

лятор помещался в резонатор под углом Брюстера к его оси на расстоянии четверти периметра от центра активной среды и возбуждался на частоте около 315 МГц, что соответствовало половине межмодовой частоты резонатора с периметром 480 мм.

Эксперимент показал, что зависимость интенсивностей встречных волн от частоты модуляции носит сложный характер (рис. 3, а). В окрестностях полосы синхронизации наблюдались значительные релаксационные колебания интенсивностей встречных волн, резко ослаблявшиеся вблизи ее центра. Эта зависимость наблюдалась путем свинчивания частоты модуляции вблизи половины межмодовой частоты в полосе 3 кГц синхронно с разверткой осциллографа. Синхронизация продольных типов колебаний приводила к стабилизации спектра генерируемого излучения и его расширению до 5 мод (см. рис. 2, б). При этом выходное излучение принимало вид последовательности импульсов с длительностью $\tau = 0,5$ нс и периодом повторения $T \approx 1,5$ нс, равным времени обхода светом резонатора (см. рис. 3, б). С учетом указанных временных соотношений пиковая мощность импульсов оценивается величиной $P_{\text{пик}} = 3T/\tau \approx 10$ мВт.

Описанный лазер может быть использован в режиме однопольной генерации как источник импульсов излучения с высокой частотой повторения, в двупольном режиме — для получения биений встречных волн с малой полосой захвата.

ЛИТЕРАТУРА

1. Галкин С. Л., Кружалов С. В., Николаев В. М. и др. Кольцевой Nd:YAG лазер непрерывного действия с синхронизацией продольных мод // Письма в ЖТФ.— 1976.— Т. 2, вып. 4.
2. Астахов А. В., Галкин С. Л., Николаев В. М. Твердотельный кольцевой лазер с синхронизацией продольных мод // Труды ЛПИ.— 1979.— № 366.
3. Белозеров С. А., Корниенко Л. С., Кравцов Н. В. и др. Твердотельный кольцевой лазер на YAG:Nd³⁺ со светодиодной накачкой // Письма в ЖТФ.— 1984.— Т. 10, вып. 1.
4. Закгейм А. Л., Марахонов В. М., Першина Л. П. и др. Мощные Al_xGa_{1-x}As гетероэпитаксиальные излучающие диоды многомерной конструкции // Письма в ЖТФ.— 1980.— Т. 6, вып. 17.

Поступило в редакцию 22 июля 1985 г.

УДК 537.226 : 535.24

О. П. БИКЕЕВ

(Москва)

НЕСТАЦИОНАРНЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ФОКУСРОВКЕ ПУЧКА СВЕТА В ПЛОСКОМ ЛИТИИ

Известно, что при распространении достаточно интенсивного света видимого диапазона в полосковых и планарных волноводах из лития имеют место нестационарные явления — пульсации картины распределения поля на выходе волновода, вызванные процессом фоторефракции [1].

Цель настоящей работы — выявить наличие аналогичных нестационарных явлений при распространении интенсивного пучка света в монолитной фоторефрактивной среде. В качестве таковой среды использовался монокристалл чистого лития с размерами $8 \times 10 \times 8$ мм по осям X, Y и Z соответственно. Источником излучения служил одномодовый Ar-лазер с суммарной по всем линиям генерации мощностью излучения около 90 мВт и с естественной поляризацией. Луч света фокусировался с помощью микрообъективов с кратностью 3,7–10* в кристалл.

Основные результаты, полученные в ходе эксперимента, состоят в следующем.

1. В первые моменты времени ($t \lesssim 1$ с) после начала облучения достаточно интенсивным светом X- и Y-срезы лития возникает характерная для фоторефрактивного эффекта дефокусировка прошедшего пучка, выражающаяся в увеличении его расходимости преимущественно вдоль оси Z кристалла.

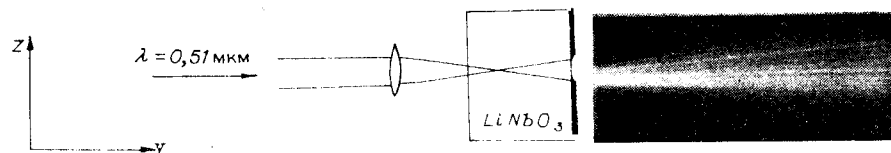
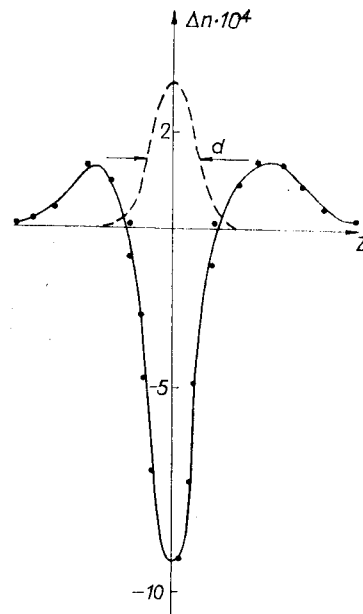


Рис. 1. Строение трека пучка света на выходе из кристалла. Снимок сделан в люминесцирующей жидкости

Рис. 2. Наведенное световым пучком изменение показателя преломления вдоль оси Z : штриховая линия — примерное распределение интенсивности в световом пучке шириной $d \approx 10$ мкм



2. Примерно через секунду после начала облучения в поперечном сечении прошедшего пучка появляются отдельные светлые области, более или менее упорядоченно перемещающиеся в обе стороны от центра пучка в направлениях, параллельных оси Z кристалла. Интенсивность указанных полос хаотически изменялась в широких пределах. Поперечное распределение пучка остается в нестационарном состоянии в течение всего времени облучения ($t \geq 1$ ч).

3. Наблюдаемый эффект нестационарного изменения поперечного распределения пучка имеет пороговый характер, т. е. возникает лишь при превышении плотности мощности в пучке некоторой пороговой величины, которая для данного кристалла составляет $3,6 \cdot 10^4$ Вт/см². При уменьшении интенсивности до порогового значения скорость изменения поперечного распределения интенсивности прошедшего пучка стремится к нулю и устанавливается стационарное распределение поля в пучке.

4. Визуальное наблюдение за треком пучка света в кристалле при его распространении вдоль оси Y показало, что после прохождения фокальной плоскости используемой линзы пучок разбивается на большое количество тонких по оси Z и широких по оси X треков, веерообразно расходящихся и перемещающихся в секторе углов примерно 3° относительно оси пучка в направлениях $\pm Z$. Описанное строение трека сохраняется также непосредственно после выхода пучка из кристалла (рис. 1).

5. При мощности падающего пучка больше пороговой наблюдалось увеличение диаметра фокального пятна используемой линзы примерно в 6–8 раз по сравнению с этим же диаметром при допороговой мощности.

Описанное явление, по-видимому, имеет ту же природу, что и обнаруженное ранее нестационарное поведение светового поля в планарных и многомодовых полосковых оптических волноводах из ниобата лития [1]. Для его механизма может быть предложено следующее физическое объяснение.

Прежде всего следует отметить тот факт, что профиль (вдоль оси Z) показателя преломления в освещенной области не повторяет по форме профиль интенсивности светового пучка, что обусловлено изменением знака фотovoltaического поля на краю освещенной области [2]. Причем по измерениям, проведенным компенсационным методом (рис. 2), и по теоретическим расчетам [2] положительные приращения показателя преломления по краям освещенной области могут достигать $\sim 20\%$ от его отрицательного приращения на оси пучка. Подобное распределение показателя преломления (вдоль оси Z) будет иметь место в фокальной плоскости и ее ближайшем окружении. Такую структуру можно рассматривать как оптический волновод с показателем преломления, меньшим, чем у ближайшего окружения. Как известно, подобные волноводы являются излучающими. Попробуем оценить потери на излучение в данной структуре, аппроксимируя ее плоским волноводом. Как показывают проведенные измерения, при плотности мощности $5 \cdot 10^4$ Вт/см² максимальное изменение показателя преломления на оси пучка, вызванное фоторефрактивным эффектом, составляет $1,5 \cdot 10^{-3}$. Выбирая толщину волновода по оси, равной диаметру фокального пятна (~ 10 мкм), и заменяя плавное изменение показателя преломления на границе волновода ступенчатым, найдем, что коэффициент отражения от такой «эффективной» границы может достигать 0,5 для основной моды. Следовательно, потери на излучение равны ~ 11 дБ/см для основной моды. По мере распространения волна из такой области будет излучаться под углом, определяемым номером моды. Например, для первой моды в предложенной модели этот угол равен $0,37^\circ$, для второй — $1,2^\circ$, для третьей — $2,1^\circ$ и т. д. Заметим также, что потери на излучение такого волновода увеличиваются с ростом номера моды.

Таким образом, предложенная модель качественно объясняет образование большого количества лучей при фокусировке гауссова пучка в фоторефрактивной среде.

В работе [1] экспериментально показано, что в полосковых волноводах, выполненных на основе фоторефрактивной среды LiNbO_3 , происходит постоянное изменение во времени номера моды волноводной волны. Наблюдавшиеся в описанных выше экспериментах вариации во времени как углов, так и интенсивностей лучей в прошедшем пучке являются, очевидно, следствием изменения модового состава и интенсивностей отдельных мод, распространяющихся по «наведенному» волноводу.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бикеев О. Н., Дерюгин Л. Н., Реутов А. Т. Новый вид самовоздействия света — флуктуации распределения поля в волноводах из ниобата лития // Письма в ЖТФ. — 1979. — Т. 5, № 24.
2. Обуховский В. В., Стоянов А. В. Особенности фоторефракции, паведенной в кристаллах гауссовым лучом // Вестн. Киев. ул-та. Сер. Физика. — 1983. — № 24.

Поступило в редакцию 19 сентября 1986 г.

УДК 621.378.331.22

В. Ф. БЫКОВСКИЙ, М. К. ДЯТЛОВ, Г. П. МАЛЬКОВА,
Б. П. МИРЕЦКИЙ, Т. П. САМОРИКОВА

МОЩНЫЙ АРГОНОВЫЙ ЛАЗЕР СИНЕ-ЗЕЛЕНОВОГО ДИАПАЗОНА ЛГН-511

Мощный аргонный лазер излучает в диапазоне длин волн 0,4545—0,5145 мкм и предназначен для голографических установок по изготовлению дифракционных решеток, для записи информации в вычислительной технике, для накачки лазеров на красителях. Кроме того, лазер может быть использован в медицине, биологии и других областях науки и техники.

Принцип действия лазера основан на получении инверсной заселенности в ионизованном аргоне в условиях сильноточного дугового разряда, который формируется в разрядном капилляре длиной 1 м, диаметром 2,5 мм, изготовленном из бериллиево-кварцевой керамики. Бериллиевая керамика является подходящим материалом для разрядного капилляра благодаря исключительно высокой теплопроводности, термической стойкости и малой абсорбции аргона.

Конструктивно (см. рисунок) лазер состоит из излучателя, включающего активный элемент, оптический резонатор, держатель оптики, корпус, соленоиды, детали монтажа электрической схемы и тракта охлаждения, и источника питания. Активный элемент, кроме керамического капилляра, содержит прямокальный катод и анод. На торцах активного элемента расположены под углом Брюстера к оси оптические окна из кристаллического кварца. Применение дополнительного объема газа и малые потери на кристаллических окнах дают возможность снизить рабочий ток и значительно повысить средний ресурс прибора.

