

04;07;12

## Пространственная структура нижней моды ионно-звуковой неустойчивости плазмы сильноточного ионного лазера

© В.И. Донин,<sup>1</sup> В.А. Иванов,<sup>1</sup> В.В. Пикалов,<sup>2</sup> Д.В. Яковин<sup>1</sup><sup>1</sup> Институт автоматики и электрометрии СО РАН,  
630090 Новосибирск, Россия<sup>2</sup> Институт теоретической и прикладной механики СО РАН,  
630090 Новосибирск, Россия  
e-mail: donin@iae.nsk.su

(Поступило в Редакцию 12 апреля 2002 г.)

В плазме сильноточного непрерывного разряда аргонового ионного лазера экспериментально исследована пространственная структура нижней моды ионно-звуковой неустойчивости. Регистрировались проекции колебаний интенсивности линий ArII спонтанного излучения плазмы при наблюдении с различных ракурсов в плоскостях сечений, перпендикулярных оси разряда. По полученным спектрам мощности интегральных проекций излучения восстановлена двумерная пространственная структура моды. В рамках существующих теоретических моделей проведена ее идентификация.

### Введение

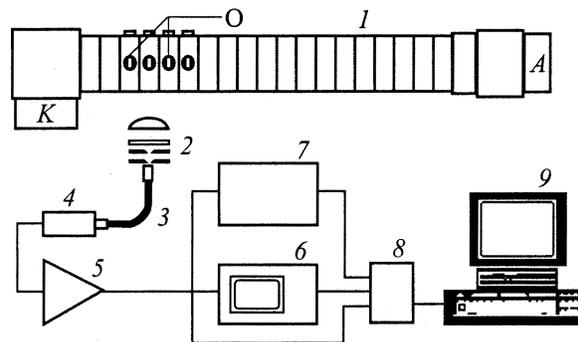
Ионные газовые лазеры в настоящее время являются наиболее мощными источниками непрерывного когерентного излучения в видимой и ближней УФ областях спектра. В качестве активной среды таких лазеров используется сильноточный разряд пониженного давления, создаваемый в цилиндрических трубках диаметром  $5 \leq d \leq 30$  мм [1]. Ранее было экспериментально установлено, что при оптимальных для мощности генерации условиях в плазме ионных лазеров наряду с высокочастотными ионно-звуковыми колебаниями на частотах  $\omega \lesssim \Omega_i$  ( $\Omega_i$  — ионная плазменная частота) одновременно могут самопроизвольно возбуждаться низкочастотные ионно-звуковые колебания на частотах  $\omega \lesssim 10^{-2}\Omega_i$  [1–5]. Пороговое значение тока раскачки колебаний зависит от  $d$ , давления наполнения газа и распределения числа атомов вдоль разряда. Повышение тока сверх порогового может приводить к разрушению стенок разрядной трубки, что ограничивает рост выходной мощности и срок службы лазера [1].

Низкочастотный спектр ионно-звуковой неустойчивости плазмы аргонового лазера представляет собой пики, раздельно лежащие в диапазоне  $0.1 \lesssim \nu \lesssim 2$  МГц ( $\nu = \omega/2\pi$ ). В пороговом режиме наблюдается не более двух пиков. По мере увеличения превышения над порогом их число растет. Наблюдаемые низкочастотные пики являются нижними модами длинноволновых ионно-звуковых колебаний в ограниченной стенками плазме [6,7]. Экспериментально найденное дисперсионное соотношение нижней (самой низкочастотной) моды [8] хорошо согласуется с теоретическим рассмотрением ионно-звуковых колебаний в цилиндрических разрядах низкого давления [9,10]. Пространственная неоднородность распределения интенсивности колебаний двух нижних мод экспериментально исследовалась, по-видимому, только в [7]. На основании полученной в [7] качественной радиальной зависимости колебаний

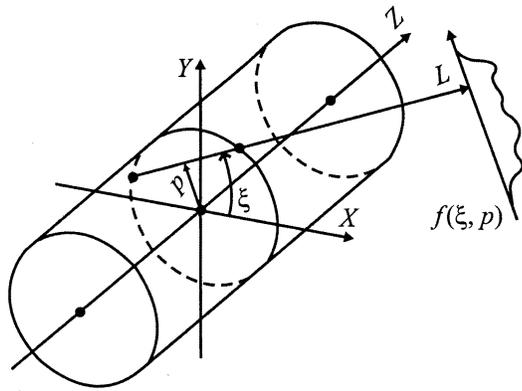
нельзя было получить представление о пространственной структуре мод и определить номер каждой моды. В настоящей работе томографическим способом получена двумерная пространственная структура самой низкочастотной моды и проведена ее идентификация в рамках имеющихся теоретических моделей.

### Схема эксперимента и результаты

Аргоновая плазма создавалась стационарным сильноточным разрядом в трубке длиной 1 м с  $d = 16$  мм (рис. 1). Трубка состояла из охлаждаемых водой алюминиевых секций с оксидным покрытием и имела холодный дуговой катод с саморазогревающейся тугоплавкой втулкой [1]. Четыре секции трубки имели расположенные перпендикулярно оси разряда  $z$  отверстия, выполненные в виде щелей размером  $4 \times 16$  мм, для вывода излу-



**Рис. 1.** Экспериментальная установка для исследования пространственной структуры колебаний плазмы: 1 — разрядная трубка (K — катод, A — анод, O — окна), 2 — оптическая система со световодом 3, 4 — фотоумножитель, 5 — усилитель, 6 — анализатор спектра, 7 — коррелятор, 8 — аналого-цифровой преобразователь, 9 — персональный компьютер.



**Рис. 2.** Томографическая схема регистрации излучения плазмы.

чения из разряда (через кварцевые окна). Каждая из этих секций имела по три окна, что обеспечивало углы направлений наблюдения  $\xi$  в плоскости сечения, перпендикулярной оси  $z$ , равные  $0, 55$  и  $90^\circ$ . Секции с окнами были размещены в прикатодной области трубки, где исследуемые колебания были наиболее интенсивными (зависимость приведена в [8]). При давлении напуска аргона  $0.2-0.4$  Торг (давление в разряде значительно ниже, особенно в прикатодной области) пороговые значения тока разряда составляли  $300-400$  А. Измерения проводились в условиях, близких к порогу неустойчивости. Нижняя мода колебаний имела частоту  $\nu_0 = 190$  kHz.

Для исследования пространственной структуры колебаний использовался метод эмиссионной томографии плазмы [11]. Интенсивность выходящего из плазмы излучения определялась в основном синие-зелеными линиями однократно возбужденных ионов аргона с концентрацией  $n_i^*$ . При небольших превышениях порогового тока концентрация ионов в основном состоянии  $n_i(t) = n_i + \delta n_i(t)$ , где  $n_i$  — постоянная составляющая,  $\delta n_i(t)$  — малая ( $\lesssim 3\%$  от  $n_i$ ) осциллирующая со временем  $t$  составляющая. В условиях эксперимента  $n_i^*$  близка к насыщению по плотности электронов, т.е.  $n_i^*(t) \sim n_i(t)$ , по крайней мере для частот  $\nu < \beta_i$ , где  $\beta_i$  — скорость ионизации [1].

Томографическая задача заключалась в регистрации излучения плазмы с разных ракурсов наблюдения в плоскостях сечений, перпендикулярных оси  $z$ . На рис. 2 показана принципиальная схема регистрации, где  $x, y$  — координаты точек исследуемой плоскости. В каждый момент времени интенсивность излучения, вышедшего из плазмы в направлении луча наблюдения  $L$ , пропорциональна интегралу от плотности возбужденных ионов вдоль его траектории

$$\int_L n_i^*(x, y, t) dl,$$

где  $dl$  — приращение длины вдоль  $L$ .

В эксперименте интегральное излучение регистрировалось в виде одномерных проекций  $f(\xi, p)$  в системе параллельных лучей, задаваемых направлением  $\xi$  и расстоянием  $p$  до оси  $z$ . В приближении оптически тонкой плазмы проекции описываются классическим интегральным преобразованием Радона  $R$  [11]

$$f(\xi, p, t) = R\{n_i^*(x, y, t)\}. \quad (1)$$

По экспериментально измеренным в каждый произвольный момент времени проекциям для набора углов  $\xi \in [0, \pi]$  и набора координат  $p \in [-d/2, d/2]$  можно получить оценку решения интегрального уравнения (1) в виде

$$n_i(x, y, t) \sim R^{-1}\{f(\xi, p, t)\}, \quad (2)$$

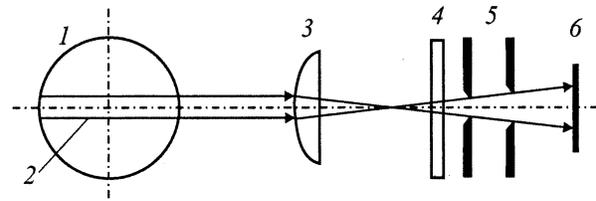
где  $R^{-1}$  — приближение к обратному преобразованию Радона.

Преобразование Фурье по времени применимо к обеим частям выражения (2)

$$\tilde{n}_i(x, y, \nu) \sim R^{-1}\{\tilde{f}(\xi, p, \nu)\}. \quad (3)$$

Здесь и далее тильдой обозначено фурье-преобразование по времени. Принципиальная возможность получения фурье-представления (3) решения обратной задачи (2) была обоснована численным моделированием. Частотная зависимость функции  $\tilde{n}_i(x, y, \nu)$  в каждой точке исследуемой области представляет спектр колебаний ионов плазмы. При выборе фиксированной частоты какой-либо моды рассматриваемая функция представляет собой пространственное распределение этой моды.

Регистрация проекций и их фурье-спектров осуществлялась на экспериментальной установке, показанной на рис. 1. Вышедшее из окна разрядной трубки излучение преобразовывалось в электрический сигнал с помощью оптической системы, состоящей из фокусирующей линзы, синие-зеленого светофильтра, двух диафрагм, волоконного световода (рис. 3) и фотоумножителя. При измерениях использовались две идентичные системы. Каждая регистрировала излучение из объема плазмы в виде узкого цилиндра, перпендикулярного оси разряда. Размеры диафрагм и расстояние между элементами оптической системы выбирались в соответствии с расчетами работы [12]. Пространственное разрешение оптической системы составляло  $0.25$  мм. Каждая система была размещена на отдельной скамье, равномерное



**Рис. 3.** Оптическая схема регистрации излучения: 1 — сечение разряда, 2 — цилиндрический элемент объема, 3 — линза, 4 — светофильтр, 5 — диафрагмы, 6 — приемная площадка световода.

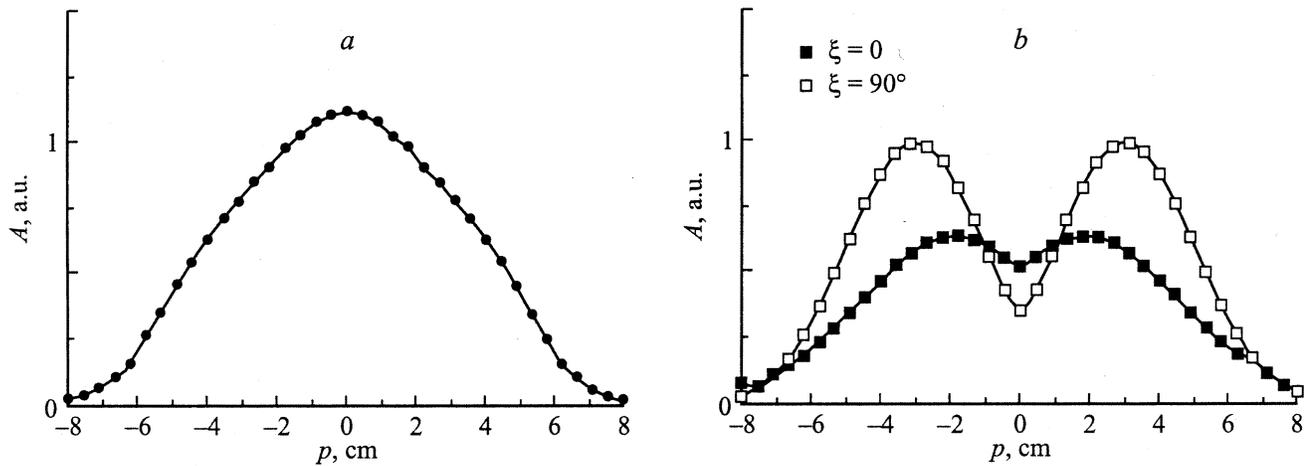


Рис. 4. Зависимость постоянной (а) и осциллирующей (б) составляющих интегрального излучения от  $p$ .

перемещение которой по координате  $p$  перпендикулярно оси  $z$  обеспечивалось электродвигателем. Одна из систем позволяла производить измерения последовательно из двух окон одной секции.

Поскольку применяемый многоканальный аналого-цифровой преобразователь (АЦП) имел сравнительно невысокое быстродействие ( $\geq 30 \mu\text{s}$ ), в нашей установке использовался аналоговый анализатор спектра типа СК4-59, на вход которого через усилитель подавалось напряжение с фотоумножителя. Анализатором измерялась амплитуда гармонической составляющей входного сигнала с частотой  $\nu_0$ . Полоса пропускания анализатора на данной частоте составляла 10 kHz. С выхода анализатора считывалось напряжение, пропорциональное измеряемой амплитуде, представляющее спектр мощности сигнала  $U \sim |\tilde{f}(\xi, p, \nu_0)|$ . Для определения корреляционных характеристик колебаний (методика описана в [8]) усиленные сигналы с фотоумножителей подавались на входы коррелятора типа Х6-4. Для записи корреляционных функций и  $U(p)$  использовались АЦП и персональный компьютер. На входы АЦП также подавались интегрированные по времени сигналы с усилителей, каждый из которых отражал зависимость постоянной составляющей интегрального излучения плазмы от  $p$  в одном из ракурсов (рис. 4, а). По этим кривым можно было осуществлять контроль настройки оптических систем. На рис. 4, б приведены типичные спектры мощности проекций на частоте  $\nu_0$ , одновременно полученные в двух ракурсах. Проекция имеет привал в центре разряда между двумя равными максимумами. В зависимости от ракурса расстояние между максимумами могло меняться (вплоть до совпадения максимумов). При измерениях было обнаружено, что перемещение оптической системы вдоль оси  $z$  (в пределах ширины щели размером 4 mm) не влияло на изменение формы проекций. Это свидетельствует о том, что пространственная структура исследуемых колебаний практически однородна вдоль оси разряда, т.е.  $|\mathbf{k}| \simeq k_z$ , где  $\mathbf{k}$  —

волновой вектор колебаний,  $k_z$  — его продольный компонент.

Задача реконструкции пространственной структуры исследуемой моды колебаний состояла в нахождении двумерного распределения по наборам экспериментальных проекций методами вычислительной томографии по формуле (3). Для использования (3) необходимо в эксперименте регистрировать (или как-то вычислять) отдельно мнимую и действительную части спектра  $\tilde{f}(\xi, p, \nu_0)$ , однако используемый анализатор измерял лишь спектр мощности проекций. В общем случае вид распределения, восстановленного из модуля спектра проекционных данных, может не совпадать с пространственной структурой функции, от которой были получены проекции. Однако для ряда объектов (в том числе, как показало численное моделирование, и для нашего случая), описываемых стационарными гармоническими колебаниями, по этой методике можно без существенных искажений определить характерный вид их пространственной структуры.

Реконструкция томограмм проводилась с помощью метода максимума энтропии [13], эффективного в задачах с параллельной системой регистрации проекций при очень малом числе ракурсов. В вычислениях использовался алгоритм MENT, входящий в пакет программ вычислительной томографии плазмы и газа TOPAS-MICRO [11]. Восстановленные томограммы (рис. 5, а) содержат два симметричных относительно центра разряда главных максимума. Измерение взаимно-корреляционных функций колебаний из разных областей разряда показало наличие фазового сдвига между главными максимумами, равного  $\pi$  rad. На томограммах заметны артефакты в виде полигональных искажений, появляющихся вследствие малого числа ракурсов. Сравнение томограмм, полученных в соседних секциях, указывало на наличие небольшого поворота характерных структур изображения вокруг оси  $z$ . Это позволило получить качественное представление о трехмерной структуре исследуемой моды в виде двойной спирали

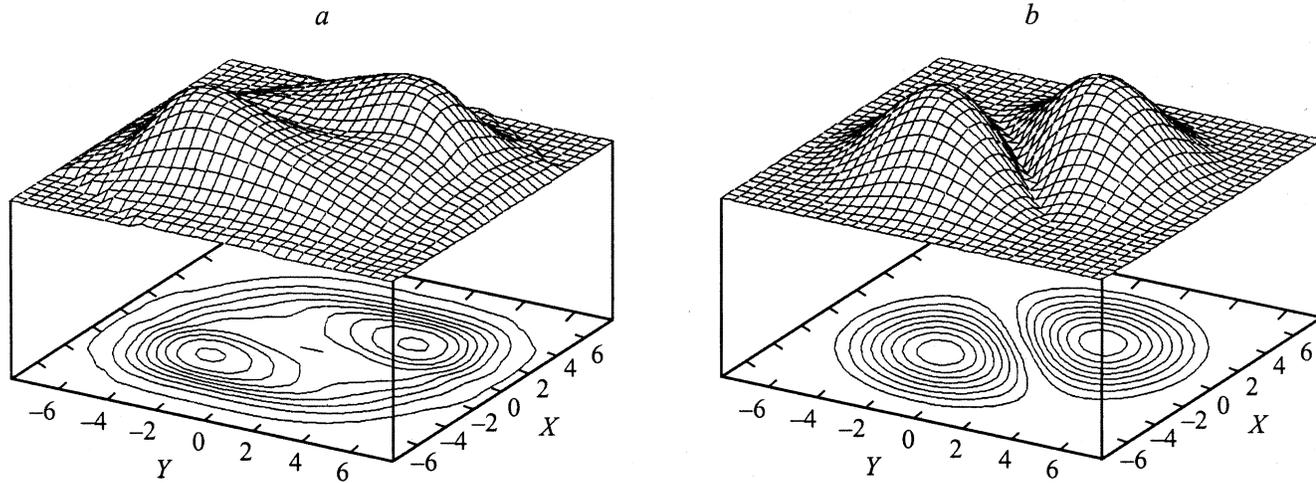


Рис. 5. Восстановленная томограмма (а) и структура (модуль распределения) моды (1, 1) [7] (b).

с периодом витка (по нашим оценкам)  $\simeq 50\text{--}100$  см. Причины наблюдаемого слабого вращения структуры моды по мере изменения  $z$  нами не изучались.

## Обсуждение результатов и выводы

Как указывалось выше, пространственная неоднородность распределения интенсивности ионно-звуковых колебаний в сильноточном разряде ионного лазера была экспериментально замечена в [7] на основании качественного различия радиальных распределений двух нижних мод колебаний. По сравнению с экспериментальной схемой, применявшейся в указанной работе, наша схема позволяет исследовать пространственную структуру колебаний томографическим способом и имеет гораздо лучшее пространственное разрешение. В результате измерений спектров мощности интегральных проекций и их обработки методами вычислительной томографии была определена двумерная структура нижней моды. Корреляционные измерения выявили пространственную фазовую неоднородность этой моды.

Теоретическое рассмотрение структуры мод в рамках гидродинамической модели ионно-звуковых колебаний в разряде содержатся в работах [7,9,10]. Однако в отличие от работ [9,10] модель [7] объясняет наличие нижних граничных частот и демонстрирует хорошее согласование расчетной величины частоты нижней моды с измеренной в эксперименте. Согласно [7], моды колебаний в полярных координатах  $(r, \varphi)$  имеют структуру вида

$$\delta n_i(r, \varphi) \sim J_m \left( j_{mn} \frac{2r}{d} \right) \cos(m\varphi),$$

где через  $j_{mn}$  обозначен  $n$ -й нуль функции Бесселя  $m$ -го порядка  $J_m$ .

Следовательно, каждая мода характеризуется парой целых чисел  $(m, n)$ . Вид реконструированного двумер-

ного распределения нижней моды, имеющего два характерных максимума (рис. 5,а), и наличие разницы фаз  $\pi$  рад между ними хорошо согласуются только с теоретической структурой моды с  $m = 1, n = 1$  (показанной на рис. 5,б). Это позволяет идентифицировать нижнюю моды как моды (1, 1), что не противоречит результатам работ [8,9,10]. Таким образом, в настоящей работе при помощи методов эмиссионной томографии, адаптированных для изучения пространственных характеристик колебаний плазмы, впервые получена двумерная пространственная структура нижней моды ионно-звуковой неустойчивости плазмы сильноточного аргонового лазера и проведена идентификация исследуемой моды.

## Список литературы

- [1] Донин В.И. Мощные ионные газовые лазеры. Новосибирск: Наука, 1991. 208 с.
- [2] Донин В.И. // ЖЭТФ. 1972. Т. 62. Вып. 5. С. 1648–1660.
- [3] Wang C.P., Lin S.C. // J. Appl. Phys. 1972. Vol. 43. N 12. P. 5068–5073.
- [4] Гадецкий Н.П., Ткач Ю.В., Сидельникова А.В., Зейдлиц В.П. // Укр. физ. журн. 1974. Т. 19. № 6. С. 931–935.
- [5] Lüthi H.R., Seelig W. // J. Appl. Phys. 1977. Vol. 48. N 12. P. 4922–4927.
- [6] Алферов Г.Н., Донин В.И., Смирнов Г.И., Шапиро Д.А. // Квантовая электрон. 1981. Т. 8. № 1. С. 13–19.
- [7] Донин В.И., Шапиро Д.А., Яковин Д.В., Яценко А.С. // ЖТФ. 1988. Т. 58. Вып. 1. С. 80–87.
- [8] Донин В.И., Иванов В.А., Яковин Д.В. // ЖТФ. 2001. Т. 71. Вып. 4. С. 36–39.
- [9] Woods L.C. // J. Fluid. Mech. 1965. Vol. 23. Pt 2. P. 315–323.
- [10] Ewald H.N., Crawford F.W., Self S.A. // Phys. Fluids. 1969. Vol. 12. N 2. P. 303–315.
- [11] Пикалов В.В., Мельникова Т.С. Томография плазмы. Новосибирск: Наука, 1995. 229 с.
- [12] Webb C.E. // J. Appl. Phys. 1968. Vol. 39. N 12. P. 5441–5470.
- [13] Minerbo G.N., Sanderson J.G., van Hulsteyn D.B., Lee P. // Appl. Opt. 1980. Vol. 19. N 10. P. 1723–1728.