

- [3] Муминов Р. М., Заитов Ф. Н. — *Опт. и спектр.*, 1968, т. 25, в. 3, с. 600.  
 [4] Луканцев Ю. Л., Муминов Р. М. — *ЖПС*, 1970, т. 12, № 3, с. 455.  
 [5] Заитов Ф. Н., Арапов Б. А., Исмаилов Ш. И. — *Химия твердого тела: Межвузовский сборник*, Свердловск, 1978, в. 2, с. 114.  
 [6] Гиндина Р. И., Заитов Ф. Н., Исмаилов Ш. И., Лущик Ч. Б., Плоом Л. А. — *Тр. ИФ АН Эст. ССР*, 1980, т. 51, с. 125.  
 [7] Заитов Ф. Н., Исмаилов Ш. И. — *Тр. ИФ АН Эст. ССР*, 1981, т. 52, с. 139.

Поступило в Редакцию 30 мая 1983 г.

## ИЗМЕРЕНИЕ ОПТИЧЕСКОЙ СИЛЫ БЫСТРОМЕНЯЮЩИХСЯ ТЕПЛОВЫХ ЛИНЗ В ЛАЗЕРНЫХ ЭЛЕМЕНТАХ

*Лохныгин В. Д., Роговский О. В., Силмчев О. О., Фомичев А. А.*

В лазерах с высокими мощностными характеристиками термооптические неоднородности, наводимые во внутрирезонаторных элементах либо излучением накачки, либо внутрирезонаторным излучением, оказывают, как правило, чрезвычайно сильное влияние на их выходные параметры. Часто термооптические искажения во внутрирезонаторных элементах лазеров являются нестационарными, в частности, это имеет место при импульсной накачке перестраиваемых лазеров на красителях (ПЛК), в лазерах с пассивной модуляцией добротности и т. д. В работах [1-3] были исследованы характер и динамика термооптических искажений, возникающих в растворах лазерных красителей при ламповой накачке. Времена развития термооптических искажений при таком возбуждении красителей составляли  $\sim 1-10$  мкс. При накачке ПЛК излучением импульсных лазеров длительности импульсов излучения накачки обычно составляют  $\sim 5-50$  нс. Изучение термооптических искажений, возникающих в активной среде ПЛК при таком возбуждении, представляет значительный интерес и весьма важно для правильной разработки соответствующих ПЛК.

При продольной накачке растворов красителей одномодовым излучением импульсных лазеров возникающие в них термооптические искажения обычно могут быть представлены в виде термических линз (ТЛ). Измерение оптической силы таких линз вследствие чрезвычайной малости времен действия излучения накачки представляет определенные трудности. В работе предложена методика измерения быстроменяющихся линз и исследована динамика развития ТЛ в ряде сред (растворах органических красителей) в наносекундном диапазоне времен ( $\sim 10$  нс). В предложенной методике использована идея измерения перетяжки стационарного гауссова пучка излучения по его ослаблению нитью известной толщины, помещаемой на пути распространения излучения [4]. Реализуя эту идею в нестационарном случае, мы определяли мгновенное значение перетяжки гауссова пучка излучения, прошедшего через исследуемую среду, в месте расположения экранирующей иглы в каждый момент времени генерации импульса накачки, что позволило с помощью простого пересчета проследить за эволюцией наведенной в среде ТЛ. Представление возникающих в среде искажений в виде идеальной линзы оправдывалось тем, что профиль гауссова пучка после прохождения через накачанную область оставался в различные моменты времени в течение действия накачки близким к гауссовому.

Схема экспериментальной установки представлена на рис. 1. В качестве источника излучения накачки и одновременно зондирующего излучения использовался лазер на гранате с неодимом (1), работающий в режиме модулированной добротности на нижней поперечной моде. Выходящий из лазера гауссовый пучок излучения фокусировался линзой  $L_1$  на образец (2) (кювету с про-



качиваемым раствором красителя, струю раствора красителя и т. п.). При исследовании красителей, поглощающих излучение с длиной волны 0.53 мкм, сразу за выходным зеркалом лазера (1) помещался нелинейный кристалл — генератор второй гармоники, а основное излучение лазера отсекалось селективным зеркалом, расположенным за нелинейным кристаллом. За кюветой на расстоянии  $L$  вертикально располагалась игла (3) толщиной  $d$  (для контроля точности методики использовались иглы различной толщины), укрепленная на микрометрической подвижке, позволяющей перемещать ее в горизонтальном направлении, добываясь максимального ослабления пучка. За иглой была расположена линза  $L_2$ , собирающая излучение на входную апертуру фотоприемника (4) (ФЭК). Сигнал с фотоприемника подавался на стробоскопический осциллограф (5) и далее на самописец (6).

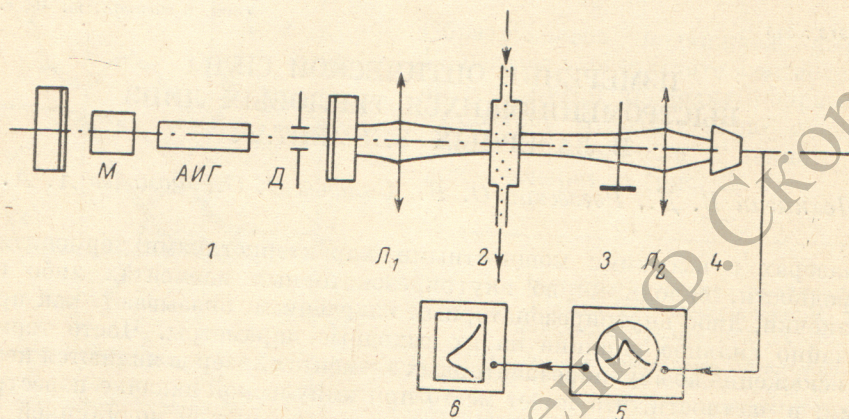


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Максимальное ослабление гауссового пучка излучения нулевого порядка вследствие экранирования иглой толщиной  $d$  дается формулой

$$\frac{P}{P_0} = \frac{\int_{-\infty}^{\infty} \left[ \int_{-\infty}^{-d/2} \exp \left\{ -\frac{2(x^2 + y^2)}{\omega^2} \right\} dx + \int_{d/2}^{\infty} \exp \left\{ -\frac{2(x^2 + y^2)}{\omega^2} \right\} dx \right] dy}{2\pi \int_0^{\infty} \left[ \exp \left( -\frac{2r^2}{\omega^2} \right) \right] r dr},$$

где  $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ ,  $\omega$  — размер перетяжки пучка, а  $P_0$  и  $P$  — мощность излучения в пучке до и после иглы.

Интегралы, фигурирующие в формуле, легко вычисляются, и для каждого  $d$  как параметра можно построить график зависимости ослабления мощности излучения, попадающего на фотоприемник,  $P/P_0$  от его перетяжки  $\omega$  в месте расположения иглы. Используя эти графики, по величине отношения сигналов на фотоприемнике (4) при наличии иглы и без нее определяется размер перетяжки пучка в месте расположения иглы в каждый момент времени генерации импульса накачки. Тогда при расположении образца в каустике сфокусированного линзой  $L_1$  излучения накачки оптическая сила ТЛ в образце определяется по формуле [5]<sup>1</sup>

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{L} \left\{ 1 - \sqrt{\frac{\omega^2}{\omega_0^2} - L^2 \left( \frac{\lambda}{\pi \omega_0^2} \right)^2} \right\},$$

где  $f$  — фокусное расстояние ТЛ,  $\omega_0$  и  $\omega$  — радиусы перетяжки излучения в кювете и в месте расположения иглы,  $L$  — расстояние между кюветой и иглой.

<sup>1</sup> Для  $1/f > 1/L$  радикал в формуле берется со знаком +.



На рис. 2 приведены экспериментальные данные по измерению силы ТЛ в различных образцах. Из графиков видно, что во всех экспериментах ТЛ появляется с некоторой задержкой относительно начала импульса накачки, и ее оптическая сила возрастает не пропорционально поглощенной энергии, а квазиэкспоненциально, что связано с процессами термализации возбужденных молекул, т. е. процессами распределения поглощенной энергии по различным степеням свободы и по всем молекулам (красителя и растворителя), находящимся в канале накачки. Характерные времена взаимодействия между молекулами, а также внутримолекулярной релаксации энергии составляют единицы пикосекунд, что, естественно, существенно меньше наблюдаемых нами времен. Однако процессы  $V-T$  релаксации требуют для перераспреде-

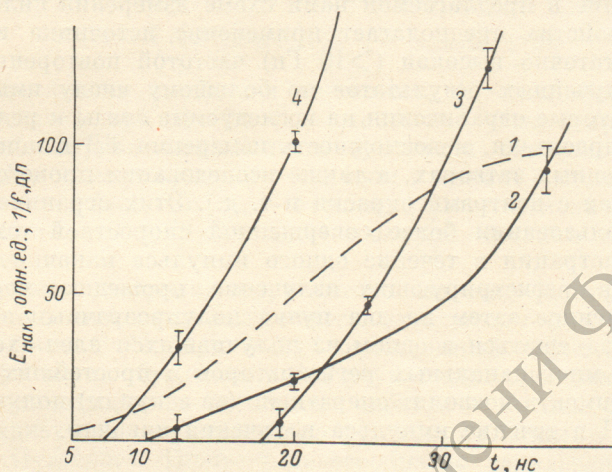


Рис. 2. Зависимость поглощенной в образце энергии и оптической силы ТЛ от времени.

1 — величина поглощенной в образце энергии, 2 — оптическая сила ТЛ в этаноле, прокачиваемом через кювету толщиной 16 мм, 3 — оптическая сила ТЛ в растворе красителя Р6Ж в этаноле, прокачиваемом через ту же кювету, 4 — оптическая сила ТЛ в струе раствора Р6Ж в этиленгликоле толщиной 0.2 мм. Величина поглощенной за импульс накачки энергии в исследуемых образцах, мДж: 2—3 ( $\lambda=1.06$  мкм,  $\omega_0=0.1$  мм), 3 и 4 — 0.8 ( $\lambda=0.53$  мкм,  $\omega_0=0.05$  мм). Расстояние от образца до иглы  $L=160$  мм.

ния энергии возбуждения между молекулами от нескольких десятков до миллионов и миллиардов соударений [6]. Именно с этим каналом релаксации мы и связываем полученные в экспериментах времена задержек возникновения ТЛ, хотя данный вопрос требует более глубокого и детального исследования, выходящего за рамки настоящей работы. Увеличение времени задержки возникновения ТЛ в случае [3] до 18—20 нс по сравнению с  $\sim 10$  нс в случае [2] мы связываем с увеличением времени термализации, в частности, вследствие затрудненности передачи энергии от молекул красителя растворителю из-за большой разницы в размерах молекул. Уменьшение времени задержки в случае [4] до 7—10 нс и значительное увеличение силы ТЛ до более чем 400 дптр, достигаемой к концу импульса накачки, обусловлено, по-видимому, уменьшением времени термализации энергии в канале накачки из-за существенного повышения концентрации красителя, так как возбужденной молекуле красителя в этом случае приходится делиться полученной при поглощении кванта накачки энергией с меньшим числом молекул растворителя, и этот процесс, а значит, и изменение температуры в канале накачки и развитие ТЛ происходят быстрее.

При измерении силы ТЛ в чистом этаноле и в кювете с фототропным затвором на основе органического красителя при работе лазера накачки в режиме свободной генерации с длительностью импульса  $\sim 120$  мкс в течение  $\sim 80$ —100 мкс наблюдалось пропорциональное поглощенной энергии увеличение оптической силы ТЛ, затем она достигала максимума и начинала с течением времени уменьшаться, что обуславливалось возрастающим влиянием процессов выравнивания температуры исследуемой среды из-за теплопроводности и конвекции.



Используя предложенную в работе методику, можно исследовать динамику развития ТЛ в самых различных лазерных элементах. Из приведенных экспериментальных результатов следует, что оптическая сила ТЛ в растворах органических красителей, используемых в лазерах, достигает значительной величины (согласующейся, впрочем, с теоретическими оценками) при вполне умеренных величинах поглощенной энергии, и поэтому при проектировании лазеров ее необходимо учитывать. Видно также, что характер изменения наведенной ТЛ во времени существенно зависит от параметров среды. Следовательно, изменяя концентрацию красителя, растворитель, размеры накачиваемой области, параметры импульса накачки, можно менять динамику ТЛ и, следовательно, ее влияние на выходные генерационные характеристики лазера.

Использование в предлагаемой нами схеме измерения силы ТЛ стробоскопического устройства предполагает применение источника излучения, работающего с достаточно высокой ( $>10$  Гц) частотой повторения импульсов, и усреднение полученных результатов по большому числу импульсов. Это накладывает некоторые ограничения на исследуемые среды и режимы (обязательная прокачка красителя, невозможность измерения ТЛ в моноимпульсном режиме в фототропных затворах, а также исследования процессов установления ТЛ в кристаллах с центрами окраски и т. д.). Этих ограничений можно избежать при использовании более совершенной скоростной техники для одновременной регистрации в течение одного импульса накачки сигналов с двух фотоприемников, регистрирующих излучение, прошедшее через исследуемую среду и разделенное затем на два пучка полупрозрачным зеркалом, причем игла должна размещаться в одном из получившихся плеч схемы. Применение приборов типа многоканальных регистраторов и простейших средств автоматизации эксперимента позволит оперативно (за секунды) получать информацию о эволюции ТЛ в течение импульса излучения накачки.

#### Литература

- [1] Гавронская Е. А., Грозный А. В., Стаселько Д. И., Стригун В. Л. — *Опт. и спектр.*, 1977, т. 42, в. 2, с. 381.
- [2] Аристов А. В., Козловский Д. А., Стаселько Д. И., Стригун В. Л. — *Опт. и спектр.*, 1978, т. 45, в. 4, с. 766.
- [3] Смирнов В. С. — *Опт. и спектр.*, 1980, т. 48, в. 6, с. 1156.
- [4] Stijns E. — *IEEE J. Quant. Electron.*, 1980, v. QE-16, p. 1298.
- [5] Маркузе Д. *Оптические волноводы*. М., 1974.
- [6] Кондратьев В. Н., Никитин Е. Е. *Кинетика и механизм газофазных реакций*. М., 1974, с. 198.

Поступило в Редакцию 31 мая 1983 г.

### АНТИГРУППИРОВКА ФОТОНОВ ПРИ НЕЛИНЕЙНОМ КОМБИНАЦИОННОМ РАССЕЯНИИ

*Катанев И. И., Трошин А. С.*

Антигруппировка фотонов [1] при нелинейном резонансном комбинационном рассеянии рассматривалась в работах [2, 3]. В [2, 3] не обсуждалась задача выделения эффекта «одночастичного» рассеяния при учете «многочастичного» рассеяния, интерференционных эффектов [4-6]. В данном сообщении анализируются возможности извлечения информации о статистике фотонов, рассеянных отдельными атомами или молекулами: спектр флуктуаций интенсивности и взаимных корреляций при спектральном разделении каналов рассеяния, дисперсия числа фотоотсчетов.

Используем, как и в работах [2, 3], трехуровневую модель: уровень 1 — основной, уровень 2 — конечный в акте стоксова рассеяния; переход 1—3