

УДК 621.373.535 (206.1)

## ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ РУБИНОВОГО ЛАЗЕРА ВБЛИЗИ ПОРОГА ПРИ ПАССИВНОЙ МОДУЛЯЦИИ ДОБРОТНОСТИ

В. Л. Богданов и В. П. Клочков

При пассивной модуляции добротности обнаружено возрастание энергии гигантского импульса, его расходимости и уширение частотного спектра генерации в зависимости от температуры в припороговой области. Показано, что эти явления могут быть связаны с особенностью развития гигантского импульса на линейном участке в условиях, при которых величина суммарных потерь близка к максимальному значению коэффициента усиления.

При исследовании модуляции добротности рубинового лазера парами красителей было обнаружено [1], что по мере возрастания оптической плотности паров при постоянной накачке форма импульса существенно меняется. Вблизи порога вместо обычного импульса наблюдается структурированный, в котором на фоне импульса длительностью 15—20 нсек. выделяется узкий импульс шириной 3—5 нсек. При излучении структурированного импульса, как показали спектральные исследования [2], генерируется несколько продольных мод. Взаимодействие этих мод может быть причиной появления структуры в импульсе.

Все эти явления указывали на своеобразии развития импульса в припороговых условиях и тем самым стимулировали дальнейшие исследования. В настоящей статье сообщаются результаты исследования различных параметров гигантского импульса (ГИ) вблизи порога. Степень приближения к порогу варьировалась изменением температуры рубина.

1. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 1, а. Здесь ПК — пассивный модулятор добротности (кварцевая кювета с парами Си-фталодианина),  $R_1$  — «глухое» зеркало с катодным покрытием,  $R_2$  — пластина из стекла ТФ-8, Д — дьюаровская трубка для охлаждения рубинового стержня Р (охлаждение производилось парами азота), Ф—П интерферометр Фабри—Перо с базой 100 мм. Импульсы регистрировались на осциллографах И2-7 и С1-11, на которые подавались сигналы с фотоэлементов ФЭК-09 и ФЭК-14. Временное разрешение регистрирующей системы ~2 нсек. Использовались рубины среднего качества с сапфировыми наконечниками диаметром 8 или 10 мм и длиной активной части 120 мм. Длина резонатора 75 см. Воспроизводимость электрической энергии накачки была не хуже чем 1%. Рубиновый стержень охлаждался парами азота с помощью устройства, конструкция которого изображена на рис. 1, б. Поток азота, проходя через объем 1 прозрачной дьюаровской трубки 2, отверстия 4 и 6 в прокладке 5 и наконечнике 7, соответственно охлаждает рубиновый стержень 3 и предохраняет его торцы от конденсации влаги. Конструкция охлаждающего устройства очень компактна; внешний диаметр дьюаровской трубки — 23 мм. Все устройство крепилось в обычном эллиптическом осветителе с двумя трубчатыми лампами. Температура варьировалась в пределах  $+20 \div -80^\circ \text{C}$  изменением тока подогревателя жидкого азота и контролировалась термопарой с точностью  $1^\circ$ .

Применение парового модулятора добротности [2] значительно упростило выполнение работы, поскольку с таким модулятором при различных превышениях энергии накачки над пороговой всегда генерируется только один ГИ при высокой воспроизводимости оптической плотности ( $D$ ) модулятора ( $\Delta D/D \approx 0.01$ ).

2. На рис. 2 представлены результаты исследований зависимости энергии импульса  $E$  от температуры  $T$  рубина. При постоянных  $D$  и накачке наблюдается возрастание  $E$  с повышением  $T$ .<sup>1</sup> Максимальное значение  $E$  достигается при некоторой температуре  $T_M$ , близкой к температуре, при которой срывается генерация ( $T_{ср.}$ ).<sup>2</sup> Темп возрастания  $E$  при

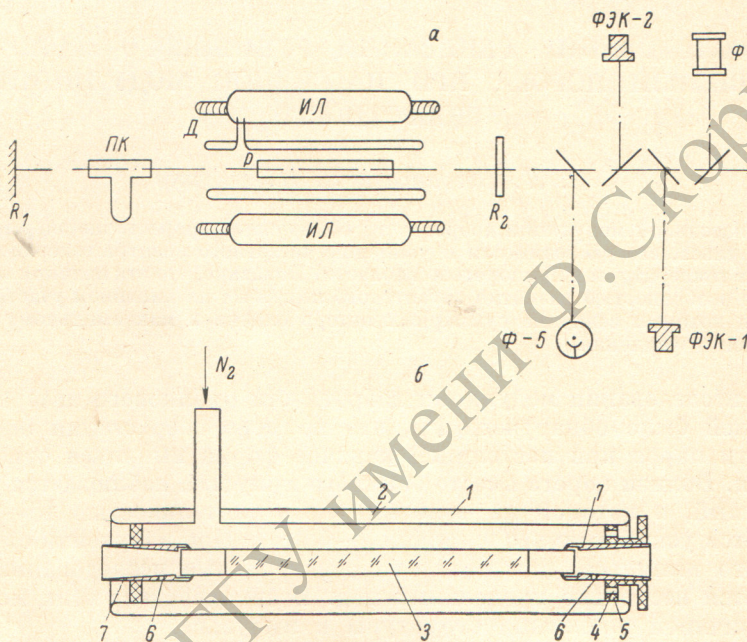


Рис. 1. Схема установки.

повышении температуры (или уменьшении величины  $\Delta T = T_M - T$ ) зависит от величины  $D$ : чем выше  $D$ , тем резче возрастание  $E$  при приближении к порогу. В наших опытах при  $D = 1.15$  энергия в импульсе возрастала почти в два раза на интервале  $\Delta T = 10^\circ$ . Такое изменение энергии генерации в зависимости от температуры кажется удивительным, поскольку известно, что и энергия свободной генерации [3]<sup>3</sup> и энергия гигантского импульса при активной модуляции добротности [4] уменьшаются с ростом температуры.

При пассивной модуляции добротности можно получить увеличение энергии генерации при понижении  $T$ , но для этого необходимо параллельно с уменьшением  $T$  увеличивать  $D$  модулятора. Из рис. 2 можно видеть, что варьированием температуры рубина и  $D$  можно добиться существенного повышения энергии в импульсе.

Длительность ГИ при больших  $D$  практически не зависит от  $\Delta T$ , однако при уменьшении  $\Delta T$  заметно увеличение асимметрии импульса:

<sup>1</sup> Аналогичная зависимость получена не только с паровым модулятором, но и с жидкостным (раствор криптоцианина в спирте), работающем в моноимпульсном режиме при использовании после каждой вспышки свежего раствора.

<sup>2</sup> Поскольку интервал  $T_{ср.} - T_M$  составляет менее  $1^\circ$ , мы не имели возможности на нашей установке проследить за изменением параметров ГИ в этом интервале. Имеются лишь отдельные наблюдения, показывающие, что при  $T > T_M$  энергия импульса резко падает при заметном сокращении его длительности (до 7—9 нсек.).

<sup>3</sup> Зависимость энергии свободной генерации от  $T$  на нашей установке была такой же, как описано в [3].

передний фронт становится круче, а задний — положе. При малых  $D$  наблюдается некоторое увеличение длительности импульса с уменьшением  $\Delta T$ .

Исследование картины поля излучения в дальней зоне показало, что при больших плотностях  $D$  наблюдается заметный рост расходимости с повышением температуры. На рис. 3, а демонстрируется изменение распределения оптической плотности почернения пленки в зависимости от  $\Delta T$ . Почернение в центре пятна практически не зависит от  $\Delta T$ , в то время как на краях при уменьшении  $\Delta T$  наблюдается существенное увеличение почернения, свидетельствующее о возрастании расходимости.

Изменение распределения почернения пленки по сечению пучка в ближней зоне приведено на рис. 3, б. При  $\Delta T \sim 10^\circ$  распределение почернения различно в двух взаимно перпендикулярных направлениях (кривые 1 и 3), что, видимо, связано с неоднородностью распределения инверсии (накачка двумя лампами в эллиптическом осветителе). При  $\Delta T \sim 0^\circ$  распределение почернения не зависит от направления (кривые 2 и 4) и становится более равномерным по сечению. Равномерность достигается за счет повышения плотности поля излучения на периферии сечения без существенного изменения в центре.

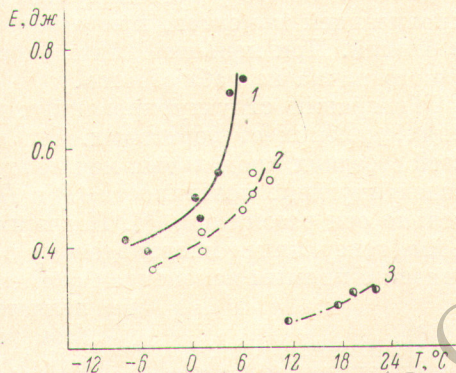


Рис. 2. Зависимость энергии генерации от температуры рубина при различных  $D$  модулятора.

1 —  $D=1.15$ , 2 —  $D=1.0$ , 3 —  $D=0.75$ .

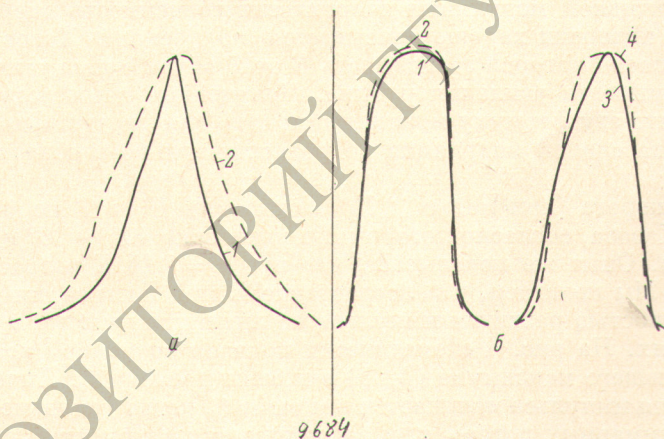


Рис. 3. Распределение почернения пленки в ближней и дальней зонах.

а — дальняя зона. 1 —  $\Delta T \approx 10^\circ$ , 2 —  $\Delta T \approx 0^\circ$ ; б — ближняя зона. Параллельно плоскости расположения ламп накачки: 1 —  $\Delta T \approx 10^\circ$ , 2 —  $\Delta T \approx 0^\circ$ ; перпендикулярно плоскости ламп: 3 —  $\Delta T \approx 10^\circ$ , 4 —  $\Delta T \approx 0^\circ$ .

Полученные результаты указывают, что рост энергии генерации с повышением температуры рубина при пассивной модуляции добротности связан с расширением углового спектра и увеличением области генерации.

При уменьшении  $\Delta T$  часто наблюдается также и расширение частотного спектра гигантского импульса: одномодовый режим в случае больших  $\Delta T$  переходит в многомодовый при  $\Delta T \rightarrow 0$  (генерируется 2—4 продольных моды резонатора). Расширение спектра генерации обычно сопровождается появлением структуры в огибающей импульса, что можно объяснить взаимодействием соседних продольных мод. Характер структуры импульса

зависит от общей длительности импульса. Период структуры на огибающей импульса в большинстве случаев был близок к времени двукратного прохождения света через резонатор  $\tau_p$  (~6 нсек.). Если общая длительность импульса составляет 15—20 нсек., то вблизи порога наблюдаются структурированные импульсы, аналогичные приведенным в [1, 2]. Четкое выделение одного узкого импульса в этом случае связано, видимо, с синхронизацией моментов, при которых достигаются максимумы импульса и биений. При меньших длительностях импульса отчетливого выделения узкого пика не наблюдается.

Генерацию структурированных импульсов можно получить и в условиях, далеких от пороговых. Это достигается выравниванием добротностей соседних продольных мод поворотом элементов резонатора, имеющих селективирующие поверхности ( $P$  и  $PK$  на рис. 1), на малые углы относительно оси резонатора [5]. Подчеркнем, что переход от одномодового режима генерации к многомодовому в описанных выше опытах и в [1, 2] не связан с прямым изменением селективирующих свойств резонатора, а определяется степенью приближения к порогу (изменением либо  $D$ , либо температуры рубина).

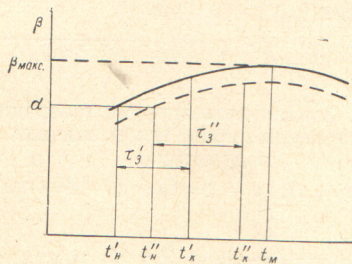


Рис. 4.

3. Для интерпретации полученных результатов, нам кажется, существенное значение имеет факт различия характера температурной зависимости энергии при активной и пассивной модуляции добротности. Существенной особенностью пассивной модуляции, как известно, является наличие длительного линейного участка развития импульса, предшествующего просветлению затвора и характеризующегося временем задержки  $\tau_a$ .

В случае активной модуляции добротности зависимость энергии ГИ от  $T$  и уровня инверсии хорошо описывается полученной Хазовым формулой [4], согласно которой зависимость  $E$  от  $T$  обусловлена только изменением коэффициента усиления рубина. Полученные нами результаты показывают, что эту формулу можно применять для расчетов энергии генерации при пассивной модуляции добротности только в области, далекой от порога.

Вблизи порога (при малых  $\Delta T$ ) зависимость  $E$  от  $T$  не описывается формулой Хазова, согласно которой  $E$  в интервале  $\Delta T \sim 10^\circ$  практически не меняется. Опыт же показывает, что при  $D = 1.15 E$  возрастает почти в два раза. Мы полагаем, что возрастание  $E$  при повышении  $T$  обусловлено особенностью развития импульса на линейном участке в припороговых условиях. На рис. 4 схематически показан временной ход усиления ( $\beta$ ), достигающего максимума ( $\beta_{\text{макс.}}$ ) в момент времени  $t_m$ . Линейный участок развития импульса начинается в момент  $t_n$ , когда усиление  $\beta_{\text{пор.}}$  равно величине суммарных потерь  $\alpha$ , и заканчивается в момент  $t_k$ , когда плотность поля в резонаторе становится достаточной для просветления затвора ( $\tau_a = t_k - t_n$ ). Особенность развития ГИ вблизи порога в такой схеме будет определяться близостью величины  $\alpha$  (зависящей от  $D$ ) к  $\beta_{\text{макс.}}$ . В этих условиях небольшое уменьшение  $\beta$  (рис. 4, штриховая кривая) при повышении температуры (за счет снижения сечения перехода) должно привести к заметному увеличению  $\tau_a$ .

Обычно при пассивной модуляции добротности рост  $\tau_a$  сопровождается сужением спектра генерации ГИ. Однако вблизи  $\beta_{\text{макс.}}$ , где усиление слабо зависит от времени и при большом  $\tau_a \approx t_k - t_n$ , возможно заметное влияние высвечивающего действия наиболее интенсивных мод на рост плотности поля излучения. Это явление, как известно [7, 8], может приводить к уширению частотного и углового спектров.<sup>4</sup> Естественно, что увеличение

<sup>4</sup> Наблюдающееся расширение частотного спектра генерации вблизи порога не может быть обусловлено нелинейным взаимодействием поля излучения лазера с про-

числа генерирующих мод может сопровождаться ростом интенсивности ГИ и изменением распределения интенсивности излучения по сечению пучка. Оценка влияния высвечивающего действия поля излучения в пороговых условиях при  $\tau_a \sim 10^{-5}$  сек. и плотности поля  $\sim 10$  квт/см<sup>2</sup> указывает на возможность влияния этого явления на развитие ГИ при пассивной модуляции добротности.

Из схемы рис. 4 следует, что вблизи  $\beta_{\text{макс.}}$  увеличения длительности развития  $\tau$  можно достигать различными методами: повышением температуры рубина при постоянных  $D$  и накачке, увеличением  $D$  ( $\alpha$ ) при постоянной  $T$  и накачке, а также уменьшением накачки при постоянных  $T$  и  $D$ . Опыт показывает, что действительно во всех указанных случаях наблюдается возрастание энергии ГИ.

#### Литература

- [1] В. П. Клочков, В. Л. Богданов, Б. С. Непорент. Письма в ЖЭТФ, 13, 47, 1971; Опт. и спектр., 30, 1088, 1971.
- [2] В. П. Клочков, В. Л. Богданов. Ж. прикл. спектр., 19, 1014, 1973.
- [3] А. Л. Микаэлян, М. Л. Тер-Микаэлян, Ю. Г. Турков. Оптические квантовые генераторы на твердом теле. Изд. «Советское Радио», М., 1967.
- [4] Л. Д. Хазов. Ж. прикл. спектр., 7, 114, 1967; Автореф. докт. дисс., Л., 1972.
- [5] А. С. Маркин. Тр. ФИАН, 56, 3, М., 1971.
- [6] М. М. Сущик, Г. И. Фрейдман. Изв. вузов, радиофизика, 9, 919, 1966.
- [7] С. L. Tang, H. Statz, G. de Mars. J. Appl. Phys., 34, 2289, 1963; H. Statz, S. L. Tang. J. Appl. Phys., 35, 1377, 1964.
- [8] Э. М. Беленов, В. Н. Морозов, А. Н. Ораевский. Тр. ФИАН, М., 52, 237, 1970.

Поступило в Редакцию 10 мая 1973 г.

светляющимся фильтром, поскольку скорость релаксации молекул Си-фталочианина в основном состоянии значительно больше  $\tau_p$  [2].