

04,07;12

Применение широкоапертурных резонаторов с малыми дифракционными потерями для диагностики плазмы токамака методом лазерной фотоионизации

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

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Поступило в Редакцию 28 сентября 1998 г.)

Для увеличения чувствительности фотоионизационной диагностики предприняты разработки эффективных лазерных систем зондирования плазмы, основанные на использовании устойчивых резонаторных конфигураций с малыми дифракционными потерями. Разработанные системы удовлетворяют требованию многопроходного внутрирезонаторного зондирования и позволяют увеличить длину резонатора в соответствии с большим размером камеры токамака. Произведены демонстрационные эксперименты 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.

1. Принципы построения диагностических лазерных систем

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 предполагает увеличение точности измерения слабого светового сигнала, обусловленного фотоионизацией, в присутствии шумов собственного свечения плазмы, что достигается путем увеличения энергии зондирующего излучения. Увеличение энергии целесообразно и при достижении условия насыщения, когда регистрируемый сигнал фотоионизации перестает зависеть от мощности зондирующего потока. При этом улучшение чувствительности диагностики связано с увеличением длительности генерации, числа генерируемых импульсов, а также с увеличением количества излучающих атомов в диагностируемом объеме плазмы за счет увеличения поперечных размеров лазерного пучка. В соответствии с этими требованиями были разработаны лазерные системы на основе резонаторов с малыми дифракционными потерями, приспособленные для диагностических экспериментов 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. Второй принцип основан на размещении исследуемой плазмы внутри замкнутого лазерного резонатора. Это позволяет реализовать низкий порог генерации ввиду малых концевых потерь и увеличить энергию генерации соответственно. Оба принципа могут быть реализованы индивидуально, однако наибольший эффект может быть достигнут при их совместном использовании. При этом предполагается наличие по край-

ней мере двух связанных резонаторных секций, одна из которых предназначена для размещения активной среды, а другая — для размещения диагностируемой плазмы. Такое разбиение резонатора на секции с применением согласующей линзы обеспечивает режимы генерации с наименьшими потерями. Действительно, для мод высокого порядка, отличающихся наихудшим удержанием пучка, дифракционные потери на один проход имеют резкую модовую границу, зависящую от числа Френеля N . Эти потери вблизи граничной моды j_0 представимы для конфокальной конфигурации в виде функциональной зависимости от числа Френеля $e^{-(4\pi N - j_0)}$ [3]. При $N \gg 1$ потери становятся практически нулевыми, как только длина секции резонатора уменьшается вдвое, а число Френеля соответственно вдвое увеличивается. Таким образом, увеличение числа секций при заданной общей длине составного резонатора и пропорциональное возрастание числа Френеля для каждой отдельной секции дают большие выгоды для удержания энергии, особенно в случае неоднородной активной среды.

2. Устройство и результаты испытаний диагностических лазерных систем

а) Система с полуконфокальным резонатором. Основными требованиями к системам многопроходного внутрирезонаторного 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 [4]. Две разновидности такой системы с размещением плазмы токамака внутри длинного полуконфокального резонатора приведены на рис. 1, а, б. Здесь роль сферического зеркала выполняет зеркально-линзовая система в составе плоского зеркала I и со-

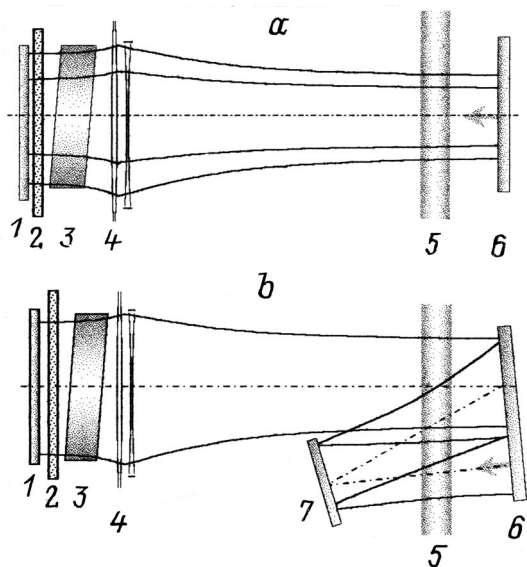


Рис. 1. Оптическая схема полуконфокального резонатора в отсутствие (а) и при наличии (б) многопроходной системы зондирования: 1 — плоское зеркало; 2 — фототропный затвор; 3 — активный элемент; 4 — объектив; 5 — плазменный объем; 6, 7 — плоские зеркала.

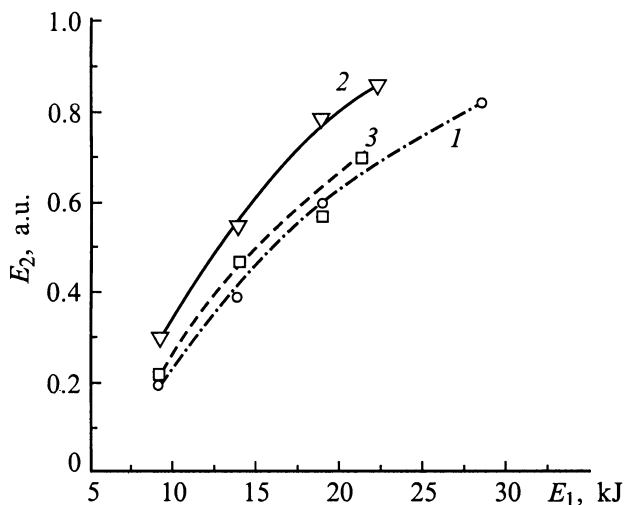


Рис. 2. Суммарная энергия зондирования E_2 для 4 (1), 6 (2) и 8 переходов (3) пучка через плазменный объем в зависимости от энергии накачки $[E_1]$.

гласующего объектива 4, между которыми расположены активный элемент из неодимового фосфатного стекла $\varnothing 45 \times 300$ и фототропный затвор с начальным пропусканием около 90%. Путем изменения фокусного расстояния согласующего линзового объектива можно менять конфигурацию системы в широких пределах от концентрической до плоской. Максимум генерации наблюдается при точном соблюдении условия конфокальности, когда фокус зеркально-линзовой системы совмещен с плоским зеркалом б. Схема полуконфокального резонатора с

общей длиной ~ 10 м, показанная на рис. 1, б, удовлетворяет требованию многопроходного зондирования плазмы, которое достигается в результате зигзагообразного хода луча внутри резонатора. На рисунке показано шесть полных проходов луча через объем, занимаемый плазмой (по три в одном направлении), однако система легко настраивалась на четыре и восемь проходов. В условиях конфокальности осуществлен многоимпульсный режим генерации с числом импульсов в пучке за время накачки более 10 при энергии одиночного импульса до 6.5 Дж. При этом отдельные импульсы были промодулированы по амплитуде с периодом ~ 70 нс в соответствии с временем обращения волнового фронта в резонаторе. Число периодов амплитудной модуляции достигало 30 за полную длительность импульса ~ 2 мкс. Столь большое число обходов лазерного луча внутри резонатора доказывает малый уровень потерь на расходимость. О малом уровне потерь свидетельствует также низкий порог генерации. По сравнению с примененным в первых экспериментах [1,2] резонатором плоской конфигурации, пороговая энергия накачки уменьшилась с 15 до 2.7 кДж. Тем не менее 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 нарушением условия конфокальности. Как видно из рис. 2, при изменении числа проходов от 4 до 6 выигрыш суммарной энергии зондирования составляет около 30%. При дальнейшем увеличении числа проходов (до восьми) наблюдается даже некоторое уменьшение суммарной энергии зондирования. Таким образом, 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 по величине пороговой энергии накачки и суммарной энергии зондирования плазмы.

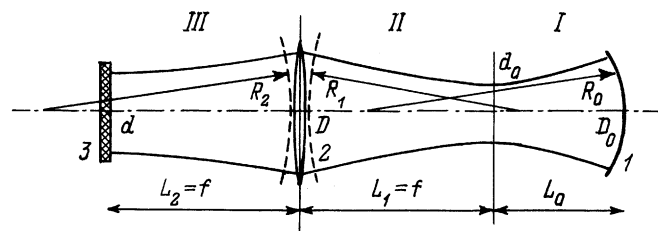


Рис. 3. Составной резонатор: 1 — сферическое зеркало, 2 — линза, 3 — плоское зеркало; R_0 — радиус кривизны сферического зеркала; R_1 и R_2 — радиусы кривизны волновых фронтов пучка справа и слева от линзы; L_0 , L_1 и L_2 — длины резонаторных секций I, II и III соответственно; D и D_0 — диаметры пучка на линзе и сферическом зеркале; d и d_0 — диаметры пучка в перетяжках, f — фокусное расстояние линзы.

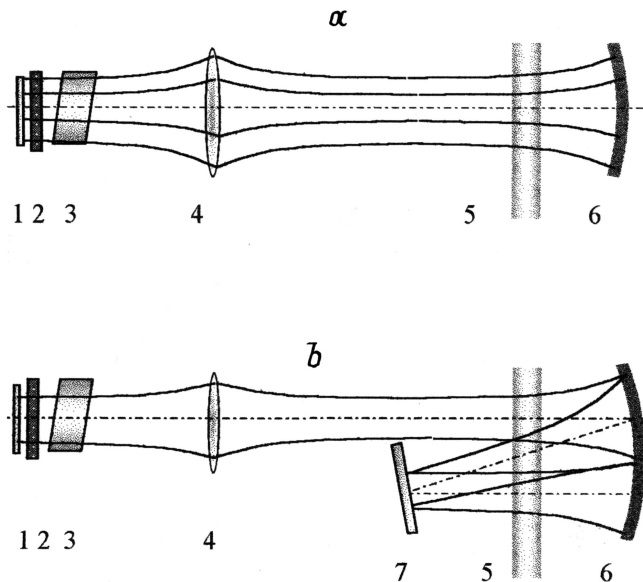


Рис. 4. Оптическая схема составного конфокального резонатора в отсутствие (а) и при наличии (б) многопроходной системы зондирования: 1 — плоское зеркало, 2 — фототропный затвор, 3 — активный элемент, 4 — линза, 5 — плазменный объем, 6 — сферическое зеркало, 7 — плоское зеркало.

б) Система с составным конфокальным резонатором. Схемы резонаторов, представленные на рис. 3, 4, используют принцип секционированного составного резонатора. Схему сопряжения двух резонаторных секций поясняет рис. 3. При совмещении фокуса линзы 2 с плоским зеркалом 3 положение перетяжек однозначно определено фокальными плоскостями линзы [5]. Минимальные потери в секции I, предназначенной для размещения плазмы, достигаются при формировании конфокальной конфигурации ($R_0 = 2L_0$) путем совмещения фокусов сферического зеркала I и линзы 2.

Записывая параметр конфокальности [3] гауссова пучка через радиусы кривизны волновых фронтов на сферическом зеркале (секция I) и линзе (секция II), получаем уравнение связи длин секций и соответствующих радиусов кривизны

$$b = 2\sqrt{L_1(R_1 - L_1)} = 2\sqrt{L_0(R_0 - L_0)} = 2L_0. \quad (1)$$

В частном случае равенства длин $L_0 = L_1 = f$ уравнение (1) имеет единственное решение $R_1 = 2L_1$ и система приобретает симметричную конфигурацию, когда распределение поля во всех трех секциях резонатора в точности совпадает. В случае, когда $L_0/L_1 \gg 1$ либо $L_0/L_1 \ll 1$, решения для секции II соответствуют конфигурации для плоского либо концентрического резонатора. Соотношения диаметров пучка на обоих зеркалах и в перетяжках легко поддаются расчету. Из известного закона распространения гауссова пучка [3] и формулы линзы следуют соотношения диаметров пучка для любой пары элементов резонатора. Так, если ограничение поперечных размеров пучка заданы апертурной диафрагмой d

на плоском зеркале I, то диаметры пучка на остальных элементах соответственно равны $D = d\sqrt{1 + (L_0/f)^2}$, $d_0 = dL_0/f$, $D_0 = d\sqrt{2}L_0/f$. Предпочтение должно быть отдано той конфигурации, у которой поперечные размеры пучка наилучшим образом согласуются с ограничивающими диафрагмами. Роль таких диафрагм выполняют патрубки токамака, расположенного в секции I, и рабочий диаметр активного элемента, размещенного в секции III.

Для проведения испытаний была подготовлена схема, представленная на рис. 4, с линзой связи фокусом $f = 2$ м и сферическим зеркалом радиуса кривизны $R = 3.3$ м. Активный элемент 3 и фототропный затвор 2 размещались вблизи плоского зеркала I. Общая длина составного резонатора с учетом рефракции активной среды оказывается 5.76 м. При ограничении пучка на зеркале I поперечным размером активного элемента $d = 45$ мм диаметры пучка на линзе в перетяжке и на сферическом зеркале, согласно приведенным выше выражениям, соответственно равны $D = 58$ мм, $d_0 = 37$ мм, $D_0 = 53$ мм.

На схеме, представленной на рис. 4, б, присутствует дополнительный компонент в виде плоского зеркала 7 для осуществления многопроходного зондирования плазмы. Плоское зеркало располагается в фокальной плос-

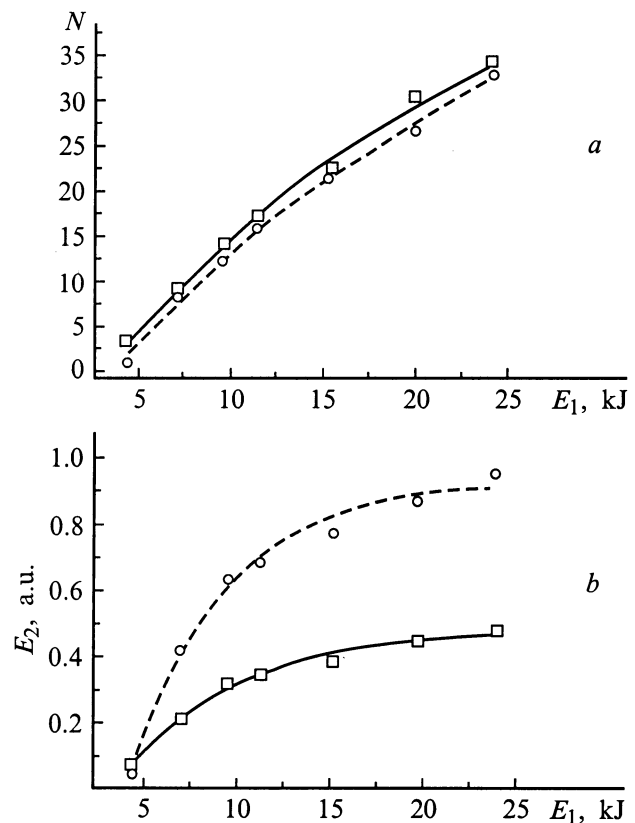


Рис. 5. Количество генерируемых импульсов (а) и суммарная энергия зондирования (б) для составного конфокального резонатора в присутствии многопроходной системы (штриховая кривая) и без нее (сплошная кривая).

кости сферического зеркала 6, образуя дополнительную секцию, представленную полуконфокальным резонатором. Многопроходная система отъюстирована на четыре дополнительных прохода зондирующего луча через объем, занимаемый плазмой. В отличие от конфигурации на рис. 1, *b* осуществление многопроходного зондирования в такой секционированной системе не означает уменьшение числа Френеля и связанных с ним дифракционных потерь. Потери увеличиваются главным образом из-за дополнительных оптических элементов и могут быть сведены к минимуму выбором высокоотражающих покрытий и просветленной линзовой оптики. Это подтверждается приведенными на рис. 5 результатами измерений числа генерируемых импульсов в зависимости от энергии накачки. Как видно, присутствие многопроходной системы практически не изменяет количество импульсов генерации и, следовательно, не приводит к заметному увеличению потерь. Как следствие, многопроходное зондирование дает очевидный прирост суммарной энергии зондирования плазмы. Наблюдаемое насыщение энергии зондирования при больших накачках связано с образованием термической линзы и нарушением условия конфокальности.

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

3. Демонстрационные эксперименты на установке токамак

Демонстрационные эксперименты были выполнены на токамаке 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 внутррезонаторного многопроходного зондирования плазмы с использованием полуконфокального резонатора с общей длиной ~ 10 м приведена на рис. 6. Там же показано заполнение излучением патрубков токамака с внутренним сечением 20×40 мм при 6 проходах пучка через плазму. 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 пуле составляло $N \geq 10$, энергия в импульсе на один проход — 5–6 Дж. Пиковое значение плотности мощности зондирующего потока и суммарная энергия зондирования плазмы в многопроходной системе в зависимости от энергии накачки приведены на рис. 7. Наблюдаемое насыщение плотности мощности соответ-

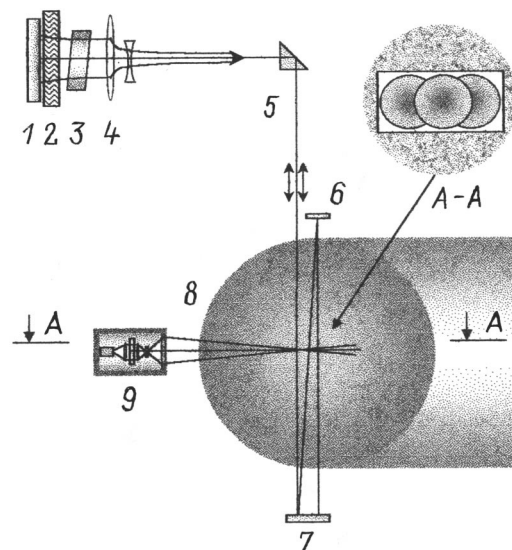


Рис. 6. Схема эксперимента на токамаке ФТ-1 с применением полуконфокального резонатора: 1 — плоское зеркало; 2 — фототропный затвор; 3 — активный элемент; 4 — объектив; 5 — поворотная призма; 6, 7 — плоские зеркала; 8 — плазма; 9 — система сбора света; A–A — сечение пучка для 6 проходов зондирования плазмы (проекция в центре плазменного шнура).

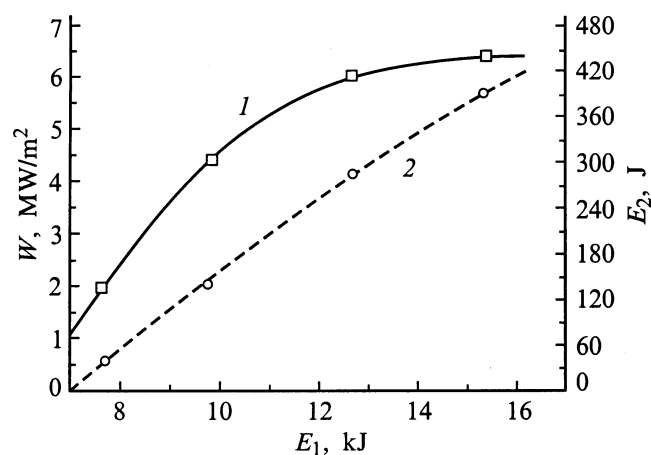


Рис. 7. Зависимости плотности мощности зондирующего излучения (1) и энергии зондирования (2) от энергии накачки.

ствует увеличению количества импульсов генерации. Уровень плотности мощности достигает 6.5 МВт/см², что заметно превышает насыщающее значение ~ 2 МВт/см² в условиях разряда на токамаке ФТ-1 [2]. Полученные параметры генерации существенно улучшают диагностические возможности метода по сравнению с ранее выполненными экспериментами [1,2]. В предыдущих измерениях энергия отдельных импульсов составляла 3–5 Дж при предельной энергии накачки ~ 40 кДж. Кроме того, длительность зондирующих импульсов увеличилась более чем в два раза, достигнув ~ 1 мкс по полувысоте.

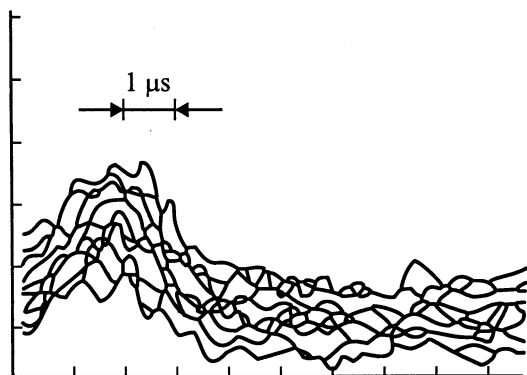


Рис. 8. Осциллограмма фотоионизационного сигнала.

Большая длительность зондирования является существенным фактором увеличения чувствительности диагностики. В результате оказалась возможной регистрация сигналов для каждого из последовательности лазерных импульсов в пучке в присутствии шума плазмы. Это видно из представленной на рис. 8 осциллограммы с записью отдельных сигналов фотоионизации, соответствующих последовательности импульсов генерации за время накачки. Результаты измерений, представленные осциллограммой, соответствуют области плазменного шнура с концентрацией невозбужденных атомов водорода менее 10^{10} cm^{-3} . Усреднение сигналов за серию импульсов в пучке позволяет проводить надежные измерения в диапазоне концентраций $10^8 - 10^9 \text{ cm}^{-3}$, характерном для центральной области плазменного шнура.

Заключение

Выполнены новые диагностические разработки для измерения нейтрального компонента плазмы токамаков методом лазерной фотоионизации. Испытания на токамаке ФТ-1 продемонстрировали преимущества лазерных систем на основе конфокальных резонаторных конфигураций по сравнению с плоской резонаторной конфигурацией по наиболее важным параметрам. Обладая малыми дифракционными потерями, конфокальные резонаторы предъявляют менее жесткие требования к однородности активного элемента и делают схему более устойчивой к термооптическим искажениям и разъюстировке. В экспериментах получен заметный выигрыш по пороговой накачке, длительности и энергии зондирующих импульсов. Тем самым появилась реальная возможность 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. Vol. 35. P. 1385.
- [3] Kogelnik H., Li T. // Appl. Opt. 1966. Vol. 5. P. 1550.
- [4] Anan'ev Yu.A. // Laser Resonators and the Beam Divergence Problem. Bristol; Philadelphia: New York; Adam Hilder, 1992.
- [5] Микаэлян А.Л., Тер-Микаэлян М.Л., Турков Ю.Г. // Оптические генераторы на твердом теле. М.: Сов. радио, 1967.