

## Создание в вакууме протяженного плазменного канала при воздействии квазибесселева пучка на мишень

В.М.Батенин, С.С.Бычков, Л.Я.Марголин, Л.Н.Пятницкий, А.Д.Тальвирский, Е.В.Фоменко

*Исследована схема фокусировки греющего излучения, позволяющая создавать протяженное (в лабораторных условиях до 1 м и более) плазменное образование в сочетании с простотой вывода ВУФ излучения. Плоская твердотельная мишень в вакууме располагалась вдоль каустики конической линзы (аксикона), фокусирующей лазерный пучок. Получена и экспериментально проверена аналитическая зависимость, описывающая пространственное распределение интенсивности греющего излучения в случае непрозрачной частично отражающей мишени. Проведены эксперименты по воздействию импульса лазера на неодимовом стекле (5 Дж, 5 нс) на алюминиевую мишень в вакууме. Сформирован плазменный канал длиной до 30 мм при диаметре не более 10 мкм. Зарегистрировано достаточно интенсивное излучение от плазмы в ВУФ диапазоне.*

**Ключевые слова:** квазибесселев пучок, лазерная плазма, плазменный канал, излучение ВУФ диапазона.

### 1. Введение

Мощные пучки лазерного излучения, радиальное распределение амплитуды поля которых описывается функцией Бесселя, а продольное распределение практически постоянно, являются уникальным инструментом для создания в прозрачных средах (газах и жидкостях) сплошных плазменных каналов большой длины (в лабораторных условиях до 1 м и более) [1, 2].

Сравним протяженность бесселева пучка нитевидной конфигурации (радиальное распределение поля пучка описывается функцией Бесселя нулевого порядка), возникающего при фокусировке лазерного излучения конической линзой (аксиконом), с длинами фокальных объектов сферической и цилиндрической линз, традиционно используемых для формирования протяженных плазменных образований. Если входной лазерный пучок с длиной волны  $\lambda \sim 1$  мкм и характерным для лабораторных экспериментов радиусом  $R \sim 2$  см (апертуру фокусирующей оптики считаем больше  $R$ ) сфокусировать в область диаметром, например,  $d \sim 100$  мкм, то длина этой области  $L_{sp}$  при использовании сферической линзы составит  $\sim d^2/\lambda \sim 1$  см, для цилиндрической линзы получим  $L_{cyl} \sim 2R \sim 4$  см, для аксикона –  $L_{con} \sim 2Rd/\lambda \sim 400$  см. Таким образом, протяженность плазменных каналов при аксиконной фокусировке лазерного излучения может быть почти на два порядка больше, чем при фокусировке цилиндрической или сферической линзой.

Плазменные образования, формируемые при оптическом пробое в бесселевом пучке, были с успехом применены для скоростной коммутации электрических сигналов [3] и каналирования лазерных импульсов высокой мощности [4, 5]. Эти образования также перспективны для использования в качестве рабочей среды эффектив-

ных лазеров вакуумного УФ (ВУФ) и мягкого рентгеновского диапазонов [6–8]. Одной из проблем реализации этого очень привлекательного приложения является вывод ВУФ излучения через окружающую плазму среду. Решение этой проблемы путем изоляции газовой мишени промежуточным объемом с дифференциальной откачкой или прожигаемым пленочным затвором либо путем впрыскивания в вакуум газовой мишени осуществимы, но технически сложны.

В настоящей работе опробована схема, позволяющая создавать протяженное плазменное образование в сочетании с простотой вывода ВУФ излучения. Плоская твердотельная мишень в вакууме располагалась вдоль каустики аксикона, фокусирующей лазерный пучок. Использование половины апертуры аксикона, связанное с непрозрачностью мишени, изменяло продольное и радиальное распределения поля греющего излучения не слишком сильно. Интенсивность в области фокусировки такого квазибесселева пучка уменьшалась примерно вдвое и по-прежнему оставалась достаточной для формирования горячей плазмы с инверсной населенностью.

### 2. Характеристики квазибесселева пучка

В случае непрозрачной мишени, плоскость которой расположена вдоль каустики аксикона, в формировании фокальной области участвует половина апертуры фокусирующего элемента. Такая схема нетрадиционна, и распределение интенсивности греющего излучения в области фокусировки ранее не было известно. Для его определения был проведен теоретический анализ греющего поля и поставлены специальные эксперименты.

#### 2.1. Аналитическое рассмотрение

Амплитуда поля в области фокусировки вдали от ее краев была записана с помощью интеграла Кирхгофа [9]. Интегрирование проводилось в полярных координатах по азимутальному углу  $\varphi$  и радиусу  $r$  (начало координат расположено на вершине аксикона, а ось  $z$  направлена

вдоль его оси, нулевое значение  $\varphi$  принято соответствующим направлению границы тени, открытой части аксикона отвечают положительные  $\varphi$  аналогично случаю фокусировки полностью открытым аксиконом (см., напр., [10]). Отличие состояло в том, что в [10] интегрирование по углу  $\varphi$  от начального значения  $\varphi_0$  до  $\varphi_0 + 2\pi$  приводило к табличному интегралу, а в нашем случае приводит к интегралу, не являющемуся табличным:

$$K(r, \varphi_0) = \int_0^\pi \exp[-ix \cos(\varphi - \varphi_0)] d\varphi, \quad (1)$$

где  $x = kr \sin \gamma$ ;  $k = 2\pi/\lambda$  – модуль волнового вектора;  $\lambda$  – длина волны греющего излучения;  $\gamma$  – угол наклона лучей к оптической оси. Для вычисления интеграла (1) он был преобразован с использованием разложения функции  $\theta(\varphi)$ , определяемой как

$$\theta(\varphi) = \begin{cases} 1 & \text{при } 0 \leq \varphi \leq \pi, \\ 0 & \text{при } \pi < \varphi < 2\pi, \end{cases} \quad (2)$$

в ряд по синусам от аргументов с нечетными коэффициентами. В итоге интегрирование в (1) с использованием табличных интегралов, содержащих тригонометрические функции от тригонометрических функций, дало следующий результат:

$$\begin{aligned} K(r, \varphi_0) &= \int_0^{2\pi} \exp[-ix \cos(\varphi - \varphi_0)] \\ &\times \left[ \frac{1}{2} + \frac{2}{\pi} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\sin(2n+1)\varphi}{2n+1} \right] d\varphi \\ &= \pi J_0(x) - 4i \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{\sin(2n+1)\varphi_0}{2n+1} J_{2n+1}(x). \end{aligned} \quad (3)$$

В результате выражение для интенсивности  $I_B$  бесселева пучка, формируемого при фокусировке аксиконом плоской волны с интенсивностью  $I_{in}$  [2],

$$I_B(z, r) = I_{in} k z \sin^2 \gamma 2\pi J_0^2(kr \sin \gamma) \quad (4)$$

при фокусировке наполовину закрытым аксиконом приобрело вид

$$\begin{aligned} I_{qB}(z, r, \varphi) &= I_{in} k z \sin^2 \gamma \left\{ \frac{\pi}{2} J_0^2(kr \sin \gamma) \right. \\ &\left. + \frac{8}{\pi} \left[ \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{\sin(2n+1)\varphi}{2n+1} J_{2n+1}(kr \sin \gamma) \right]^2 \right\}. \end{aligned} \quad (5)$$

Строго говоря, распределения интенсивности в случае плоской мишени, расположенной вдоль каустики, и при фокусировке половиной аксикона не полностью идентичны. Одной из причин различия будет, например, отражение от мишени и интерференция падающего излучения с зеркальной частью отраженного. Если пренебречь изменением фазы при отражении, то наличие отраженного излучения эквивалентно частичной прозрачности экрана, закрывающего половину аксикона. В этом случае распределение (5) для квазибесселева пучка трансформируется следующим образом:

$$\begin{aligned} I_{qB}(z, r, \varphi) &= I_{in} k z \sin^2 \gamma \left\{ \frac{\pi(1 + \sqrt{g})^2}{2} J_0^2(kr \sin \gamma) \right. \\ &\left. + \frac{8(1 - \sqrt{g})^2}{\pi} \left[ \sum_{n=0}^{\infty} (-1)^n \frac{\sin(2n+1)\varphi}{2n+1} J_{2n+1}(kr \sin \gamma) \right]^2 \right\}, \end{aligned} \quad (6)$$

где  $g$  – коэффициент отражения.

Таким образом, в интересующем нас распределении интенсивности появилась зависимость от азимутального угла. Анализ выражений (5) и (6) показывает, что эта зависимость симметрична относительно границы тени [ $I_{qB}(-\varphi) = I_{qB}(\varphi)$ ] и направления, перпендикулярного границе [ $I_{qB}(\pi/2 - \varphi) = I_{qB}(\pi/2 + \varphi)$ ]. В частности, вдоль границы тени ( $\varphi = 0$  и  $\pi$ ) имеем

$$I_{qB}(r, 0) = I_{qB}(r, \pi) = I_{in} k z \sin^2 \gamma \frac{\pi(1 + \sqrt{g})^2}{2} J_0^2(kr \sin \gamma), \quad (7)$$

а для направления, перпендикулярного границе ( $\varphi = \pi/2$ ), получаем

$$\begin{aligned} I_{qB}\left(r, \frac{\pi}{2}\right) &= I_{in} k z \sin^2 \gamma \left\{ \frac{\pi(1 + \sqrt{g})^2}{2} J_0^2(kr \sin \gamma) \right. \\ &\left. + \frac{8(1 - \sqrt{g})^2}{\pi} \left[ \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{2n+1} J_{2n+1}(kr \sin \gamma) \right]^2 \right\}. \end{aligned} \quad (8)$$

Полутоновые картины, соответствующие (6), и зависимости (7) и (8) для  $g = 0, 0.03$  и  $0.3$  представлены на рис. 1. При смещении вдоль оси пучка (изменении  $z$ ) распределение интенсивности в поперечном сечении области фокусировки остается неизменным.

Анализ амплитуды членов бесконечной суммы в (6) и (8) показывает, что основной вклад в интенсивность вносят первые члены суммы. Например, суммирование до  $n = 2$  обеспечивает при определении интенсивности погрешность порядка 10%. Возможность представления полученного распределения поля в виде комбинации нескольких функций Бесселя и неизменность его при изменении  $z$  дают основание назвать пучок с распределением интенсивности, описываемым (6), квазибесселевым.

## 2.2. Модельные эксперименты

Экспериментально исследовалось распределение интенсивности в поперечном сечении фокальной области аксикона при частичной экранировке его апертуры и распределение интенсивности на мишени, расположенной вдоль оси пучка. Схема измерений в поперечном сечении представлена на рис. 2. Пучок излучения He – Ne-лазера ( $\lambda \sim 0.63$  мкм) 1, ослабленного светофильтром 2, расширялся коллиматором 3 до диаметра 15 мм, ограниченного диафрагмой 4, и фокусировался аксиконом 6. Использовался аксикон с малым углом при основании  $\alpha \sim 2^\circ$ . Относительно большой диаметр  $d$  каустики ( $d \sim \lambda/\gamma \sim 40$  мкм,  $\gamma \sim 0.5\alpha$ ) обеспечивал не слишком жесткие требования к точности измерений.

Часть апертуры аксикона с границей по хорде экранировалась маской 5 ( $h$  – высота закрытого сегмента). Особое внимание уделялось измерениям с экранировкой половины апертуры, исследовались также случаи промежуточных положений экрана. Распределение интенсивности в поперечном сечении каустики 9 проецировалось объективом 7 с увеличением  $\beta \simeq 6^\times$  на ПЗС-матрицу

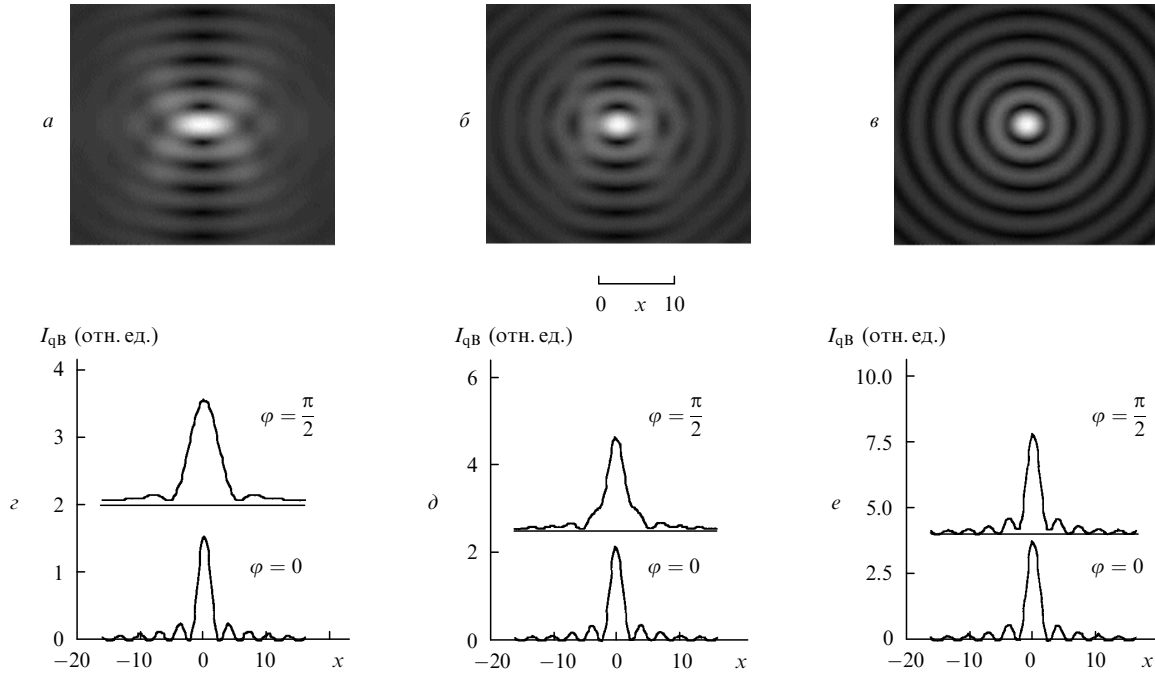


Рис.1. Полутоновые картины распределения интенсивности  $I_{qB}(x, \varphi)$  в поперечном сечении квазибесселева пучка (а–в) и соответствующие им зависимости  $I_{qB}(x)$  для направлений вдоль границы тени ( $\varphi = 0$ ) и перпендикулярно ей ( $\varphi = \pi/2$ ) границы тени (з–е) при коэффициенте отражения  $g = 0$  (а, з), 0.03 (б, д), 0.3 (в, е).

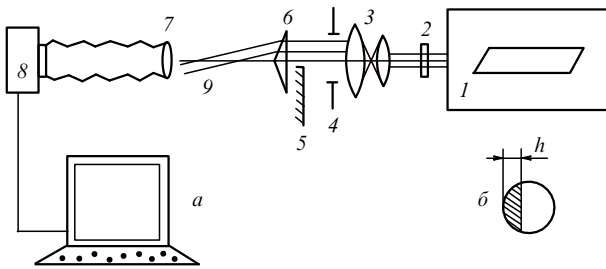


Рис.2. Схема измерений распределения интенсивности в поперечном сечении квазибесселева пучка (а) и поперечное сечение частично экранированной апертуры (б) (см. текст).

цифровой камеры 8. Изображения, полученные на разных расстояниях от аксикона, были практически идентичными, различаясь лишь интенсивностью.

На рис.3 представлены характерные примеры полученных распределений для полностью открытого (рис.3,а) и наполовину закрытого (рис.3,б) аксиконов. Соответствующие апертуры аксиконов схематически показаны в левых верхних углах полутоновых картинок. Сопоставление этих результатов с полученными выше расчетными данными свидетельствует об их хорошем согласии. При малом изменении  $h$  ( $\Delta h \sim 25d$ ) распределение интенсивности менялось незначительно (рис.3,в, з).

Анализ полученных распределений показывает, что при экранировке половины апертуры аксикона ( $h = R$ , где  $R$  – радиус аксикона), как и в отсутствие экранировки, распределение интенсивности в направлении вдоль границы тени хорошо описывается квадратом функции Бесселя, при этом диаметры соответствующих максимумов не меняются. В направлении, перпендикулярном границе тени, распределение интенсивности также близко к квадрату функции Бесселя, но диаметры соответствующих максимумов возрастают в  $\sim 2$  раза.

При увеличении доли закрытой апертуры аксикона ( $R < h < 2R$ ) картина распределения интенсивности вытягивалась в направлении, перпендикулярном границе тени, а вдоль границы практически не менялась. Если при  $h = R$  ширина главного максимума возрастала в  $\sim 2$  раза, то при  $h = 1.5R$  она увеличивалась уже в  $\sim 3$  раза, а при  $h \sim 2R$  – почти в 5 раз. Полная энергия, приходящаяся на главный максимум, менялась практически пропорционально площади открытой части аксикона. В частности, при экранировке половины аксикона она уменьшалась в  $\sim 2.2$  раза.

При изучении распределения на мишени, расположенной вдоль оси пучка, схема измерений слегка изменялась:

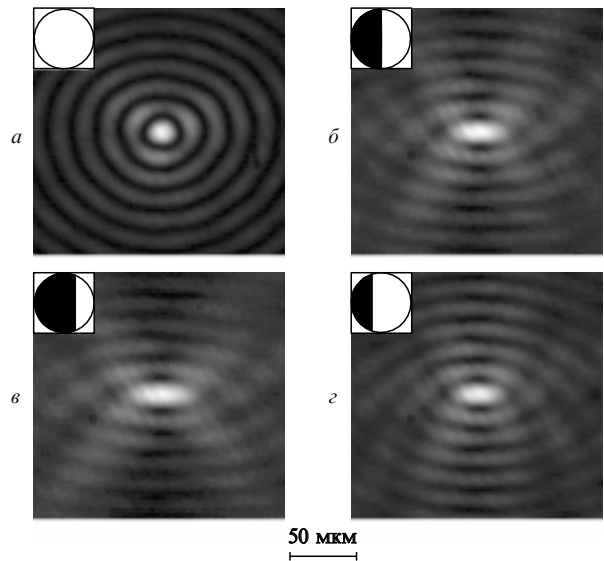


Рис.3. Примеры полученных распределений интенсивности для открытого аксикона (а), наполовину закрытого аксикона ( $\Delta h = 0$ , б), аксикона, у которого закрыто более ( $\Delta h \approx 25d$ , в) и менее ( $\Delta h \approx -25d$ , з) половины апертуры.

отсутствовала маска, в каустике располагалась плоская непрозрачная мишень, схема регистрации была соответствующим образом развернута. Полученное изображение состояло из яркой основной полосы вдоль оси фокальной области и дополнительных полос меньшей интенсивности. Ширины полос и расстояния между ними соответствовали распределению интенсивности излучения после открытого аксикона.

Проанализируем возможности формирования горячей плазмы при воздействии квазибесселева пучка на мишень. Характерные интенсивности  $I$  имеющегося греющего излучения лежат в диапазоне  $\sim 10^{11} - 10^{12}$  Вт/см<sup>2</sup> [11]. При таких интенсивностях температуру электронов факела, возникающего при воздействии излучения с длиной волны 1.06 мкм на мишень с отношением атомной массы к среднему заряду иона плазмы  $\langle A \rangle / \langle Z \rangle \sim 4 - 10$ , можно оценить с помощью скейлинга [12]:

$$T_e \approx 2.7 \text{ кэВ} \left( \frac{I}{10^{14} \text{ Вт/см}^2} \right)^{2/3} \left( \frac{\lambda}{1 \text{ мкм}} \right)^{4/3} \left( \frac{\langle A \rangle}{2 \langle Z \rangle} \right)^{1/3} \\ \sim 50 - 200 \text{ эВ},$$

что достаточно для формирования плазмы с инверсной населенностью [13].

Таким образом, факел на мишени в квазибесселевом пучке можно рассматривать как среду, перспективную для использования в качестве рабочего тела рентгеновского лазера.

### 3. Постановка экспериментов

Для проверки реализуемости предлагаемой схемы формирования горячей плазмы были проведены специальные эксперименты. Использовалось греющее излучение лазера на неодимовом стекле (5 Дж, 5 нс), сфокусированное стеклянным аксиконом с углом при основании  $\alpha = 30$  или  $20^\circ$  на плоскую алюминиевую мишень (фольгу или пластинку толщиной 0.02 или 5 мм соответственно) в вакууме. Регистрировались внешний вид плазменного образования и спектры излучения в видимой и ВУФ областях.

Схема измерений представлена на рис.4. Излучение лазера 1 фокусировалось аксиконом 2 на мишень 3, рас-

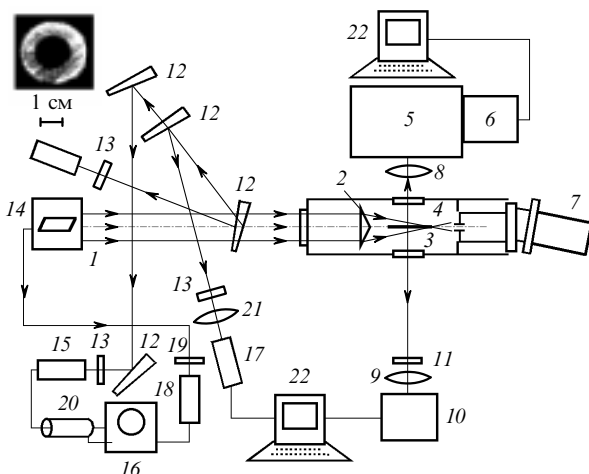


Рис.4. Схема эксперимента по генерации плазменного канала на мишени в вакууме (см. текст).

положенную в вакуумной камере 4. Спектры излучения плазмы в боковом и осевом направлениях анализировались и регистрировались соответственно дифракционным спектрографом 5 (ДФС-452), состыкованным с цифровой видеокамерой 6 (видимый диапазон), и ВУФ спектрографом скользящего падения 7 на фотопленку УФ-4 (ВУФ диапазон). С помощью кварцевой линзы 8 фрагмент плазменного канала проецировался с уменьшением в 2.2 раза на входную щель ДФС-452 поперек нее. Вид сбоку этого же фрагмента в видимом диапазоне, увеличенный в 6 раз объективом 9, регистрировался цифровой видеокамерой 10. Регистрация изображения в линейной области ПЗС-матрицы обеспечивалась подбором светофильтров 11. В случае использования мишени из фольги на обеих сторонах мишени формировались два идентичных плазменных образования, поэтому спектр в видимом диапазоне и внешний вид плазмы регистрировались одновременно. В случае массивной мишени указанные изображения регистрировались в разных вспышках.

В экспериментах применялся одномодовый импульсный лазер на неодимовом стекле с телескопическим усилителем ( $\lambda = 1.054$  мкм). Энергия в импульсе длительностью 5 нс достигала 5 Дж, расходимость пучка составляла  $\sim 3 \cdot 10^{-4}$  рад. Для контроля энергии, временной формы импульса и пространственного распределения интенсивности в лазерном пучке излучение отбрасывалось клиньями 12, ослаблялось фильтрами 13 и регистрировалось соответственно калориметром 14, коаксиальным фотоэлементом 15 с широкополосным осциллографом 16 и цифровой видеокамерой 17. Запуск осциллографа осуществлялся с помощью второго коаксиального фотоэлемента 18. Амплитуда сигнала запуска подбиралась фильтрами 19, а момент регистрации – линией задержки 20. Объектив 21 переводил на ПЗС-матрицу изображение поперечного сечения лазерного пучка из плоскости, оптически сопряженной с аксиконом. Пример характерного распределения интенсивности излучения перед аксиконом представлен в левом верхнем углу схемы в виде полутоновой картины. Полученные данные фиксировались и обрабатывались двумя персональными ЭВМ 22.

### 4. Результаты измерений

Область свечения возникающей плазмы имела вид тонкой яркой полосы длиной до 35 мм и шириной  $\sim 100$  мкм. В приосевой области яркость была максимальной, при смещении к периферии по радиусу и к краям по длине яркость плавно уменьшалась. В направлении вдоль оси наблюдалась модуляция яркости свечения с продольным масштабом  $\sim 150$  мкм. При наклонном падении греющего излучения на мишень существование такой модуляции и ее масштаб согласуются с известными [12] существованием и масштабом упорядоченных структур в плазме лазерного факела. Характерный фрагмент изображения представлен на рис.5,а. На рис.5,б для сравнения показан фрагмент изображения искрового канала, возникающего в газовой мишени (аргон, 1 атм) при тех же условиях. Сравнение показывает, что оба плазменных образования имеют близкие характерные размеры.

На рис.5,в представлен полученный на микроскопе фрагмент следа плазменного образования на мишени после воздействия нескольких греющих импульсов. Можно различить границы двух областей: тонкой полоски ши-

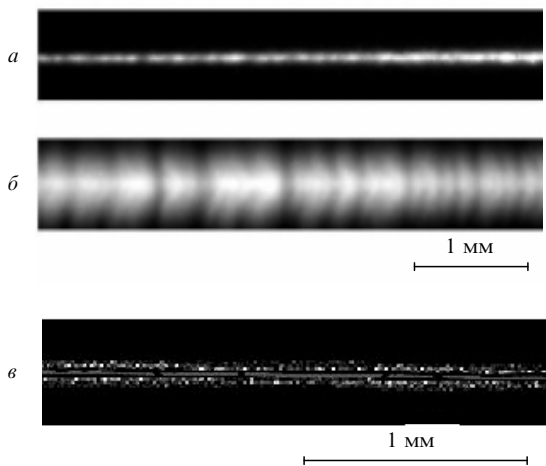


Рис.5. Фрагменты изображений плазменного канала на мишени в вакууме (*a*), искрового канала в аргоне (*b*) и следа на мишени (*v*).

риной  $\sim 6$  мкм и более широкой полосы шириной  $\sim 60$  мкм. Первая область является, по-видимому, результатом воздействия интенсивного излучения и (или) возникающей горячей плотной плазмы, вторая – результатом воздействия разлетающейся менее горячей плазмы. Таким образом, след на мишени подтверждает возникновение протяженного плазменного канала диаметром  $\sim 10$  мкм.

На рис.6 показаны фрагменты спектров излучения плазмы в видимом и ВУФ диапазонах с линиями ионов алюминия. В видимой области наблюдались линии (в скобках указана энергия верхнего уровня перехода) Al II 559.3 нм (15.4 эВ), Al III 569.6 и 572.3 нм (17.81 и 17.80 эВ). Анализ полученных спектров ВУФ диапазона показал наличие линий излучения ионов алюминия высокой кратности: 13.0, 16.0 и 16.2 нм (95, 77 и 77 эВ) для Al IV; 12.6, 13.0 и 28.0 нм (99, 95 и 44 эВ) для Al V.

Наличие в излучении плазмы линий ВУФ диапазона с заметной интенсивностью подтверждает высокую температуру электронов. Это обстоятельство в сочетании с простотой увеличения длины факела и возможностью выхода ВУФ излучения позволяет рассматривать факел на твердотельной мишени в квазибесселевом пучке как перспективный объект для использования в качестве активной среды лазера ВУФ диапазона.

Авторы признательны С.В.Горлову, Л.М.Майоровой и А.В.Макарову за помощь в проведении экспери-

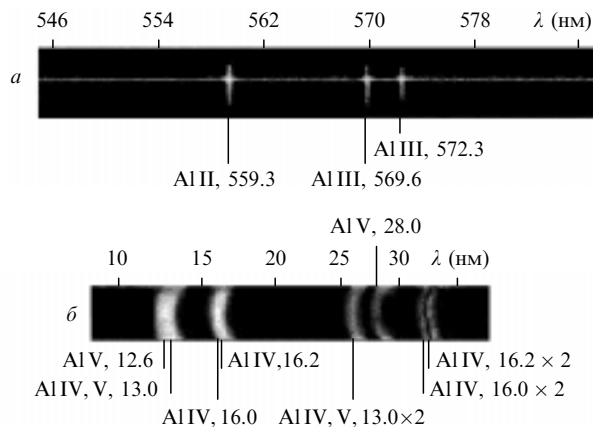


Рис.6. Фрагменты спектров излучения плазменного канала на мишени в видимом (*a*) и ВУФ (*b*) диапазонах (длины волн линий даны в нанометрах;  $\times 2$  означает второй порядок дифракции).

ментов. Работа частично поддержана РФФИ (проект № 99-02-16007) и ФЦП «Интеграция» (проект № А-0111).

1. Бункин Ф.В., Коробкин В.В., Куриный Ю.А., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н. *Квантовая электроника*, **10**, 443 (1983).
2. Андреев Н.Е., Марголин Л.Я., Плешанов И.В., Пятницкий Л.Н. *ЖЭТФ*, **105**, 1232 (1994).
3. Марин М.Ю., Пильский В.И., Полонский Л.Я., Пятницкий Л.Н., Рейнгольд А.В. *ЖТФ*, **75**, 1507 (1987); Polonskiy L.Ya., Goltsov A.Yu., Morozov A.V. *Phys. Plasmas*, **3**, 2781 (1996).
4. Durfee C.G., Lynch J., Milchberg H.M. *Phys.Rev.E*, **51**, 2368 (1995).
5. Nikitin S.P., Alexeev I., Fan J., Milchberg H.M. *Phys.Rev.E*, **59**, R3839 (1999).
6. Bychkov S., Marin M., Pyatnitsky L. *Proc. III Intern. Colloq. on X-Ray Lasers* (Schliersee, Germany, 1992, p.439).
7. Milchberg H.M., Durfee C.G., Lynch J. *J.Opt.Soc.Amer.B*, **12**, 731 (1995); Milchberg H.M., Durfee C.G., McIlrath T.J. *Phys.Rev.Letts*, **75**, 2494 (1995).
8. Muendel M.H., Fluery M., Chatterji S.K., Demeris T., Geuthier J.-C., Hagelstein P.L. *Proc. V Intern. Conf. on X-Ray Lasers* (Lund, Sweden, 1996, p.301).
9. Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М., Наука, 1970).
10. Коробкин В.В., Полонский Л.Я., Попонин В.П., Пятницкий Л.Н. *Квантовая электроника*, **13**, 265 (1986).
11. Бычков С.С., Горлов С.В., Марголин Л.Я., Пятницкий Л.Н., Тальвирский А.Д., Шпатаковская Г.В. *Квантовая электроника*, **26**, 229 (1999).
12. Коротеев Н.И., Шумай И.Л. *Физика мощного лазерного излучения* (М., Наука, 1991, с.174).
13. Элтон Р. *Рентгеновские лазеры* (М., Мир, 1994, с.190).