

то получает наглядное толкование отмечавшийся выше несколько неожиданный факт близости значений  $\varphi^{265}$  и  $\varphi^{530+265}$ . Однако, в чем конкретно заключается различие обсуждаемых равноэнергетических возбужденных состояний, сказать определенно пока нельзя, и для решения этого вопроса необходимы дальнейшие экспериментальные и теоретические исследования.

### Литература

- [1] А. В. Аристов, В. С. Шевандин. Опт. и спектр., 42, 201, 1977.
- [2] М. И. Снегов, А. С. Черкасов. Ж. физ. хим., 48, 462, 1974; 49, 2935, 1975.
- [3] Ф. И. Вилесов. Усп. фотон. сб. 1, 27, ЛГУ, 1969.
- [4] М. Д. Галанин, З. А. Чижикова. Изв. АН СССР, сер. физ., 36, 941, 1972.

Поступило в Редакцию 5 декабря 1977 г.

УДК 621.373:535 (206.3)

## ИССЛЕДОВАНИЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОГО ПРОФИЛЯ ГАУССОВЫХ ПУЧКОВ ИМПУЛЬСНОГО ИНФРАКРАСНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. В. Берцев, М. О. Буланин и И. А. Попов

Импульсные  $\text{CO}_2$ -лазеры с поперечным возбуждением (ТЕА) широко применяются в последнее время в качестве источников мощного ИК излучения в исследованиях нелинейных процессов и молекулярных превращений, включая изотопно-селективные реакции. При этом для получения воспроизводимых и поддающихся интерпретации результатов необходимо не только обеспечить селекцию по отдельным колебательно-вращательным переходам, но и знать пространственно-временную структуру излучения. Без такой информации физическое содержание имеющихся в литературе данных о нелинейном поглощении [1, 2] и пороговых характеристиках различных процессов [3] в значительной степени обесцениваются.

Из-за характерных для ТЕА лазеров больших коэффициентов усиления и малой добротности используемых резонаторов одновременная селекция по колебательно-вращательным переходам и поперечным модам представляет определенные трудности, преодоление которых обычно связано с сильным уменьшением мощности генерации. В данной работе предлагается простая конструкция лазерного устройства, обеспечивающего уверенную селекцию по колебательно-вращательным переходам и поперечным модам при плотности мощности генерации на выходе около 5 МВт/см<sup>2</sup> и общей энергии 0.25 Дж.

Электрическая схема лазера была собрана по схеме Маркса и обеспечивала разряд длительностью менее 0.3 мкс двух накопительных емкостей по 0.1 мкФ каждая через разрядники на рабочий промежуток, образованный двумя одинаковыми электродами, имеющими профиль, близкий к профилю Роговского.

Предварительная ионизация разрядного промежутка осуществлялась с помощью 10 дополнительных искровых разрядников, расположенных по обе стороны от основных электродов. Аналогичная техника предионизации использовалась в [4, 5]. Область однородного разряда имела размеры  $20 \times 40 \times 550$  мм<sup>3</sup>. Лазер работал при давлении 0.8 атм на смеси  $\text{CO}_2 : \text{N}_2 : \text{He} = 1 : 1 : 4$  с добавлением ксилота ( $\sim 0.5$  тор).

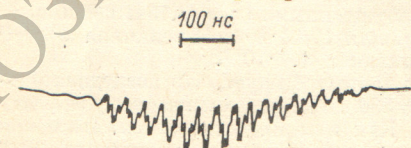


Рис. 1. Оциллограмма импульса генерации.

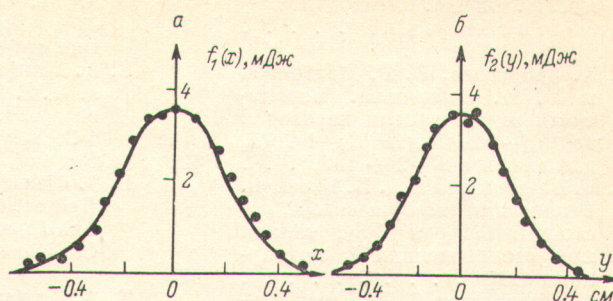
С плоско-плоским резонатором длиной  $L=117$  см, образованным германиевой пластиной и дифракционной решеткой 100 штр./мм, наблюдался типичный для лазеров с большими коэффициентами усиления многомодовый выход с энергией в импульсе до 0.4 Дж. Такой резонатор обеспечивал устойчивую селекцию частоты на 27 и 30 переходах полос 9.4 и 10.6 мкм соответственно.

Для селекции по поперечным модам использовалась конфигурация плоско-сферического резонатора длиной  $L=583$  см, образованного сферическим зеркалом с радиусом кривизны  $R=620$  см и дифракционной решеткой 100 штр./мм. Вывод излучения осуществлялся через нулевой порядок решетки. При этом  $L/R=0.95$ , т. е. реализовался сдвиг резонатора в сторону неустойчивой области. При такой конфигурации для поперечных мод высшего порядка дифракционные потери резко повышаются, а для основной продольной моды возрастают незначительно [6]. Следует отметить, что путем введения диафрагмы можно добиться генерации на продольных модах и без использования геометрии резонатора, близкой к неустойчивой области. Данная конфигурация

имеет, однако, то преимущество, что при выделении продольной моды потери в мощности меньше, чем в других случаях. Последнее обстоятельство обусловлено увеличением объема, занимаемого продольной модой при приближении к сферическому зеркалу, что и позволяет лучше использовать объем активной среды.

Рис. 2. Зависимость энергии, прошедшей через щель, от положения щели.

а — при движении по горизонтали, б — при движении по вертикали.



Временной ход лазерного импульса регистрировался приемником, основанным на эффекте увеличения фотонов [7]. Изображение импульса на линии  $P(20)$ , полученное на экране осциллографа С1-11 при скорости развертки 100 нс/см, показано на рис. 1. Такой сигнал соответствует биениям между продольными модами, число которых не превышает 3—4. Частотное расстояние между продольными модами в данном случае составляло 42 МГц.

Для многих приложений важно знать распределение интенсивности в поперечном сечении пучка. Существующие методы регистрации пространственного распределения интенсивности лазерного излучения в инфракрасной области либо довольно сложны [7], либо обладают весьма ограниченной точностью измерений [8]. Для продольных мод, обладающих гауссовой зависимостью распределения интенсивности, при экспериментальном изучении этого распределения мы предлагаем использовать щель. В наших измерениях щель могла двигаться в вертикальном и горизонтальном направлениях в плоскости, перпендикулярной направлению распространения излучения. Таким образом, если обозначить через  $E(x, y)$  плотность энергии излучения, переносимую через малую единичную площадку,  $h$  — ширину щели, из опыта получают значения

$$f_1(x) = h \int E(x, y) dy, \quad f_2(y) = h \int E(x, y) dx.$$

Если принять

$$E(x, y) = a_0 \exp[-(x^2 + y^2)/d^2],$$

тогда

$$f_1(x) = \sqrt{\pi} h a_0 d \exp(-x^2/d^2),$$

$$f_2(y) = \sqrt{\pi} h a_0 d \exp(-y^2/d^2).$$

Обработывая опытные данные по методу наименьших квадратов, можно определить величины  $a_0$  и  $d$  которые и дают распределение плотности энергии в поперечном сечении пучка. На рис. 2 изображены графики функций  $f_1(x)$  и  $f_2(y)$  для линии  $P(20)$  полосы генерации 10,6 мкм, полученные при ширине щели  $h=0.2$  мм, из обработки которых было найдено  $a_0=(0.45 \pm 0.03)$  Дж/см<sup>2</sup>,  $d=(0.23 \pm 0.01)$  см. Сплошными линиями показаны функции Гаусса с этими параметрами.

#### Литература

- [1] Н. Г. Басов, В. Т. Галочкин, А. Н. Ораевский, Н. Ф. Стародубцев. Письма ЖЭТФ, 23, 569, 1976.
- [2] Р. В. Амбарцумян, Ю. А. Горохов, В. С. Летохов, Г. Н. Макаров. ЖЭТФ, 69, 1956, 1975.
- [3] Р. В. Амбарцумян, Ю. А. Горохов, В. С. Летохов, Г. С. Макаров, П. А. Пурецкий. Письма ЖЭТФ, 23, 26, 1976.
- [4] N. H. Burnett, A. A. Offenberger. J. Appl. Phys., 44, 3617, 1973.
- [5] O. P. Judd. Appl. Phys. Lett., 22, 95, 1973.
- [6] Г. В. Галутва, А. И. Рязанцев. Селекция типов колебаний и стабилизация частоты оптических квантовых генераторов. «Сов. радио», М., 1972.
- [7] Ю. А. Астров, В. В. Егоров, Ш. С. Касымов, В. М. Муругов, Л. Г. Парицкий, С. М. Рывкин, Ю. Н. Шереметьев. Квант. электрон., 4, 1681, 1977.
- [8] В. Е. Ильин, Л. И. Петрова, Е. П. Семенов. Оптико-механич. промышл., № 10, 61, 1976.
- [9] П. М. Валов, К. В. Гончаренко, Ю. В. Марков, В. В. Першин, С. М. Рывкин, И. Д. Ярошетский. ПТЭ, № 6, 239, 1976.

Поступило в Редакцию 20 июля 1977 г.