

# Безосколочный источник мягкого рентгеновского излучения на основе импульсной струи ксенона, возбуждаемый излучением неодимового лазера

В.Г.Капралов\*, Р.Корде\*\*, В.Е.Левашов\*\*\*, А.С.Пирожков\*\*\*, Е.Н.Рагозин\*\*\*

*Реализован «чистый» (безосколочный) импульсный источник мягкого рентгеновского излучения, возбуждаемый наносекундными импульсами твердотельного лазера в импульсной струе ксенона (облачке газа). Получены изображения источника на длине волны 180 Å при помощи фокусирующего рентгеновского многослойного зеркала. Зарегистрированы спектры источника в области 125–250 Å с использованием стигматического спектрографа, включающего в себя недавно разработанное широкополосное аперидическое многослойное зеркало и широкоапертурную пропускающую дифракционную решетку. При помощи скоростного абсолютно калиброванного рентгеновского фотодиода AXUV-5 определен выход мягкого рентгеновского излучения.*

**Ключевые слова:** лазерная плазма, импульсная газовая мишень, ксенон, мягкое рентгеновское излучение, абсолютно калиброванный фотодиод, стигматический спектрограф, многослойные зеркала.

## 1. Введение

В последние годы импульсная струя (облачко) газа, созданная при помощи импульсного газового сопла высокого давления, неоднократно использовалась в качестве мишени в лазерно-плазменных экспериментах. В лазерной мишени такого типа газ занимает малый объем, что благоприятствует вводу греющего лазерного излучения большой мощности и выводу мягкого рентгеновского излучения (МРИ). Другое достоинство такого подхода заключается в возможности создания однородной активной среды с низкими градиентами электронной плотности для минимизации рефракции МРИ. Большое число работ посвящено изучению получающейся плазмы как активной среды лазеров МРИ. Во многих из этих работ использовалась столкновительная схема создания инверсии на переходах многозарядных ионов. В протяженной (до 3 см) газовой мишени, возбуждаемой субнаносекундными лазерными импульсами с энергией до 600 Дж, продемонстрировано усиление на переходах Ne-подобного Ar ( $\lambda = 469 \text{ \AA}$ ) и Ni-подобного Xe ( $\lambda = 100 \text{ \AA}$ ) [1]. Исследовалось влияние примесей элементов с высоким атомным номером (Ar, Kr, Xe) на скорость радиационного охлаждения азотной лазерной плазмы с целью создания рекомбинационного лазера МРИ [2]. Облачко газа может служить нелинейной средой для генерации высоких гармоник лазерного излучения, спектр которых простирается в диапазон МРИ до  $\sim 100 \text{ \AA}$  и ниже [3]. Недавно сообщалось о генерации цуга импульсов МРИ длительностью  $\sim 250 \text{ ас}$  при фокусировке фемтосекундных лазерных импульсов в струю аргона [4]. Плазма импульсной

ксеноновой мишени, возбуждаемая наносекундным лазером, рассматривается также как возможный источник спонтанного МРИ для проекционной рентгеновской литографии [5].

В настоящей работе исследуются спектральные, пространственные и яркостные характеристики компактного лабораторного источника МРИ, возбуждаемого импульсами твердотельного лазера, сфокусированными в импульсную струю (облачко) инертного газа (Xe) в вакууме. Такой источник может быть полезен, в частности, в абсорбционной спектроскопии, рефлектометрии, исследованиях по рентгеновской оптике и т.п. Преимуществом импульсной газовой мишени является то, что практически не загрязняется поверхность оптических элементов (как видимого, так и рентгеновского диапазона) и детекторов излучения. Загрязнение оптики фрагментами мишени неизбежно происходит при использовании твердотельной лазерной мишени, которая уже сравнительно давно используется в рефлектометрии [6] и в исследованиях по рентгеновской оптике [7, 8].

## 2. Экспериментальная установка

Эксперименты проводились в вакуумной камере диаметром 0.9 м и длиной 3.8 м, в которой находился оптический стол размером  $0.6 \times 3.6 \text{ м}$  для крепления оптических элементов (рис.1). Это обеспечивало свободу при выборе оптико-спектральных схем для рентгеновской диагностики. Твердотельный лазер размещался на оптическом столе рядом с торцевым фланцем вакуумной камеры, через окошко в котором вводился лазерный пучок. Камера откачивалась при помощи турбомолекулярного насоса с производительностью 2500 л/с до давления  $10^{-4}$  Тор. Доступ в камеру обеспечивался тремя люками с диаметрами 0.75 м каждый.

Струя (облачко) газа в вакууме создавалась при помощи импульсного электромагнитного клапана высокого давления, синхронизированного со вспышкой лазера. Газ (в данном случае Xe) истекал в вакуум через сопло в

\*Санкт-Петербургский государственный технический университет, Россия, 195251 С.Петербург, Политехническая ул., 29

\*\*International Radiation Detectors Inc., 2527 West 237th street, Unit B, Torrance, CA 90505-5243, USA

\*\*\*Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: ragozin@sci.lebedev.ru

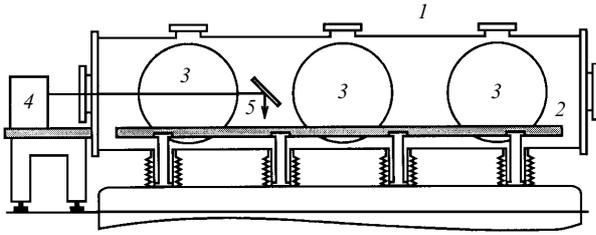


Рис.1. Схема основных элементов экспериментальной установки (вид сбоку):

1 – вакуумная камера диаметром 0.9 м и длиной 3.8 м; 2 – оптический стол размером 0.6 × 3.6 м для крепления оптических элементов; 3 – боковые люки диаметром 0.75 м, обеспечивающие доступ в камеру; 4 – твердотельный лазер на оптическом столе, пристыкованном к торцевому фланцу вакуумной камеры; 5 – лазерный пучок.

виде канала длиной 1 см и диаметром 0.4 мм. При испытаниях клапана с аргоновым заполнением за это время в вакуум выбрасывалось 0.33 см<sup>3</sup> газа. При работе с ксеноном вытекает почти вдвое меньший объем газа. При срабатывании клапана, заполненного ксеноном при давлении 7–10 атм, в вакуумной камере наблюдалось кратковременное повышение давления до (3–4) × 10<sup>-4</sup> Тор. В эксперименте максимальное давление газа над соплом составляло 10 атм.

Струя газа облучалась импульсами твердотельного лазера на кристаллах ортоалюмината иттрия, активированного неодимом (Nd:YAlO<sub>3</sub>,  $\lambda = 1.08$  мкм,  $Q = 0.4$  Дж,  $\tau_p = 6$  нс). Расходимость пучка оценивалась нами как  $2.5 \times 10^{-4}$  рад (50 % энергии). Лазер, собранный по схеме генератор – усилители, включал в себя одномодовый задающий генератор с активным элементом диаметром 6 мм с пассивной модуляцией добротности и два усилителя с активными элементами диаметром 8 и 12 мм. Для подавления усиленной люминесценции и предотвращения самовозбуждения использовался фарадеевский вентиль на основе кристалла ТГГ в поле постоянного магнита, а также просветляющийся фильтр с большим сроком службы. Синхроимпульс, направляемый на блок питания лазера, задерживался относительно момента запуска клапана на время от 0.3 до 1.3 мс; задержка лазерной вспышки составляла при этом 0.8–1.8 мс. При помощи линзы с фокусным расстоянием  $f = 63$  мм лазерный пучок фокусировался в струю ксенона на расстоянии  $\sim 0.5$  мм от выходного отверстия сопла. Из-за потерь излучения при вводе пучка в камеру и его фокусировке энергия лазерного пучка на мишени составляла 0.35 Дж. Ось струи направлена горизонтально, лазерный пучок – вертикально вниз (рис.2).

В эксперименте регистрировались спектр возникающей плазмы в диапазоне 125–250 Å, ее изображение в излучении с длинами волн  $\lambda \approx 175 - 185$  Å, а также абсолютная интенсивность свечения во втором интервале длин волн с центром на  $\lambda = 180$  Å. Кроме того, на пути пучка под соплом был установлен калориметр ВЧД-2 для измерения доли лазерной энергии, прошедшей сквозь струю газа (рис.2).

Спектр плазмы регистрировался при помощи недавно разработанного широкополосного стигматического спектрографа [9], включающего в себя фокусирующее аперийное многослойное зеркало нормального падения (Mo/Si, диаметр зеркала  $D = 50$  мм, радиус кривизны  $R = 1$  м) и широкоапертурную, свободно висящую, пропускающую дифракционную решетку (1000 или 5000 лин./мм) (рис.3).

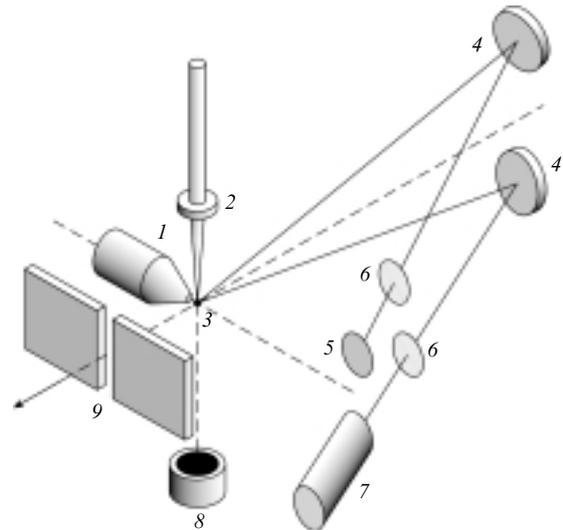


Рис.2. Расположение диагностического оборудования в эксперименте с импульсной газовой мишенью:

1 – импульсный газовый клапан высокого давления; 2 – линза, фокусирующая лазерный пучок; 3 – ксеноновая плазма в фокусе линзы 2; 4 – одинаковые периодические многослойные зеркала (максимум отражения на  $\lambda_0 = 180$  Å, ширина максимума отражения на полувысоте  $\Delta\lambda_{1/2} = 10$  Å); 5 – кассета с фотопленкой УФ-4; 6 – широкоапертурные свободные алюминиевые фильтры; 7 – фотодиод АХУВ-5; 8 – калориметр ВЧД-2; 9 – входная щель дифракционного спектрографа.

или 5000 лин./мм) (рис.3). Аперийное многослойное зеркало обладало почти равномерным отражением в области длин волн 125–250 Å и определяло рабочий спектральный диапазон спектрографа. (Возможности аперийных многослойных структур обсуждались в работах [10–12].) Коротковолновая граница рабочего диапазона длин волн обусловлена L-краем поглощения кремния, ниже которого коэффициент отражения зеркал на основе пары Mo/Si быстро снижается. Обратная линейная дисперсия схем с обеими решетками могла регулироваться расстоянием между решеткой и пленкой и в данной серии измерений составляла 20 и 5 Å/мм. Спектр регистрировался на рентгеновскую фотопленку УФ-4.

Рентгеновские изображения плазмы были получены при помощи фокусирующего периодического многослойного зеркала ( $D = 60$  мм,  $R = 2$  м) с максимумом отражения на  $\lambda_0 = 180$  Å и шириной резонансного максимума отражения на полувысоте  $\Delta\lambda_{1/2} = 10$  Å. Изобра-

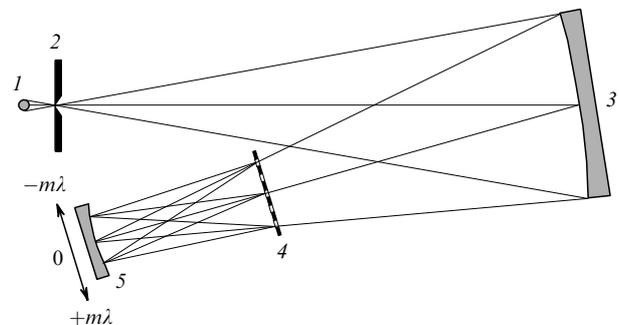


Рис.3. Схема светосильного стигматического спектрографа:

1 – плазма; 2 – входная щель; 3 – фокусирующее аперийное многослойное зеркало ( $D = 50$  мм;  $R = 1$  м.); 4 – широкоапертурная пропускающая дифракционная решетка (1000 или 5000 лин./мм); 5 – кассета с рентгеновской фотопленкой.

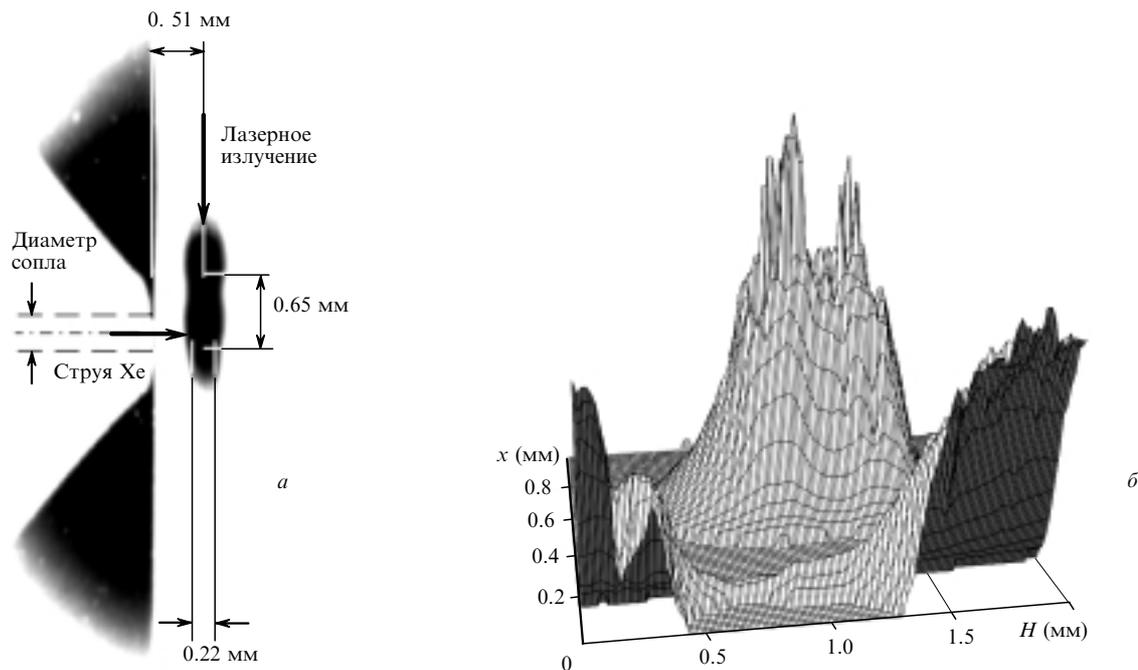


Рис.4. Рентгеновское изображение ксеноновой плазмы в полосе длин волн 175–185 Å и тень сопла, отбрасываемая в видимом свете (а), а также интенсивность источника (б) (вид «из сопла»,  $H$  – вертикальная координата).

жение регистрировалось на рентгеновскую фотопленку УФ-4. Аналогичное фокусирующее многослойное зеркало ( $\lambda_0 = 180 \text{ \AA}$ ) переносило рентгеновское изображение источника на чувствительную поверхность скоростного, абсолютно калиброванного фотодиода AXUV-5, обладающего в интересующем нас спектральном диапазоне чувствительностью около 0.2 А/Вт. Диаметр фоточувствительной области фотодиода равен 2.5 мм, что существенно превышает размер источника (см. ниже). В обоих каналах на пути пучка устанавливались широкоапертурные тонкопленочные алюминиевые фильтры толщиной 0.2 мкм на поддерживающей сетке, служившие для отсечки излучения видимого и ближнего УФ диапазонов. Импульсный сигнал с фотодиода направлялся на вход усилителя двухлучевого запоминающего осциллографа С8-14 по коаксиальному кабелю через радиочастотный герморазъем, расположенный на одном из малых вспомогательных фланцев вакуумной камеры. На фотодиод подавалось отрицательное смещение до  $-100 \text{ В}$ .

### 3. Результаты измерений

При помощи фокусирующего многослойного зеркала с небольшим увеличением ( $1.27\times$ ) регистрировались интегральные по времени изображения рентгеновского источника. На рис.4 показана фотография источника, полученная за одну лазерную вспышку. Наблюдаются два максимума светимости: верхний, возникающий в периферической части струи ксенона, и нижний, несколько смещенный вверх от оси сопла. Помимо рентгеновского изображения плазмы ксенона на фотографии присутствует тень сопла, полученная с помощью того же самого многослойного зеркала при подсвечивании сопла видимым светом при снятом алюминиевом фильтре. Присутствие теневого изображения сопла дает наглядное представление о взаимном расположении рентгеновского источника и сопла. Видно, что ось лазерного пучка

проходит на расстоянии 0.5 мм от сопла, где концентрация атомов газа на оси струи, по оценкам, составляет  $\sim 1\%$  от начальной концентрации, т.е.  $\sim 2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$  при начальном давлении газа 8 атм.

Размер источника в горизонтальном направлении  $x$  равен  $\sim 0.2 \text{ мм}$  (эффективная ширина) и  $\sim 0.4 \text{ мм}$  по основанию. На всех фотоснимках рентгеновское изображение вытянуто вдоль оси лазерного пучка. Высота области свечения составляет около 0.7 мм, причем состоит оно из двух частей. Нижняя его часть находится напротив соплового отверстия (максимум свечения расположен несколько выше оси сопла) и соответствует свечению наиболее плотной приосевой области струи. Верхняя часть расположена существенно выше по оси лазерного пучка и соответствует свечению более разреженной периферической области струи. Отсутствие свечения в периферической области струи ниже по пути пучка вполне объяснимо, т.к. плазма задерживает большую часть энергии пучка. Согласно calorиметрическим измерениям, энергия пучка, прошедшего сквозь газовую мишень, составляла в различных вспышках приблизительно от 35 до 5% от энергии падающего пучка.

Абсолютно калиброванный фотодиод AXUV-5 позволял измерять абсолютный выход рентгеновского излучения в полосе отражения фокусирующего многослойного зеркала 4 (рис.2), а также его зависимость от давления ксенона и времени задержки между открытием клапана и лазерной вспышкой. При этом было отмечено, что показания calorиметра 8 тем меньше, чем больше сигнал с рентгеновского фотодиода. При давлении ксенона над соплом 8 атм и оптимальной задержке между синхроимпульсами электрический импульс, регистрируемый на осциллографе, имел характерную амплитуду 2–4 В при длительности на полувысоте  $\sim 18 \text{ нс}$  (рис.5).

Основная погрешность при определении абсолютного выхода могла исходить из неопределенности пропускания абсорбционного фильтра. Чтобы уменьшить

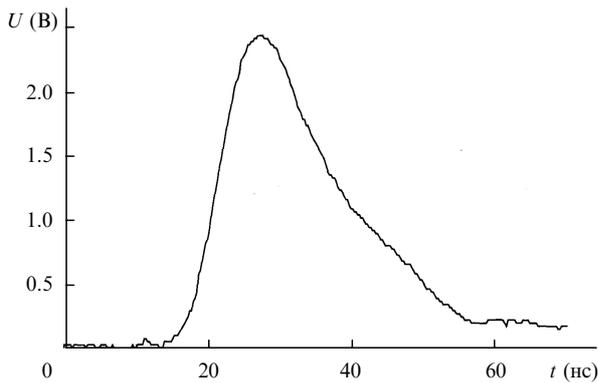


Рис.5. Типичный электрический импульс с абсолютно калиброванным фотодиода AXUV-5.

эту неопределенность, был проведен специальный эксперимент, в котором фильтр помещался на пути пучка в одном из порядков дифракции широкополосного стигматического спектрографа с пропускающей решеткой 5000 лин./мм. Сравнение экспозиций рентгеновской фотопленки в правом и левом (в положительном и отрицательном) порядках дифракции дало пропускание алюминиевого фильтра  $\sim 0.20$  на  $\lambda = 180 \text{ \AA}$ . Абсолютная спектральная светимость источника в области  $180 \text{ \AA}$ , определенная с помощью фотодиода AXUV-5, составила  $1.1 \times 10^{-5} \text{ Дж}\cdot\text{ср}^{-1}\cdot\text{\AA}^{-1}$ , что соответствует эффективности преобразования лазерного излучения около  $3 \times 10^{-5} \text{ ср}^{-1}\cdot\text{\AA}^{-1}$ . Зависимость светимости от длины волны следует из формы рентгеновского спектра.

Светимость ксеноновой плазмы на  $\lambda = 180 \text{ \AA}$  была также независимо определена другим способом: по почернению рентгеновской фотопленки в канале регистрации спектрального изображения (рис.2). При этом мы опирались на абсолютную калибровку рентгеновской фотопленки УФ-4, проведенную в работе [13]. Определенная этим способом светимость ксеноновой плазмы на  $\lambda = 180 \text{ \AA}$  составила  $9 \times 10^{-6} \text{ Дж}\cdot\text{ср}^{-1}\cdot\text{\AA}^{-1}$ , что неплохо согласуется с данными, полученными с помощью фотодиода AXUV-5.

В спектре ксенона в диапазоне  $125\text{--}250 \text{ \AA}$  нами наблюдалось около сотни спектральных линий или неразрешенных групп линий, большинство из которых, насколько нам известно, не было идентифицировано. На рис.6 показана фотография одной из спектрограмм Xe с указанием некоторых идентифицированных линий, принадлежащих ионам Xe VIII–Xe X, а на рис.7 – распределение интенсивности в этом спектре. Длины волн спектральных линий ионов ксенона взяты нами из работ [14, 15].

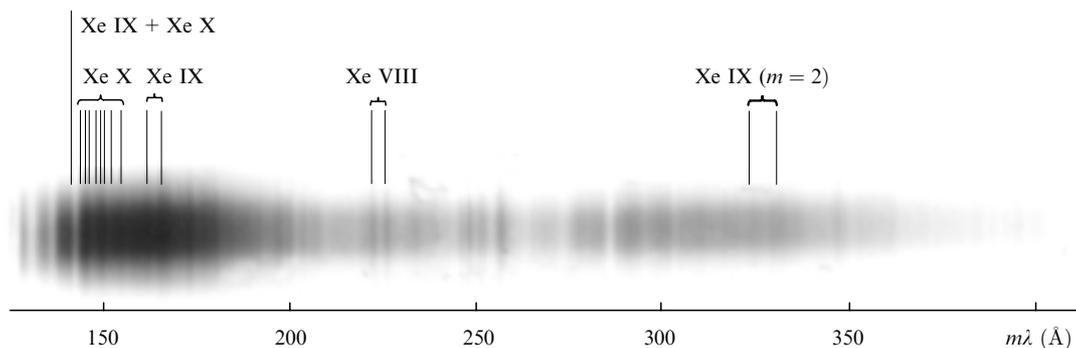


Рис.6. Спектр Xe с указанием некоторых идентифицированных линий, принадлежащих ионам Xe VIII–Xe X, полученный с пропускающей решеткой 1000 лин./мм. Спектральное разрешение в первом порядке  $0.6 \text{ \AA}$  определяется шириной щели.

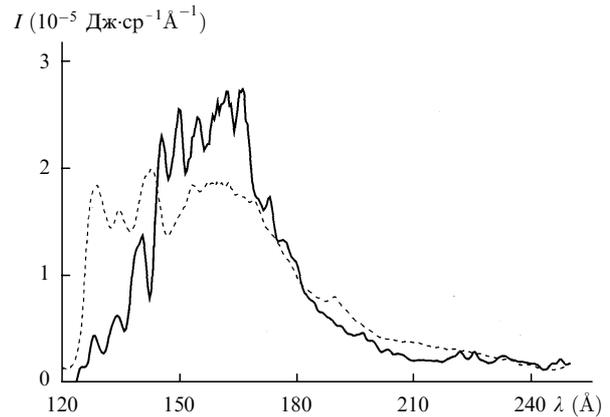


Рис.7. Распределения интенсивности  $I$  в спектрах ксенона (импульсная газовая мишень, сплошная кривая) и вольфрама (твердая мишень, штриховая кривая). В случае вольфрамовой мишени направление наблюдения близко к касательной к поверхности плоской мишени.

(Для сравнения приведено распределение интенсивности в спектре вольфрама, полученном при облучении твердой мишени.) Считая чувствительность пленки постоянной и интегрируя распределение интенсивности в диапазоне  $125\text{--}250 \text{ \AA}$ , найдем, что интегральная излучательная способность обеих мишеней в этом диапазоне составляет приблизительно  $1.1 \text{ мДж}\cdot\text{ср}$ . При этом коэффициент преобразования лазерного излучения в МРИ, идущее в телесный угол  $2\pi$  в указанном спектральном диапазоне, составляет  $2\%$ .

Максимум излучения в спектре Xe приходится на область  $145\text{--}170 \text{ \AA}$ . Спад интенсивности при  $\lambda < 145 \text{ \AA}$  обусловлен, по-видимому, фотопоглощением в относительно холодной периферии струи ксенона, окружающей плазменный объем, излучающий в диапазоне МРИ (рис.4). В пользу этого говорит то, что спад интенсивности в коротковолновой области спектра меняется от эксперимента к эксперименту, которые несколько различаются положением оси лазерного пучка относительно оси струи; при этом меняется толщина поглощающего слоя по лучу зрения. Поглощение может быть настолько сильным, что излучение из центральной части плазменного столба с  $\lambda \lesssim 150 \text{ \AA}$  почти полностью поглощается и наблюдается лишь свечение из верхней и нижней частей.

На рис.8 показан стигматический спектр, на коротковолновом участке которого интенсивность оказалась сильно подавленной, в особенности для средней (по высоте  $H$ ) части плазменного столба. Наблюдающееся «раздвоение» по высоте (вдоль оси лазерного пучка)

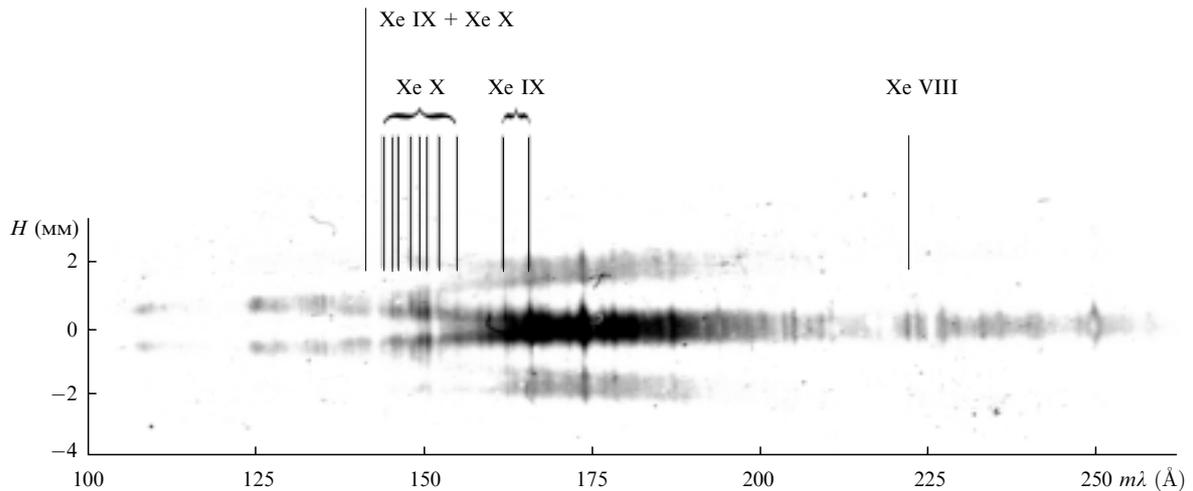


Рис.8. Фотография стигматического спектра Xe с указанием некоторых линий, принадлежащих ионам Xe VIII–Xe X. Использована пропускающая решетка 5000 лин./мм.

объясняется фотопоглощением, наиболее сильно ослабляющим излучение из центральной части плазменного столба. Это «раздвоение» начинается в районе  $\lambda \sim 160 - 170 \text{ \AA}$  и увеличивается с уменьшением длины волны, достигая при  $\lambda \sim 125 \text{ \AA}$  примерно 1.3 мм – диаметра струи (по основанию) на расстоянии 0.5 мм от сопла. Из-за наличия у решетки регулярной поддерживающей структуры с периодом 4 мкм, перпендикулярной рабочим линиям, помимо основного спектра на спектрограмме присутствуют менее интенсивные спектры  $\pm 1$ -го порядков дифракции на поддерживающей структуре, идущие под небольшим углом к основному спектру.

На рис.9 показано пропускание слоя нейтрального ксенона толщиной 0.5 мм с давлением 0.08 атм (плотность  $2.2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ), рассчитанное по данным [16]. Видно, что поглощение возрастает при уменьшении длины волны от 200 до 125 Å, где оптическая толщина  $\tau = \mu_a N_{\text{XeI}} r$  достигает  $\sim 3$  ( $\mu_a$  – сечение фотопоглощения,  $N_{\text{XeI}}$  – концентрация XeI,  $r$  – радиус струи). Сильное фотопоглощение в интересующем нас диапазоне длин волн связано, прежде всего, с отрывом 4d-электрона в нейтральном XeI. (Энергия связи 4d-электрона в нейтральном ксеноне составляет 69.5 эВ, что соответствует длине волны 178 Å.) Кроме того, в поглощении должны

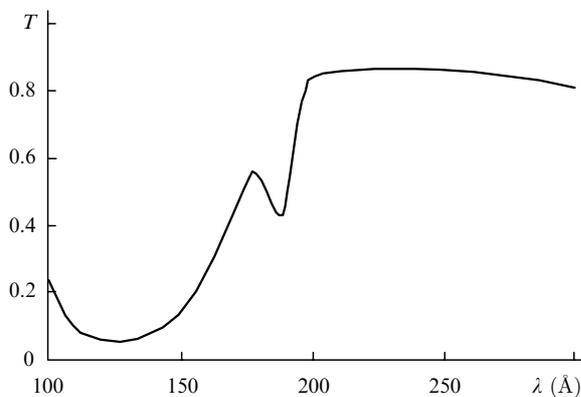


Рис.9. Пропускание  $T$  слоя ксенона с параметрами, характерными для струи в месте фокусировки лазерного пучка (концентрация атомов ксенона  $2.2 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ , толщина слоя 0.5 мм), рассчитанное по данным [16].

Табл.1. Линии ионов Xe VIII–Xe X, зарегистрированные в спектре импульсной струи ксенона.

Ион	Переход	$\lambda$ (Å)
Xe VIII	$5s^2S_{1/2} - 6p^2P_{3/2}$	221.841
	$5s^2S_{1/2} - 6p^2P_{1/2}$	225.541
Xe IX	$4d^{10}1S_0 - 4d^9 4f^3D_1$	143.618*
	$4d^{10}1S_0 - 4d^9 5p^3D_1$	161.738
	$4d^{10}1S_0 - 4d^9 5p^1P_1$	165.327
Xe X		143.483**
		143.65
		145.153
		145.327
		145.987
		146.152
		147.624
		147.647
		147.943
		148.012
		148.950
		149.028
	149.366	
	150.095	
	150.130	
	150.453	
	150.552	
	151.754	
	151.762	
	152.065	
	154.442	
	154.596	
	154.686	

\*Блендирована линией Xe X. \*\*Блендирована линией Xe IX.

Примечание. После фигурных скобок указаны центры тяжести групп перекрывающихся линий.

участвовать малозарядные ионы ксенона (Xe II, Xe III), генерируемые при фотоионизации газа. Энергия связи 4d-электрона в ионах увеличивается по мере удаления внешних электронов (внешней электронной оболочкой Xe I является оболочка  $5s^2 5p^6$ ).

В длинноволновой части спектра (рис.8) наблюдается также самообращение некоторых спектральных линий,

связанное, по-видимому, с реабсорбцией в неоднородной плазме.

#### 4. Заключение

Реализован компактный импульсно-периодический лазерно-плазменный безосколочный источник МРИ, возбуждаемый в импульсной струе ксенона при помощи сфокусированного пучка твердотельного лазера ( $Q = 0.4$  Дж,  $\tau_p = 6$  нс,  $\lambda = 1.08$  мкм). Получены фотографии и определен размер источника в излучении с длиной волны  $180 \text{ \AA}$ . Абсолютный выход излучения на этой длине волны составил  $1.1 \times 10^{-5} \text{ Дж}\cdot\text{ср}^{-1}\cdot\text{\AA}^{-1}$ . Распределение энергии в спектре источника в диапазоне  $125\text{--}250 \text{ \AA}$  имеет максимум в интервале  $145\text{--}170 \text{ \AA}$ . Коротковолновый участок спектра ( $\lambda < 145 \text{ \AA}$ ) ослаблен из-за фотопоглощения, обусловленного фотоионизацией 4d-электронов в нейтральных атомах и ионах ксенона. В спектре удается идентифицировать несколько линий, принадлежащих ионам Хе VIII–Хе X (см. табл.1). Контуры некоторых спектральных линий ионов свидетельствуют о наличии реабсорбции излучения во внешних (более холодных) слоях плазмы.

Авторы признательны И.Л.Бейгману и П.В.Сасорову за полезные обсуждения, Н.В.Уваровой (АО НИИХИМ-ФОТОПРОЕКТ) за предоставление превосходной рентгеновской фотопленки УФ-4, Ф.Бийкерку (FOM Institute for Plasma Physics Rijnhuizen, the Netherlands) за предоставление широкоапертурной дифракционной решетки и В.А.Шаткову (ЗАО «Неогаз») за содействие в оснащении эксперимента. Многослойная оптика была синтезирована В.В.Кондратенко и Ю.П.Першиным (Национальный технический университет «Харьковский политехни-

ческий институт», Украина), которым мы благодарны за многолетнее сотрудничество. Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 00-02-17717) и ФЦП «Интеграция» (проект АО133).

1. Fiedorowicz H., Bartnik A., Kostecki J., Szczurek M., Fill E., Li Y., Lu P., Pretzler G., Nilsen J. *Proc. V Intern. Conf. on X-Ray Lasers* (Lund, Sweden, 1996, p.76).
2. Filbert P.C., Kohler D.A., Walton R.A. *J. Appl. Phys.* **75**, 2332 (1994).
3. Altucci C., Bruzzese R., de Lisio C. et al. *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.*, **2**, 289 (2000).
4. Paul P.M., Toma E.S., Breger P. et al. *Science*, **292**, 1689 (2001).
5. de Bruijn R., Bartnik A., Fledderus H.F., Fiedorowicz H., Hegeman P., Constantinescu R.C., Bijkerk F. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3997**, 157 (2000).
6. Gullikson E.M., Underwood J.H., Batson P.C., Nikitin V. *J. X-Ray Sci. Technol.*, **3**, 283 (1992).
7. Житник И.А., Кузин С.В., Митропольский М.М., Рагозин Е.Н., Слемзин В.А., Сухановский В.А. *Квантовая электроника*, **20**, 89 (1993).
8. Ragozin E.N., Kolachevsky N.N., Mitropolsky M.M., Pokrovsky Yu.Yu. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3113**, 230 (1997).
9. Кондратенко В.В., Левашов В.Е., Першин Ю.П., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 7, 32 (2001).
10. Колачевский Н.Н., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Кр. сообщ. физ. ФИАН*, № 12, 55 (1998).
11. Колачевский Н.Н., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Квантовая электроника*, **30**, 428 (2000).
12. Бейгман И.Л., Пирожков А.С., Рагозин Е.Н. *Письма в ЖЭТФ*, **74**, 149 (2001).
13. Шевелько А.П. *Квантовая электроника*, **23**, 748 (1996).
14. Kaufman V., Sugar J. *Phys. Scr.*, **24**, 738 (1981).
15. Kaufman V., Sugar J., Tech J.L. *J. Opt. Soc. Am.*, **73**, 691 (1983).
16. Souffi R., Gullikson E.M. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3113**, 222 (1997); уточненные атомные факторы рассеяния на сайте [http://cindy.lbl.gov/optical\\_constants/](http://cindy.lbl.gov/optical_constants/).