

Термонаведенные искажения в стержневых лазерных усилителях на неодимовом стекле*

А.А.Кузьмин, Г.А.Лучинин, А.К.Потёмкин, А.А.Соловьёв, Е.А.Хазанов, А.А.Шайкин

Экспериментально исследована динамика деполяризации в стержневом лазерном усилителе на неодимовом стекле. Предложен метод нахождения распределения температуры и термонаведенных фазовых искажений по известному поперечному распределению степени деполяризации. Экспериментальные результаты, полученные с помощью данного метода, идеально совпадают с теоретическими результатами даже при сильной радиальной неоднородности тепловыделений.

Ключевые слова: неодимовое стекло, наведенное двулучепреломление, тепловая линза, термонаведенная деполяризация.

1. Введение

В последние годы возрос интерес к лазерам на неодимовом стекле, генерирующим импульсы излучения наносекундной длительности. Они широко используются для проведения экспериментов по лазерному термоядерному синтезу и в других фундаментальных и прикладных исследованиях. Незаменимы они также и при создании фемтосекундных лазерных систем с мощностью петаваттного уровня. В зависимости от используемой усиливающей среды все существующие и проектируемые петаваттные лазеры можно разделить на три типа: лазеры на неодимовом стекле [1–5], лазеры на сапфире (корунд с титаном) [6–9] и параметрические усилители на кристалле DKDP [10]. Во всех случаях энергия первоначально запасается в наносекундном импульсе лазера на неодимовом стекле. Для лазеров первого типа этот импульс компрессируется, а для второго и третьего его энергия преобразуется во вторую гармонику, которая служит накачкой усилителей чирпованных импульсов.

Максимальная частота следования импульсов в подобных лазерах, в зависимости от размеров активного элемента, составляет от одного импульса в 10 с до одного импульса в день, что гораздо ниже частоты их следования в системах на кристаллах или керамике. Ограничивают частоту следования импульсов тепловые эффекты в неодимовом стекле, что связано с малой теплопроводностью стекла и большой апертурой стеклянных усилителей.

Принципиальным ограничением является разрушение стекла при превышении термонаведенными напряжениями предельного значения. Однако на практике работают при гораздо меньших частотах следования. Это связано с появлением и накоплением деполяризации из-

лучения, а также с возникновением сильной абберриционной тепловой линзы. Все эти эффекты снижают качество излучения лазера.

В настоящей работе изложены результаты исследования термонаведенной деполяризации и термолинзы в цилиндрическом активном элементе (АЭ) из неодимового фосфатного стекла. Показано, что измерение деполяризации позволяет определить распределение температуры и термонаведенную фазу при произвольном аксиально-симметричном распределении температуры. Проанализированы возможности повышения частоты следования импульсов.

2. Связь тепловой линзы и деполяризации в цилиндрических активных элементах

Нагрев АЭ лазера излучением ламп накачки приводит к возникновению градиента температуры T и, как следствие, к деформации элемента. В результате происходит изотропное изменение тензора диэлектрической проницаемости ϵ из-за температурной зависимости показателя преломления

$$\Delta\epsilon_n = 2\beta nT, \quad (1)$$

а также анизотропное изменение ϵ_{ij} из-за фотоупругого эффекта [11]:

$$\Delta\epsilon_{ij}^{-1} = p_{ijkl}U_{kl}, \quad (2)$$

где $\beta = dn/dT$; n – невозмущенный показатель преломления; U_{kl} – тензор деформации; p_{ijkl} – тензор фотоупругости. Для бесконечно длинного цилиндра, в котором T не зависит ни от z , ни от φ (r , φ , z – цилиндрические координаты), т. е. в случае радиальной деформации, существуют только две отличные от нуля компоненты тензора деформации [12]:

$$U_{rr} = \frac{\alpha(1+\nu)}{1-\nu} \left[T(t, r) - \frac{1}{r^2} \int_0^r T(t, r) r dr \right] + \frac{1-2\nu}{R^2} \int_0^R T(t, r) r dr, \quad (3)$$

* Доложена на конференции «Оптика лазеров 2008», С.-Петербург, Россия.

А.А.Кузьмин, Г.А.Лучинин, А.К.Потёмкин, А.А.Соловьёв, Е.А.Хазанов, А.А.Шайкин. Институт прикладной физики РАН, Россия, 603950 Н.Новгород, ул. Ульянова, 46; e-mail: khazanov@appl.sci-nnov.ru

Поступила в редакцию 28 января 2009 г.

$$U_{\varphi\varphi} = \frac{\alpha(1+\nu)}{1-\nu} \left[\frac{1}{r^2} \int_0^r T(t,r) r dr + \frac{1-2\nu}{R^2} \int_0^R T(t,r) r dr \right],$$

где α – коэффициент линейного теплового расширения; ν – коэффициент Пуассона; R – радиус АЭ.

В силу указанной симметрии тензора деформации излучение, распространяющееся внутри АЭ, может быть разложено по собственным волнам, поляризованным в радиальном и тангенциальном направлениях. Термонаведенные изменения показателей преломления этих волн

$$n_{r(\varphi)} = \beta \Delta T + \frac{\Delta \varepsilon_{rr(\varphi\varphi)}}{2n}. \quad (4)$$

В результате двулучепреломления появляется деполаризация: линейно поляризованная на входе в АЭ волна на выходе содержит ортогонально поляризованную компоненту с интенсивностью I_d , доля которой по отношению к полной интенсивности излучения I_0 определяет степень деполаризации $\Gamma = I_d/I_0$. Используя (2), (4), можно получить

$$\begin{aligned} \Gamma(r, \varphi) &= \sin^2(2\varphi) \sin^2 \frac{\pi L n^3 (p_{12} - p_{11})}{2\lambda} (U_{rr} - U_{\varphi\varphi}) \\ &\equiv \sin^2(2\varphi) \Gamma(r), \end{aligned} \quad (5)$$

где L – длина АЭ; λ – длина волны лазерного излучения; p_{11} и p_{12} – компоненты тензора фотоупругости в двухиндексном обозначении Ная [13]. Изотропная среда полностью характеризуется этими двумя компонентами. На практике удобно рассматривать интегральную по апертуре пучка степень деполаризации $\gamma = P_d/P_0$, т. е. отношение мощности деполаризованной компоненты P_d к полной мощности излучения P_0 .

Считая нагрев АЭ под действием вспышки ламп накачки мгновенным и задавая при $r = R$ граничное условие конвективного теплообмена с окружающей средой $\kappa dT/dr = -\alpha_c \Delta T$ (κ – коэффициент теплопроводности, α_c – коэффициент конвективного теплообмена, ΔT – разность температуры на границе АЭ и температуры окружающего воздуха), решение уравнения теплопроводности в АЭ представим в виде ряда [14]

$$\Delta T(t, r) = \sum_{n=1}^{\infty} C_n \exp\left(-\frac{t}{\tau_n}\right) J_0(q_n r), \quad (6)$$

где ΔT отсчитывается от температуры окружающего воздуха; $\tau_n = c_T \rho / (\kappa q_n^2)$ – время затухания n -го члена ряда; c_T и ρ – удельная теплоёмкость и плотность АЭ соответственно, а q_n являются решениями уравнения

$$\frac{q J_1(qR)}{J_0(qR)} = \frac{\alpha_c}{\kappa} \quad (7)$$

($J_{0,1}$ – функции Бесселя первого рода нулевого и первого порядков). Коэффициенты C_n определяются начальным распределением температуры в АЭ и пропорциональны поглощённой в стержне энергии. Решение (6) справедливо, если температура не зависит от z , т. е. для длинного цилиндра (длина которого много больше его диаметра) и однородного вдоль z распределения температуры в начальный момент. В описанных ниже экспериментах эти условия выполнялись достаточно точно.

Сопоставляя (3) и (5) и вводя параметр $Q = \frac{1}{4} \alpha n^3 \times [(1+\nu)/(1-\nu)](p_{11} - p_{12})$, находим

$$\begin{aligned} kLQ[\Delta T(r) - \Delta T(0)] &= \text{Arcsin} \sqrt{\Gamma(r)} \\ &+ 2 \int_0^r \frac{\text{Arcsin} \sqrt{\Gamma(r)}}{r} dr, \end{aligned} \quad (8)$$

где $k = 2\pi/\lambda$; $\text{Arcsin} \sqrt{\Gamma(r)} = (-1)^{m+n-1} \arcsin \sqrt{\Gamma(r)} + \pi m$; m и n – число точек r_i и r_j в интервале $[0, r]$, таких, что $\Gamma(r_i) = 1$ и $\Gamma(r_j) = 0$.

Из (8) видно, что, зная распределение степени деполаризации $\Gamma(r)$ в конкретный момент времени, можно с точностью до константы $\Delta T(r=0)$ рассчитать распределение температуры $\Delta T(r)$ в этот момент времени и, согласно (6), во все последующие моменты. Зная $\Delta T(r)$, с помощью (4) можно вычислить параметры термолинзы, т. е. термонаведенные приращения фаз собственных волн в АЭ $\Delta \psi_{r,\varphi} = kL \Delta n_{r,\varphi}$:

$$\begin{aligned} \Delta \psi_{r,\varphi} &= 2 \frac{P}{Q} \int_0^r \frac{\text{Arcsin} \sqrt{\Gamma(r)}}{r} dr \\ &+ \left(\frac{P}{Q} \pm 1 \right) \text{Arcsin} \sqrt{\Gamma(r)}, \end{aligned} \quad (9)$$

где $P = \beta - Q(p_{12} + p_{11})/(p_{12} - p_{11})$.

Таким образом, измерив степень деполаризации $\Gamma(r)$, можно с точностью до константы определить распределение температуры $\Delta T(r)$ и термонаведенную фазу для волн обеих поляризаций. С экспериментальной точки зрения измерить деполаризацию значительно проще, чем температуру или фазу.

3. Экспериментальное исследование динамики деполаризации в стержне из неодимового стекла

Динамика степени деполаризации в изотропном активном элементе экспериментально была изучена на примере АЭ длиной 25 см и диаметром 15 мм из фосфатного стекла, допированного ионом неодима. Концентрация ионов неодима равна $1.5 \times 10^{20} \text{ см}^{-3}$. АЭ располагался в четырехламповом квантроне с зеркальным отражателем, коэффициент усиления по слабому сигналу при используемом накопителе энергии накачки составлял около 60. Мы исследовали термооптические эффекты при естественном остывании, а также при охлаждении АЭ воздушным потоком. Импульсы накачки могли быть одиночными (разнесены на времена, многократно превышающие время релаксации температуры) или следовать один за другим, моделируя реальную работу лазера. Основное внимание уделялось исследованию деполаризации, возникающей в АЭ, т. к. её влияние на качество лазерного пучка наиболее заметно. Как было показано выше, зная деполаризацию, можно вычислить и температуру, и параметры тепловой линзы.

На рис. 1 приведены распределения степени деполаризации Γ по апертуре АЭ диаметром 15 мм в различные моменты времени после одиночного импульса накачки при охлаждении АЭ воздушным потоком. В первые секунды после накачки максимальная степень деполаризации на периферии пучка близка к единице. Затем область, в которой деполаризация заметна, сдвигается внутрь

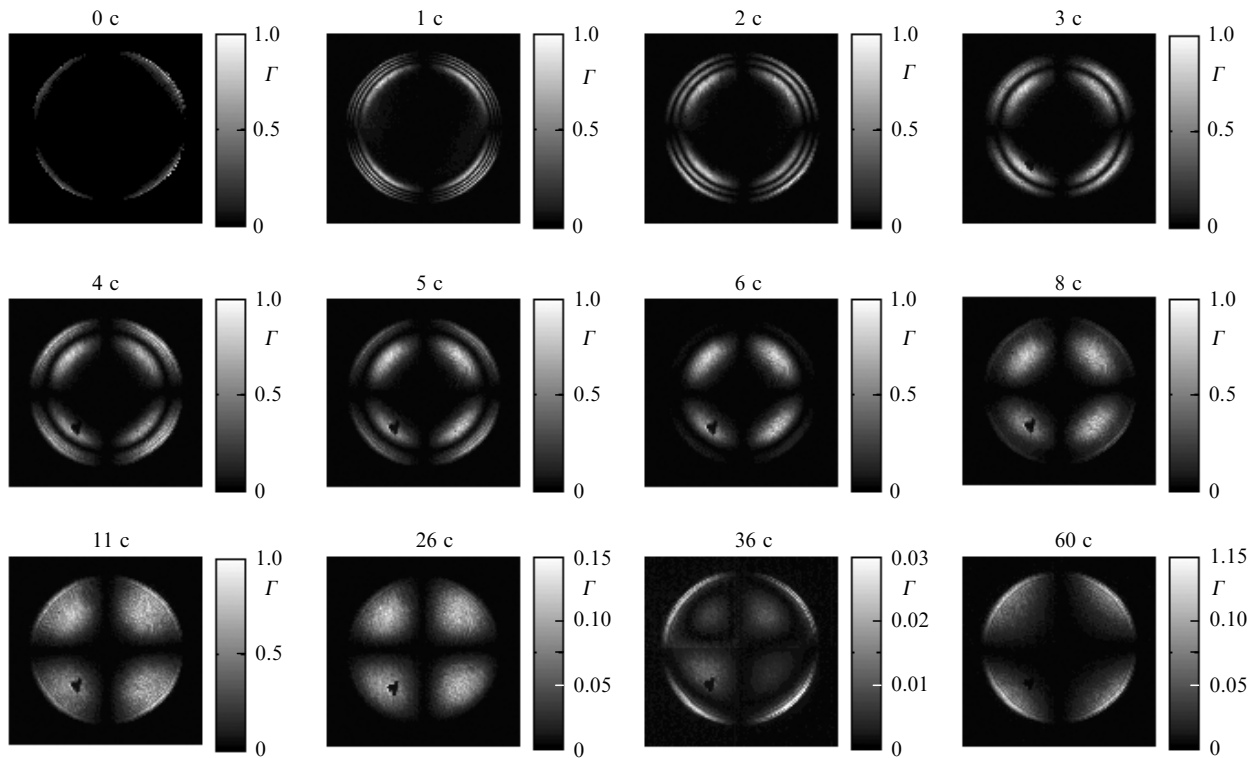


Рис.1. Распределения степеней деполаризации Γ по апертуре АЭ диаметром 15 мм, измеренные в различные моменты времени после импульса накачки; АЭ охлаждался воздушным потоком.

АЭ, а через десять секунд от начала накачки деполаризация начинает уменьшаться. Распределения для времен свыше 1 мин не показаны, т. к., начиная с этого времени, топология не меняется, а лишь уменьшается амплитуда деполаризации. В случае естественного остывания АЭ

(без воздушного потока) распределения были такими же, как и на рис.1, за исключением последнего кадра, где соответствующие значения гораздо меньше.

На рис.2 приведены зависимости интегральной по сечению АЭ степени деполаризации от времени после оди-

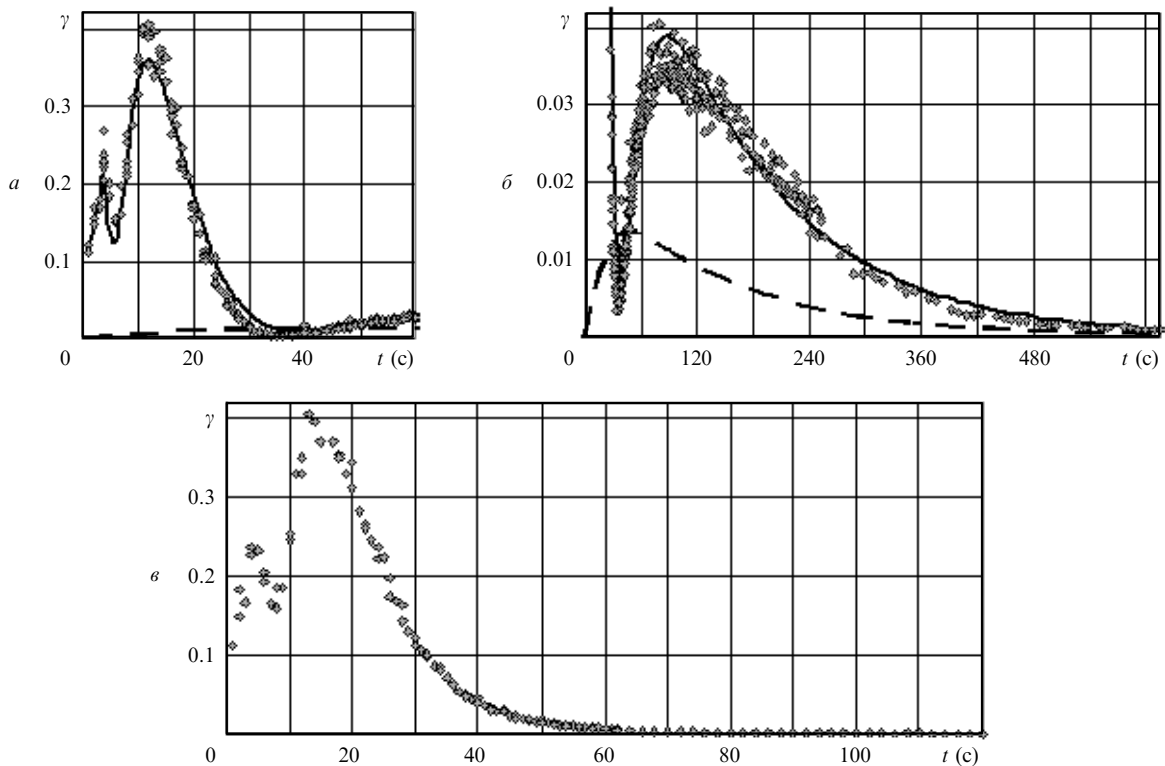


Рис.2. Динамика интегральной степени деполаризации в АЭ диаметром 15 мм после одиночного импульса накачки при охлаждении воздушным потоком (а, б) и при естественном остывании (в). Сплошные кривые – теоретические зависимости, штриховые кривые – зависимости деполаризации от времени в предположении однородного нагрева АЭ. Рис.а и б различаются масштабами по осям.

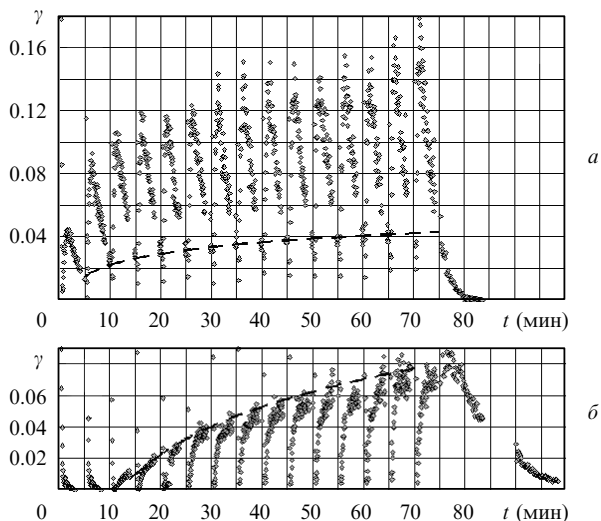


Рис.3. Динамика интегральной степени деполаризации в сериях последовательных импульсов накачки, следующих через 5 мин, при охлаждении АЭ воздушным потоком (а) и при естественном остывании АЭ (б). Точки, соответствующие первым секундам после каждого импульса, не видны, т. к. они находятся выше диапазона значений γ . Штриховые кривые соединяют значения деполаризации в моменты, предшествующие импульсам накачки.

ночного импульса накачки при естественном остывании и при дополнительном обдуве АЭ воздушным потоком. На рис.3 аналогичные зависимости приведены для серии импульсов накачки, следующих с интервалом 5 мин. Такой режим моделирует реальную работу установки.

4. Обсуждение результатов эксперимента

Сразу после импульса накачки область с максимальной деполаризацией прижата к боковой поверхности АЭ и в первые секунды распространяется к его центру (см. рис.1), а зависимость интегральной деполаризации от времени носит немонотонный характер (см. рис.2). Эти два обстоятельства позволяют предположить, что значительная доля тепловой энергии поглощается в приповерхностной области. В результате в первые секунды после импульса накачки высокий градиент температуры вблизи поверхности АЭ создает большой набег фазы для периферийных лучей. Для расчета распределения температуры и набега фазы по формулам (8), (9) мы использовали экспериментальное распределение $\Gamma(r)$ через одну секунду после импульса накачки (см. рис.1). Результаты показаны на рис.4. Формула (8) позволяет найти $\Delta T(r)$

точностью до константы $\Delta T(0)$. Эту константу мы определили, используя зависимость интегральной деполаризации γ от времени для одиночного импульса (рис.2). По зависимости $\gamma(t)$ на больших временах (рис.2,б), мы вычислили константу теплообмена с окружающим воздухом ($\alpha_c = 35 \text{ Вт}\cdot\text{м}^{-2}\cdot\text{К}^{-1}$), а по наилучшему совпадению экспериментальных точек и теоретической кривой (см. рис.2,а) нашли температуру $\Delta T(0)$ в центре АЭ. В результате была получена зависимость, представленная на рис.4,а. Используя эту зависимость в качестве начального распределения температуры, мы рассчитали дальнейшую динамику температуры по формулам (6), (7) и динамику деполаризации Γ по формулам (3), (5). Полученные распределения $\Gamma(r, \varphi)$ во все моменты времени идеально совпали с экспериментальными данными, приведенными на рис.1.

Сильный нагрев периферийной области (рис.4,а) может быть вызван разными причинами: слишком высоким допированием АЭ и, как следствие, поглощением накачки в приповерхностном слое; поглощением ионами неодаима коротковолновой части спектра ламп (для которых дефект кванта достаточно велик); поглощением излучения УФ части спектра ламп в фосфатном стекле.

Чтобы исключить первую причину, мы провели серию измерений коэффициента усиления по слабому сигналу, который однозначно определяет запасенную в АЭ энергию. Результаты представлены на рис.5.

Как видно из рис.5, при малых энергиях накачки поперечное распределение усиления имеет форму квадрата, вершины которого расположены вблизи ламп (рис.5,а), а с повышением разрядного напряжения усиление перестает зависеть от полярного угла (рис.5,б). При дальнейшем повышении энергии накачки азимутальная однородность инверсии сохраняется до тех пор, пока не проявятся сильные термооптические эффекты. Достаточно однородное распределение усиления по поперечному сечению квантрона говорит о том, что степень допирования выбрана правильно. Некоторое уменьшение усиления в периферийной области можно объяснить наличием мод шепчущей галереи. Для уменьшения этого эффекта необходимо использовать иммерсию.

Вернемся к рис.4,а, из которого видно, что после однократного импульса накачки поверхность АЭ нагревается примерно на 30 К, тогда как центральная часть АЭ – приблизительно на 4 К. Это приводит к тому, что из-за относительно высокой теплопроводности АЭ тепловой поток в окружающую среду мал по сравнению с потоком, направленным внутрь АЭ. Следовательно, в первые

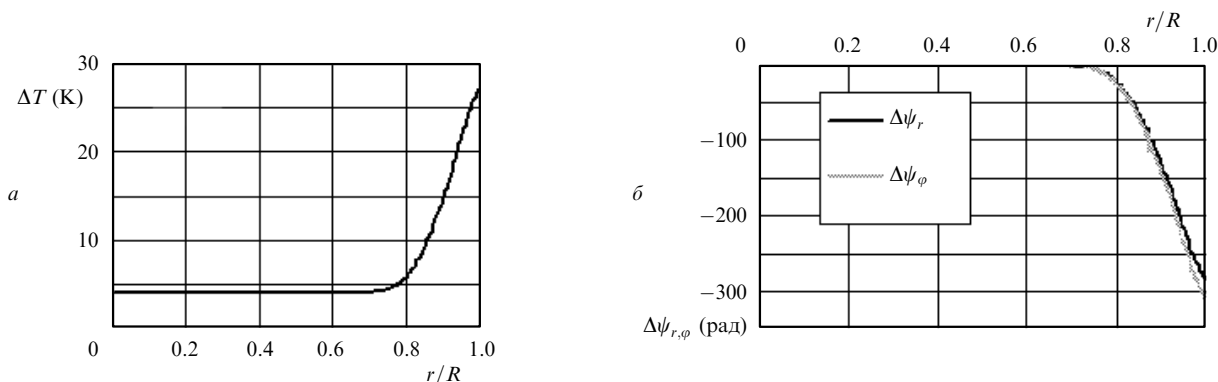


Рис.4. Радиальные зависимости температуры (а) и набега фазы (б) в АЭ диаметром 15 мм через одну секунду после импульса ламп накачки; ΔT – разность температур внутри АЭ и окружающего воздуха.

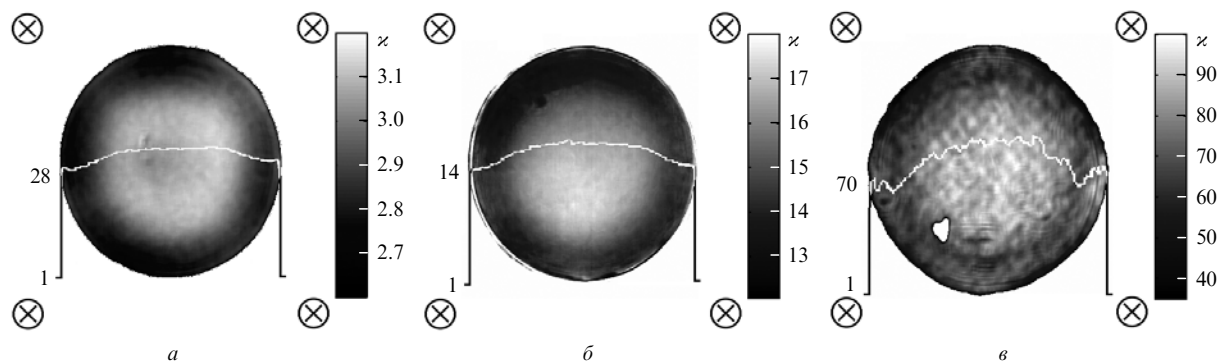


Рис. 5. Коэффициент усиления по слабому сигналу k в АЭ диаметром 15 мм при энергиях накачки 2.4 (а), 5.4 (б) и 13 кДж (в). Линиями показаны распределения коэффициента усиления в сечениях, перпендикулярных плоскости рисунка. Положение ламп отмечено крестиками.

секунды после импульса накачки динамика деполяризации определяется перераспределением тепла внутри АЭ, и картина деполяризации практически не зависит от интенсивности теплообмена с окружающей средой. Действительно, сравнивая рис.2,а и в, несложно заметить, что до 20-й секунды зависимости деполяризации от времени практически неотличимы.

Как следует из (7), начиная с момента времени $t_0 \approx c_{TP}R^2/5.76k = 50$ с внутри АЭ устанавливается основная пространственная гармоника температуры, т. е. в (6) остается только первое слагаемое. Дальнейшее изменение температуры обусловлено потоком тепла в окружающую среду. Следовательно, величина деполяризации на этом этапе зависит только от интенсивности теплообмена с окружающей средой. Характерное время релаксации интегральной деполяризации вдвое меньше времени спада температуры, что следует из (5) при разложении $\Gamma(r)$ в ряд Тейлора по аргументу синуса до первого члена и подстановки (3) и (6).

Как видно из рис.2,б, в случае естественного остывания АЭ деполяризация, обусловленная основной пространственной гармоникой температуры, крайне мала, поскольку при конвективном теплообмене поток тепла небольшой и, следовательно, градиент температуры в приповерхностной области также невелик. Обдув существенно ухудшает ситуацию, увеличивая поток тепла из АЭ. В результате образуется еще один максимум деполяризации (при $t = 90$ с, см. рис.2,б). Однако для серии последовательных импульсов накачки ситуация меняется на противоположную (см. рис.3) и, таким образом, преимущество (естественное остывание) становится недостатком. Постоянное увеличение температуры АЭ в ходе такой серии выводит установку на режим, характеризующийся высоким стационарным значением деполяризации. Для серии импульсов накачки, следующих с интервалом 5 мин, эта деполяризация составляет $\sim 8\%$ без обдува воздухом (рис.3,б) и 4% – с обдувом (рис.3,а).

Заметим, что в некоторый момент времени после импульса накачки деполяризация меньше своего стационарного значения. Это объясняется тем, что до импульса градиент температуры направлен к центру АЭ, а в момент накачки нагревается, в основном, его периферийная часть (рис.4,а). Таким образом, после импульса накачки температура внутри АЭ сначала выравнивается и деполяризация существенно уменьшается, а потом опять появляется градиент температуры, направленный к центру АЭ, и деполяризация вновь растет. В принципе это может быть использовано для уменьшения деполяризации с по-

мощью предварительного «холостого» импульса накачки. Кроме того, для уменьшения деполяризации в момент импульса накачки можно выключать обдув АЭ, например за одну минуту до очередного импульса. В такой ситуации совмещаются преимущества обоих способов: хороший отвод тепла в окружающую среду и малый градиент температуры к моменту импульса накачки.

Ещё одним способом, позволяющим уменьшить деполяризацию, является блокирование УФ части спектра лампы, не участвующей в создании инверсии населённости. Для этого либо используют светофильтр, окружающий АЭ, либо в окружающую АЭ жидкость добавляют вещество, поглощающее УФ часть спектра. Обычно это бихромат калия $K_2Cr_2O_7$.

5. Заключение

Предложен и экспериментально реализован метод нахождения распределения температуры и термонаведенных фазовых искажений в стержневом лазерном усилителе по известному поперечному распределению степени деполяризации. Метод продемонстрировал отличное совпадение теории с экспериментом даже при сильной радиальной неоднородности тепловыделений.

С использованием этого метода экспериментально исследована динамика тепловых эффектов при естественном остывании усилителя на неодимовом стекле диаметром 15 мм, а также при его охлаждении воздушным потоком. Эксперименты проводились как с одиночным импульсом накачки, так и с последовательностью импульсов, следующих с интервалом 5 мин.

Показано, что вблизи боковой поверхности стержня степень деполяризации излучения достигает единицы. В случае одиночного импульса накачки обдув невыгоден, т. к. при этом высокий градиент температуры, а следовательно, и деполяризация сохраняется много дольше, чем при естественном остывании. В то же время в случае серии импульсов средняя температура в стекле растет, и вместе с ней увеличивается остаточная деполяризация перед каждым новым импульсом. Воздушное охлаждение в три раза уменьшает время релаксации остаточной деполяризации и, следовательно, увеличивает допустимую максимальную частоту следования импульсов.

Использование предложенного метода может быть полезным не только для определения максимально допустимой частоты следования импульсов лазерного усилителя, но и для экспресс-контроля состояния лазерных усилителей непосредственно перед импульсом накачки.

1. Pennington D.M., Perry M.D., Stuart B.C., Boyd R.D., Britten J.A., Brown C.G., Herman S.M., Miller J.L., Nguyen H.T., Shore B.W., Tietbohl G.L., Yanovsky V. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3047**, 490 (1997).
2. Waxer L.J., Maywar D.N., Kelly J.H., Kessler T.J., Kruschwitz B.E., Loucks S.J., McCrory R.L., Meyerhofer D.D., Morse S.F.B., Stoeckl C., Zuegel J.D. *Optics & Photonics News*, **16**, 30 (2005).
3. Kitagawa Y., Fujita H., Kodama R., Yoshida H., Matsuo S., Jitsuno T., Kawasaki T., Kitamura H., Kanabe T., Sakabe S., Shigemori K., Miyanaga N., Izawa Y. *IEEE J. Quantum Electron.*, **40**, 281 (2004).
4. Danson C.N., Brummitt P.A., Clarke R.J., Collier J.L., Fell B., Frackiewicz A.J., Hancock S., Hawkes S., Hernandez-Gomez C., Holligan P., Hutchinson M.H.R., Kidd A., Lester W.J., Musgrave I.O., Neely D., Neville D.R., Norreys P.A., Pepler D.A., Reason C.J., Shaikh W., Winstone T.B., Wyatt R.W.W., Wyborn B.E. *Nuclear Fusion*, **44**, S239 (2004).
5. Gaul E., Martinez M., Ditmire T., Barber P., Blakeney J., Douglas S., Hammond D., Henderson W., Ringuette M. *Proc. Adv. Solid-State Photonics* (Nara, Japan, 2008, p. MC3).
6. Collier J.L., Chekhlov O., Clarke R.J., Divall E.J., Ertel K., Fell B.D., Foster P.S., Hancock S.J., Hooker C.J., Langley A., Martin B., Neely D., Smith J., Wyborn B.E. *Proc. Conf. on Lasers and Electro-Optics* (Baltimore, MD, 2005, p. JFB1).
7. Aoyama M., Yamakawa K., Akahane Y., Ma J., Inoue N., Ueda H., Kiriya H. *Opt. Lett.*, **28**, 1594 (2003).
8. Liang X., Leng Y., Wang C., Li C., Lin L., Zhao B., Jiang Y., Lu X., Hu M., Zhang C., Lu H., Yin D., Jiang Y., Lu X., Wei H., Zhu J., Li R., Xu Z. *Opt. Express*, **15**, 15335 (2007).
9. Yanovsky V., Chvykov V., Kalinchenko G., Rousseau P., Planchon T., Matsuoka T., Maksimchuk A., Nees J., Cheriaux G., Mourou G., Krushelnick K. *Opt. Express*, **16**, 2109 (2008).
10. Lozhkarev V.V., Freidman G.I., Ginzburg V.N., Katin E.V., Khazanov E.A., Kirsanov A.V., Luchinin G.A., Mal'shakov A.N., Martynov M.A., Palashov O.V., Poteomkin A.K., Sergeev A.M., Shaykin A.A., Yakovlev I.V. *Laser Phys. Lett.*, **4**, 421 (2007).
11. Мезенов А.В., Сомс Л.Н., Степанов А.И. *Термооптика твердотельных лазеров* (М.: Машиностроение, 1986, с. 199).
12. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. *Теория упругости* (М.: Наука, 2004, с. 259).
13. Най Д. *Физические свойства кристаллов и их описание при помощи тензоров и матриц* (М.: ИЛ, 1960, с. 386).
14. Корн Г., Корн Т. *Справочник по математике для научных работников и инженеров* (М.: Наука, 1984, с. 831).