

УДК 621.373.535

## ИССЛЕДОВАНИЕ АВТОМОДУЛЯЦИИ В РУБИНОВОМ ЛАЗЕРЕ С НАКЛОННЫМИ ЗЕРКАЛАМИ И ПАССИВНЫМ ЗАТВОРОМ

А. Г. Кузьмичев

Экспериментально исследована зависимость плотности энергии, излучаемой лазером на рубине в режиме пассивной модуляции добротности, от угла разъюстировки резонатора. Эта зависимость согласуется с теоретическими представлениями при условии, что имеется дополнительный механизм автомодуляции, снижающий потери, которые вносятся разъюстировкой. В качестве такого механизма предполагается дифракция пучков на наведенной ими фазовой решетке в активной среде. Реальность такого механизма подтверждена оценками. На существование фазовой решетки указывает также периодическая структура поля в ближней зоне лазера.

1. В рубиновых лазерах с резонатором неустойчивой конфигурации наблюдается самопроизвольная генерация гигантских импульсов [1-6]. Степень проявления этого эффекта существенно зависит от оптического качества активных элементов [6]. Поэтому опыты по самопроизвольной генерации гигантских импульсов плохо воспроизводимы, явление изучено недостаточно и требует дальнейшего экспериментального исследования [7].

В настоящей работе для получения воспроизводимых результатов проявления автомодуляции исследуются на фоне действия сильного механизма модуляции добротности пассивным затвором. Переход к неустойчивому резонатору, как и в работах [1-3, 5, 6], осуществлялся наклоном одного из зеркал.

2. Некоторые количественные данные о самопроизвольной модуляции добротности разъюстированного резонатора лазера можно получить, изучая влияние разъюстировки на энергию гигантского импульса, формируемого пассивным затвором. Предположим, что потери неустойчивого резонатора уменьшаются во время высвечивания гигантского импульса. Пороговый показатель усиления  $x$  и показатель потерь неустойчивого резонатора при просветленном затворе  $k$  представим в виде

$$x = x_{\parallel} + k_{\varphi}; \quad (1)$$

$$k = k_{\parallel} + (1 - \gamma) k_{\varphi}, \quad (2)$$

где  $x_{\parallel}$  — пороговый показатель усиления для резонатора с параллельными зеркалами,  $k_{\varphi}$  — показатель потерь, внесенных разъюстировкой зеркал,  $k_{\parallel}$  — показатель потерь резонатора с параллельными зеркалами при просветленном затворе,  $\gamma$  — коэффициент модуляции потерь, обусловленных разъюстировкой.

Для расчета плотности энергии излучения воспользуемся формулами работы [8], где перейдем от инверсной населенности к показателям усиления

$$E = \frac{h\nu}{2\sigma_{21}} k_r l \frac{x - x_k}{k}; \quad (3)$$

$$x_k = x + k \ln \frac{x_k}{x}. \quad (4)$$

Здесь  $\sigma_{21}$  — сечение индуцированного перехода,  $k_r$  — потери на излучение,  $l$  — длина активного элемента,  $x_k$  — конечный показатель усиления, величины  $x$  и  $k$  определяются формулами (1) и (2). Напомним, что формулы (3) и (4) относятся к случаю мгновенного включения добротности и однородного распределения инверсной населенности по сечению активного элемента.

Экспериментально определив плотность энергии при некотором значении потерь  $k_\varphi$ , можно воспользоваться уравнениями (3) и (4) для вычисления  $\gamma$  и затем построить зависимость коэффициента автомодуляции от потерь  $k_\varphi$ . Таков прямой путь, но он затруднен тем, что уравнения трансцендентны и аналитического выражения получить не удается.

Можно действовать по-другому. Предположим, что  $\gamma(k_\varphi) = \text{const}$ , и найдем величину  $\gamma_{кр}$ , для которой плотность излучаемой энергии не зависит от  $k_\varphi$ . Значениям  $\gamma < \gamma_{кр}$  соответствует убывающая, а  $\gamma > \gamma_{кр}$  — возрастающая зависимость  $E(k_\varphi)$ . Найдем, чему равна величина  $\gamma_{кр}$ . Продифференцировав (3) по  $k_\varphi$  и приравняв производную нулю, получим

$$(1 - \gamma_{кр}) = \frac{-\left(1 - \frac{\partial x_k}{\partial k_\varphi}\right) k_{\parallel}}{\left(1 - \frac{\partial x_k}{\partial k_\varphi}\right) k_\varphi - (x - x_k)}. \quad (5)$$

Для определения величины  $\frac{\partial x_k}{\partial k_\varphi}$  преобразуем (3) с помощью (4) к виду

$$E = \frac{h\nu}{2\sigma_{21}} l k_r \ln \frac{x}{x_k}. \quad (6)$$

Дифференцируя (6) по  $k_\varphi$  и приравнявая производную нулю, получим

$$\frac{\partial x_k}{\partial k_\varphi} = \frac{x_k}{x}. \quad (7)$$

Подставляя (7) в (5), находим

$$\gamma_{кр} = \frac{x_{\parallel} - k_{\parallel}}{x_{\parallel}}. \quad (8)$$

Смысл полученного результата состоит в следующем: плотность излучаемой энергии не будет зависеть от  $k_\varphi$  в том случае, если дополнительно вносимые потери модулируются в том же отношении, что и потери неразъюстированного резонатора. Изменяя правую часть (8), можно управлять зависимостью плотности энергии от потерь  $k_\varphi$ , если коэффициент автомодуляции  $\gamma$  при этом остается постоянным или меняется известным образом.

3. В эксперименте использовался лазер с рубиновым элементом  $7 \times 80$  мм. В резонаторе, образованном призмой полного внутреннего отражения и двухслойной стеклянной стопой, между призмой и рубиновым элементом под углом  $4^\circ$  к его торцам помещался жидкостный пассивный затвор с начальным пропусканием 18%. Накачка производилась лампой ИФП 600-2 в полном зеркальном цилиндрическом отража-

теле. Сначала зеркала юстировались параллельно торцам рубинового элемента. Разъюстировка резонатора осуществлялась наклоном выходного зеркала в плоскости, проходящей через геометрические оси рубина и лампы накачки. Чтобы исключить влияние неоднородности распределения инверсии и увеличения площади генерации, наблюдающегося при разъюстировке зеркал [9], измерялась энергия, излучаемая из центральной зоны диаметром 1,5 мм. Величина потерь  $k_\varphi$  определялась как разность порогового показателя усиления при угле  $\varphi$  наклона выходного зеркала и порогового показателя усиления при параллельных зеркалах. Пороговые показатели усиления определялись по формуле [10]

$$\alpha = \alpha_{\text{пр}} \left[ 1 - \exp \left( 1 - \frac{W_{\text{п}}}{W_0} \right) \right], \quad (9)$$

где  $\alpha_{\text{пр}}$  — предельный показатель усиления, измерившийся по методике, предложенной в [10],  $W_{\text{п}}$  — пороговая энергия накачки,  $W_0$  — пороговая энергия накачки в режиме свободной генерации при глухих зеркалах.

Величина пропускания затвора в открытом состоянии определялась по ослаблению энергии зондирующего гигантского импульса и составляла 80%. Потери  $k_{\parallel}$  рассчитывались по формулам [11] и вместе с внутренними потерями активного элемента составляли  $0,07 \text{ см}^{-1}$ . Величина порогового показателя усиления  $\alpha_{\parallel}$  составляла  $0,16 \text{ см}^{-1}$ . Расчет плотности энергии по формулам (3) и (4) при этих значениях  $\alpha_{\parallel}$  и  $k_{\parallel}$  дает для резонатора с параллельными зеркалами величину  $E_{\parallel} = 3,5 \text{ Дж/см}^2$ .

В эксперименте было получено, что при увеличении угла разъюстировки плотность энергии, излучаемой из центральной зоны, возрастает и стремится у всех исследованных рубинов к  $E_{\parallel}$  (см. рис. 1). Зависимость  $E(k_\varphi)$  для всех рубинов насыщалась при  $\alpha$ , близком к  $\alpha_{\text{пр}}$ . Анализ распределения плотности энергии по торцу активного элемента показал, что увеличение плотности энергии связано с выравниванием ее распределения. Поэтому для сравнения экспериментального значения плотности энергии с расчетным необходимо брать насыщенное значение, которое получается при наиболее однородном распределении.

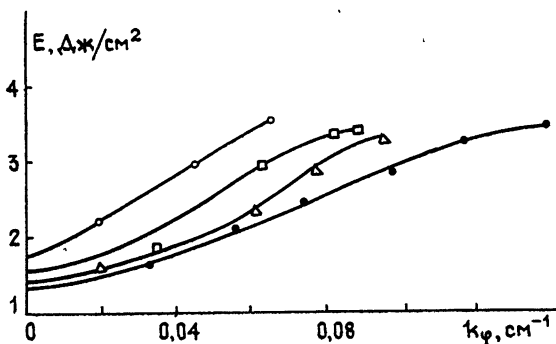


Рис. 1. Зависимость плотности энергии от потерь  $k_\varphi$ .

Поскольку у рубинов с разной концентрацией хрома насыщение достигалось при разной величине потерь  $k_\varphi$ , то можно построить зависимость насыщенной плотности энергии от потерь, внесенных разъюстировкой (кривая 1 на рис. 2). Как видно,  $E_{\text{н}}$  практически не зависит от  $k_\varphi$ . Это показывает, что коэффициент автомодуляции  $\gamma$  близок к величине  $\gamma_{\text{кр}} \approx 0,56$  при параметрах резонатора, имевших место в эксперименте. Для сравнения на рис. 2 приведены расчетные зависимости плотности энергии для  $\gamma = 1$  (кривая 2) и  $\gamma = 0$  (кривая 3).

4. В разъюстированном резонаторе интерференция волн с несовпадающим направлением распространения приводит к неоднородному выгоранию инверсии и образованию объемных фазовых решеток. Один из типов решеток, рассмотренных в [6], приведен на рис. 3. На таких решетках происходит дифракция волн, благодаря чему решетки вместе с зеркалами образуют ряд связанных кольцевых резонаторов. Это и является причиной возрастания добротности системы.

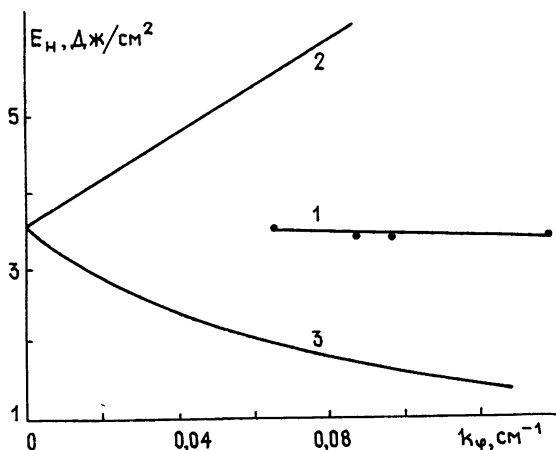


Рис. 2. Зависимость насыщенной плотности энергии от потерь  $k_\phi$ .

Исследование распределения поля в ближней зоне показало, что оно имеет слоистый характер. Слои расположены перпендикулярно плоскости разъюстировки. Зависимость обратного расстояния между слоями от угла разъюстировки приведена на рис. 4. Обратный период интерференционной картины для волн, распространяющихся под малым углом друг к другу, связан с углом разъюстировки следующим образом:

$$\frac{1}{\Lambda} = \frac{2\varphi m}{\lambda}, \quad (10)$$

где  $\lambda$  — длина волны,  $\varphi$  — угол разъюстировки,  $m$  — порядок пересечения.

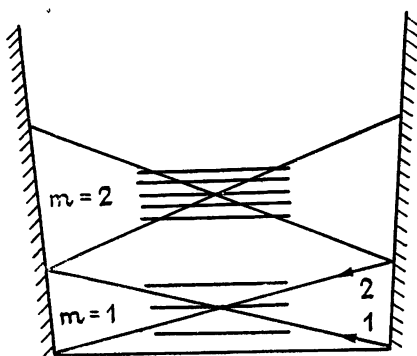


Рис. 3.

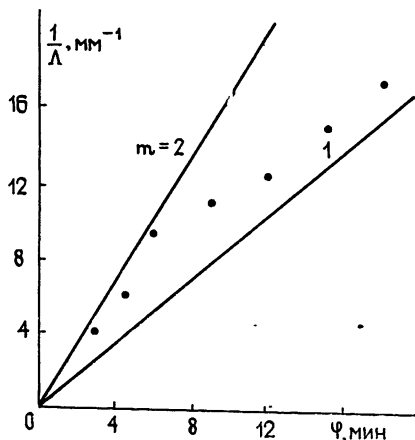


Рис. 4.

Рис. 3. Схематическое изображение хода лучей в разъюстированном резонаторе.  
Рис. 4. Зависимость обратного расстояния между слоями от угла разъюстировки,

Прямые на рис. 4 относятся к первому и второму порядкам пересечения (см. рис. 3). Экспериментальная зависимость, как видно из рисунка, качественно соответствует расчетной. На рис. 5 приведена фотография ближней зоны при угле разъюстировки выходного зеркала  $18'$ . Отчетливо видна слоистая структура поля, хотя оптическая неоднородность кристалла искажает ее. Высокая контрастность интерференционной картины свидетельствует об ее устойчивости за все время высвечивания гигантского импульса.

Дифракция на наведенной фазовой решетке приводит к тому, что часть излучения распространяется по замкнутому пути, поддерживая при этом саму решетку. Ясно, что потери, внесенные разъюстировкой, будет испытывать в этом случае не весь поток, а только непродифрагировавшая часть. Поэтому в рамках теории переноса потери в таком резонаторе можно представить в виде

$$k = k_{\parallel} + (1 - \eta) k_{\varphi}, \quad (11)$$

где  $\eta$  — дифракционная эффективность объемной фазовой решетки. Формула (11) совпадает с (2), т. е. коэффициент автомодуляции определяется дифракционной эффективностью.

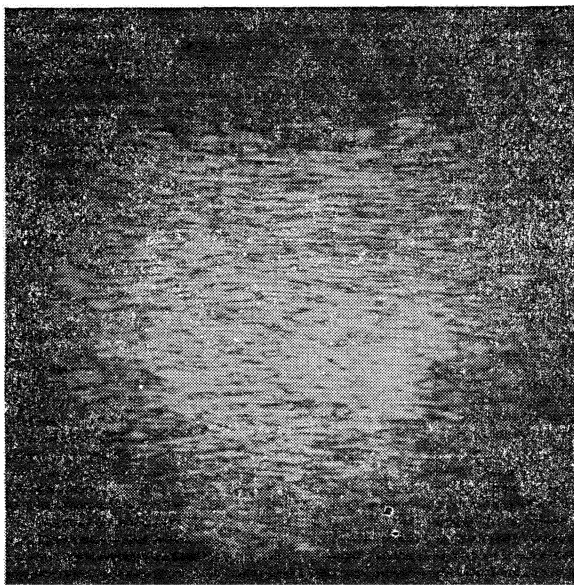


Рис. 5. Распределение поля в ближней зоне лазера при угле разъюстировки  $18'$ . Направление плоскости разъюстировки вертикальное, а оптической оси — горизонтальное.

Дифракционная эффективность объемной фазовой решетки при угле падения  $\alpha/2$  записывается следующим образом [12]:

$$\eta = \sin^2 \frac{\pi \Delta n l}{\lambda \cos \alpha/2}, \quad (12)$$

где  $\Delta n$  — амплитуда пространственной модуляции коэффициента преломления,  $l$  — глубина решетки, составляющая в нашем случае 8 см. Оценки показывают [13, 14], что при изменении показателя усиления на  $0,1 \text{ см}^{-1}$  величина модуляции коэффициента преломления составляет  $(2 \div 2,7) \cdot 10^{-6}$ , значение  $\eta$  в этом случае равно  $0,44 \div 0,69$ , что близко к  $\Upsilon_{\text{кр}}$ .

5. Предположение о том, что в нелинейной активной среде, находящейся в разъюстированном резонаторе, происходит образование периодических фазовых структур [6], подтверждается наличием в ближней зоне лазера устойчивой периодической структуры поля с периодом, обратно пропорциональным углу разъюстировки. Экспериментально измеренное значение коэффициента автомодуляции согласуется с расчетной оценкой дифракционной эффективности наведенной фазовой решетки.

В заключение заметим, что явление автомодуляции может рассматриваться и как результат нестационарной перекачки энергии [15] из мощного выходящего к раскрытым краям зеркал пучка (1 на рис. 3) в более слабый входящий пучок (2 на рис. 3). В [15] показано, что в инвертированной резонансной среде при отстройке от центра линии такой эффект увеличивает усиление слабого пучка в присутствии сильного. Коэффициент преобразования энергии взаимодействующих пучков в предельном случае совпадает с дифракционной эффективностью наведенной фазовой решетки.

Автор выражает благодарность Я. И. Ханину за руководство работой и С. Г. Одулову за полезные обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Freund J.— Appl. Phys. Letts., 1968, 12, p. 388.
2. Collinz R. J., Braun L. O., Dean D. R.— Appl. Phys. Letts., 1968, 12, p. 392.
3. Броуде В. Л., Заика В. В., Кравченко В. И., Соскин М. С.— Журн. прикл. спектр., 1965, 3, с. 225.
4. Микаэлян А. Л., Купришов В. Ф., Турков Ю. С., Андреев Ю. А., Щербакова А. А.— Письма в ЖЭТФ, 1970, 11, с. 244.
5. Макагон М. М., Пономарев Ю. Н.— Опт. и спектр., 1973, 34, с. 762.
6. Одулов С. Г.— Укр. физ. журн., 1973, 7, с. 1215.
7. Ханин Я. И. Динамика квантовых генераторов. Квантовая радиофизика.— М.: Сов. радио, 1975.— Т. 2, с. 333, 344.
8. Микаэлян А. Л., Тер-Микаэлян М. Л., Турков Ю. Г. Оптические квантовые генераторы на твердом теле.— М.: Сов. радио, 1967.— с. 311.
9. Ермаков Б. А., Лукин А. В., Любимов В. В.— Опт. и спектр., 1975, 38, с. 766.
10. Иванов В. А., Лебедев В. И., Труб Е. П., Кузьмичев А. Г., Дубовицкий Ф. С.— Журн. прикл. спектр., 1977, 26, с. 49.
11. Методы расчета ОКГ. /Под ред. Б. И. Степанова.— Минск: Наука и техника, 1966, 1968.— Т. 1, 2.
12. Kogelnik H.— Bell. Syst. Techn. J., 1969, 48, p. 2909.
13. Бельский Н. К., Леонтович А. М.— ЖЭТФ, 1965, 48, с. 752.
14. Анисимов Н. А., Конончук Г. Л.— ФТТ, 1968, 10, с. 3150.
15. Винецкий В. Л., Кухтарев Н. В.— Квантовая электроника, 1978, 5, с. 857.

Поступила в редакцию  
26 декабря 1979 г.

#### THE STUDY OF SELE-MODULATION IN A RUBY LASER WITH INCLINED MIRRORS AND A PASSIVE SHUTTER

*A. G. Kuz'michjov*

The dependence has been studied of the energy flux density in a ruby laser under the conditions of a passive  $Q$ -modulation on the angle of disalignment between the cavity mirrors. This dependence agrees well with the theoretical concept provided that an additional self-modulation mechanism that reduces the losses due to disalignment is present. By the given mechanism the diffraction of the beams on phase grating induced by them in an active medium is assumed. The reality of such phenomenon is supported by the estimations performed. The existence of the phase grating is favoured also by the periodic field structure, that is in near laser zone.