

УДК 621.378.385

АМПЛИТУДНО-ФАЗОВЫЕ И ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА НА МНОГОХОДОВЫХ МОДАХ

П. В. Короленко, В. Г. Макаров, С. А. Стéпина

(кафедра оптики и спектроскопии)

В ряде работ [1—3] при исследовании модового состава излучения лазеров с устойчивыми резонаторами наряду с аксиальными модами TEM_{00} рассматриваются так называемые многоходовые моды (М-моды) с неаксиальными образующими пучками. Однако оценка перспективы улучшения качества излучения лазеров на М-модах в значительной степени затруднена недостатком экспериментальных данных о распределении амплитуды и фазы световых колебаний в поперечном сечении выходных лазерных пучков и об их когерентных свойствах. Нуждаются в уточнении также условия возбуждения в резонаторе лазера М-мод с той или иной пространственной структурой.

Ниже на примере He—Ne лазера с длиной волны 0,63 мкм рассмотрены амплитудно-фазовые и частотные характеристики излучения при возбуждении в лазерном резонаторе М-мод. Газоразрядная трубка лазера с внутренним диаметром 5,5 мм и длиной 95 см помещалась в устойчивый резонатор с полупрозрачным выходным зеркалом. Радиусы кривизны зеркал резонатора, его длина и внутренняя апертура в процессе эксперимента могли изменяться. Условия для возбуждения М-мод с числом N двойных проходов по резонатору выполнялись при «резонансной» длине резонатора d_{\pm} , равной [1]

$$d_{\pm} = \frac{R_1 + R_2}{2} \pm \frac{1}{2} \left(R_1^2 + R_2^2 + 2R_1R_2 \cos \frac{2\pi K}{N} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

где R_1, R_2 — радиусы кривизны зеркал, K — характеристический индекс ($K=0, 1, \dots, N-1$).

На рис. 1, а—и приведены фотографии и голограммы, иллюстрирующие особенности структуры лазерного излучения при выполнении условия (1). Для получения голограмм в качестве опорной волны использовалась однородная сферическая волна, образованная путем расширения малого сегмента поперечной структуры излучения лазера [4]. На рис. 1, а приведена поперечная структура излучения лазера с прямоугольной внутренней диафрагмой при возбуждении в его резонаторе сложной суперпозиции собственных типов колебаний. Перестроить лазер на генерацию «чистых» М-мод и «чистых» осевых $TEM_{m,n}$ -мод ($N=1$) можно было, помещая в резонатор проволочные маски или просто смещая путем наклона зеркал ось резонатора относительно оси газоразрядной трубки. В качестве примеров на рис. 1, в, д изображены соответственно чистая М-мода с индексами $N=3, K=1$, собственный образующий пучок которой представляет собой волну TEM_{00} , и чистая осевая TEM_{03} -мода. Траектория образующего пучка М-моды с указанными индексами, возбуждаемая в резонаторе с параметрами $R_1=R_2=2d/3$, приведена на рис. 2, а. В экспериментах удавалось надежно фиксировать возбуждение М-мод с индексами $N \leq 5$.

Особенности распределения фазы в поперечном сечении выходного излучения иллюстрирует рис. 1, б, г, е, где приведены голограммы пучков, изображенных соответственно на рис. 1, а, в, д. Если интерференционные полосы на голограммах представляют собой дуги концентрических окружностей, то это означает, что фронт волны сферический. Такого рода структура полос видна на рис. 1, е, что подтверждает известный факт сферичности фронтов осевых мод $TEM_{m,n}$ [5]. Смещение полос в области узловых линий моды связано со скачками фазы световых колебаний при переходе от данного сегмента поперечной структуры к другому. В случае генерации лазера на суперпозиции различных типов колебаний и на чистых М-модах волновой фронт выходного излучения в общем случае не является сферическим и распределение фазы излучения носит более сложный характер. Об этом свидетельствуют голограммы, приведенные на рис. 1, б, г. Контрастность голограмм говорит о высокой степени пространственной когерентности излучения. При достаточно больших размерах внутренней диафрагмы в резонаторе лазера можно было наблюдать возбуждение М-мод как плоскостной, так и объемной геометрии с различной структурой собственных образующих пучков. На рис. 1, ж, з приведены структуры соответственно плоскостной М-моды ($N=3, K=1$), образующий пучок которой представляет собой волну TEM_{03} , и суперпозиции двух объемных трехходовых мод, имеющих круговое распределение световых пятен на зеркале. При малых апертурах внутренней диафрагмы, когда

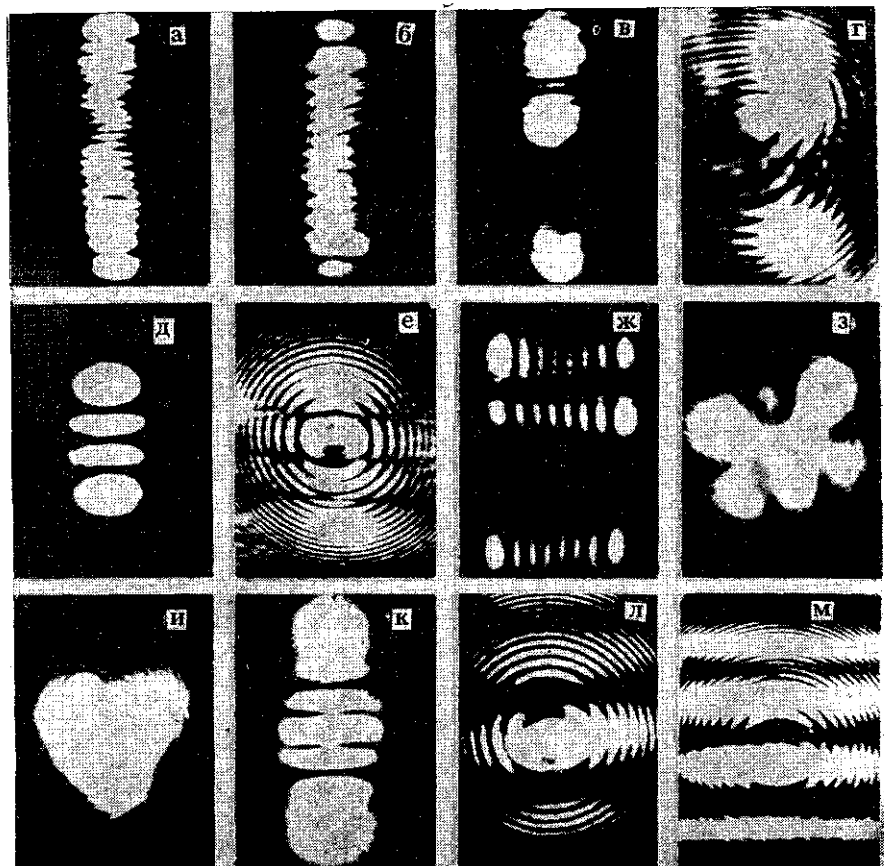


Рис. 1

размер диафрагмы меньше эффективного размера моды TEM_{02} , возбуждение плоскостных М-мод не наблюдалось. Генерация же на объемных М-модах могла происходить при уменьшении размера диафрагмы вплоть до порогового значения. На рис. 1, а приведена структура М-моды при предельно малом размере диафрагмы.

При небольших отступлениях Δd длины резонатора от резонансных значений d_{\pm} доминирующий характер приобретаала генерация на осевых $TEM_{m,0}$ -модах и возбуждение М-мод не наблюдалось. Для малых значений $N \approx 2, 3$ область существования М-мод ограничивалась величиной $\Delta d \approx 1$ см. С ростом N требования к точности настройки резонатора на генерацию М-мод повышались.

В соответствии с теоретическими представлениями [2] при возбуждении М-мод лазер должен генерировать эквидистантный набор частот с интервалом $\Delta\nu = c/(2d_{\pm}N)$.

В наших экспериментах при регистрации спектра фотобиеений генерируемых мод биеения на этой разностной частоте наблюдались лишь в тех случаях, когда генерация характеризовалась сложным модовым составом. Если же генерация происходила на чистой М-моды, минимальная разностная частота составляла, как правило, величину $\Delta\nu = c/(2d_{\pm})$, характерную для чистых осевых мод. Последний экспериментальный факт может быть объяснен подавлением за счет конкуренции М-мод, частоты которых соответствуют невыгодному с точки зрения достижения максимального усиления распределению фазы световых колебаний в поперечном сечении резонатора.

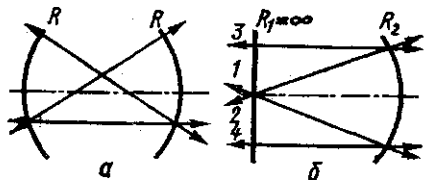


Рис. 2

Оценка расходимости излучения по размерам световых пятен в дальней зоне показала полное равенство расходимостей осевых $TE_{m,0}$ - и M -мод при условии заполнения ими внутренней апертуры резонатора. Практический интерес представляет генерация на M -модах, формирующих на выходе систему параллельных пучков. Такие моды могут возбуждаться в полуконфокальном резонаторе. На рис. 2, б показана плоскостная траектория лучей в полуконфокальном резонаторе, соответствующая M -моду со значениями $N=4$, $K=1$. Структура поля такой моды для дальней зоны приведена на рис. 1, к. Два периферийных участка структуры образованы неаксиальными лучами 1, 2, а центральный — параллельными лучами 3, 4 (см. рис. 2, б). В области центрального участка четко видны три интерференционные полосы, появляющиеся в результате наложения параллельных пучков. На рис. 1, л, м приведены голограммы центрального участка, который образован соответственно синфазными и противофазными параллельными пучками. Форма полос на голограммах говорит о том, что параллельные пучки формируют в дальней зоне аксиальную волну со сферическим фронтом. Расходимость этой волны, как видно из рис. 1, к, существенно меньше расходимости всей совокупности пучков, распространяющихся от выходного зеркала. Последнее обстоятельство указывает на возможность значительно улучшить расходимость излучения путем вывода генерируемой энергии на параллельных пучках M -мод.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Ramsay A., Degnan J. Appl. Opt., 1970, 9, N 2, p. 385. [2] Киселев В. А. Радиотехн. и электроника, 1971, № 1, с. 134. [3] Горячев С. Б. и др. Письма в ЖТФ, 1984, 10, с. 429. [4] Davis L. W. Appl. Phys. Lett., 1967, 10, N 11, p. 301. [5] Kogelnik H., Li T. Appl. Opt., 1966, 5, N 10, p. 1550.

Поступила в редакцию
13.05.85

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1986, т. 27, № 2

ГЕОФИЗИКА

УДК 550.382.3

ОСОБЕННОСТИ МАГНИТНЫХ СВОЙСТВ ОКЕАНСКИХ СКВАЖИННЫХ БАЗАЛЬТОВ ПЛАТО ВОРИНГ

И. В. Кашинская, К. В. Попов, В. И. Трухин

(кафедра физики Земли)

Центральное место в современных моделях разрастания дна океанов (спрединга) и тектоники плит занимает гипотеза Вайна и Мэтьюза (ВМ), согласно которой океанская кора, последовательно формирующаяся в осевых зонах срединно-океанических хребтов, фиксирует инверсии геомагнитного поля как функцию времени. По гипотезе ВМ информацию о скорости спрединга и хронологии магнитных инверсий можно получить, анализируя знакопеременные линейные магнитные аномалии, основным источником которых считается остаточный магнетизм базальтового слоя 2 океанской земной коры [1].

Современные исследования горных пород океанского дна показали, что наряду с горизонтальным чередованием противоположно намагниченных блоков слоя 2, что соответствует основным положениям гипотезы спрединга, имеет место вертикальное чередование прямо и обратно намагниченных пород в скважинах глубоководного бурения до глубины 500—600 м [2, 3]. Это указывает на то, что представление слоя 2 как однородно намагниченного слоя океанских базальтов толщиной 0,5—2 км математически удобно, но физически нереально [2, 3].

В настоящей работе проведены магнитные исследования образцов подводных пород из скважин 338 и 342, пробуренных в 38-м рейсе