

*к.т.н. Мурга В.В.,
Мурга Е.В.,
Мельков С.М.
(ДонГТУ, г. Алчевск)*

КОМПЕНСАЦИЯ ВЫГОРАНИЯ ДЫР В ТВЕРДОТЕЛЬНЫХ АКТИВНЫХ СРЕДАХ

У роботі представлені результати досліджень по формуванню гігантського імпульсу при модульованій добротності. Запропоновано спосіб збудження лазера, який дозволяє зменшити розходимість випромінювання і забезпечує компенсацію ефекту «выгорання дір».

Ключові слова: *модуляція добротності, гігантський імпульс, выгорання дір, лазерна локація.*

В работе представлены результаты исследований по формированию гигантского импульса при модулированной добротности. Предложен способ возбуждения лазера, который позволяет уменьшить расходимость излучения и обеспечивает компенсацию эффекта «выгорания дыр».

Ключевые слова: *модуляция добротности, гигантский импульс, выгорание дыр, лазерная локация.*

Согласно широко распространенной методике расчета лазерных параметров, качественную зависимость энергии моноимпульса от плотности инверсной населенности Δ_0 можно представить выражением, которое получено на основании решения балансных уравнений

$$W = \frac{h\nu_{21}S\Delta_0}{4\beta} \ln \frac{1}{r_2}. \quad (1)$$

Спад інтенсивності за вершиною імпульса визначається величиною втрат і відбувається з постійною швидкістю

$$t_e \cong \frac{L}{c} (\alpha L - \ln \sqrt{r_1 r_2}), \quad (2)$$

где c - скорость света в активной среде;

α - коэффициент, характеризующий поглощение среды, пропорционален

$(N_2 \frac{g_1}{g_2} - N_1)$ и в рассматриваемом случае равен

$$\alpha = 2 \frac{N_1 - N_2 \frac{g_1}{g_2}}{N}, \quad (3)$$

где g_1 и g_2 - вырождение уровней;

N - общее число активных центров.

Возникающее отличие экспериментальных данных для возбуждения активной среды периодической последовательностью коротких импульсов от результатов расчета при помощи балансных уравнений указывает на появление нелинейности в зависимости выходной интенсивности от числа возбужденных активных центров. Это подтверждает предположение о введении возбужденных активных центров в коррелированные состояния путем периодического внешнего воздействия, согласованного со свойствами среды. В общем случае можно говорить о суперпозиции интенсивностей, создаваемых излучением областей сфазированных диполей и областей, характеризующихся отсутствием корреляций в состояниях излучающих диполей. При резонансной накачке с ростом размеров области, характеризуемой когерентным состоянием диполей активных центров, растет вклад в общую интенсивность коллективного излучения, что приводит к нарушению линейности зависимости интенсивности генерируемого излучения от величины инверсии среды.

При прохождении активной среды интенсивность излучения возрастает по закону

$$I(z) = I_0 \exp(\gamma z) \quad (4)$$

Для большого превышения начальной инверсии ($n_{нач}$) над ($n_{пор}$) время нарастания импульса оказывается короче t_c (в силу большого значения коэффициента усиления γ), тогда как время спада близко к t_c . Это происходит вследствие того, что указанным этапам формирования импульса соответствует существенно разные соотношения между усилением и потерями в резонаторе. В частности, при спаде потери увеличиваются по сравнению с периодом, соответствующим нарастанию интенсивности и поэтому характерная постоянная времени спада приближается к t_c .

Экспериментальные исследования показали заметное изменение характеристик излучения при использовании коллективного взаимодействия в активной среде.

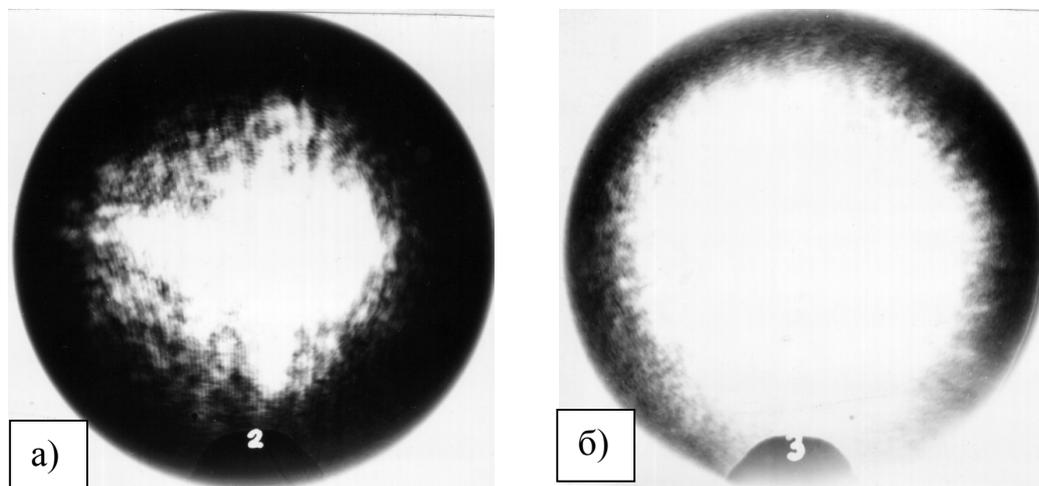


Рисунок 1 – Распределение интенсивности по торцу активного элемента при «гладкой» накачке (а) и при накачке «резонансной» последовательности коротких импульсов (б) при энергии накачки в обоих случаях 720 Дж.

Существование бегущей волны поляризации приводит к эффекту перемещения возбуждения по кристаллу, и тем самым происходит компенсация потери усиления среды, возникающей из-за локального уменьшения инверсии при излучении фотонов на переднем фронте импульса. В данном случае эффект "выгорания дыр" уменьшается и для фиксированной моды фотонного поля в пределах длительности всего гигантского импульса усиление среды сохраняется неизменным. Этим можно объяснить симметричность заднего фронта импульса переднему.

Данный способ стабилизации параметров излучения возможен без дополнительных устройств, а лишь по тракту питания ламп накачки. Разработка такого режима со стабилизацией параметров производится для конкретного лазера с учетом типоразмера активного элемента, концентрации активных центров и режима генерации [2,3]. Последнее замечание позволяет уменьшить потери энергии при локации удаленных объектов.

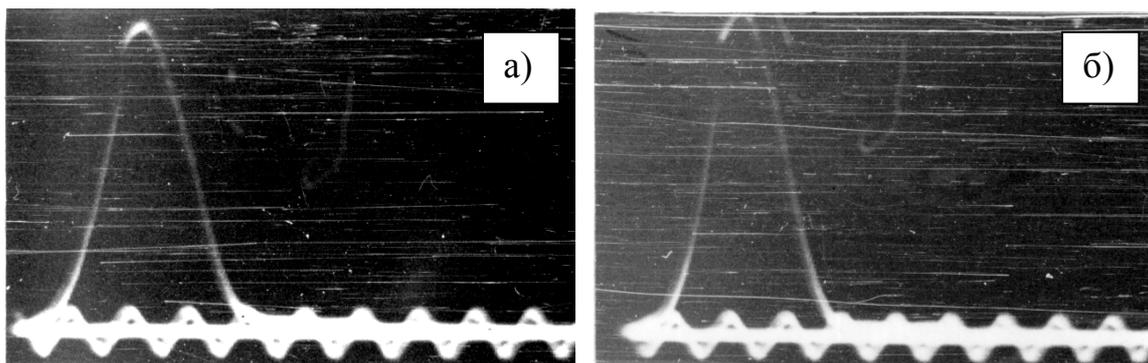


Рисунок 2 – Изменение формы моноимпульса при резонансном возбуждении

С улучшением пространственного распределения интенсивности излучения изменяется и расходимость (рис. 3)

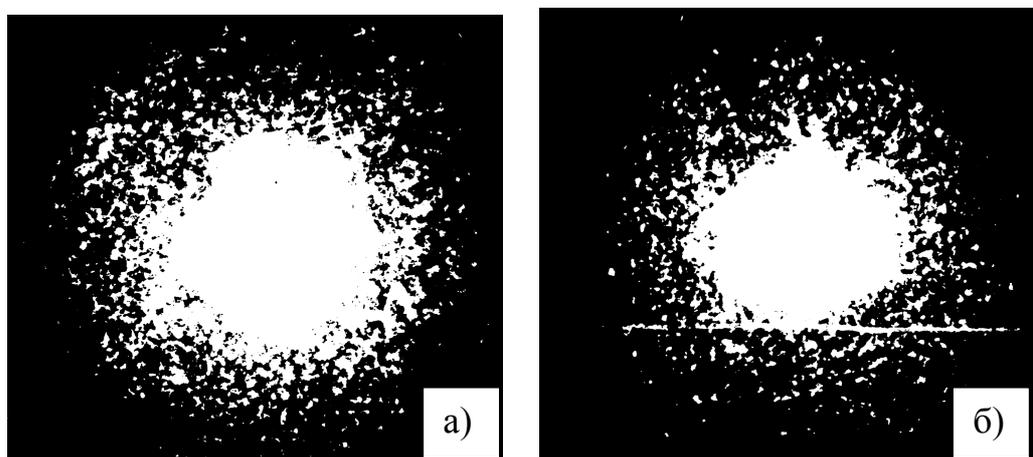


Рисунок 3 – Распределение поля излучения лазера в фокальной плоскости длиннофокусной линзы
Масштаб 100:1, а) «гладкая» накачка; б) «резонансная» накачка.

При согласовании периода следования коротких пачков в последовательности со скоростью распространения возмущения в кристалле возможно получение коррелированного состояния возбужденных активных центров. Данное явление проявляется в увеличении выходной энергии моноимпульса в 1.25 – 1.3 раза и уменьшения расходимости излучения в 1,5 раза. подобное изменение параметров выходного излучения характерно при кооперативных эффектах в твердотельных активных средах, в частности при сверхизлучении.

Применение данной разработки в передатчиках ЛЛС значительно упрощает обработку сигнала. Используя радиолокационную формулу можно сделать оценки целесообразности использования полученных

результатов для лазерных систем контроля дальности. Так требуемая для контроля цели мощность P_t может быть представлено выражением

$$P_t = \frac{4\pi P_r R^4 \Theta_t^2}{A_e \sigma S_t S_r}, \quad (5)$$

где P_r - минимальная мощность обнаруживаемого сигнала;
 R - дальность цели;
 A_e - площадь приемной антенны;
 S_t - коэффициент пропускания атмосферы или другой среды;
 S_r - коэффициент пропускания оптики локатора;
 σ - эквивалентная поверхность рассеивания цели.

Увеличение величины P_t в 1,5 раза и уменьшение расходимости Θ_t в 1.7 раза позволяет увеличить дальность действия систем контроля в 1.5 раза или же уменьшить мощность передатчика в 4.3 раза при сохранении значений параметров дальности и мощности обнаруживаемого сигнала. Одним из параметров систем контроля является их помехозащищенность. Использование предложенного режима работы позволит при неизменной питающей энергии перейти от режима счета фотонов к режиму детектирования огибающих оптического импульса, что значительно улучшает отношение сигнал/шум и позволяет улучшить контроль дальности лазерными локаторами, работающими в импульсном режиме.

Библиографический список

1. Денищик Ю.С. Управление электрооптическим затвором оптического квантового генератора по заданному уровню люминесценции активной среды / Ю.С. Денищик, В.В. Мурга // Приборы и техника эксперимента. - 1986. - №6. - С. 160 - 163.

2. Денищик Ю.С. Оптимизация по КПД режима накачки активных элементов передатчиков лазерных спутниковых дальномеров / Ю.С. Денищик, А.Г. Мединский, В.В. Мурга // Анализ движения небесных тел и оценка точности их наблюдений. - Рига, 1988. - С. 206 - 211.

3. Колпаков Н.Д. О возможности использования взаимного влияния активных центров лазерных рабочих сред для повышения эффективности накачки / Н.Д. Колпаков, Ю.С. Денищик, В.В. Мурга // Электронная техника. Сер. Лазерная техника и оптоэлектроника. - 1990. - Вып. 4(56). - С. 63 - 64.

4. Мурга В.В. Влияние коллективных явлений в активной среде лазеров на их излучательные характеристики // Тезисы докладов Международной конференции "Лазеры и современное приборостроение". - СПб., 1993. - С. 16-17.