- [15] Bunday B. D. Basic optimization methods. London, 1984.
- [16] Брытов И. А., Грудский А. Я., Слемзин В. А. // Кр. сообщения по физике. 1980. № 5. С. 16-21.
- [17] Платонов Ю. Я., Полушкин Н. И., Салащенко Н. Н. // ЖТФ. 1987. Т. 57. Вып. 11. С. 2192-2199.
- [18] Finley D. S. // Appl. Opt. 1979. Vol. 18. N 5. P. 649-654.
- [19] Henke B. L., Lee P., Lunaka J. L. // Atomic data and nuclear data tables. 1982. Vol. 27. P. 1-144.
- [20] Гусев С. А., Дубров В. В., Житник И. А. и др. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 14. С. 887-892.
- [21] Арцимович В. Л., Гапонов С. В., Касьянов Ю. С. и др. // Письма в ЖТФ. 1987. Т. 13. Вып. 8. С. 311-314.
- [22] Mead W. C., Campbell E. M., Estabrook K. G. et al. // Phys. Fluids. 1983. Vol. 26. N 8. P. 2316-2331.
- [23] Касьянов Ю. С., Леонов Ю. С., Плешков Г. М. // ЖТФ. 1984. Т. 54. Вып. 7. С. 1386-1387.
- [24] Mochizuki T., Yabe T., Okada K. et al. // Phys. Rev. 1986. Vol. A33. N 1. P. 525-539.
- [25] Eidmann K., Kishimoto T. // Appl. Phys. Lett. 1986. Vol. 49. N 7. P. 377-378.
- [26] Samson J. A. R., Hoddad G. N. // JOS. 1974. Vol. 64. N 10. P. 1346-1347.
- [27] Samson J. A. R. Techniques of Vacuum Ultraviolet Spectroscopy. New York, 1967.

- [28] Handbok of Optical Constants of Solids / Ed. E. D. Palik. London: Acad. Press, 1985.
- [29] Hagemann H. J., Gudat W., Kunz C. Optical Constants from the Far Infrared to the X-ray Region: Mg, Al, Cu, Ag, Au, Bi, C, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>. SR-74/7. DESY. Hamburg, 1975.
- [30] Matthews D. L., Hagelstein P. L., Rosen M. D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1985. Vol. 54. N 2. P. 110—113.
- [31] Suckewer S., Skinner C. H., Kim D. et al. // Phys. Rev. Lett. 1986. Vol. 57. N 8. P. 1004—1007.
- [32] Keane C. J., Nam C. H., Meixler L. et al. // Proc. SPIE. 1985. Vol. 563. P. 253—257.

Институт прикладной физики АН СССР  
Горький

Поступило в Редакцию  
2 января 1989 г.

В окончательной редакции  
29 декабря 1989 г.