

ИССЛЕДОВАНИЕ КОГЕРЕНТНЫХ ХАРАКТЕРИСТИК РУБИНОВОГО ЛАЗЕРА С УПРАВЛЯЕМЫМ МОМЕНТОМ ИЗЛУЧЕНИЯ

А. Г. Смирнов, Д. И. Стаселько и В. Е. Терентьев

Приводятся результаты исследования пространственно-временной когерентности одномодового рубинового лазера, управление моментом излучения которого осуществляется с помощью дифракции на бегущих модулированных ультразвуковых волнах в фототропной среде. Исследованный лазер характеризуется высокой пространственно-временной когерентностью и позволяет осуществлять жесткую временную синхронизацию излучения с исследуемым процессом с ошибкой не более десятых долей микросекунды.

Для многих практических применений голографии необходим мощный источник коротких световых импульсов, обладающий высокой пространственно-временной когерентностью и позволяющий осуществлять временную синхронизацию излучения с исследуемым процессом. В работе [1] в качестве такого источника использовался одномодовый рубиновый лазер, модуляция добротности которого осуществлялась с помощью электрооптического затвора Поккельса. Электрооптические затворы обеспечивают высокую точность синхронизации, но характеризуются сложностью конструкции, а также большой амплитудой управляющего напряжения, достигающей десятков киловольт.

По точности синхронизации к электрооптическим затворам близок дифракционный модулятор добротности на бегущих модулированных ультразвуковых волнах в фототропной среде [2]. Последний вместе с тем обладает рядом преимуществ по сравнению с электрооптическими затворами: на три порядка меньшей амплитудой управляющего напряжения, более простой и надежной конструкцией, низкими потерями излучения в открытом состоянии.

В данной статье приводятся результаты экспериментального исследования когерентных характеристик одномодового рубинового лазера, момент генерации которого управляется с помощью дифракционного модулятора добротности.

Эксперименты проводились на установке, в которой применены одномодовый рубиновый лазер, схема исследования его параметров, а также схема получения голограмм [3]. Для синхронизации лазерного импульса с исследуемым процессом дифракционный модулятор, описанный в работе [2], устанавливался между кристаллом рубина и непрозрачным зеркалом.

Сравнивались характеристики моноимпульсов, сформированных при двух режимах управления — с помощью только фототропного затвора, превышение энергии накачки W_n над пороговым значением составляло $W_n/W=1.4$ и с помощью дифракции на двух бегущих во взаимно перпендикулярных направлениях модулированных ультразвуковых волнах в том же фототропном затворе $W_n/W=1.6$. В дальнейшем для сокращения последний режим будем называть управлением с помощью ультразвука.

При управлении с помощью ультразвука разброс момента генерации моноимпульсов от вспышки к вспышке относительно заданного момента времени уменьшался более чем на порядок по сравнению с управлением только фототропным затвором и составлял $\Delta t \approx 0.4$ мсек.

Одновременно наблюдалось сокращение длительности моноимпульсов в 1.5 раза (до значения $\tau = 30$ нсек.), а также увеличение энергии генерации в 1.2 раза (до 30 мдж).

Большая величина Δt по сравнению со значением, полученным в [2] для $W_n/W = 2.5$, а также незначительное увеличение энергии генерации могут быть связаны с работой при небольшом превышении энергии накачки над пороговым значением W . При этом усиление в активной среде лазера, а также время линейного развития моноимпульса мало отличаются от соответствующих значений, достижимых в случае только фототропной среды.

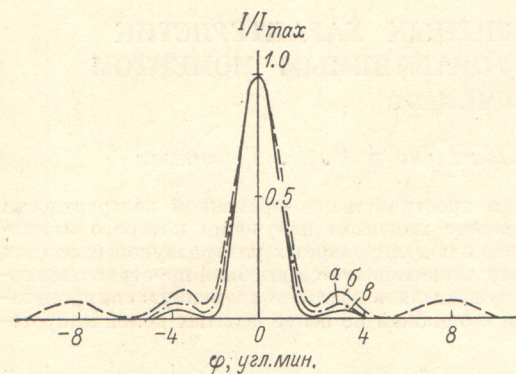


Рис. 1. Угловое распределение излучения. а — моноимпульс, сформированный с помощью только фототропного затвора. б — моноимпульс, сформированный с помощью дифракции на двух бегущих во взаимноперпендикулярных направлениях модулированных ультразвуковых волнах в том же фототропном затворе. Интенсивность ультразвука соответствует уменьшению интенсивности нулевого дифракционного максимума на $\Delta I = 0.98$ для излучения $\lambda = 632.8$ нм. Длительность модулирующего импульса равна 5.1 мсек. в — расчет дифракционной расходимости. В качестве излучающей поверхности принята область распределения поля на выходном зеркале по уровню 0.03.

лучения лазера. Вместе с тем при управлении с помощью ультразвука картина поля отличается рядом особенностей: наличием слабых дополнительных максимумов в дальней зоне излучения (интенсивность этих максимумов составляла 5–10% от интенсивности основного) и периодических изменений интенсивности излучения полос на выходном зеркале лазера (рис. 2, б). Эти особенности можно объяснить неполным затуханием ультразвуковой волны в момент генерации моноимпульсов. Действительно, положение дополнительных максимумов, наблюдаемых при углах $\theta = \pm 8'$ (рис. 1), соответствует дифракционным углам, определяемым выражением $\theta = \pm \lambda/\Lambda$, где $\lambda = 694.3$ нм — длина волны излучения; $\Lambda = 0.3$ мм — длина волны ультразвука частотой 5 Мгц в нитробензоле. Распределение поля на выходном зеркале лазера может быть связано с интерференцией основного и дополнительных дифракционных максимумов.

Временная когерентность оценивалась по интерферограммам излучения, полученным на эталоне Фабри—Перо с базой 30 мм. При энергии накачки $W_n = 1.6$ Вт ширина спектра составляла менее $0.002 \text{ \AA}$ и была меньше, чем расстояние между соседними аксиальными модами резонатора ($0.003 \text{ \AA}$). Отсюда следует, что лазер работал в одночастотном режиме.

С увеличением энергии накачки до $W_n = 1.8$ Вт величина разброса моментов генерации моноимпульсов уменьшалась в 2 раза. Однако при

На рис. 1 представлены диаграммы направленности моноимпульсного излучения исследованного лазера при управлении с помощью только фототропной среды (кривая а), а также при управлении с помощью ультразвука (кривая б). Кривые получены фотометрированием соответствующих фотоснимков углового распределения излучения.

Из рисунка можно видеть, что расходимость излучения в нулевом порядке практически одинакова в обоих режимах и близка к дифракционной (кривая в).

Отсюда можно сделать вывод, что управление с помощью ультразвука не приводит к заметному ухудшению пространственной структуры поля из-

этом с
В эти
бывало
тора —
Та
щие с
момен
сов, н
рентн
Пр
зывают

новый
стран
генера
Назва
голог
за вре
для р
волно
Ав
Ю. В

[1] А.
[2] И.
[3] Д.
[4] Ю.

этом спектр генерации не всегда состоял из одной линии (рис. 3, а, б). В этих условиях для получения устойчивого одночастотного режима требовалось введение в резонатор лазера дополнительного частотного селектора — наклонной плоскопараллельной стеклянной пластины.

Таким образом, увеличивая энергию накачки и улучшая селективирующие свойства резонатора, можно было значительно сократить разброс момента генерации моноимпульсов, не ухудшая временной когерентности лазера.

Приведенные результаты показывают, что исследованный руби-

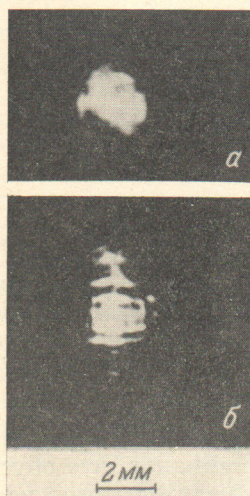


Рис. 2. Распределение поля на выходном зеркале.

а — режим тот же, что для рис. 1а, б — режим тот же, что для рис. 1б.

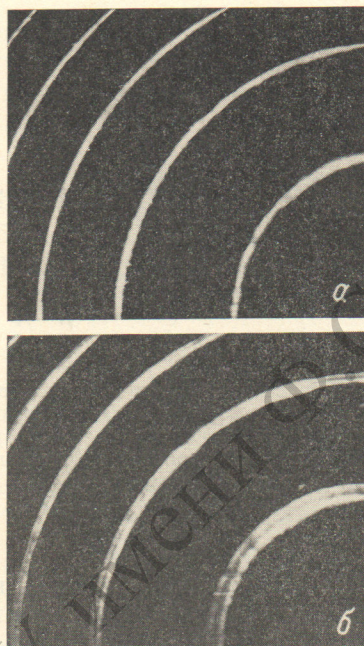


Рис. 3. Спектрограммы излучения

$$а - \frac{W_H}{W} = 1.6; б - \frac{W_H}{W} = 1.8.$$

новый лазер с управляемым моментом излучения сочетает высокую пространственно-временную когерентность с малой нестабильностью момента генерации моноимпульсов, составляющей порядка десятых долей мксек. Названные характеристики позволили применить такой источник для голографической регистрации в заданной фазе процессов, протекающих за время порядка мксек, в том числе процессов горения и взрывов, а также для регистрации быстро движущихся потоков частиц по методу поворота волнового фронта [4].

Авторы выражают благодарность И. И. Адриановой, Ю. Н. Денисюку, Ю. В. Попову за постоянный интерес и внимание к работе.

Литература

- [1] A. Hirth. Compt. Rend., 268, 961, 1969.
- [2] И. И. Адрианова, Ю. В. Попов, В. Е. Терентьев. Опт. и спектр., 27, 968, 1969.
- [3] Д. И. Стаселько, А. Г. Смирнов, Ю. Н. Денисюк. Опт. и спектр., 25, 910, 1968.
- [4] Ю. Н. Денисюк, Д. И. Стаселько, В. П. Минина. Опт.-мех. промышл., 11, 73, 1968.

Поступило в Редакцию 9 октября 1970 г.