

## НЕКОТОРЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ НЕПРЕРЫВНОГО ТВЕРДОТЕЛЬНОГО КОЛЬЦЕВОГО ЛАЗЕРА

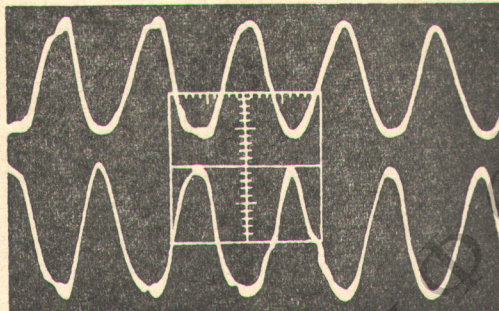
Л. С. Корниенко, Н. В. Кравцов и А. Н. Шелеев

Исследование характеристик кольцевых лазеров представляет большой практический интерес. Однако до самого последнего времени свойства твердотельных кольцевых лазеров были исследованы в импульсном режиме [1-4] и только недавно появилась публикация [5], где приводятся некоторые данные о непрерывнодействующем лазере такого типа на кристалле YAG с неодимом. В настоящей работе приводятся первые экспериментальные результаты наших исследований непрерывного твердотельного кольцевого лазера. Показано, что при определенных условиях возникает неустойчивость режима двух встречных волн.

Кольцевой лазер на кристалле YAG с неодимом работал на длинах волн 1.06 мкм (порог генерации 500 вт) и 1.3 мкм (порог генерации около 1200 вт). Резонатор лазера был образован тремя зеркалами с радиусами кривизны  $R=5000$  мм,  $R=2000$  мм и  $R=\infty$  и коэффициентами отражения около 99% на длине волны генерации. Длина резонатора  $L=117$  см. В качестве активного элемента использовались кристаллы граната с плоскопараллельными торцами диаметром 5 мм и длиной 50 мм.

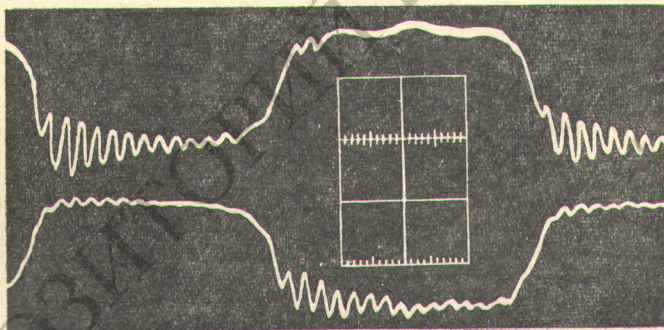
Была изучена зависимость режима генерации от коэффициента связи между встречными волнами в кольцевом резонаторе.

Связь между встречными волнами возникает вследствие отражений от торцов кристалла и из-за обратного рассеяния на зеркалах и неоднородностях активной среды. В проведенных нами экспериментах главную роль играла связь, возникающая из-за отражений от торцов кристалла. Величина этой связи изменялась в зависимости от степени просветления торцов кристалла.



50 мксек./см

Рис. 1.



200 мксек./см

Рис. 2.

В случае сильной связи между встречными волнами (при коэффициентах отражения от торца 8.5—1.5%) имеет место устойчивая генерация в обоих направлениях. Возникающие при переходных процессах колебания интенсивности во встречных волнах происходят всегда в фазе, частота этих колебаний зависит от превышения накачки над порогом.

При уменьшении связи между встречными волнами (при коэффициенте отражения от торца 0.4%) начинает проявляться неустойчивость режима двух встречных волн, проявляющаяся в том, что амплитуды и фазы встречных волн становятся неравными. Характер временных характеристик излучения в этом случае существенно зависит от настройки резонатора. Излучение встречных волн оказывается промодулированным по амплитуде с частотой порядка нескольких десятков килогерц (от 10 до 590 кГц в зависимости от настройки резонатора), колебания интенсивности встречных волн в слу-



чае «слабой» связи происходят в противофазе. Глубина модуляции излучения зависит от настройки резонатора и может достигать 100%. Характерная осциллограмма приведена на рис. 1. Кроме колебаний интенсивности с частотой в несколько десятков килогерц, может иметь место также низкочастотная (частота порядка нескольких килогерц) модуляция интенсивности излучения встречных волн, которая также происходит в противофазе (рис. 2). Приведенные осциллограммы соответствуют превышению накачки над порогом  $\eta=1.2$ ; длина волны излучения 1.06 мкм, развертка на рис. 1 — 50 мсек./см, а на рис. 2 — 200 мсек./см. Глубина модуляции в этом случае также зависит от настройки резонатора.

Было проведено также исследование зависимости режима генерации от величины связи между волнами в непрерывном кольцевом лазере с дополнительным зеркалом [3]. В случае «сильной» связи между встречными волнами из-за отражения от торцов активного элемента подавление одной из волн не было обнаружено, лазер работал в режиме двух встречных волн с одинаковыми амплитудами и фазами. При «слабой» связи обнаружено сильное (более чем в 50 раз) подавление одной из волн, и генерация становится практически однонаправленной.

#### Литература

- [1] С. L. Tang, H. Statz, G. A. de Mars. Phys. Rev., 136A, 1, 1964.
- [2] M. Hercher, M. Young, C. Smover. J. Appl. Phys., 36, 3351, 1965.
- [3] В. В. Анциферов, Г. В. Кривошеков, В. С. Пивцов, К. Г. Фолин. ЖТФ, 5, 931, 1969.
- [4] Л. С. Корниенко, Н. В. Кравцов, Н. И. Наумкин, А. М. Прохоров. ЖЭТФ, 58, 541, 1970.
- [5] A. R. Clobes, M. J. Brienza, Appl. Phys. Lett., 21, 6, 265, 1972.

Поступило в Редакцию 28 декабря 1972 г.

УДК 535.2

## О ПОТЕРЯХ ЭНЕРГИИ ЗАРЯЖЕННОЙ ЧАСТИЦЫ, ДВИЖУЩЕЙСЯ В СРЕДЕ СО СЛАБЫМ РАССЕЯНИЕМ

Б. М. Болотовский и Р. С. Исаев

Рассмотрим среду, которая рассеивает падающее на нее электромагнитное излучение. Пусть это рассеивание характеризуется коэффициентом экстинкции  $h$ , т. е. амплитуда волны затухает по закону  $\exp(-hl/2)$ , где  $l$  — путь, пройденный волной в среде [4]. Это затухание можно описать, если ввести комплексную диэлектрическую проницаемость

$$\epsilon = \epsilon' + i\epsilon'', \quad \epsilon'' = \frac{hc}{\omega} \sqrt{\epsilon'}. \quad (1)$$

Если рассеяние является слабым, т. е. во всех расчетах можно пренебрегать квадратом коэффициента экстинкции  $h$  по сравнению с первой степенью  $h$ , то формулы (1) удовлетворительно описывают поведение первичной волны в рассеивающей среде.

Пусть теперь в такой среде равномерно движется точечная заряженная частица. Скорость частицы обозначим через  $v$ , заряд через  $q$ .

Потери энергии частицы на единицу пути равны [1]

$$\frac{dW}{dz} = q \frac{Ev}{v|_{r=vt}} = i \frac{q^2}{2\pi^2 v} \int_{-\infty}^{+\infty} d\omega \iint_{-\infty}^{+\infty} \frac{1}{\epsilon} \frac{\frac{\omega}{c^2} v - \frac{\omega}{v}}{k^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon} dk_x dk_y, \quad (2)$$

где мы ввели обозначение  $(kv) = \omega$  и компоненты  $k_x$  и  $k_y$  перпендикулярны скорости частицы. Вводя переменную  $\chi = \sqrt{k_x^2 + k_y^2}$ , получим из (2)

$$\frac{dW}{dz} = \frac{q^2}{\pi v^2} \int_{-\infty}^{+\infty} i \frac{\omega}{\epsilon(\omega)} d\omega \int_0^{\chi_{\max}} \frac{(\epsilon(\omega) \beta^2 - 1) \chi d\chi}{\chi^2 + \frac{\omega^2}{v^2} (1 - \epsilon(\omega) \beta^2)}. \quad (3)$$