

В.В. Колосов, В.О. Троицкий

ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ СВОЙСТВ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА НА ПАРАХ МЕДИ

Исследуется пространственно-энергетическая структура излучения лазеров, характеризующихся высокими коэффициентами усиления активной среды и короткими длительностями импульсов. Предлагается экспериментально-теоретическая методика, которая показывает, что излучение таких лазеров является суперпозицией нескольких компонентов и позволяет определить число этих компонентов, а также расходимость и мощность каждой из них. Возможности методики продемонстрированы при определении характеристик выходного излучения лазера на парах меди.

Введение

Для целого ряда как технических, так и чисто научных задач, связанных с использованием лазерного излучения, информация о степени пространственной когерентности (определяющей расходимость пучка в дальней зоне) приобретает первостепенное значение. Однако знание только когерентных свойств не дает полной картины. Как правило, на практике излучение лазера помимо основного (когерентного) компонента содержит еще и сильно расходящийся фон, следовательно, к характеристикам лазера нужно добавить, как минимум, и информацию о количестве фонового излучения. Еще больше задача усложняется, если речь идет об излучении, состоящем из нескольких компонентов. В этом случае само понятие расходимости становится малоинформационным и гораздо правильнее говорить о пространственно-энергетической структуре пучка, подразумевая под этим термином сведения о количестве компонентов, а также о мощности и расходимости каждого компонента.

Такой пространственно-неоднородной структурой излучения обладают лазеры, характеризующиеся следующими признаками:

- а) импульсный или импульсно-периодический режим работы;
- б) достаточно высокие коэффициенты усиления активной среды;
- в) достаточно короткие длительности импульсов, за время которых излучение успевает совершить лишь несколько ($N < 10$) обходов резонатора.

Отметим также, что наиболее четко компонентная структура проявляется при использовании неустойчивых резонаторов, в которых процесс формирования когерентного пучка напрямую связан с количеством обходов резонаторов [1].

Лазеры указанного типа и определяют объект настоящего исследования, а целью его является разработка экспериментально-теоретической методики, позволяющей оперативно получать информацию о пространственно-энергетической структуре исследуемого лазера.

Традиционно исследование когерентных свойств лазерного излучения сводится к анализу распределения интенсивности пучка в фокальной плоскости линзы, и в этом смысле предлагаемая нами методика не является исключением. Проблема состояла в том, как, имея распределение интенсивности, извлечь из него информацию о $3 \times N$ неизвестных параметрах (расходимость, мощность и кривизна волнового фронта каждого из N компонентов), которые единственным образом определяют это распределение.

Для случая $N = 1$ такой проблемы вообще не существует и задача состоит в измерении ширины фокального пятна:

$$\rho_f = \alpha f', f' = R f'(R - f),$$

где α – интересующая нас расходимость; f – фокусное расстояние линзы; R – радиус волнового фронта, который в большинстве случаев можно считать равным бесконечности.

В [2] для случая $N = 3$ была предпринята попытка решить эту проблему, используя ряд априорных предположений и допущений, сводя решение к чистому подбору величин наиболее существенных параметров. Однако, как показали дальнейшие исследования, такой подход уже для $N = 3$ приводит к существенной неоднозначности – имеется достаточно много комбинаций из 3×3 параметров, которые в пределах погрешности измерений определяют одно и то же распределение интенсивности.

Чтобы уйти от такой неоднозначности, в предлагаемой методике сначала решается задача об эволюции когерентных свойств излучения по мере распространения света в системе «активная среда + резонатор + оптическая трасса» с заданными параметрами. В результате удается рассчитать значения расходимости и радиуса кривизны волнового фронта для каждого компонента излучения. Оставшиеся неизвестными весовые энергетические коэффициенты для каждого компонента определяются подбором до наиболее полного совпадения расчетной и экспериментальной зависимостей.

1. Экспериментальная установка

Схема экспериментальной установки показана на рис. 1.

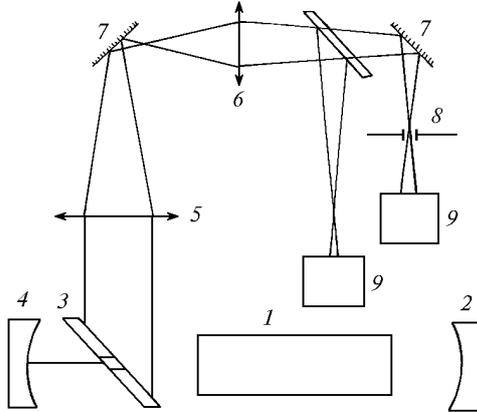


Рис. 1. Схема экспериментальной установки: 1 – активная среда лазера на парах меди; 2, 3, 4 – неустойчивый конфокальный резонатор (2 – сферическое зеркало ($R = 200$ см); 3 – плоское зеркало с отверстием ($D = 0,08$ см); 4 – сферическое зеркало ($R = 10$ см)); 5 – сферическая линза ($F = 61$ см); 6 – сферическая линза ($F = 30,2$ см); 7 – плоские зеркала; 8 – диафрагма ($D = \omega$); 9 – измерители мощности

В качестве объекта исследования был выбран лазер на парах меди с неустойчивым резонатором конфокального типа ($M = 20$) – типичная ситуация, обеспечивающая компонентную структуру излучения (см., например, [3, 4]). Лазер работал с частотой повторения импульсов 7 кГц при длительности импульсов 30 нс (по основанию), что обеспечивало наличие 8 обходов резонатора. Исследования проводились для установившегося режима работы лазера. Суммарная средняя мощность излучения была 2 Вт. Мощности желтой и зеленой линий относились как 2 к 3. Измерения проводились с одной зеленой линией.

Все элементы оптической трассы и их расположение подбирались таким образом, чтобы обеспечить минимум потерь фонового излучения по мере распространения от резонатора до плоскости диафрагмы. В качестве измерителей мощности использовались ИМО-2Н. Так же, как и в [2], измеряемой величиной в работе являлось не распределение интенсивности, а параметр

$$\eta(\omega) = P_\omega/P_0,$$

где P_ω – мощность излучения, прошедшего сквозь диафрагму диаметром ω ; P_0 – мощность пучка, падающего на диафрагму.

Поведение зависимости $\eta(\omega)$, так же как и распределение интенсивности, полностью определяется указанным во «Введении» набором параметров. Минимум приспособлений и приборов, необходимых для получения экспериментальных данных, позволяет рассчитывать на невысокие погрешности измерений. Кроме того, очевидная несложность измерений

и возможность их полной автоматизации гарантируют высокую оперативность предлагаемой методики.

2. Теоретическая методика

Расчет распространения первоначально δ -коррелированного излучения в среде с неоднородными распределениями показателя преломления и коэффициента усиления может быть выполнен на основе уравнения для функции когерентности второго порядка

$$\begin{aligned} \frac{\partial \Gamma_2}{\partial z} + \left[\frac{1}{ik} \nabla_\rho \nabla_\rho + \frac{k}{2i} \rho \nabla_\rho \varepsilon(z, \mathbf{R}) + k \sigma(z, \mathbf{R}) \right] \Gamma_2(z, \mathbf{R}, \rho) = \\ = \frac{g_0}{2k^2} W_{\text{ef}}(z, \mathbf{R}) \delta(\rho), \end{aligned} \quad (1)$$

где введены суммарная $\mathbf{R} = (\rho_1 + \rho_2)/2$ и разностная $\rho = \rho_1 - \rho_2$ поперечные координаты; W_{ef} – эффективная интенсивность спонтанной эмиссии; ε – реальная составляющая диэлектрической проницаемости; σ – мнимая часть диэлектрической проницаемости, связанная с коэффициентом усиления среды g следующим соотношением:

$$\sigma(z, \rho) = -k^{-1} g(z, \rho);$$

g_0 – значение коэффициента усиления в начале координат.

Данная методика была применена для расчета когерентных свойств выходного излучения рентгеновского лазера [5, 6], который является однопроходным и, по существу, представляет собой усилитель спонтанного излучения. Рассмотрим распространение спонтанного излучения из выделенной плоскости X , перпендикулярной оси активной среды (рис. 2) до фокусирующей линзы с фокусным расстоянием F_L и расположенной на расстоянии L от активной среды.

В том случае, когда распределение показателя преломления и коэффициента усиления в поперечной плоскости активной среды является однородным, а распределение источников спонтанного излучения в плоскости X , которую принимаем за начальную ($z = 0$), задаем в виде

$$W_{\text{ef}}(z, \mathbf{R}) = W_{\delta \text{ef}}(\mathbf{R}) \delta(z),$$

$$W_{\delta \text{ef}}(\mathbf{R}) = W_{\delta o}(\mathbf{R}) \exp(-R^2/a^2),$$

то для функции когерентности в плоскости фокусирующей линзы получаем

$$\begin{aligned} \Gamma_2(z = X + L, \mathbf{R}, \rho) = \frac{W_{\delta o} g_0}{8\pi(L + X)^2} \exp\left(\int_0^X dz g(z)\right) \times \\ \times \exp\left(\frac{ik\mathbf{R}\rho}{F}\right) \exp\left(-\frac{\rho^2}{4\rho_c^2}\right), \end{aligned} \quad (2)$$

где $F = X + L$ – радиус кривизны волнового фронта частично когерентного излучения, а

$$\rho_c = (X + L)/(ka) \quad (3)$$

есть радиус когерентности излучения, значение которого в точности совпадает со значением, определяемым известной теоремой Ван-Циттерта–Цернике [7].

Из решения (2) следует, что значение радиуса когерентности не зависит от распределения коэффициента усиления g вдоль z . Следовательно, от g не будет зависеть и радиус пятна в фокальной плоскости линзы. Однако излучение от разных плоскостей активной среды будет фокусироваться в пятна различных размеров (для $X = l$ пятно минимально, для $X = 0$ – максимально), так как от X зависят ρ_c и F . Следовательно, изменение во времени зависимости коэффициента усиления g от z может привести к изменению соотношения энергетических вкладов излучений от различных плоскостей активной среды и, как следствие, вызвать изменение значения эффективного размера фокального пятна суммарного излучения от всех плоскостей.

Однако если выполняется хотя бы одно из условий

$$L \gg F_d \text{ или } L \gg l, \quad (4)$$

то излучение от всех плоскостей активной среды будет фокусироваться в пятна приблизительно одного размера. Таким образом, изменение распределения $g(z)$ будет изменять только значение интенсивности в фокальном пятне, но никак не скажется на его поперечном размере.

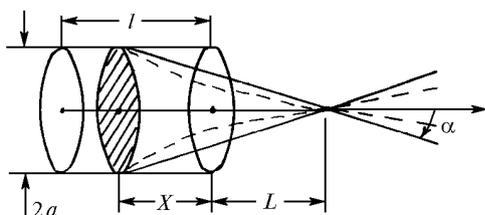


Рис. 2. Схема формирования частично когерентного излучения от ограниченного объема точечных некогерентных источников

Выше мы рассмотрели случай однородных распределений показателя преломления и коэффициента усиления в поперечных плоскостях активной среды. Неоднородность показателя преломления вызывает искривление лучей, траектории которых для случая дефокусировки представлены штриховыми линиями на рис. 2. Такое искривление лучей приводит к уменьшению видимых из плоскости линзы поперечных размеров активной среды и, следовательно, к увеличению значения радиуса когерентности. Аналогично, большее значение усиления на оси, чем на периферии, ведет к уменьшению эффективных поперечных размеров активной среды. Более детальные исследования этих эффектов на основе численных и

аналитических решений уравнения (1) для рентгеновского лазера представлены в [5, 6].

Сравнение теоретических расчетов и экспериментальных результатов, выполненное нами для лазера на парах меди, работающего в однопроходном (без зеркал) и двухпроходном (с одним зеркалом) режимах, показало, что данные эффекты являются несущественными для медного лазера, поэтому в дальнейшем нами не учитываются.

3. Основные результаты

На рис. 3 показана эквивалентная схема эксперимента для лазера на парах меди. Цилиндры представляют собой активную среду, бесконечное число раз повторенную отражающими зеркалами резонатора, которые на рисунке представлены в виде эквивалентных линз. На рисунке, с целью упрощения, опущен ряд диафрагм, которые оказывают ограничивающее действие на излучение лазера и были учтены в расчетах наряду с представленными на рисунке. В отличие от работ [5, 6] при решении уравнения (1) в данных расчетах мы использовали приближение сохранения гауссовой формы для функции когерентности.

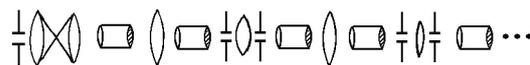


Рис. 3. Эквивалентная схема эксперимента с лазером на парах меди

Геометрические размеры экспериментальной схемы таковы, что условие (4) выполнено для всех активных объемов эквивалентной схемы, кроме первого. Это позволило существенно упростить расчеты (без потери точности), так как рассчитывалось распространение излучения только от торцевых плоскостей активных объемов, а не от объема в целом. В результате таких расчетов удается получить значения расходимости и радиуса кривизны волнового фронта на выходе лазера для каждого объема (компонента излучения). Значения данных величин на выходе лазера представлены в таблице. Затем рассчитываются распределения интенсивности в области перетяжки телескопа для каждого объема. Из расчетов следует, что для лазера ($M = 20$), с которым выполнялись эксперименты, излучение пятого элемента и последующих фокусируется в пятна дифракционного размера.

№ компонента	Радиус кривизны волнового фронта, м			Расходимость (дифракционных пределов)		
	$M=20$	$M=100$	$M=200$	$M=20$	$M=100$	$M=200$
1	0,6	0,6	0,6	320,2	320,2	320,2
2	1,44	144	1,44	107,0	107,0	107,0
3	145	2370	6660	6,0	1,74	1,23
4	340	5440	11100	3,5	1,24	1,07
5	9250	16900	17100	1,04	1,00	1,00
6	11000	16900	17100	1,01	1,00	1,00
8	12500	16900	17100	1,00	1,00	1,00

Таким образом, распределение интенсивности излучения в области перетяжки представляет собой сумму пяти различных распределений, ширина которых определяется геометрическими параметрами активной среды, резонатора и телескопа и не зависит от изменения во времени распределения коэффициента усиления g вдоль активной среды в течение всего импульса. Однако от изменений g зависит энергия каждого компонента. Если в начале импульса энергия компонентов с дифракционной расходимостью мала и суммарное распределение интенсивности является широким, то к концу импульса уже большая часть энергии сосредоточена в пятне с дифракционным размером и суммарное распределение становится близким к дифракционному.

Также в таблице представлены расчеты для лазера с $M = 100$ и 200 . Предполагалось, что размеры активного тела и резонатора совпадают с соответствующими размерами элементов, используемых в эксперименте. Менялись только фокусные расстояния зеркала 4 и расстояние от данного зеркала до диафрагмы 3. Видно, что для случая $M = 100$ расходимость излучения от 4-го компонента близка к дифракционной, а для $M = 200$ данное условие выполняется уже для 3-го компонента излучения.

Очевидно, что измеряемое с использованием ИМО-2Н в плоскости перетяжки энергетическое распределение $\eta(\omega)$ является усредненным за время импульса. Поэтому данная методика позволяет определить значения усредненных за время импульса весовых энергетических коэффициентов для каждого компонента излучения. Определяются они путем подбора до наиболее полного совпадения расчетного и экспериментального распределения. Результаты такого подбора представлены на рис. 4.

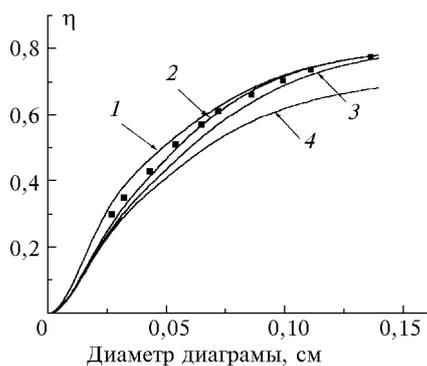


Рис. 4. Зависимость функции η от диаметра диафрагмы. Заштрихованные квадраты — эксперимент. Сплошные линии — расчеты для различных значений весовых энергетических коэффициентов. Кривая 1: фон (1-й и 2-й объемы) — 20%, 3-й объем — 25%, 4-й объем — 25%, когерентное излучение (5-й и последующие объемы) — 30%; кривая 2: фон — 20%, 3-й объем — 25%, 4-й объем — 35%, когерентное излучение — 20%; кривая 3: фон — 20%, 3-й объем — 35%, 4-й объем — 25%, когерентное излучение — 20%; кривая 4: фон — 30%, 3-й объем — 25%, 4-й объем — 25%, когерентное излучение — 30%

При таком подходе, когда два параметра из трех для каждого компонента оказываются известными, резко увеличивается чувствительность методики к отклонениям весовых коэффициентов от значений, при которых достигается наилучшее совпадение теоретических расчетов и экспериментальных результатов (см. рис. 4). Видно, что изменение энергии фона приводит к изменению поведения расчетной кривой на периферии, в частности изменяется уровень насыщения. При изменении энергии когерентной составляющей изменяется поведение кривой в приосевой области. Перераспределение энергии между третьим и четвертым компонентами приводит к изменению поведения кривой в центральной части. В [2] такие отклонения можно было компенсировать соответствующим изменением радиуса когерентности и (или) радиуса кривизны волнового фронта. Именно это обстоятельство приводило к появлению неоднозначности решения.

Из результатов, представленных на рис. 4, следует, что фоновая составляющая излучения несет приблизительно 20% энергии, а когерентная около 30%. При изменении геометрии эксперимента, в частности при изменении остроты фокусировки и, соответственно, положения перетяжки, наилучшее совпадение расчетной и экспериментальной зависимостей наблюдалось при тех же значениях весовых энергетических коэффициентов. Следует отметить, что, как и определение экспериментальной зависимости, данная методика позволяет автоматизировать и подбор весовых энергетических коэффициентов.

Заключение

Отметим еще раз, что теоретические расчеты выполнены в предположении однородных в поперечном сечении распределений показателя преломления и коэффициента усиления. Указанные приближения не являются принципиальными. В тех случаях, когда эти эффекты оказываются существенными, они могут быть учтены в расчетах, правда, за счет некоторого усложнения вычислительных процедур. Более того, зависимость результатов от параметров активной среды дает определенную возможность использовать данную методику для решения обратной задачи, т.е. определять параметры активной среды по измерениям структуры выходного излучения. Но это является предметом отдельного обсуждения, выходящего за рамки данной статьи.

Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований (проект 96-02-16382-а).

1. Ананьев Ю.А. Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения. М.: Наука, 1979. 328 с.
2. Колосов В.В., Троицкий В.О. // Оптика атмосферы и океана. 1993. Т. 6. № 8. С. 1005–1012.
3. Исаев А.А., Казарян М.А., Петраш Г.Г., Раутиан С.Г., Шалагин А.М. // Квантовая электроника. 1977. Т. 4. № 6. С. 1325–1335.

4. *Беляев В.П., Зубов В.В., Исаев А.А., Лябин Н.А., Соболев Ю.Ф., Чурсин А.Д.* // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. № 1. С. 74–79.
5. *Землянов А.А., Колосов В.В.* // Оптика атмосферы и океана. 1994. Т. 7. № 11–12. С. 1541–1548.

6. *Колосов В.В.* // Оптика атмосферы и океана. 1995. Т. 8. № 12. С. 1825–1832.
7. *Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И.* Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. Случайные поля. М.: Наука, 1978. 464 с.

Институт оптики атмосферы
СО РАН, Томск

Поступила в редакцию
20 октября 1997 г.

V.V. Kolosov, V.O. Troitskii. **Theoretical and Experimental Investigation of Coherent Properties of Cu-laser Radiation.**

The spatial-energy structure of laser radiation with high amplification of active medium and short pulsewidths is studied in the paper. An experimental-theoretical method is proposed which shows such laser radiation to be a superposition of several components. It allows evaluation of their quantity as well as the divergence and the power of each of them. The method possibilities have been demonstrated when finding characteristics of Cu-laser output radiation.