

04;07;12

Испытание систем внутрирезонаторного многопроходного зондирования для диагностики плазмы токамака методом лазерной фотоионизации

© Ю.В. Петров, Г.Т. Раздобарин, С.Ю. Толстяков

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, С.-Петербург

Поступило в Редакцию 18 сентября 1998 г.

Для увеличения чувствительности фотоионизационной диагностики предпринята разработка эффективных лазерных систем зондирования плазмы, основанные на использовании устойчивых резонаторных конфигураций с малыми дифракционными потерями. Разработанные системы зондирования прошли апробацию в демонстрационных экспериментах на токамаке ФТ-1. Полученные результаты свидетельствуют о возможности проводить надежные измерения плотности нейтрального водорода в диапазоне $10^8 - 10^9 \text{ cm}^{-3}$ в плазме токамака.

В предыдущих публикациях [1,2] были представлены эксперименты с использованием нового диагностического метода, основанного на лазерной фотоионизации возбужденных атомов водорода в плазме токамака. Дальнейшее развитие диагностики связано с увеличением точности измерения слабого светового сигнала, обусловленного фотоионизацией, в присутствии шумов собственного свечения плазмы, что достигается путем увеличения энергии зондирования. Увеличение энергии целесообразно и в условиях насыщения [2], когда регистрируемый сигнал фотоионизации перестает зависеть от мощности зондирующего потока. В этом случае увеличение чувствительности диагностики связано с увеличением длительности генерации и числа генерируемых импульсов. В соответствии с этими требованиями были разработаны лазерные системы на основе резонаторов с малыми дифракционными потерями, приспособленные для внутрирезонаторного многопроходного зондирования плазмы на установках токамак.

В основу разработок заложены два принципа. Первый принцип — многопроходное зондирование плазмы с использованием пары зеркал, расположенных по обе стороны разрядной камеры токамака. В этом

случае энергия зондирования увеличивается с увеличением количества проходов лазерного пучка через плазму. Второй принцип основан на размещении исследуемой плазмы внутри замкнутого лазерного резонатора. Это позволяет реализовать низкий порог генерации ввиду малых конечных потерь и увеличить энергию генерации соответственно. Оба принципа могут быть реализованы индивидуально, однако наибольший эффект достигается при их совместном использовании. При этом предполагается наличие по крайней мере двух связанных резонаторных секций, одна из которых предназначена для размещения активной среды, а другая — для размещения диагностируемой плазмы. Такая компоновка системы с применением согласующей линзы обеспечивает режим генерации с наименьшими потерями.

Основными требованиями к системам внутрирезонаторного многопроходного зондирования плазмы являются возможность увеличения длины резонатора в соответствии с большими размерами разрядной камеры токамака и низкий порог генерации. Этим двум противоречивым требованиям можно удовлетворить, используя наиболее устойчивые резонаторные конфигурации, близкие к конфокальным [3]. Схема полуконфокального резонатора с общей длиной ~ 10 м, удовлетворяющая требованию многопроходного зондирования плазмы, показана на рис. 1, а. На рисунке показано шесть полных проходов луча через объем, занимаемый плазмой (по три в одном направлении). В представленной схеме роль сферического зеркала выполняет зеркально-линзовая система, состоящая из плоского зеркала 1 и согласующего объектива 4 переменного фокуса, между которыми расположены активный элемент 3 из Nd фосфатного стекла $\varnothing 45 \times 300$ и фототропный затвор 2 с начальным пропусканием около 90%. Объектив 4 юстируется в соответствии с требованием конфокальности таким образом, чтобы фокус зеркально-линзовой системы (1, 4) оказался совмещенным с плоским зеркалом б. Приведенная схема резонатора позволяет легко согласовывать сечения активного элемента и патрубков токамака и изменять длину резонатора с использованием одних и тех же оптических элементов. В условиях конфокальности осуществлен многоимпульсный режим генерации лазера с числом импульсов в цуге более 10 за время накачки при энергии одиночного импульса до 6.5 Дж. Полное число обходов лазерного луча внутри резонатора достигало 30 за полную длительность импульса $\sim 2 \mu\text{s}$, что доказывает малый уровень потерь на расходимость. О малом уровне потерь свидетельствует также низкий порог генерации. По сравнению с резонатором плоской конфигурации, примененным в

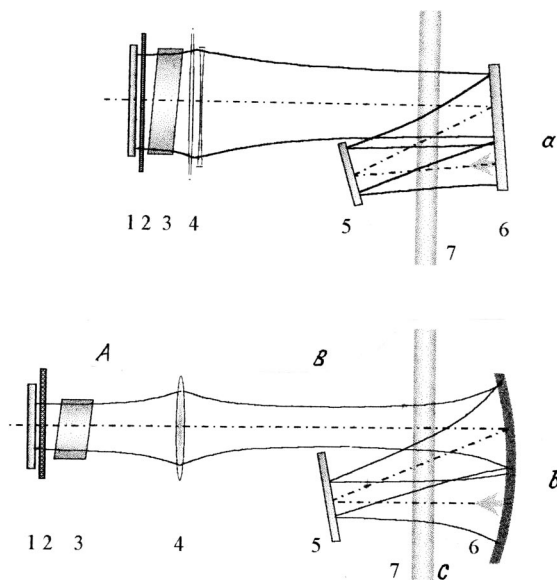


Рис. 1. Оптические схемы резонаторов устойчивой конфигурации: *a* — полуконфокальный резонатор; *b* — секционированный конфокальный резонатор. 1 — плоское зеркало, 2 — фототропный затвор, 3 — активный элемент, 4 — объектив, 5, 6 — зеркала многопроходной системы, 7 — диагностируемая плазма.

первых экспериментах [1,2], пороговая энергия накачки уменьшилась с 15 до 2.7 кДж. Вместе с тем отмечено ухудшение удержания энергии при увеличении длины резонатора свыше 10 м, соответствующей более чем 6 проходам зондирующего пучка через плазму. Отмеченный эффект наиболее характерен для режимов с большой мощностью накачки из-за термических искажений и соответственно нарушения условий конфокальности. Увеличение селективных потерь из-за термических aberrаций не позволяет эффективно использовать увеличение числа проходов зондирующего пучка свыше шести. Тем не менее, несмотря на ограничение числа проходов, представленная полуконфокальная схема резонатора имеет очевидные преимущества по сравнению с плоской резонаторной конфигурацией [1,2] по величине пороговой энергии накачки и энергии зондирования плазмы.

Альтернативная система на рис. 1, *b* использует принцип составного резонатора, образованного конфокальными секциями *A*, *B* и *C*. Условие конфокальности достигается путем совмещения фокусов линзы 4 с фокусом сферического зеркала 6, а также с зеркалом 1. Кроме того, плоское зеркало 5, предназначенное для осуществления многопроходного зондирования плазмы, располагается в фокальной плоскости сферического зеркала. В отличие от резонаторной конфигурации, представленной на рис. 1, *a*, многопроходное зондирование в секционированной системе не означает увеличения длины резонатора и связанных с ним дифракционных потерь. Потери увеличиваются только из-за отражений на поверхностях оптических элементов и могут быть сведены к минимуму выбором высокоотражающих покрытий и просветленной линзовой оптики. Присутствие многопроходной системы дает прирост энергии зондирования плазмы в соответствии с числом проходов.

Схема продемонстрировала рекордно низкий уровень селективных потерь, обусловивший малое значение пороговой энергии накачки ~ 1.9 кДж, что позволило осуществить многоимпульсный режим с большим числом импульсов генерации. Система позволяет для заданной длины резонатора варьировать сечения пучка на оптических элементах в широких пределах без уменьшения энергии генерации. Тем самым достигается оптимальное заполнение излучением активной среды и патрубков токамака.

Демонстрационные эксперименты были выполнены в плазме токамака ФТ-1 ($R = 62.5$ см, $a = 15$ см) в стандартных условиях разряда с использованием схемы регистрации свечения линии H_{β} , обсуждавшейся ранее [1,2]. Схема внутрирезонаторного многопроходного зондирования плазмы с использованием полуконфокального резонатора с общей длиной ~ 10 м приведена на рис. 2. Несмотря на дополнительные неселективные потери, связанные с размещением в резонаторе камеры токамака, были получены высокие параметры зондирующего излучения. При умеренной накачке 15 кДж число импульсов в цуге составляло $N \geq 10$, энергия в импульсе на один проход — 5–6 Дж. Пиковое значение плотности мощности зондирующего потока и суммарная энергия зондирования плазмы за серию импульсов в цуге приведены на рис. 3 в зависимости от энергии накачки. Пиковая плотность мощности достигает 6.5 МВт/см², что заметно превышает насыщающее значение ~ 2 МВт/см² в условиях разряда на токамаке ФТ-1. Для сравнения укажем, что в предыдущих измерениях [1,2] энергия в импульсе на

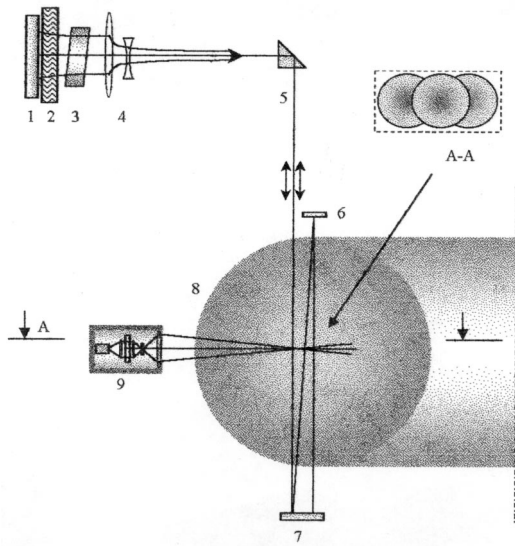


Рис. 2. Схема эксперимента на токамаке ФТ-1 с применением полуконфокального резонатора: 1 — плоское зеркало, 2 — фототропный затвор, 3 — активный элемент, 4 — объектив, 5 — поворотная призма, 6, 7 — плоские зеркала, 8 — плазма, 9 — система сбора света. А-А — сечение пучка для 6 проходов.

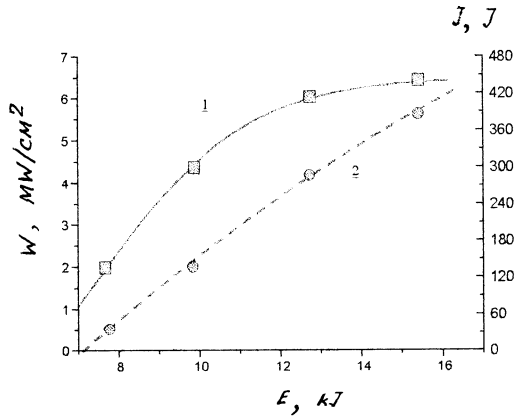


Рис. 3. Зависимости плотности мощности зондирующего излучения W (1) и энергии зондирования J (2) от энергии накачки E .

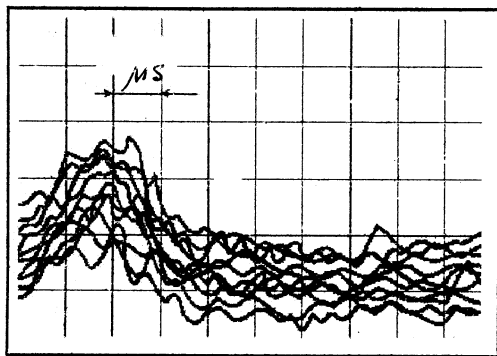


Рис. 4. Оциллограмма фотоионизационных сигналов.

один проход составляла 3–5 J при предельной энергии накачки ~ 40 kJ. Кроме того, длительность зондирующих импульсов увеличилась более чем в два раза, достигнув $\sim 1 \mu\text{s}$ по полувисоте. Большая длительность зондирования является существенным фактором увеличения чувствительности диагностики. В результате оказалась возможной регистрация сигналов для каждого из последовательности лазерных импульсов в цуге в присутствии шума плазмы. Это видно из представленной на рис. 4 оциллограммы с записью отдельных сигналов фотоионизации, соответствующих последовательности импульсов генерации за время накачки. Результаты измерений, представленные оциллограммой, соответствуют области плазменного шнура с концентрацией невозбужденных атомов водорода менее 10^{10} cm^{-3} . Усреднение сигналов за серию импульсов в цуге позволяет проводить надежные измерения в диапазоне концентраций $10^8 - 10^9 \text{ cm}^{-3}$, характерном для центральной области плазменного шнура.

Список литературы

- [1] Гусев В.К., Деч А.В., Куприенко Д.В. и др. // Письма в ЖТФ. 1995. Т. 21. С. 32.
- [2] Gladuschak V.I., Gusev V.K., Kantor M.Yu. et al. // Nuclear Fusion. 1995. V. 35. P. 1385.
- [3] Anan'ev Yu.A. // Laser resonators and the beam divergence problem. Adam Hilder, Bristol, Philadelphia and New York, 1992.