

Наибольшей помехоустойчивостью при прочих равных условиях обладают системы, в которых используются бинарные изображения. Линейный характер зависимости помехоустойчивости от количества элементов разрешения в ТКМ позволяет сделать заключение о том, что вероятность сбоя определяется вполне однозначным и неизменным для каждой критериальной функции количеством элементов разрешения ТКМ, не подвергающихся воздействию шума, равного $(JK)/(ap)$. Например, для функции $K_{11}(p=1)$ помехоустойчивость достигается при любом размере ТКМ, если воздействию шума не будут подвергнуты 9 элементов разрешения. При этом необходимо иметь в виду, что последнее утверждение справедливо для указанного способа формирования эталонного изображения, а также то, что элементы ТКМ, имеющие максимальный уровень яркости, не деформируются шумом.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Егоров И. В., Южно П. М. Влияние однородного коррелированного яркостного шума на ошибки совмещения изображений // Автотметрия.— 1988.— № 1.
2. Василенко Г. И., Цибульский Л. М. Голографические распознающие устройства.— М.: Радио и связь, 1985.
3. Бакицкий В. К., Бочкарев А. М., Мусьяков М. П. Методы фильтрации сигналов в корреляционно-экстремальных системах навигации.— М.: Радио и связь, 1986.

Поступило в редакцию 17 февраля 1989 г.

УДК 681.7.069.24

Б. В. ЛЬВОВ, О. Л. МАРУСОВ, В. Ю. ПЕТРУНЬКИН, К. Б. САМУСЕВ, В. И. ШОКАЛО
(Ленинград)

ИССЛЕДОВАНИЕ РЕЖИМА ГЕНЕРАЦИИ КОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В ЛАЗЕРАХ СО СВЕТОДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

Лазерные генераторы со светодиодной накачкой представляют собой источники когерентного излучения с длиной волны 1,06 и 1,3 мкм, работающие в импульсно-периодическом и непрерывном режимах [1]. В настоящее время они занимают промежуточное положение между полупроводниковыми лазерами и твердотельными генераторами с ламповой накачкой. Обладая лучшей пространственной и временной когерентностью луча, большей выходной мощностью, чем полупроводниковые источники, они имеют значительно меньшую массу и габариты по сравнению с ламповыми генераторами. Рабочей средой таких лазеров являются диэлектрические кристаллы, активированные ионами неодима. Усиление в активной среде создается путем накачки излучением линейных сборок светодиодов, изготовленных на основе эпитаксиальных гетероструктур $Al_xGa_{1-x}As$ (длина волны излучения накачки $\lambda_{in} = 0,81$ мкм).

Малая инерционность светодиодов и возможность работы в широком диапазоне токов позволяют формировать импульсы возбуждения произвольной формы и с высокой степенью точности регулировать их энергию, что обеспечивает стабильность параметров генерации и возможность управления ими. В связи с этим представляют интерес исследования, направленные на получение режимов моноимпульсной генерации однопачетным импульсом возбуждения при высоких скоростях накачки в свободной генерации и модуляции добротности резонатора. Реализация таких режимов с высокой эффективностью становится возможной благодаря применению сред с повышенной концентрацией активатора [2].

Экспериментальные исследования проводились в лазере с длиной резонатора 0,1 м, образованного плоским и сферическим зеркалами с радиусом кривизмы последнего 0,5 м. Коэффициент пропускания выходного зеркала в процессе измерений варьировался в пределах 0,1—8%. В качестве активного элемента генератора использовались кристаллы калий-гадолиниевого вольфрамата (КГВ), вырезанные в направлении оси 010, с концентрацией ионов неодима 3% (по пикте), сечением $1,4 \times 1,4$ и длиной 20 мм, с плоскостями параллельными непросветленным торцами и полированными боковыми поверхностями. Накачка активных элементов осуществлялась двумя линейными светодиодными сборками АЛС126А5, на которые подавались прямоугольные импульсы тока, амплитуду и длительность которых можно было плавно изменять от 0,1 до 30 А и от 1500 до 0,5 мкс соответственно.

Для получения мощных коротких импульсов в режиме свободной генерации использовался тот факт, что лазер возбуждается в жестком режиме и генерация в первый момент представляет собой нерегулярные незатухающие пульсации. За счет малой инерционности светодиодов удается выбирать длительность и амплитуду

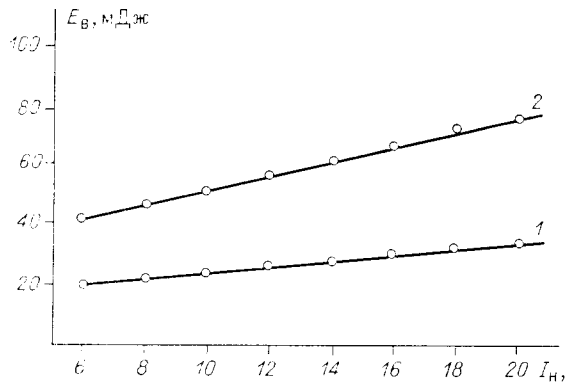


Рис. 1. Зависимость пороговой энергии возбуждения лазера от тока накачки светодиодных сборок:
1 — КГВ, 2 — АПГ

импульсов накачки таким образом, чтобы обеспечить высвечивание отдельного пика свободной генерации. Увеличение тока через светодиоды приводит к увеличению скорости накачки и уменьшению времени запаздывания начала генерации, что позволяет укорачивать импульсы возбуждения. Это, в свою очередь, дает возможность увеличивать ток че-

рез светодиоды без их разрушения и реализовывать режимы с высокими скоростями накачки.

Экспериментально получен режим генерации с частотой повторения импульсов до 500 Гц при изменении длительности пика в диапазоне 0,5—1,5 мкс и с импульсной выходной мощностью 0,01—8 Вт. Повышение частоты следования импульсов возбуждения ограничивается тепловым режимом работы генератора.

Мощностные характеристики отдельного пика достаточно хорошо описываются одномодовой моделью квантового генератора с пространственно и спектрально однородным рабочим веществом [2].

Максимально достигаемая мощность генерации 8 Вт. Излучение лазера линейно поляризовано за счет анизотропии коэффициента усиления активного элемента.

Характерная особенность полупроводниковой системы накачки — незначительное возрастание электрической энергии возбуждения генератора при увеличении импульсного тока через светодиоды (рис. 1). Пороговая энергия возбуждения уменьшается при увеличении скорости накачки, поскольку уменьшаются время запаздывания генерации и соответственно число атомов, дезактивировавшихся в результате релаксационных процессов. Однако в данном случае увеличение тока приводит к падению КПД светодиодных сборок из-за увеличения электрической мощности, рассеиваемой на токоподводящих контактах диодов.

Дальнейшее увеличение импульсной выходной мощности генератора без увеличения числа элементов накачки достигается за счет модуляции добротности резонатора лазера. Для этой цели используются пассивные лазерные затворы (ПЛЗ) на основе кристаллов LiF. Эффективность работы подобных элементов в лазерах со светодиодной накачкой продемонстрирована в [3].

В качестве ПЛЗ используются плоскопараллельные пластины, F^2 -центры окраски в которых создаются облучением γ -квантами источника Co^{60} . Затворы имеют натуральный показатель поглощения на длине волны 1,067 мкм в непрозрачном состоянии $k_0 = 0,4—0,6 \text{ см}^{-1}$ и параметр $\delta \leq 0,08$, где $\delta = k_n/k_0$, (k_n — показатель поглощения просветленного затвора).

Экспериментальная зависимость выходной мощности лазера от электрической мощности накачки показана на рис. 2. При коэффициенте отражения выходного зеркала $\tau = 92\%$ достигнута максимальная импульсная мощность 50 Вт при использовании ПЛЗ с начальным пропусканием 88%. Длительность импульса составляет 50 нс и определяется начальным пропусканием затвора. Зависимость энергии генерации лазера от энергии накачки приведена на рис. 3. Ступенчатый характер зависимости связан с возрастанием числа световых импульсов, генери-

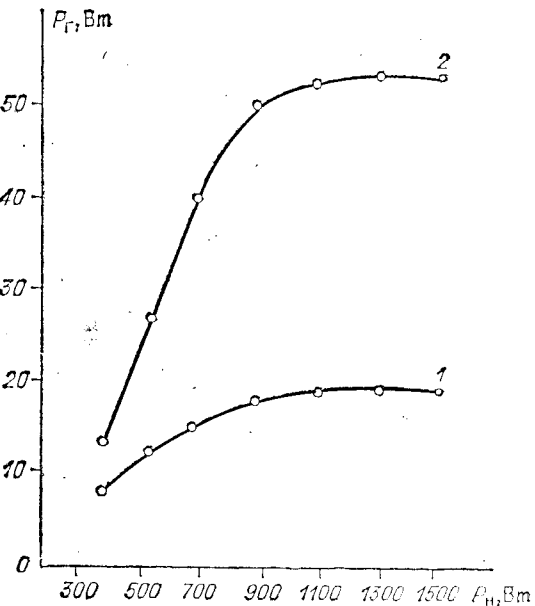
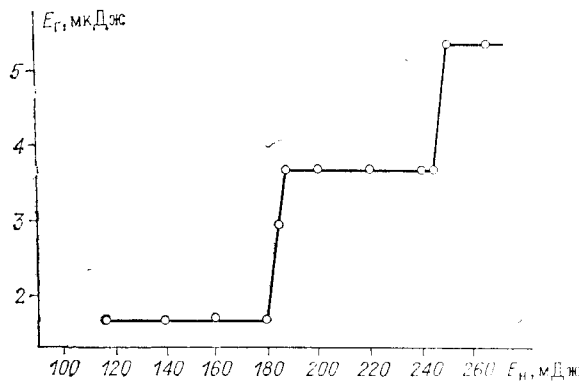


Рис. 2. Зависимость мощности гигантского импульса от электрической мощности накачки для затворов с различным начальным пропусканием (%):
1 — 92, 2 — 88

Рис. 3. Зависимость энергии генерации лазера от энергии накачки в режиме модуляции добротности



руемых за один импульс накачки. Регистрация производится при фиксированной импульсной электрической мощности 900 Вт, подводимой к светодиодам. Варьирование энергии накачки осуществляется за счет изменения длительности импульса возбуждения. Частота повторения импульсов накачки 20 Гц.

Следует отметить, что светодиодная накачка по сравнению с ламповой отличается высокой стабильностью, что обеспечивает стабильность параметров генерации лазера. Нами произведено измерение кратковременной нестабильности временного положения импульса генерации относительно начала импульса накачки. Она не превышает 10 нс.

Проведенные исследования показывают, что в лазерах со светодиодной накачкой возможна реализация режимов генерации коротких импульсов, отличающихся большей выходной мощностью по сравнению с полупроводниковыми источниками и существенно более высокой стабильностью, чем в лазерах с ламповой накачкой. Кроме того, малая инерционность системы светодиодов и возможность работы в большом диапазоне мощностей открывают широкие возможности по оптимизации режимов возбуждения твердотельных лазеров.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Галкин С. Л., Закгейм А. Л., Марахонов В. М. и др. Лазер на кристалле $KGd(WO_4)_2$ с полупроводниковой системой накачки // Журн. прикл. спектр.— 1982.— 37, № 2.
2. Ханин Я. И. Динамика квантовых генераторов.— М.: Сов. радио, 1975.
3. Куратов И. И. Твердотельные лазеры с полупроводниковой накачкой // Изв. АН СССР. Сер. физ.— 1984.— 48, № 8.

Поступило в редакцию 23 февраля 1989 г.

УДК 778.38.004.4 : 681.3

Ф. Г. ХУЗИН, Ю. Н. ЦИГЛЕР
(Казань)

МЕТОД РАСЧЕТА СИНТЕЗИРОВАННЫХ ГОЛОГРАММ, РАСПОЛОЖЕННЫХ ВНУТРИ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ЦЕНТРИРОВАННОЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИСТЕМЫ

Приведенный в [1] и обобщенный в [2] метод расчета синтезированных голограмм показал свою высокую скорость и надежность. Однако из соображений дифракционной эффективности, уменьшения aberrаций, конструктивных требований положение голограммы за оптической системой не обязательно является оптимальным. Поэтому возникает необходимость разработать способ расчета голограмм, расположенных в произвольном месте в любых центрированных оптических системах с поверхностями всех известных на сегодня типов. Эта задача и решается в настоящем сообщении.

Пусть задана произвольная центрированная оптическая система. Набор оптических элементов до голограммы (она может быть нанесена на любую поверхность) обозначим через P_1 , после — через P_2 . P_1 и P_2 могут быть как угодно сложными и содержать любое число параметров. В [1] показано, что положение предмета на бесконечности или нет — не играет роли. Формулы будут одни и те же с точностью до обозначений: вместо высоты h — угол u (или наоборот). Поэтому для определенности будем считать, что на оптическую систему падает пучок лучей, параллельный оптической оси.

Порядок вычислений. 1. На максимальной высоте просчитывается луч по формулам Федера [1—4] и определяется разность хода данного луча и осевого. По этой разности делением на λ вычисляется максимальный порядок интерференции M [1].

© 1990 Хузин Ф. Г., Циглер Ю. Н.

7 Автометрия № 5, 1990 г.

97