

нимальные потери на поглощение по сравнению с другими типами селекторов. Разработанный и проверенный нами способ плавной перестройки частоты резонаторов типа ИМ существенно упрощает систему стабилизации частоты, так как при соответствующем подборе направления перемещения блока зеркал требуется управлять только одним пьезоэлементом. Кроме того, резонатор такого типа может служить устройством для отбора пьезоэлементов или других трансляторов по признаку плавной перестройки частоты лазера в нужном диапазоне.

Авторы выражают признательность Э. Г. Сапрыкину за обсуждение и критические замечания, а также благодарят В. М. Лунина за помощь в проведении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Hercher M. Tunable single-mode operation of gas lasers, using intracavity tilted etalons // Appl. Opt.— 1969.— V. 8, N 8.— P. 1103.
2. Smith P. W. Stabilized, single-frequency output from a long laser cavity // IEEE J.— 1965.— V. QE-1, N 11.— P. 343.
3. Belyaev V. P., Burmakin V. D. e. a. High power single-frequency argon ion laser // IEEE J.— 1969.— V. QE-5, N 12.— P. 589.
4. Maischberger K. Long-term frequency stabilization of a composite-cavity argon laser // IEEE J.— 1971.— June.— P. 250.
5. Di Domenico M. Characteristics of single-frequency Michelson type He — Ne gas laser // IEEE J.— 1966.— V. QE-2, N 8.— P. 311.
6. Анохов С. П., Марусий Т. Я., Соскин М. С. Перестраиваемые лазеры.— М.: Радио и связь, 1982.
7. Hodkinson I. J., Vukusic J. I. Birefringent filter for tuning flashlamp-pumped dye lasers: simplified theory and design // Appl. Opt.— 1978.— V. 17, N 8.— P. 1944.
8. Liberman S., Pinard J. Single-mode CW dye laser with large frequency range tunability // Appl. Phys. Lett.— 1974.— V. 24, N 3.— P. 142.
9. Swith P. W. e. a. High-power single-frequency lasers using thin metal film mode-selection filters // Bell Syst. Techn. J.— 1969.— V. 48.— P. 1405.

Поступила в редакцию 3 сентября 1985 г.

УДК 621.373.826

И. И. СУХАНОВ, Ю. В. ТРОЙЦКИЙ, С. В. ЯКУШКИН

(Новосибирск)

ИССЛЕДОВАНИЕ He — Ne-ЛАЗЕРА, ГЕНЕРИРУЮЩЕГО ПУЧОК С КОЛЬЦЕОБРАЗНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ИНТЕНСИВНОСТИ

В ряде применений лазеров оптимальными могут оказаться гауссовы пучки не низшего, а более высоких порядков или их комбинации. Среди них простейшим является кольцеобразный пучок с распределением интенсивности $I(r) \sim r^2 \cdot \exp(-2r^2)$, где r — относительное расстояние от оси. Такой пучок представляет суперпозицию эрмит-гауссовых мод TEM_{01} и TEM_{10} . Распределения интенсивности любой чистой гауссовой моды подобны во всех поперечных сечениях, в том числе и в дальней зоне. Это же относится и к рассматриваемой суперпозиции, так как ее компоненты имеют одинаковые фазовые набеги вдоль оси.

Можно перечислить несколько возможных применений кольцевого пучка. Имеются данные, что он более устойчив к термической дефокусировке в атмосфере [1, 2]. Ось кольцевого пучка фиксируется точнее, чем в обычном гауссовом пучке, что представляет интерес для приборов типа лазерного направляющего устройства или визира. В оптических генераторах и усилителях, где инверсия создается на периферии активного элемента, применение кольцеобразного пучка может повысить энергетический КПД. Некоторые преимущества возникают в сканирующих системах [3], а также в технологических лазерах.

Искусственное формирование кольцевого пучка, не меняющегося с расстоянием, из других типов пучков почти невозможно из-за его довольно сложной фазовой структуры. Но известно, что кольцеобразное распределение интенсивности обычно легко получить в самом лазере путем подбора диафрагмы, если резонатор обладает достаточной однородностью и азимутальной симметрией. Однако когда речь заходит о практическом использовании таких пучков, возникает проблема оценки и улучшения их качественных характеристик: стабильности генерации кольцевого распределения, азимутальной симметрии, контраста (т. е. отношения C интенсивностей на «гребне» и в центре); когерентности, примеси других мод и т. д. Неопределенность этих характеристик усугубляется тем, что возможны различные варианты образования кольцевой «моды». В частности, ее составляющие TEM_{10q} и TEM_{01q} (далее просто 10 и 01) могут иметь одинаковую частоту и разность фаз $\pi/2$ или разные частоты ω_{10} и ω_{01} при одном и том же продольном числе q [4]. Случается, что моды 01 и 10 относятся к разным продольным порядкам q , например чередуются в спектре генерации лазера [5]. В двух последних вариантах «кольцо» получается в результате усреднения по времени и могут быть обнаружены соответствующие биения.

Эксперименты показывают, что азимутальная симметрия, т. е. выравнивание амплитуды мод 01 и 10, может быть легко получена путем подъюстировки резонатора или введения асимметричных возмущающих элементов. Получение других качественных характеристик кольцевой моды должно быть изучено особо.

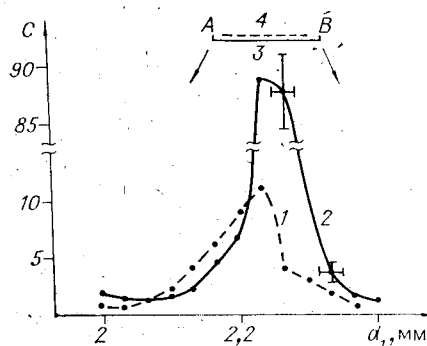
Повышение стабильности и контраста кольцеобразного распределения. Исследованы два способа улучшения контраста и стабильности кольцевой «моды» в гелий-неоновом (0,63 мкм) лазере. Первый способ основан на том, что нелинейное взаимодействие мод в лазере с конфокальным резонатором приводит к преобладанию мод с высокими поперечными индексами [6]. Следовательно, можно рассчитывать на низкий уровень моды TEM_{00q} , примесь которой ухудшает контраст «кольца». Однако существуют другие факторы, действующие в обратную сторону. Так, именно для конфокального резонатора отношение дифракционных потерь мод 01 и 00 максимально [7, 8]. Кроме того, для газоразрядных лазеров распределение инверсии по радиусу трубки благоприятствует моде 00. Поэтому возможность подавления моды 00 должна быть проверена экспериментально.

В эксперименте использовался резонатор, образованный зеркалами с радиусом кривизны 2 м. Оптическую длину L его, равную примерно 2 м, можно было плавно изменять на 4—6 см и, в частности, устанавливать равной конфокальной длине L_k . Разрядная трубка имела внутренний диаметр 5,5 мм и длину 120 см. Соотношение интенсивностей мод изменялось внутрирезонаторными диафрагмами D_1 и D_2 , расположенными вблизи зеркал. Радиальное $I(r)$ и азимутальное $I(\alpha)$ распределения интенсивности в поперечном сечении пучка сканировались фотодиодом с малой апертурой. По $I(r)$ определялось $C = I_{\max}(r)/I_{r=0}$. Регистрировался спектр межмодовых биений на частотах до 150 кГц, вблизи 37,5 МГц ($c/4L$) и 75 МГц ($c/2L$). Низкочастотные биения <150 кГц соответствовали разности частот мод 01 и 10, генерирующих попарно с одним и тем же продольным индексом q . Биения на частотах вблизи 37,5 МГц возникали только при одновременной генерации поперечных мод и моды 00. При фиксированном уровне потерь, вносимых диафрагмами, превышение над порогом и число мод регулировались током разряда.

Эксперименты выявили сильную зависимость контраста «кольца» от длины резонатора в окрестности $L = L_k$. На рис. 1 показано, как изменяется контраст C при постепенном увеличении диаметра d_1 одной из диафрагм. Диаметр d_2 второй диафрагмы D_2 устанавливался заранее примерно на область перехода к более высоким поперечным модам, чем 01 и 10. Кривая I соответствует неконфокальному случаю $\Delta L = L - L_k =$

Рис. 1. Зависимость контраста C от диаметра диафрагмы D_1 :

1 — $\Delta L = 37$ мм; 2 — $\Delta L = 0$; 3 — $\Delta L = 37$ мм, на брюстеровское окно нанесено поглощающее пятно; 4 — область захвата мод ($\Delta L = 37$ мм)



$= 37$ мм. Если d_1 мало, то $C_0 \ll 1$ из-за того, что интенсивность мод 01 и 10 мала по сравнению с модой 00. По мере открывания диафрагмы их мощность постепенно растет, а мода 00 подавляется. Хотя при визуальном наблюдении создается впечатление полного контраста, измерения в данном случае дают значение $(C)_{\max} \approx 11$. Падение контраста при дальнейшем увеличении d_1 связано с возникновением более высоких поперечных мод. Значение C_{\max} зависит от настройки диафрагм, длины резонатора, уровня возбуждения и в очень большой степени от однородности внутрирезонаторных оптических элементов. Если вблизи оси пучка нет заметных загрязнений, то в некофокальном резонаторе ($|\Delta L| \geq 2$ мм) только подстройкой диафрагм полностью подавить моду 00 не удастся, биение на частоте 37,5 МГц не исчезает и предельное значение C не превышает 40.

При $L = L_k$ ситуация резко меняется (кривая 2): контраст возрастает до значения $C \approx 90$, определяемого рассеянием, моды 00 не возбуждаются — биение 37,5 МГц отсутствует. Это подтверждает выводы работы [6] и в принципе решает задачу получения идеального контраста «кольца» в газовых лазерах.

Требование конфокальности накладывает существенные ограничения на параметры лазера и делает указанную систему непрактичной. Мы исследовали также второй, более универсальный способ получения чистой кольцевой «моды»; он состоит в использовании кольцеобразной диафрагмы, когда кроме обычной наружной диафрагмы в резонатор вводится небольшой поглощающий элемент на оси резонатора, там, где поле кольцевой «моды» проходит через нуль, а поле 00-моды максимально. Если поглощающее «пятно» расположено вблизи зеркала, то такой резонатор аналогичен хорошо изученному резонатору с отверстием в зеркале, в котором основная мода подавляется [9].

В проведенных нами экспериментах зеркала были однородными, но на одно из брюстеровских окон наносилось поглощающее пятно диамет-

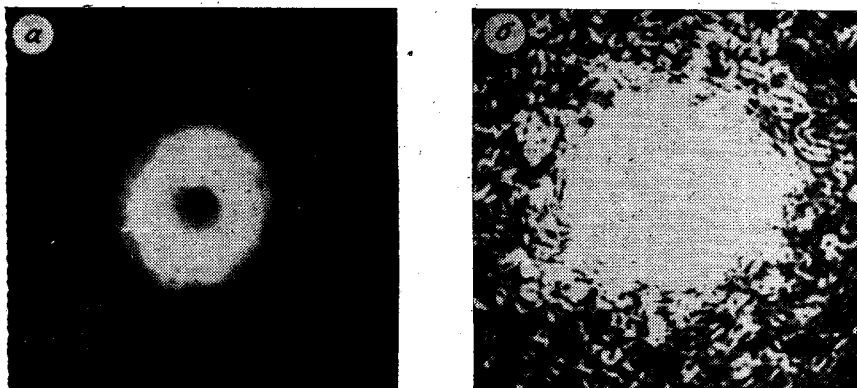


Рис. 2. Распределение интенсивности в поперечном сечении пучка:
а — экспозиция при съемке меньше, чем на части б

ром около 0,15 мм. Как и следовало ожидать, мода 00 полностью отсутствовала и можно было устойчиво получать кольцевую «моду» независимо от длины резонатора. Этот режим изображен отрезком прямой 3, длина которого показывает диапазон существования высококонтрастной ($C \geq 90$) кольцевой «моды» при постепенном открывании отверстия внешней диафрагмы D_1 ; $\Delta L = 37$ мм. При значениях d_1 , расположенных левее точки A , генерация или отсутствует, или происходит на одной из мод 01 или 10; за точкой B возникают высшие моды и распределение теряет азимутальную симметрию.

Предельные значения C , полученные таким способом, доходили до 200. Значения $C \sim 90-200$ ограничиваются не примесью 00-моды, а рассеянием в оптических элементах схемы, главным образом в зеркалах. На рис. 2 приведены фотографии поперечного распределения интенсивности в кольцевом пучке, сделанные с большими передержками. На рис. 2, б выдержка подобрана таким образом, чтобы темное пятно в центре «замылось»; видно, что одновременно с этим становится заметным и рассеянное поле за пределами пучка.

Итак, затенение оси резонатора решает задачу получения стабильной кольцевой «моды». Очевидно, что наилучшее соотношение селективности и вносимых потерь обеспечило бы «пятно», не поглощающее свет, а сдвигающее его фазу на π [10].

Улучшение пространственной когерентности кольцеобразного пучка. В первых наблюдениях кольцевая «мода» трактовалась как суперпозиция мод 01 и 10, имеющих одинаковую частоту и сдвинутых по фазе на $\pi/2$ [11]. Когерентность этого пучка должна быть полной. Однако существование такого режима не было доказано. В идеальном резонаторе частоты мод 01 и 10 одинаковы, но вследствие того, что поля их пространственно сильно разделены, отклонение от идеальной геометрии влияет на них по-разному и их частоты расщепляются. Так, отклонение формы зеркала от сферической на величину порядка $\lambda/100$ может привести к разности частот порядка 3 МГц в метровом резонаторе; аналогично влияет азимутальная неоднородность оптических окон и т. п. Астигматизм брестеровских окон, как показывают оценки на основании формул работы [12], также дает разность частот порядка одного мегагерца для мод, расположенных соответственно в меридиональной или сагиттальной плоскости. В то же время для взаимного захвата мод из-за нелинейности активной среды требуется разность частот менее ~ 20 кГц. Такой захват кажется невозможным, однако нужно учесть вырождение рассматриваемых мод по азимуту в поперечной плоскости. Например, если узловые линии мод развернуты на угол $\pi/4$ по отношению к направлению поля, задаваемому брестеровскими окнами, то астигматизм окон не приводит к расщеплению частот, поскольку этот фактор в одинаковой мере влияет на обе моды [13]. Таким образом могут быть скомпенсированы все неоднородности цилиндрического типа. Конечно, в данном случае амплитудная азимутальная неоднородность резонатора должна быть небольшой, чтобы не мешать «вращению» мод.

Кроме того, возможно усиление взаимодействия мод за счет их электродинамической связи, возникающей вследствие рассеяния на каких-то возмущающих элементах в резонаторе. Поэтому пассивная самосинхронизация мод и достижение полной когерентности излучения все-таки могут быть получены.

В наших экспериментах момент захвата частот замечался по скачкообразному исчезновению НЧ-биений, соответствующих разности частот мод 01 и 10, и по резкому улучшению когерентности. Этот режим был получен при использовании осевого поглощающего пятна, когда мода 00 совершенно отсутствует независимо от величины ΔL . На рис. 1 штриховая линия 4 обозначает режим захвата мод при $\Delta L = 37$ мм. При этом интервал по d , несколько уже, чем для режима идеального контраста. По мере расширения спектра генерации интервал захвата сужается и при $\Delta\omega \geq 10 \cdot 2\pi(c/2L)$ становится нестабильным.

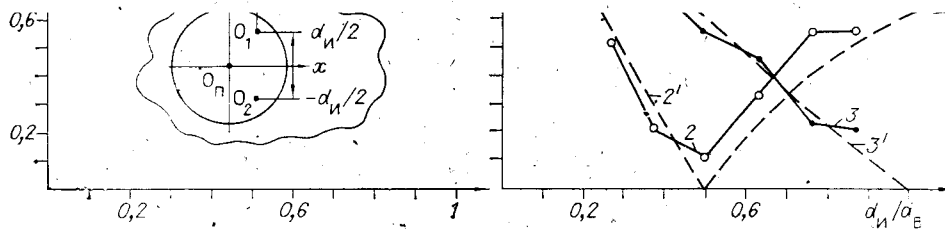


Рис. 3. Зависимость $|\gamma|$ от расстояния d_n между отверстиями интерферометра и их смещения a относительно оси:
 а — в отсутствие НЧ-биений; б — с НЧ-биениями; кривые 1, 1' — $a/d_n \approx 0$; 2, 2' — $a/d_n = 1/4$; 3, 3' — $a/d_n = 1/2$.

На рис. 3 показаны результаты измерений степени пространственной когерентности γ при помощи интерферометра Юнга. Расстояние между входными отверстиями (диаметр $\approx 0,1$ мм) интерферометра изменялось от 0,5 до 4 мм. Расстояние от входной плоскости до плоскости регистрации интерференционных полос 2 м. Геометрия измерений дана на рис. 3, а, где O_n , O_1 и O_2 — соответственно центры пучка и отверстий. Если отверстия расположены симметрично относительно линии, проходящей через центр кольцеобразного распределения, то для разных частот и одинаковых амплитуд мод 01 и 10 степень пространственной когерентности γ не зависит от вращения картины мод вокруг оси пучка. В данном случае при подстановке выражения для поля кольцевой «моды» в формулу для γ [14] и усреднении за время, значительно большее периода межмодовых биений, получаем с точностью до фазовых множителей

$$\gamma = \cos 2\alpha = [a^2 - (d_n/2)^2] / [a^2 + (d_n/2)^2], \quad (1)$$

где $\operatorname{tg} \alpha = d_n/2a$. Согласно этой формуле, γ обращается в нуль при $|a| = d_n/2$.

На рис. 3, а по горизонтали отложена величина d_n/d_n0 , где d_n0 — диаметр пучка на входной плоскости интерферометра. Измерения сделаны при различных отношениях a/d_n0 , причем сплошные линии дают результаты эксперимента, а штриховые представляют расчет по формуле (1). Рис. 3, а демонстрирует случай, когда НЧ-биения на фотодетекторе отсутствуют, что является показателем взаимного захвата мод 01 и 10. Теоретическое значение $|\gamma|$ при этом равно единице, а эксперименты дают $|\gamma| > 0,8$, что подтверждает наступление синхронизации для большинства пар мод, отличающихся продольными индексами. Рис. 3, б получен при наличии НЧ-биений и резко отличается от рис. 3, а. Результаты эксперимента хорошо описываются формулой (1), в частности, зафиксированы точки, где $\gamma \approx 0$.

Режим захвата частоты получен нами и в отсутствие осевого «затенения» для конфокального резонатора, но оказался неустойчивым и плохо воспроизводился.

В лазере с осевой поглощающей маской помимо данного типа самосинхронизации мод наблюдались еще два режима одновременной самосинхронизации по поперечным и продольным индексам. В первом случае при подавлении НЧ-биения стабилизируется амплитуда биения на частоте $c/2L$, что при высокой когерентности излучения соответствует захвату частот мод 01 и 10 в каждом продольном порядке и самосинхронизации спектра по продольному индексу. При большом частотном разнесении мод 01 и 10, когда их захват становится невозможным, отмечается самосинхронизация интервалов $c/2L$ и разностных частот мод 01 и

10 [4]. В этом случае НЧ-биение не исчезает, а стабилизируется одновременно с биением $c/2L$. При уширении спектра генерации указанные режимы становятся неустойчивыми, как и режим захвата.

Подводя итог работы, можно сказать, что в газовых лазерах возможна генерация высококачественного кольцеобразного пучка, компоненты которого могут иметь как одинаковые, так и разные частоты. Достижимы очень высокие значения контраста освещенностей на «гребне» кольца и на его оси. Последнее, в частности, позволяет предложить еще одно применение кольцевых пучков — для оценки величины рассеяния света под малыми углами в разных оптических средах; можно ожидать, что чувствительность при этом будет выше, чем при использовании обычных гауссовых пучков. Интересная задача, требующая дополнительных исследований, — пространственная фильтрация кольцевой «моды», ее восстановление после прохождения оптической системы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аскарьян Г. А., Чистый И. Л. Тепловая самофокусировка в световом луче с уменьшенной интенсивностью вблизи оси // ЖТФ.— 1970.— Т. 58, № 1.
2. Смит Д. Распространение мощного лазерного излучения. Тепловое искажение луча // ТИИЭР.— 1977.— Т. 65, № 12.
3. Berg A. D. Optical design problems in laser scanning and reading systems // Proc. Soc. Photo-opt. Instrum. Eng.— 1975.— V. 69.— P. 14.
4. Кохияма, Фуека, Кобаяши. Взаимный захват поперечных мод высокого порядка в He—Ne-лазере // ТИИЭР.— 1968.— Т. 56, № 3.
5. Vaughan J., Willets D. Temporal and interference fringe analysis of TEM₀₁* laser modes // JOSA.— 1983.— V. 73.— P. 1018.
6. Белоусова И. М., Винокуров Г. Н., Данилов О. Б., Розанов Н. Н. Взаимодействие типов колебаний в газовом оптическом квантовом генераторе с резонатором со сферическими зеркалами // ЖЭТФ.— 1967.— Т. 52.— С. 1146.
7. Власов С. Н., Таланов В. И. О селекции аксиальных типов колебаний в открытых резонаторах // Радиотехника и электроника.— 1965.— Т. 10, № 3.
8. Li T. Diffraction loss and selection of modes in maser resonators with circular mirrors // The Bell Syst. Techn. J.— 1965.— V. 44, N 5.— P. 917.
9. McCumber D. Eigenmodes of symmetric cylindrical confocal laser resonator and their perturbation by output-coupling apertures // The Bell Syst. Techn. J.— 1965.— V. 44, N 2.— P. 333.
10. Кольченко А. П., Никитенко А. Г., Троицкий Ю. В. Управление структурой поперечных мод лазера при помощи фазосдвигающих масок // Квантовая электрон.— 1980.— Т. 7, № 8.
11. Rigrod W. Isolation of axisymmetrical optical resonator modes // Appl. Phys. Lett.— 1963.— V. 2, N 3.— P. 51.
12. Hanna D. Astigmatic Gaussian beams produced by axially asymmetric laser cavities // IEEE J. Quant. Electr.— 1969.— V. 5, N 10.— P. 483.
13. Суханов И. И., Троицкий Ю. В. Стационарная синхронизация поперечных мод в газовом лазере // Автометрия.— 1983.— № 6.
14. Борн М., Вольф Э. Основы оптики.— М.: Наука. 1973.

Поступила в редакцию 18 ноября 1985 г.

УДК 539.213 : 536.75

Л. Н. АЛЕКСАНДРОВ, В. Ю. БАЛАНДИН, А. В. ДВУРЕЧЕНСКИЙ

(Новосибирск)

ФАЗЫ САМОПОДДЕРЖИВАЮЩЕЙСЯ КРИСТАЛЛИЗАЦИИ АМОРФНЫХ СЛОЕВ

При локальном импульсном нагреве слоя аморфного вещества наблюдается явление самоподдерживающейся кристаллизации (СК), распространяющейся вдоль пленки за счет выделения скрытой теплоты кристаллизации. СК называют «взрывной» (а также «ударной», «лавиной») и разделяют на твердофазную, при которой аморфная структура переходит