

ИССЛЕДОВАНИЕ ПОЛЯ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ОПТИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ АКТИВНОЙ СРЕДЫ ФОТОДИССОЦИОННОГО КВАНТОВОГО ГЕНЕРАТОРА МЕТОДОМ ДВУХЭКСПОЗИЦИОННОЙ ГОЛОГРАФИИ

В. Б. Знаменский и В. Г. Тирацуян

Исследованы поля распределения изменения показателя преломления Δn и ∇n его градиента по сечению активной среды фотодиссоционного квантового генератора для давлений C_3F_7J 15—60 тор и времен 90—270 мкс от начала импульса оптической накачки лампами. Установлено, что деформация формы импульса генерации коррелирует с развитием полей Δn и ∇n . Показано влияние распределения ∇n по сечению среды на поле генерации и возрастание этого влияния с увеличением длины резонатора.

Нарушение оптической однородности активной среды фотодиссоционного квантового генератора (ФКГ) связано с поглощением излучения накачки алкилиодами. Изменение показателя преломления Δn и его градиента ∇n в ФКГ являлось предметом пристального внимания [1-8]. В работе [2] впервые было показано, что основной вклад в формирование неоднородностей вносят газодинамические перемещения вещества. Для случая простой аксиальной симметрии распределения показателя преломления рассматривалось влияние величины Δn на результаты исследований зависимости энергии и расходимости генерационного излучения ФКГ от длины резонатора [3]. Знание поля распределения $\Delta n(r)$ [4] и его аналитическая аппроксимация позволило авторам работы [5] теоретически рассмотреть особенности формирования углового спектра излучения электроразрядного ФКГ, взаимосвязь между оптическими неоднородностями и внутррезонаторными потерями. В работе [6] результаты исследований поля излучения ФКГ с плоским резонатором большой эффективной длины интерпретировались на основе характерных особенностей поля распределения $n(r, \varphi)$ по двум полярным координатам. Поскольку данных по полю распределения $\Delta n(r, \varphi)$ и $\nabla n(r, \varphi)$ не приводилось, эта попытка носила качественный характер. В этом случае поля распределений изменения показателя преломления и его градиента не являются аксиально симметричными и достаточно сложны. Нами были проведены детальные измерения этих величин в условиях, аналогичных изложенным в работе [6].

В настоящей работе исследуется поле распределения оптических неоднородностей по сечению кюветы $\Delta n(r, \varphi)$ и $\nabla n(r, \varphi)$ в ФКГ на н.- C_3F_7J ($\lambda=1.315$ мкм) методом двухэкспозиционной голографии. Поле распределения определялось по восстановленным с голограмм интерферограммам для различных давлений рабочего вещества (15—60 тор) и в различные моменты времени t (90—270 мкс) относительно начала светового импульса накачки. Метод голографической интерферометрии, примененный для записи интерферограмм исследуемого фазового объекта, имеет ряд известных преимуществ перед обычной интерферометрией [9]. Некоторые из них были использованы нами: нечувствительность к качеству оптики, поскольку элементы оптической схемы интерферометра участвуют в обоих этапах голографирования; простота юстировки интерферометра, заклю-

чающейся в повороте используемого нами оптического клина. Малое влияние сильной некогерентной засветки голограмм импульсными лампами накачки ФКГ позволяло использовать не узкополосные интерференционные фильтры, а обычные из каталога цветного стекла.

Оптическая схема измерений приведена на рис. 1. Голографический интерферометр с параллельными световыми пучками, образованный зеркалами 1 и 2 (рис. 1), собран по схеме интерферора Маха—Цендера. Угол голографирования составлял $\sim 30'$. Плоскость клина 3 сопряжена объективом 4 с плоскостью голограммы 5. Частота полос на голограмме близка к 100 штр./мм. При первой экспозиции импульс излучения лазера

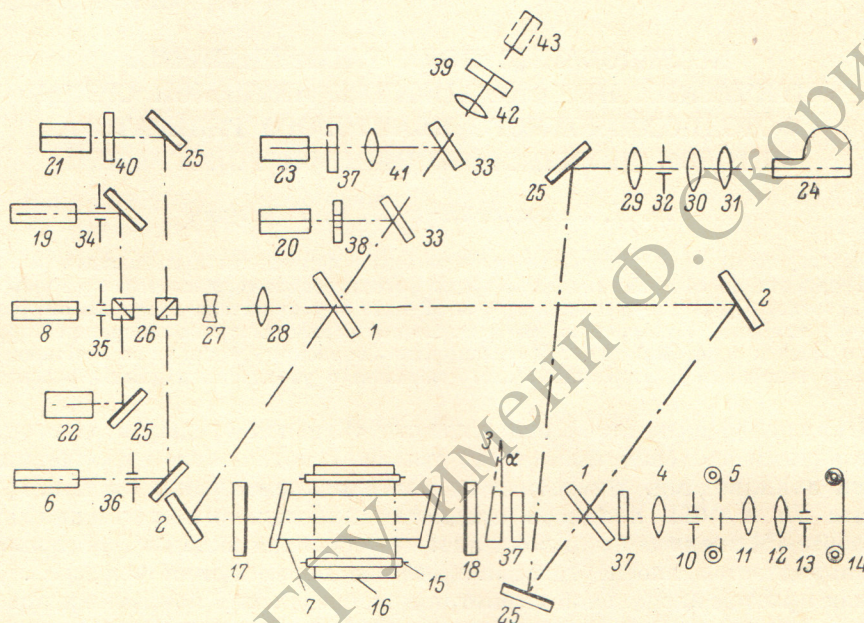


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

2 и 1 — зеркала интерферометра соответственно с $R=90$ и 45% при $R/T=0.85$, 3 — клин из стекла К-8 ($\alpha \approx 25'$); 4, 11, 12, 27—31, 41, 42 — объективы, 5 — пленка ФПГВ с голограммами, 6 — лазер ОГМ-20 ($\lambda=0.6943$ мкм), 7 — кварцевая кювета ФКГ ($\phi 48$ мм, $l=490$ мм); 8 — Ne—He лазер ($\lambda=0.6328$ нм) ЛГ-75, 9, 37—40 — стеклянные фильтры, 10, 13, 32, 34—36 — диафрагмы, 14 — пленка РФ-3 с интерферограммами, 15 — лампы ИФП-5000, 16 — 6-ламповый осветитель ($\phi 60$ мм, $L_a=280$ мм), 17 и 18 — зеркала резонатора с $R=8$ и 100% соответственно для $\lambda=1.315$ мкм, 19 — лазер типа ГОР-30 ($\lambda=0.6943$ мкм), 20 — фотоумножитель ФЭУ-28, 21 — фотоэлемент ФЭН-14, 22 — фотодиод от ФФГ-1, 23 — фотоумножитель ФЭУ-51, 24—СФР, 25 — алюминированные зеркала с $R=88\%$, 26 — светоделительный кубик, 33 — плоскопараллельные стеклянные пластины, 43 — приемник излучения ИКТ-1М.

ОГМ-20 6 длительностью 15 нс просвечивал кювету 7 с рабочим веществом перед началом оптической накачки среды, либо в заранее выбранный момент времени от начала накачки. Затем клин поворачивался вокруг оптической оси на угол 5° и при второй экспозиции производилось просвечивание кюветы с веществом в интересующий момент t процесса накачки. При повороте клина в его плоскости создавались интерферограммы с горизонтальными полосами конечной ширины частотой ~ 0.5 полосы/мм. Поле распределения неоднородностей среды ФКГ приводит к соответствующему искривлению и смещению этих полос. Пленка с проявленными и отбеленными голограммами устанавливалась обратно в камеру фотоаппарата. В свете излучения Ne—He лазера 8 с помощью элементов 11—13 с фазовых голограмм в первом порядке дифракции восстанавливались голографические интерферограммы, несущие информацию о поле неоднородностей среды, сложившимся к моменту просвечивания, либо об изменениях в среде за промежуток времени между двумя моментами экспонирования.¹ Энергия батареи, вкладываемая в лампы 15, расположенные

¹ Отметим, что в наших условиях влиянием на поле распределения оптических неоднородностей искривления лучей объектного пучка при записи на голограмму можно пренебречь в пределах точности определения Δn на интерферограмме [10].

в стандартном 6-ламповом осветителе 16, была постоянна для всех режимов работы и равна 5 кДж. Регистрация импульсов генерации от ФКГ, активная среда которого располагалась между зеркалами 17 и 18, а также от ОГМ-20, ГОР-30 19 и импульса накачки среды ФКГ проводилась с помощью осциллографов С8-2, сигналы на которые поступали от соответствующих приемников излучения 20—23. Для определения скорости распространения волн возмущения использовалась схема теневой съемки с источником излучения типа ГОР-30 и камерой СФР-2М 24. Теневая картина формировалась оптическими элементами 25—32, зеркалами 1, 2 при прохождении излучения от ГОР-30 через активную среду. Световая метка от ОГМ-20 на пленке СФР позволяла осуществить точную временную привязку теневой картины, регистрируемой в направлении φ между лампами.

Расчеты величины Δn из полученных интерферограмм проводились согласно выражению.

$$\Delta n = \frac{\lambda^2}{L_a} \left(S - \frac{r_t \sin \varphi}{b} \right), \quad (1)$$

где S — порядок интерференционной полосы в рассматриваемой точке поля интерферограммы; $\lambda = 0.6943$ мкм — длина волны просвечивающего активную среду излучения;² $L_a = 280$ мм — длина активной среды; b — расстояние между полосами на интерферограмме, создаваемыми поворотом клина; r_t и φ — полярные координаты рассматриваемой точки, в которой определяется Δn . При обработке интерферограммы условно полагалось, что полосе, проходящей через центр интерферограммы, совпадающей с центром кюветы, соответствует $S = 0$, и, следовательно, $\Delta n = 0$.

Различная плотность излучения, создаваемая совокупностью ламп накачки, приводит к возникновению периодической по углу φ структуры распределения Δn по торцу кюветы [6, 11]. Неодинаковая мощность излучения от разных ламп усложняет картину распределения. Тщательный контроль за вкладываемой в каждую лампу электрической энергией может обеспечить симметричную картину распределения $\Delta n(r, \varphi)$. В исследованном случае для выявления общих закономерностей временного и пространственного формирования поля неоднородности значения $\Delta n(r, \varphi)$ усреднялись по шести углам φ для каждого из двух рассмотренных направлений: против ламп и между ними. Эти направления являются физически выделенными осями симметрии и поэтому особенно интересными. Полученные значения использовались для построения (с периодом 60°) общей центральносимметричной картины распределения $\Delta n(r, \varphi)$, а также вычисляемым по ним $\nabla n(r, \varphi)$. Значения Δn в основном увеличиваются по мере удаления от стенки кюветы к ее центру. Если для зон, удаленных от центра, различие в величинах Δn , определенных по выделенным направлениям, велико, то с приближением к нему различие уменьшается. Это связано, как известно, с выравнивающими действиями накачки в примыкающих к центру зонах [11] и газодинамического движения вещества к центру кюветы [2].

Некоторые временные характеристики исследованного ФКГ представлены на рис. 2. Их вид в основном соответствует закономерностям, установленным ранее в работах [1, 2, 6, 11]. Сделаем только необходимые замечания. «Провалы», наблюдаемые на представленных кривых (рис. 2, в) к определенному моменту времени накачки (рис. 2, а), демонстрируют влияние $|\Delta n|$ и $|\nabla n|$ в центральной зоне сечения кюветы ($r \approx 4-5$ мм) на поле излучения ФКГ. Они проявляются в те времена, когда в зоне формируются максимальные значения $|\Delta n|$ и $|\nabla n|$ (рис. 2, б и з). Теневые картины иллюстрируют, что при $p \geq 30$ тор волны возмущения (∇n) достигает границы этой зоны и центра (рис. 2, г). Отметим, что приемник излучения

² Строго говоря, просвечивающее среду излучение должно иметь длину волны, совпадающую с длиной волны генерируемого активным веществом излучения ($\lambda = 1.315$ мкм). В работе [8] показано, что просвечивание среды излучением $\lambda = 0.69$ мкм не вносит существенной ошибки в определение величины Δn .

20, регистрирующий $I_{Г_I}$ и $I_{Г_{II}}$ был установлен вместе с диафрагмой 38 ($\emptyset 10$ мм) на расстоянии около двух метров от ФКГ.

Вид теневых картин (рис. 2, ε) объясняется характером рассмотренного поведения $-\nabla n$ на рис. 3, если принять во внимание, что теневая схема имеет ограниченную чувствительность.

Представленные на рис. 3 зависимости $-\nabla n$ от r и t получены при относительно слабой оптической накачке. Это позволило нам исследовать процесс формирования поля распределения неоднородностей в условиях,

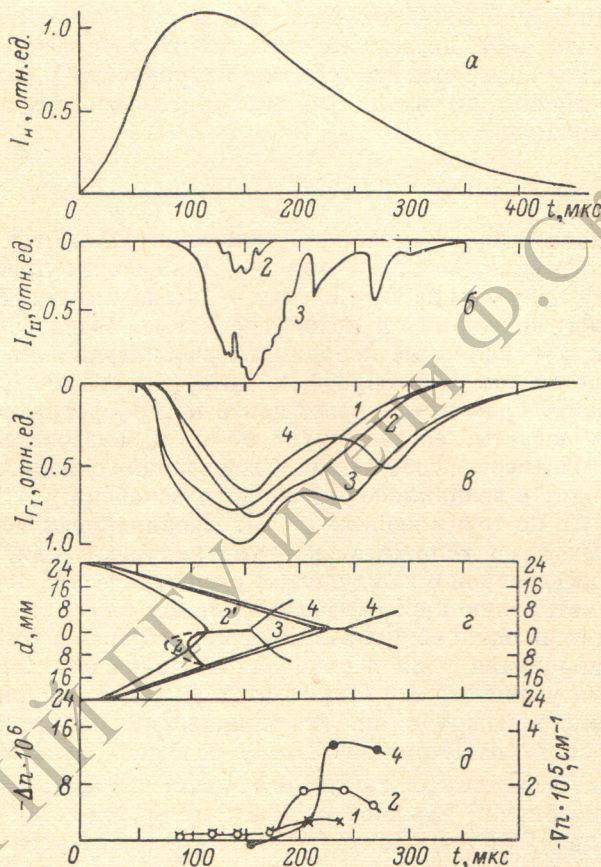


Рис. 2. Временные зависимости импульса накачки I_n (а) импульса генерации при первой $I_{Г_I}$ (е) и второй $I_{Г_{II}}$ (б) накачках, положения волны неоднородности (z) и величин изменения $-\Delta n$ показателя преломления и его градиента $-\nabla n$ (d) в центральной зоне для разных давлений вещества.

$P_{C_3F_7J}$: 1 — 15, 2 — 30, 3 — 45, 4 — 60 тор, 2' — вторая накачка.

когда, во-первых, влияние процесса пиролиза без использования буферного газа незначительно [это следует из соответствия временных зависимостей импульсов накачки и генерации (рис. 2, а и е)] и, во-вторых, возможно наблюдение некоторого переходного процесса в картине формирования $\nabla n(r, t)$. Определяющее влияние объемных процессов в рабочей среде проявляется в виде плавных зависимостей $|\nabla n|$ (рис. 3, а). С ростом давления (или мощности накачки) происходит изменение картины формирования $\nabla n(r, t)$. Распределение $-\nabla n(r)$ — рис. 3, в — характеризуется сильной волной возмущения, отходящей от стенки идвигающейся к центру кюветы, и проявляется со временем t в виде смещения от стенки кюветы ($r=24$ мм) к ее центру максимумов зависимости $-\nabla n(r)$. Случай $P_{C_3F_7J} = 30$ тор (рис. 3, б) является переходным между рассмотренными картинами формирования $-\nabla n(r, t)$.

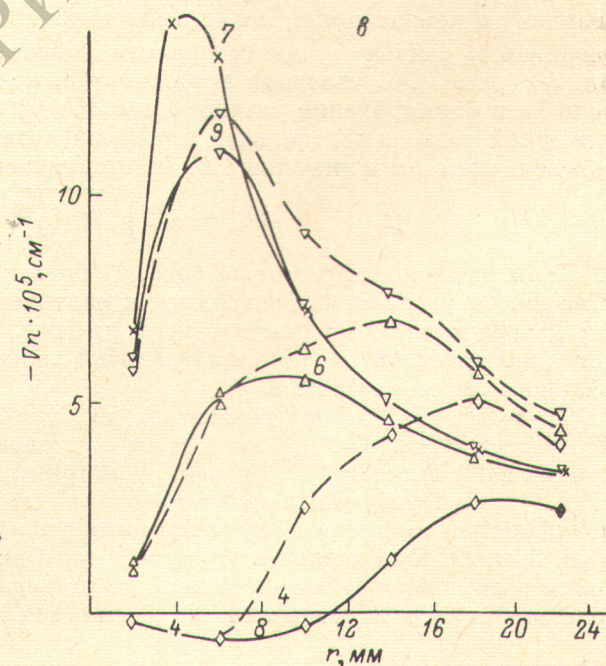
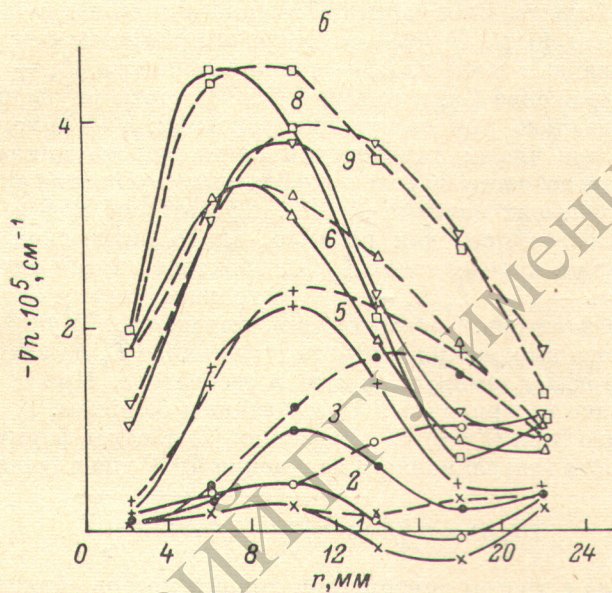
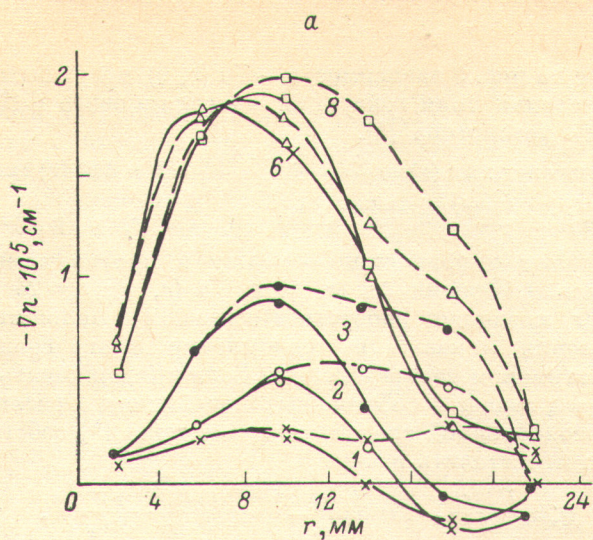


Рис. 3. Зависимость градиента $-\nabla n$ показателя преломления среды от расстояния r по радиусу кюветы для различных $P_{C_3F_4J}$.

a — 15, $б$ — 30, $в$ — 60 тор; t : 1 — 90, 2 — 120, 3 — 145, 4 — 155, 5 — 175, 6 — 210, 7 — 225, 8 — 245, 9 — 270 мкс. Сплошные линии — между лампами; штриховые линии — против ламп.

Приведенные на рис. 3 зависимости $-\nabla n(r, \varphi)$ могут быть полезны для объяснения поведения поля генерации многолампового ФКГ при увеличении длины его резонатора [6].

Введем обозначения: $\Delta n(r) = \frac{\Delta n(r, \varphi_m) + \Delta n(r, \varphi_n)}{2}$ и $\Delta n^+(r) = \Delta n(r) - \Delta n(r_c)$, аналогично $\nabla n(r) = \frac{\nabla n(r, \varphi_n) + \nabla n(r, \varphi_m)}{2}$ и $\nabla n^+(r) = \nabla n(r) - \nabla n(r_c)$, где

φ_m и φ_n указывают направления — между и против ламп, — по которым проводились измерения $\Delta n(r, \varphi)$ и $\nabla n(r, \varphi)$; $r_c = 24$ мм. Введение $\Delta n^+(r)$ и $\nabla n^+(r)$ позволяет работать в основном с положительными значениями изменения показателя преломления и его градиента при их аксиально-симметричном распределении. Если придерживаться квазиоптического подхода к задаче о собственных колебаниях в резонаторе с оптически сильно неоднородной средой, то аналогично [5] собственные значения мод можно представить в виде

$$Q'_v \approx \frac{U_v^2(r)}{2} - \Delta n^+(r) \frac{L_a}{L_p} - \frac{(\nabla n^+(r) L_a)^2}{2} \frac{L_p - L_a}{L_p}. \quad (2)$$

Здесь Q'_v — действительная часть собственного значения v -й моды, ответственная за набег фазы, $U_v(r)$ — угол траектории моды с нормалью к поперечному сечению в точке r , L_p — длина резонатора, L_a — длина активной среды. Выражение (2), в котором для простоты опущены множители $n(r) = 1$, справедливо при следующих условиях: v — номер моды — достаточно большое число; характерная длина одного цикла траектории мод $\mathcal{L} \gg L_p$; пренебрегается ролью коэффициента усиления активной среды при наличии больших величин Δn [5]. Траектории мод в нашем случае (рис. 3) колеблются, как правило, около оптической оси кюветы. Часть траектории, определяемая L_a/L_p , проходит внутри активной среды, другая ее часть — $(L_p - L_a)/L_p$ — по пространству между активной средой и зеркалами резонатора. Таким образом, выражение (2) учитывает в отличие от подобного выражения в работе [5] влияние L_p на значение Q'_v , при усреднении по всему замкнутому пути в резонаторе. При $\mathcal{L} \gg L_p$ последнее приближение не приводит к существенным ошибкам.

Отметим, что (при $Q'_v = 0$) из выражения (2) следует формула для угловой расходимости генерационного излучения ФКГ для случая $L_p > L_a$ [3].

$$2U_v(r) \approx 2 \sqrt{2\Delta n^+ \frac{L_a}{L_p} + (L_a \nabla n^+)^2 \frac{L_p - L_a}{L_p}}. \quad (3)$$

Эта формула с учетом внутрирезонаторных потерь объясняет наличие, величину и момент появления «провалов» на кривых J_{r_1} (рис. 2, в) формированием к данному моменту времени максимальных величин $\Delta n^+(r)$ и $\nabla n^+(r)$ (рис. 3). В условиях эксперимента, когда $L_p = 70$ см и $L_a = 28$ см, роль ∇n в формировании расходимости $2U_v(r)$ генерационного излучения для одной моды из центральной зоны незначительна по сравнению с вкладом величины Δn и значение $2U_v(r)$ приближенно оценивается как

$$2U_v(r) \approx 2 \sqrt{2\Delta n^+ \frac{L_a}{L_p}}. \quad (4)$$

Если размер диафрагмы 38 (рис. 1) близок к диаметру центральной области, то увеличение расходимости излучения из этой области приведет к ограничению мощности генерации (рис. 2, в) в диапазоне времен, когда величины Δn^+ и $|\nabla n|$ в центральной зоне кюветы достигают максимального значения (рис. 2, д).

С увеличением длины резонатора до $L_p \gg L_a$ роль члена выражения (2), содержащего $\nabla n^+(r)$, возрастает и становится определяющей. Ход кривых зависимостей $\Delta n^+(r)$ (рис. 3), который для средних значений времени t характеризуется в отличие от $\Delta n^+(r)$ резкой немонотонностью, можно аппроксимировать двумя прямыми с изломом в области $r = 8-10$ мм (рис. 3, а, б). При давлении $P_{с,ф,г} = 60$ тор (рис. 3, в) после прохождения волны возмущения от стенки кюветы [2] устанавливается подобное распределение $\nabla n^+(r)$. С увеличением эффективной длины резонатора рассмо-

тренный характер зависимости $\nabla n^+(r)$ должен приводить к возрастанию неоднородности распределения интенсивности в ближнем поле генерации в соответствии с выражением (2): ослабление интенсивности генерации в центральных зонах определяется наличием внеосевых мод с большими номерами ν , обусловленных максимальными значениями $\nabla n^+(r)$.

Авторы выражают благодарность И. М. Белоусовой за поддержку и внимание к работе, а О. Б. Данилову за полезные обсуждения.

Литература

- [1] И. М. Белоусова, О. Б. Данилов, И. А. Синицына, В. В. Спиридонов. ЖЭТФ, 58, 1481, 1970.
- [2] Л. Е. Голубев, В. С. Зуев, В. А. Катулин, В. Ю. Носач, О. Ю. Носач. Квант. электрон., 6 (18), 29, 1973.
- [3] Г. А. Кириллов, С. Б. Кормер, Г. Г. Кочемасов, С. М. Куликов, В. М. Миругов, В. Д. Николаев, С. А. Сухарев, В. Д. Урмин. Квант. электрон., 2, 666, 1975.
- [4] Б. Л. Борович, В. С. Зуев, В. А. Катулин, В. Ю. Носач, О. Ю. Носач, А. В. Старцев, Ю. Ю. Стойлов. Квант. электрон., 2, 1282, 1975.
- [5] О. Ю. Носач, Е. П. Орлов. Квант. электрон., 3, 1423, 1976.
- [6] О. Б. Данилов, Н. А. Новоселов, В. В. Спиридонов, Н. П. Трофимов. Опт. и спектр., 41, 122, 1976.
- [7] И. М. Белоусова, Б. Д. Бобров, О. Б. Данилов, В. М. Киселев, В. Н. Курзенков, Н. А. Новоселов, В. В. Спиридонов, Н. П. Трофимов. Квант. электрон., 4, 751, 1977.
- [8] В. С. Зуев, К. С. Корольков, В. Н. Нетемин, О. Ю. Носач, Е. П. Орлов. Квант. электрон., 3, 2434, 1976.
- [9] Ю. И. Островский, М. М. Бутусов, Г. В. Островская. Голографическая интерферометрия. «Наука», М., 1977.
- [10] В. Хауф, У. Григуль. Оптические методы в теплопередаче. «Мир», М., 1973.
- [11] О. Б. Данилов, Н. А. Новоселов, В. В. Спиридонов. Опт. и спектр., 39, 680, 1975.

Поступило в Редакцию 14 ноября 1977 г.
В окончательной редакции 11 сентября 1978 г.