

Функциональные возможности формирования распределений инверсной населенности в квантронах с поперечной диодной накачкой

С.Г.Гречин, П.П.Николаев, Е.А.Шарандин

Представлены результаты анализа функциональных возможностей квантронов твердотельных лазеров с поперечной диодной накачкой по формированию различного вида распределений инверсной населенности. Определены инварианты, определяющие связь параметров квантрона при масштабировании. Представлены результаты сравнительных экспериментальных исследований.

Ключевые слова: квантрон, поперечная диодная накачка, распределение инверсной населенности, оптимизация параметров.

1. Введение

Для накачки первых твердотельных лазеров (ТТЛ) изначально использовались импульсные газоразрядные лампы [1]. Их оптимизация потребовала разработки методик проектирования квантронов ТТЛ. Появление диодных источников накачки вызвало новый интерес к разработке квантронов [2], определению оптимальных параметров, позволяющих реализовать новые возможности как по эффективности, так и по распределению инверсной населенности (ИН) по сечению активного элемента (АЭ). Часть работ по оптимизации параметров квантронов проводилась чисто экспериментальными методами (см., напр., [3–15]). Несмотря на то что диодные источники накачки обладают рядом свойств, которые открывают качественно новые возможности по формированию различного вида распределений ИН (малые расходимость и ширина спектра излучения), в большинстве работ ставилась задача формирования плоского распределения ИН по сечению АЭ. Такое распределение является достаточно универсальным и применимо для решения большинства прикладных задач. Лишь в немногих работах [3, 8] при фокусировке излучения накачки на ось АЭ решалась задача получения распределения ИН, близкого к гауссовому, а в работе [13] – близкого к параболическому.

Традиционно актуальным является проведение моделирования процесса накачки, что позволяет определить все функциональные возможности квантронов, а также оптимальные параметры его элементов для реализации требуемого распределения ИН. Некоторые результаты моделирования представлены, например, в работах [16–39].

В работах [16–21] для квантронов с фокусировкой излучения накачки в центр АЭ для формирования гауссового распределения ИН использовалась модель, в которой на поверхности АЭ не учитывались отражение и прелом-

ление, – решалась задача линейного распространения излучения через поглощающую среду. В этом случае поверхность АЭ полагалась полированной. В работах [16–18] использовалась односторонняя накачка с отражателем на внешней поверхности АЭ, в [22–41] представлены результаты моделирования квантронов с АЭ с многосторонней накачкой. Рассматривались как диффузные (в большинстве случаев), так и зеркальные отражатели. Как предельные случаи можно выделить два основных направления решаемых задач: формирование плоского или близкого к нему распределения ИН по сечению АЭ [22–34] и формирование выпуклого или близкого к гауссовому распределения [35–39].

Общим для всех опубликованных работ является использование для решения задачи метода трассировки лучей источника накачки. Однако практически везде отсутствует описание основных особенностей распространения парциальных лучей от источника накачки до их полного поглощения, а также не учтены отражение и преломление на всех поверхностях элементов, рассеяние на матированных поверхностях, особенности распространения различных поляризационных компонент. Общее описание методики расчета и расчетные соотношения процесса формирования ИН представлены в работе [33], в которой учитывается действие всех перечисленных выше механизмов.

В большинстве случаев авторами приводятся результаты расчетов распределения ИН по сечению АЭ без сравнения с результатами эксперимента, а если сравнение и проводится, то чисто качественно [28, 31, 34, 36, 38]. Очевидно, что достижение лишь качественного согласия расчетных и экспериментальных данных является следствием большого числа допущений в используемых моделях. Можно отметить только работу [27], где получено хорошее согласие результатов расчетов и экспериментов.

Чаще всего решалась задача получения требуемого для практического применения распределения ИН, при этом не было проведено общего анализа функциональных возможностей по формированию различного вида распределений ИН по сечению АЭ и, соответственно, не определены параметры элементов квантрона, которые позволяют эти распределения реализовать. Исключение состав-

С.Г.Гречин, П.П.Николаев, Е.А.Шарандин. Московский государственный технический университет им. Н.Э.Баумана, Россия, 105005 Москва, 2-я Бауманская ул., 5; e-mail: paneeque@gmail.com

Поступила в редакцию 20 января 2014 г., после доработки – 20 мая 2014 г.

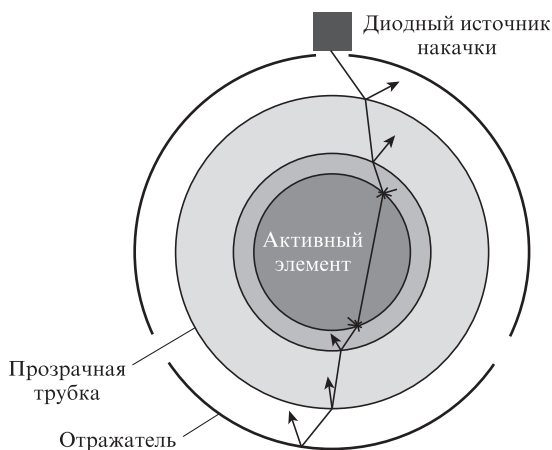


Рис.1. Обобщенная схема поперечной диодной накачки.

ляют работы [13, 28, 30–34, 39], где представлены распределения ИН для различных параметров элементов. Однако обсуждения результатов в них даны чисто качественно. Также, как правило, не приведены функциональные зависимости, устанавливающие связь между параметрами элементов квантрона и параметрами, для которых выполняется оптимизация. Таким образом, в опубликованных работах нет полной информации о возможностях квантронов с боковой диодной накачкой.

Настоящая работа посвящена анализу функциональных возможностей по формированию различного вида распределений ИН в цилиндрических АЭ. Вопрос об оптимальности того или иного распределения ИН для формирования лазерного излучения требует отдельного рассмотрения и выходит за рамки этой работы.

2. Физическая модель процесса поперечной накачки активного элемента

Большинство осесимметричных схем поперечной диодной накачки можно свести к обобщенной схеме, изображенной на рис.1. Ее основными элементами являются АЭ, оптически прозрачная трубка, отражатель и диодный источник накачки. Наличие в схеме прозрачной трубки обусловлено тем, что в большинстве применений для ТТЛ с поперечной накачкой требуется водяное охлаждение АЭ. В этом случае трубка играет роль дополнительного оптического элемента. Отражатель используется для возвращения обратно в АЭ доли излучения накачки, не поглощенного при предыдущем проходе через АЭ. В отражателе располагаются входные щели, через которые излучение накачки попадает на АЭ.

В квантронах с поперечной схемой накачки длина АЭ обычно много больше его поперечных размеров. Также в большинстве случаев профиль поглощения излучения накачки вдоль элемента достаточно однороден. Поэтому оправдано рассмотрение процесса накачки АЭ в одной плоскости, ортогональной его оптической оси. В рассматриваемой схеме источник накачки в двумерном приближении является точечным (при малом размере излучающей апертуры). Интенсивность излучения источника накачки в зависимости от угла его распространения изменяется по нормальному закону [42]:

$$I(\theta) = I(0) \exp \left[-\ln 2 \left(\frac{\theta}{\theta_p} \right)^2 \right], \tag{1}$$

где θ_p – полуширина расходимости излучения накачки (по уровню 0.5).

В физической модели, за основу которой взяты результаты [33], используется набор парциальных лучей, распространяющихся под разными углами в диапазоне от $-3\theta_p$ до $+3\theta_p$. Такой диапазон углов практически полностью учитывает все излучение накачки (более 95%). Каждый из лучей трассируется через все оптические элементы и узлы квантрона до тех пор, пока его интенсивность не уменьшится до установленного значения (10^{-5} – 10^{-6} от первоначальной величины). В процессе распространения парциального луча учитываются следующие физические механизмы, свойства и процессы.

1. Поглощение излучения во всех оптических элементах и узлах по закону Бугера [42]:

$$I(x) = I(0) \exp(-\alpha x), \tag{2}$$

где α – показатель поглощения; x – расстояние, на котором происходит поглощение.

2. Отражение и преломление света на границах раздела сред в зависимости от поляризации излучения, определяемые формулами Френеля [42]:

$$R_s = \left(\frac{\sin(\theta_i - \theta_t)}{\sin(\theta_i + \theta_t)} \right)^2 \text{ – для s-поляризации,} \tag{3}$$

$$R_p = \left(\frac{\tan(\theta_i - \theta_t)}{\tan(\theta_i + \theta_t)} \right)^2 \text{ – для p-поляризации,} \tag{4}$$

где θ_i – угол падения луча на границу раздела сред; θ_t – угол преломления луча.

3. Полное внутреннее отражение на границах раздела сред в зависимости от поляризации излучения.

4. Рассеяние и деполяризация излучения на диффузных и матированных поверхностях.

Для вычисления распределения ИН сечение АЭ разбивается на элементарные площадки, поглощение в которых рассчитывается независимо друг от друга. Доля поглощенного излучения определяется по закону Бугера на расстоянии, которое проходит парциальный луч по конкретной элементарной площадке. Трассировка лучей производится для нескольких компонент спектра излучения источника накачки. От количества спектральных компонент зависит точность полученных результатов. Для всех остальных оптических элементов доля поглощенного излучения считается интегрально для всего АЭ. Показатель поглощения материала при этом берется для центральной длины волны излучения накачки. Моделирование процессов рассеяния и деполяризации излучения на диффузных и матированных поверхностях осуществляется методом Монте-Карло. В модели используются результаты экспериментальных измерений диаграмм рассеяния матированных поверхностей с различной шероховатостью.

Для описания параметров квантрона используются следующие характеристики его основных узлов: источник накачки (центральная длина волны излучения λ_p , ширина спектра излучения $\Delta\lambda_p$, диаметр окружности, на которой расположены источники накачки, – D_p , расходимость излучения $2\theta_p$, ориентация поляризации излучения); активный элемент (спектр поглощения $\alpha(\lambda)$, концентрация активатора C_{ac} , диаметр D_{ac} , шероховатость боковой цилиндрической поверхности Rz , показатель преломления n_{ac}); прозрачная трубка (внешний и внутренний диаметры D_{tub1}

и $D_{\text{tub}2}$, шероховатости внешней и внутренней цилиндрических поверхностей – Rz_1 и Rz_2 соответственно, показатели преломления материала трубки и хладагента n_{tub} и n_{col} , показатели поглощения материала трубки и хладагента α_{tub} и α_{col} ; отражатель (коэффициент отражения R_r , диаметр D_r , ширина «входных окон» s , шероховатость поверхности Rz_r).

Одной из целей моделирования процесса накачки является вычисление распределения поглощения излучения накачки в АЭ при заданных начальных параметрах. В этом случае выходными параметрами при решении комплексной задачи моделирования будут интегральная эффективность поглощения энергии накачки в АЭ и распределение поглощенной энергии в объеме АЭ.

Эффективность поглощения энергии накачки определяет КПД квантрона в целом, а также позволяет найти величину энергии, запасенной на верхнем лазерном уровне АЭ (эффективность запасаения), и коэффициент усиления слабого сигнала.

Распределение поглощенной энергии по сечению АЭ определяет два фактора, которые в свою очередь характеризуют энергетические и пространственные параметры формируемого лазерного излучения: распределение ИН и, соответственно, распределение коэффициента усиления в АЭ; распределение тепловыделения в объеме АЭ и, как следствие, неоднородности показателя преломления (термооптические искажения) в непрерывном и импульсно-периодическом режимах работы.

Основным критерием оптимизации квантрона является максимальная эффективность поглощения энергии накачки при заданном распределении ИН и тепловыделения. В настоящей работе рассмотрены только функциональные возможности формирования различного вида распределений ИН. Возможности по формированию распределений термооптических искажений – предмет отдельной публикации.

На основе представленной физической модели было разработано программное обеспечение (ПО). Внешний вид его интерфейса изображен на рис.2. Данное ПО позволяет задавать все основные параметры элементов и узлов квантрона с поперечной диодной накачкой, визуализировать в двумерном и трехмерном виде результаты расчетов, проводить расчеты функциональных зависимостей. Все представленные ниже теоретические результаты получены с использованием этого ПО.

Одна из основных задач при проектировании квантрона с диодной накачкой – это оптимизация его парамет-

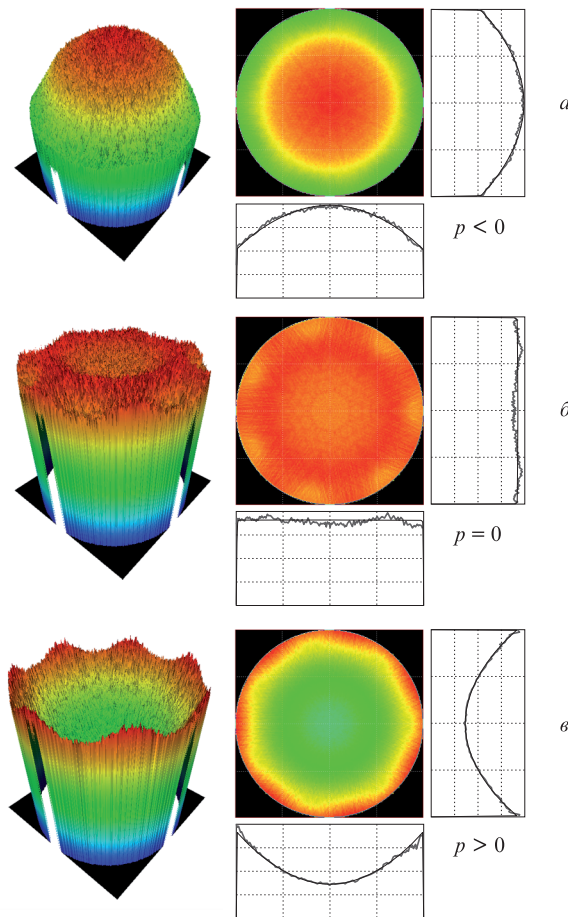


Рис.3. Параболические распределения ИН по сечению АЭ с различными значениями кривизны p .

тров для получения требуемого распределения ИН в АЭ. Разнообразие областей применения ТТЛ выдвигает различные требования к этому распределению, для определения которого (а также распределения термооптических искажений) в общем случае необходимо решать обратную задачу формирования энергетических и пространственных характеристик лазерного излучения в резонаторе. Это самостоятельная задача, определяющая требования к параметрам квантронов, но она выходит за рамки настоящей работы. Как показывает практика, среди всех возможных распределений наибольший интерес представляют монотонные осесимметричные распределения ИН, описываемые параболической функцией в полярной системе координат (рис.3):

$$Q(r) = Q(0)(1 + pr^2), \tag{5}$$

где p – параметр кривизны параболы; r – относительный радиус.

Более наглядным параметром, описывающим параболические распределения, является перепад плотности ИН «центр–край», который связан с кривизной параболы:

$$\delta = Q(0)/Q(1) = 1/(1 + p). \tag{6}$$

Для оценки соответствия рассчитанного распределения модельному используется среднеквадратичное отклонение (СКО) профиля от заданного распределения согласно выражению

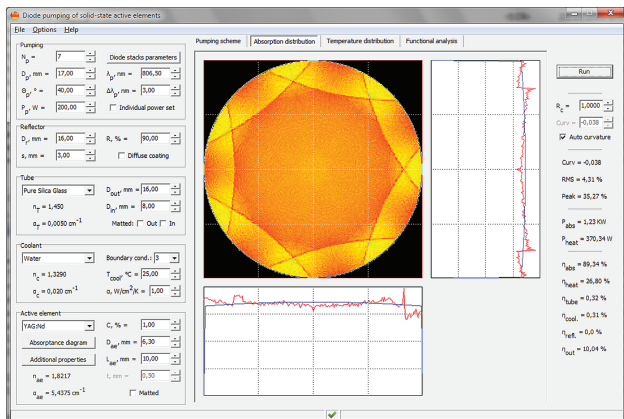


Рис.2. Внешний вид интерфейса программного обеспечения.

$$\sigma = \sqrt{N} \frac{\sqrt{\sum(Q_i - Q_i^*)^2}}{\sum Q_i^*}, \tag{7}$$

где N – число отсчетов распределения; Q_i – отсчеты рассчитанного распределения; Q_i^* – отсчеты заданного распределения.

В распределениях могут присутствовать большие амплитудные выбросы, так называемые горячие точки, которые нельзя учесть с помощью параметра СКО, если их количество невелико. В этом случае для оценки необходимо использовать параметр максимальных амплитудных выбросов

$$\Delta_{\max} = N \frac{\max(Q_i - Q_i^*) - \min(Q_i - Q_i^*)}{\sum(Q_i - Q_i^*)}. \tag{8}$$

3. Анализ функциональных связей между параметрами квантрона и инварианты параметров

В задаче моделирования процесса поперечной накачки АЭ присутствует большое количество свободных параметров и необходимо учитывать множество физических процессов и механизмов. Поэтому при теоретическом анализе одной из главных проблем является поиск комплексных параметров – инвариантов, описывающих квантрона с одинаковыми интегральными выходными параметрами. Инварианты устанавливают связь между параметрами элементов квантрона, которые позволяют проводить обобщенный анализ формируемых распределений и масштабирование квантронов.

Простой геометрический анализ хода лучей от источника накачки через все оптические элементы квантрона (без учета поглощения в АЭ) позволяет сделать следующий основной вывод. Эффективность поглощения излучения накачки в АЭ и распределение ИН в нем зависят от «плотности» хода лучей, определяющей близость траектории лучей от источника накачки к оси АЭ, которую можно описать параметром

$$Inv_1 = \frac{D_p \sin \theta_p}{D_{ac}}. \tag{9}$$

Данное соотношение также можно представить как отношение поперечного размера «пятна» излучения накачки в АЭ к поперечному размеру самого элемента. Чем меньше это соотношение, тем большая эффективность поглощения излучения накачки достигается в АЭ, а также более «плотно» идут лучи и тем более выпуклое распределение ИН мы имеем в элементе, и наоборот.

На практике коэффициент поглощения АЭ оказывает первостепенное влияние на эффективность поглощения излучения и распределение ИН. Для оценки удобно использовать универсальный параметр, не зависящий от типа источника излучения накачки и типа АЭ, – интегральный «эффективный» коэффициент поглощения κ , который определяется как интеграл перекрытия спектра излучения источника накачки и спектра поглощения АЭ:

$$\kappa = \frac{\int P(\lambda)\alpha(\lambda)d\lambda}{\int P(\lambda)d\lambda}, \tag{10}$$

где $P(\lambda)$ – интенсивность излучения источника накачки; $\alpha(\lambda)$ – показатель поглощения АЭ.

Характерным расстоянием, на котором происходит поглощение излучения накачки, является диаметр АЭ. Следовательно, эффективность квантрона и распределение ИН в АЭ могут определяться еще одним параметром, который широко использовался и при проектировании квантронов с газоразрядными источниками накачки [43]:

$$Inv_2 = \kappa D_{ac}. \tag{11}$$

Анализ результатов численного расчета процесса поперечной накачки АЭ показывает, что Inv_1 и Inv_2 являются инвариантами параметров квантрона. При прочих одинаковых параметрах квантроны с одинаковыми значениями Inv_1 и Inv_2 (независимо от комбинаций составляющих их параметров) имеют одинаковые эффективности поглощения энергии и одинаковые профили распределения ИН.

Перейдем к рассмотрению результатов численного анализа функциональных зависимостей на примере АЭ YAG: Nd³⁺. Для одиночного источника накачки распределение ИН вдоль направления распространения его излучения всегда является убывающим. При накачке с несколькими источниками эти распределения суммируются в областях их пересечения. На рис.4 приведены распределения ИН в АЭ при $Inv_1 = 1.0$ и $Inv_2 = 3.0$ и различном числе источников накачки n в отсутствие отражателя. Как видно из рисунка, увеличение числа источников накачки приводит к тому, что распределения ИН становятся более однородными и начиная с некоторого n практически не изменяются. Это верно для любой пары значений Inv_1 и Inv_2 , которые определяют лишь минимальное число источников, необходимое для достижения однородного распределения. Для оптимальных значений этих параметров в большинстве случаев минимальное необхо-

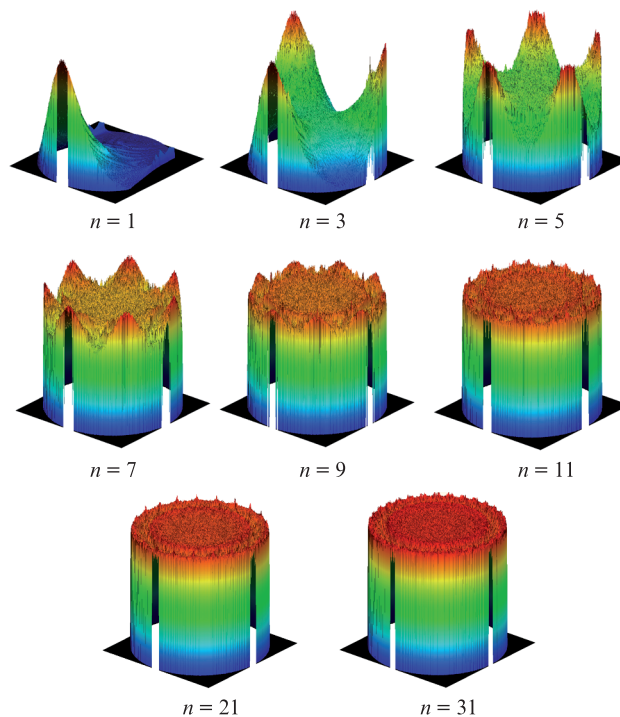


Рис.4. Распределения ИН по сечению АЭ для различного числа источников накачки при $Inv_1 = 1.0$ и $Inv_2 = 3.0$.

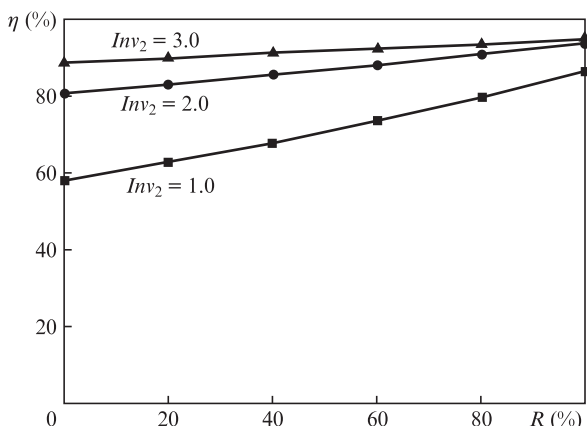


Рис.5. Зависимость эффективности поглощения излучения накачки от коэффициента отражения отражателя при $Inν_1 = 1.0$ и различных значениях $Inν_2$.

димое число источников равно 7. Далее в расчетах будет учитываться именно это число источников.

Расчеты показывают, что включение в схему накачки отражателя не оказывает существенного влияния на характер распределения ИН, но повышает эффективность поглощения излучения накачки (рис.5), которая в основном зависит от величины $Inν_2$. Это связано с тем, что отражатель и источники накачки обычно расположены на одной окружности, поэтому геометрический ход лучей через все оптические элементы квантрона после отражения практически повторяет их ход до отражения. Однако наличие отражателя и его характеристики влияют на мелко-масштабные неоднородности профиля ИН (горячие точки).

Влияние ширины входных щелей в отражателе на эффективность поглощения излучения накачки представлено на рис.6. Источник накачки размещен на расстоянии 0.5–1.0 мм от поверхности трубки. Из-за виньетирования излучения происходит падение эффективности при малых ширинах щелей. При этом также изменяется картина распределения ИН. С увеличением размера щелей уменьшается эффективная площадь отражателя. Оптимальный размер щели выбирается по границе, после которой начинается увеличение скорости падения эффективности.

Матирование боковой поверхности АЭ и стеклянной трубки или использование диффузного отражателя приводит к уменьшению эффективности поглощения энергии и увеличению степени однородности распределения

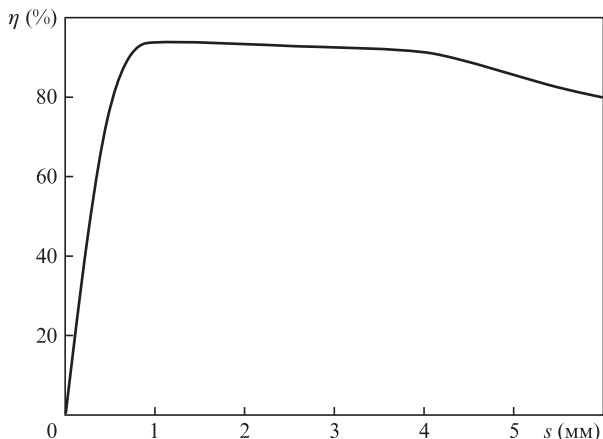


Рис.6. Зависимость эффективности поглощения излучения накачки от ширины входных щелей в отражателе при $Inν_1 = 1.0$ и $Inν_2 = 3.0$.

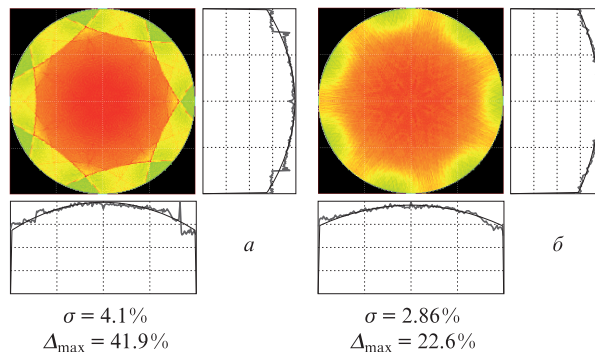


Рис.7. Распределения ИН по сечению АЭ для полированного (а) и матированного АЭ (б).

ИН. На рис.7 приведены рассчитанные распределения ИН для полированного и матированного (абразивом M28) АЭ. При таком матировании параметры неоднородности распределения уменьшаются в несколько раз.

Первый комплексный параметр $Inν_1$ определяется диаметром окружности, на которой расположены источники накачки, а также диаметром АЭ и расходимостью излучения накачки. В табл.1 приведены распределения ИН и эффективности поглощения энергии при накачке семью источниками с отражателем для различных комбинаций $D_p, D_{ac}, 2θ_p$, которые дают одинаковое значение параметра $Inν_1$. При изменении D_{ac} соответственно изменялось значение $κ$, чтобы величина $Inν_2$ оставалась неизменной. Результаты показывают, что распределение ИН и эффективность поглощения энергии одинаковы для одних и тех же значений параметра $Inν_1$ при прочих одинаковых параметрах квантрона. Этот результат наблюдается независимо от набора других начальных параметров и подтверждает, что $Inν_1$ является инвариантом параметров квантрона.

Табл.1. Распределения ИН и эффективности поглощения энергии для различных комбинаций D_p, D_{ac} и $2θ_p$.

$Inν_1$	D_{ac} (мм)	D_p (мм)	$2θ_p$ (град)	$Inν_2 = 2.0$		$Inν_2 = 3.0$	
				Профиль	η (%)	Профиль	η (%)
1.0	5.0	15.0	40		82.8		85.0
	7.0	27.0	30		83.7		85.6
2.0	5.0	24.0	50		51.5		53.0
	7.0	28.0	60		52.1		53.4

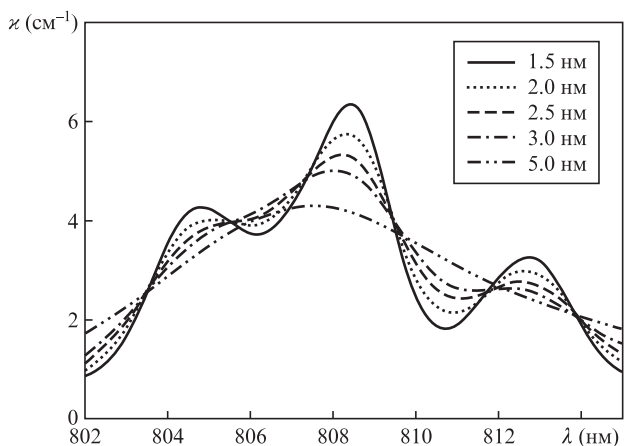


Рис.8. Зависимость эффективного коэффициента поглощения от длины волны излучения накачки при разных ширинах спектра излучения для АЭ YAG:Nd³⁺ с концентрацией активатора 1.0%.

Представим аналогичные результаты для второго комплексного параметра Inv_2 , который определяется диаметром АЭ и эффективным коэффициентом поглощения κ (прямо пропорционален концентрации активатора C_{ae}). Согласно выражению (10), эффективный коэффициент поглощения определяется спектрами поглощения АЭ и излучения источников накачки (а именно центральной длиной волны и шириной спектра излучения). На рис.8 приведена зависимость эффективного коэффициента поглощения от длины волны излучения накачки при различных ширинах спектра излучения для АЭ YAG:Nd³⁺ с концентрацией активатора 1.0% для реального спектра поглощения АЭ. В квантроне предпочтительнее использовать источники излучения с большей шириной спектра. В этом случае характеристики квантрона становятся более стабильными к изменению температуры. Необходимую величину эффективного коэффициента поглощения можно подобрать, изменяя концентрацию активатора в АЭ.

В табл.2 приведены распределения ИН и эффективности поглощения энергии для схемы накачки с семью источниками и отражателем для различных комбинаций D_{ae} и κ , которые дают одинаковое значение параметра Inv_2 . При изменении D_{ae} соответственно изменялось значение D_p , чтобы параметр Inv_1 оставался неизменным. Результаты показывают, что распределение ИН и эффективность поглощения энергии одинаковы для одних и тех

Табл.2. Распределения ИН и эффективности поглощения энергии для различных комбинаций значений D_{ae} и κ .

Inv_2	D_{ae} (мм)	κ (см ⁻¹)	$Inv_1 = 0.5$		$Inv_1 = 2.5$	
			Профиль	η (%)	Профиль	η (%)
1.0	5.0	2.0		82.8		40.6
	7.0	1.4		83.5		40.6
4.0	5.0	8.0		97.2		44.5
	7.0	5.7		97.6		44.3

же значений Inv_2 при прочих произвольных параметрах квантрона. Этот результат наблюдается независимо от набора других начальных параметров. Таким образом, можно сделать вывод, что параметр Inv_2 также является инвариантом параметров квантрона. Как уже упоминалось, для выбора оптимальных значений инвариантов необходимо воспользоваться критерием максимальной эффективности поглощения излучения накачки при заданном распределении ИН. Степень соответствия полученного распределения требуемому характеризуется СКО и максимальными амплитудными выбросами Δ_{max} . Рассмотрим в качестве примера выбор оптимальных значений инвариантов для получения однородного распределения ИН.

На рис.9 приведены функциональные зависимости эффективности поглощения излучения накачки, а также СКО и максимальных амплитудных выбросов для рас-

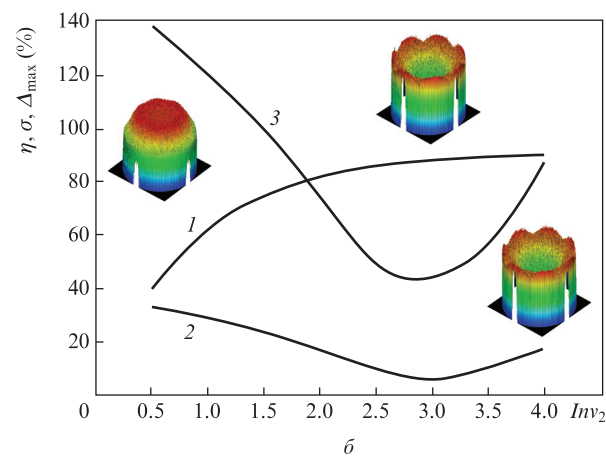
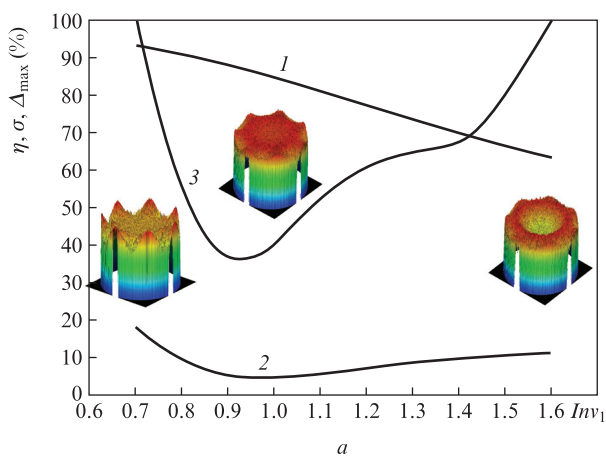


Рис.9. Зависимости эффективности поглощения излучения (1), СКО (2) и максимальных амплитудных выбросов (3) от Inv_1 при $Inv_2 = 3.0$ (а) и от Inv_2 при $Inv_1 = 1.0$ (б). Для наглядности приведены распределения ИН в АЭ для конкретных значений Inv_1 и Inv_2 .

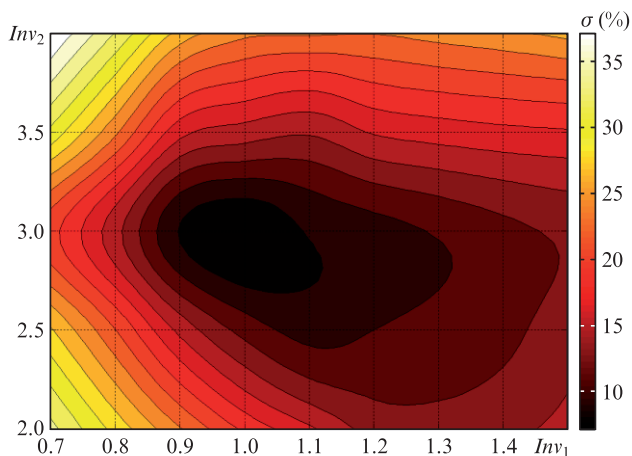


Рис.10. Двухпараметрическая зависимость среднеквадратичного отклонения от Inv_1 и Inv_2 для плоского профиля распределения.

пределения ИН в АЭ. Эффективность накачки монотонно убывает по мере увеличения параметра Inv_1 и уменьшения параметра Inv_2 , тогда как СКО и максимальная амплитуда отдельных выбросов имеют практически совпадающие минимумы. Оптимальное значение инвариантов как раз и находится в области минимума СКО распределения. Подобные результаты получают при любом наборе параметров квантрона. Для получения однородного распределения ИН оптимальные значения Inv_1 и Inv_2 равны соответственно 1.0 и 3.0.

Поиск оптимальных значений инвариантов – задача двухпараметрическая. При любом наборе параметров квантрона для заданного распределения ИН величины среднеквадратичного отклонения и максимальных амплитудных выбросов имеют один глобальный минимум в функциональной зависимости от Inv_1 и Inv_2 . На рис.10 представлена такая двухпараметрическая зависимость СКО для плоского профиля распределения. Характер зависимости позволяет для поиска оптимальных инвариантов использовать одномерные функциональные зависимости, как на рис.9.

Для различных профилей распределений поглощенной энергии существуют свои пары оптимальных значений инвариантов. На рис.11 приведены оптимальные значения инвариантов Inv_1 и Inv_2 для различных параболических профилей поглощенной в АЭ энергии, характеризуемых величиной δ (6).

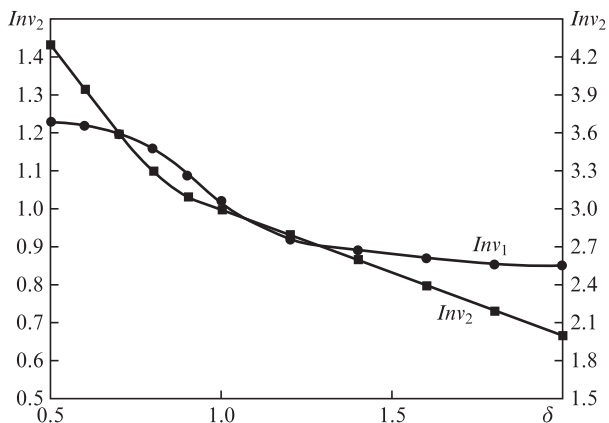


Рис.11. Зависимость от параметра δ оптимальных значений инвариантов для параболических распределений поглощенной в АЭ энергии.

4. Сравнение экспериментальных результатов с результатами теоретических расчетов

4.1. Распределение ИН по сечению активного элемента

Экспериментально распределение ИН можно оценить только косвенно (например, по распределению интенсивности люминесценции по сечению АЭ). Эксперименты проводились с использованием АЭ из кристалла $YAG:Nd^{3+}$ диаметром 6.0 мм с концентрацией активатора 1.1% и трубок (диаметром 19, 23 и 27 мм) с отражающим покрытием на внешней поверхности. По периметру АЭ располагались семь узлов накачки. Расходимость излучения накачки составляла 40° . Измерения проводились в диапазоне длин волн излучения накачки 803.9–808.6 нм при ширине спектра излучения 1.7 нм. Для уменьшения влияния усиленной люминесценции, засветки от рассеяния на матированной образующей АЭ и дифракционных эффектов интенсивность люминесценции измерялась при малых токах накачки, малой длине засветки АЭ и соответственно при малом коэффициенте усиления среды.

В табл.3 представлены измеренные распределения интенсивности люминесценции и рассчитанные распределения ИН в АЭ для различных значений Inv_1 и Inv_2 . Полученные экспериментальные результаты находятся в хорошем согласии с результатами теоретических расчетов,

Табл.3. Распределения по сечению АЭ экспериментально измеренной интенсивности люминесценции (Э) и рассчитанной ИН (Р) для различных Inv_1 и Inv_2 и АЭ диаметром 6.0 мм с концентрацией активатора 1.1%. Для каждого изображения приведена кривизна соответствующего параболического профиля (см. (5)).

Inv_1 (D_{tub1})	$Inv_2 = 0.9$ ($\lambda = 803.9$ нм)	$Inv_2 = 1.2$ ($\lambda = 805.2$ нм)	$Inv_2 = 1.4$ ($\lambda = 807.2$ нм)	$Inv_2 = 1.9$ ($\lambda = 808.6$ нм)
1.1 (19 мм)	-0.323	-0.095	0.062	0.357
	-0.318	-0.103	0.061	0.346
1.3 (23 мм)	-0.227	0.007	0.110	0.408
	-0.220	-0.009	0.108	0.397
1.5 (27 мм)	-0.155	0.079	0.140	0.437
	-0.150	0.084	0.133	0.428

а кроме того, подтверждают правомерность использования предложенных инвариантов при оптимизации параметров квантронов. Результаты экспериментов показали, что изменения длины волны накачки и диаметра отражателя позволяют изменять профиль поперечного распределения ИН в центре АЭ в широких пределах – от минимума до максимума.

Следует отметить, что распределение интенсивности люминесценции не полностью соответствует распределению ИН в АЭ, поскольку оно более сглажено и усреднено в силу того, что экспериментально регистрируется интегральное распределение интенсивности люминесценции с освещаемой длины АЭ. Кроме того, интенсивность люминесценции максимальна на краях, что связано с рассеянием и дифракцией излучения на боковой поверхности АЭ.

4.2. Эффективность поглощения излучения накачки

Вторая рассматриваемая характеристика квантрона – эффективность поглощения излучения накачки – не может быть измерена непосредственно. Ее можно оценить только косвенно через усилительные характеристики квантрона, позволяющие определить величины поглощенной и запасенной энергии.

Измерение усилительных характеристик квантрона в режиме однопроходного усиления проводилось с использованием задающего генератора (ЗГ), основанного на микрочип-лазере YAG: Nd³⁺ (1.064 мкм) с пассивной модуляцией добротности. Выходное излучение ЗГ было одноимодовым и одночастотным; энергия импульса составляла 0.3 мДж, его длительность – 0.7–1.0 нс, диаметр пучка – 0.8 мм. На выходе ЗГ устанавливался телескоп с кратностью 2.5^x. Соответственно диаметр пучка на входе в усилитель составил 2 мм. Усилитель был построен на базе квантрона с поперечной диодной накачкой с использованием АЭ из кристалла YAG: Nd³⁺ диаметром 6.0 мм с концентрацией активатора 1.1%. Параметры исследуемого квантрона были те же, что и в разд.4.1. Энергия накачки усилителя составила 280 мДж.

Коэффициент усиления слабого сигнала измерялся при двух рабочих температурах: оптимальной, при которой наблюдался максимум коэффициента усиления, и при большей на 8 °С температуре. Инварианты параметров квантрона при оптимальной температуре $Inv_1 = 1.0$ и $Inv_2 = 2.4$. Изменение температуры на +8 °С соответствует изменению длины волны накачки примерно на 2 нм. Расчеты показывают, что при этом эффективный коэффициент поглощения излучения накачки в АЭ возрастает с 4.0 до 6.2 см⁻¹, а Inv_2 – с 2.4 до 3.7. В соответствии с общей закономерностью, определенной выше, распределение ИН становится более однородным, плотность поглощенной энергии в центре АЭ уменьшается при росте интегральной величины поглощенной энергии излучения по всему АЭ. Поскольку усиливается пучок проходит через приосевую область АЭ, это приводит к уменьшению коэффициента усиления.

Коэффициент усиления АЭ k в накачиваемой области и средняя плотность запасенной энергии Q_{st} в области АЭ, ограниченной размером усиливаемого пучка, определяются через коэффициент усиления для слабого сигнала G_0 как

$$k = \frac{1}{L_p} \ln G_0 + \beta \frac{L_{ac}}{L_p}, \quad (12)$$

$$Q_{st} = (\ln G_0 + \beta L_{ac}) Q_{sat}, \quad (13)$$

где $L_{ac} = 120$ мм – длина АЭ; $L_p = 10$ мм – длина накачиваемой области АЭ; $\beta_{ac} = 0.008$ см⁻¹ – коэффициент потерь на поглощение в АЭ; $Q_{sat} = 0.58$ Дж/см² – плотность энергии насыщения для YAG: Nd³⁺ [44] (значение выбрано исходя из результатов экспериментов и моделирования процесса лазерной генерации).

В табл.4 приведены измеренные значения коэффициента усиления для слабого сигнала G_0 , а также вычисленные значения коэффициента усиления среды k и плотности запасенной энергии Q_{st} в центре АЭ для двух указанных температур.

Табл.4. Коэффициенты усиления слабого сигнала и среды, плотность запасенной энергии.

Температура	G_0	k (см ⁻¹)	Q_{st} (мДж/см ²)
T_{opt}	1.47	0.48	280.2
$T_{opt} + 8^\circ\text{C}$	1.39	0.42	247.5

В эксперименте диаметр усиливаемого пучка был меньше диаметра АЭ, поэтому усилительные характеристики оценивались по средней плотности запасенной энергии в центральной области АЭ, ограниченной размером пучка. Такая оценка достаточна для сопоставления с результатами теоретических расчетов, т.к. предыдущие измерения показали хорошее соответствие измеренных и рассчитанных распределений ИН. Зная энергию накачки и профиль распределения поглощенной в АЭ энергии, можно оценить среднюю плотность энергии накачки для центральной области АЭ, ограниченной диаметром усиливаемого пучка:

$$\bar{Q}_p = E_p \eta_{abs}^{(c)} / S_b, \quad (14)$$

где S_b – площадь центральной области АЭ, ограниченной диаметром усиливаемого пучка; $\eta_{abs}^{(c)}$ – доля энергии накачки, поглощенной в центральной области АЭ. В расчетах принималось, что $S_b = 0.03$ см², $E_p = 280$ мДж. При оптимальной рабочей температуре $\eta_{abs}^{(c)} = 8.6\%$, а при температурной отстройке на +8 °С $\eta_{abs}^{(c)} = 7.3\%$.

Используя выражения (13) и (14), можно оценить энергию, запасенную в центральной области АЭ:

$$\eta_{st} = Q_{st} / \bar{Q}_p. \quad (15)$$

Предельная эффективность запасаения энергии накачки на верхнем лазерном уровне с учетом конечного времени жизни частиц и квантового дефекта лазерного перехода определяется как

$$\eta_{st}^{(lim)} = \frac{1 - \exp(-\tau_p / \tau_{up})}{\tau_p / \tau_{up}} \frac{\lambda_p}{\lambda_{gen}}, \quad (16)$$

где $\tau_{up} = 230$ мкс – время жизни частиц на верхнем лазерном уровне; $\tau_p = 200$ мкс – длительность импульса накачки; $\lambda_p = 806.5$ нм – длина волны излучения накачки; $\lambda_{gen} = 1064.2$ нм – длина волны генерации. Для указанных значений параметров предельная эффективность запасаения энергии накачки для полного сечения АЭ составила 50.6%.

Используя выражения (15) и (16), можно определить эффективность поглощения излучения накачки в АЭ:

$$\eta_{abs} = \eta_{st} / \eta_{st}^{(lim)}. \quad (17)$$

Табл.5. Экспериментальные и теоретические значения эффективности поглощения излучения накачки.

Температура	Q_p (мДж/см ²)	η_{st} (%)	$\eta_{abs}^{(exp)}$ (%)	$\eta_{abs}^{(th)}$ (%)
T_{opt}	771.6	36.3	71.8	75.8
$T_{opt} + 8^\circ\text{C}$	652.7	37.9	74.9	78.2

В табл.5 приведены величины, вычисленные с помощью (14), (15) и (17). Эффективность поглощения излучения накачки составила 71.8% для оптимальной рабочей температуры и 74.9% при отстройке температуры на +8°C. По результатам теоретического расчета эффективность поглощения равна 75.8% для номинальной рабочей температуры и 78.2% при отстройке температуры на +8°C. Расхождение в результатах эксперимента и расчета не превышает 5%, что говорит об адекватности используемой теоретической модели описания процессов накачки в квантроне.

5. Заключение

Предложенная полная физическая модель процесса поперечной диодной накачки цилиндрических АЭ является эффективным рабочим инструментом для проектирования квантронов. Рассмотрены функциональные возможности формирования различного вида распределений ИН в АЭ, а также определены инварианты, определяющие связь параметров элементов квантрона. Экспериментальные результаты показали хорошее согласие с результатами теоретического расчета как по эффективности поглощения излучения накачки, так и по реализуемым распределениям ИН. В настоящей работе не затронуты вопросы, связанные с формированием в АЭ термооптических фазовых неоднородностей, что является предметом дальнейших исследований.

В заключение авторы считают своим долгом высказать благодарность А.В.Шестакову за помощь при проведении работ.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (гранты №12-02-01116 и 13-02-00667).

- Koehler W. Solid-state Laser Engineering (Berlin: Springer, 1999).
- Гречин С.Г., Николаев П.П. *Квантовая электроника*, **39**, 1 (2009).
- Brioschi F., Nava E., Reali G.C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, 1070 (1992).
- Shao J., Yang X., Geng A., Chen M. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **7276**, 4 (2009).
- Kojima T., Yasui K. *Appl. Opt.*, **36**, 4981 (1997).
- Konno S., Yasui K. *Appl. Opt.*, **37**, 551 (1998).
- Konno S., Kojima T., Fujikawa Sh., Yasui K. *Opt. Lett.*, **25**, 105 (2000).
- Walker D.R., Flood C.J., van Driel H.M., Grenier U.J., Klingenberg H.H. *Opt. Lett.*, **19**, 1055 (1994).
- Greiner U.J., Klingenberg H.H., Walker D.R., Flood C.J., van Driel H.M. *Appl. Phys. B*, **58**, 393 (1994).
- Yang X., Bo Y., Peng Q., Cui Q., Geng A., Cui D., Xu Z. *Chin. Opt. Lett.*, **5**, 226 (2007).
- Qian-Jin C., Qin-Jun P., Hong-Bo Zh., Xiao-Dong Y., Yong B., Xin-Jun G., Yong Zh., Yuan-Fu L., Da-Fu C., Zu-Yan X. *Chin. Phys. Lett.*, **25**, 3991 (2008).
- Moon H.-J., Yi J., Han J., Cha B., Lee J. *Appl. Opt.*, **38**, 1772 (1999).
- Sundar R., Ranganathan K., Nath A.K. *Opt. Laser Technol.*, **39**, 1426 (2007).
- Lee S., Yun M., Kim H.S., Cha B.H., Suk S. *Appl. Opt.*, **41**, 1082 (2002).
- Yi J., Moon H.-J., Lee J. *Appl. Opt.*, **43**, 3732 (2004).
- Hanson F., Haddock D. *Appl. Opt.*, **27**, 80 (1988).
- Marshall L.R., Kaz A., Burnham R.L. *Opt. Lett.*, **17**, 186 (1992).
- Ajer H., Landr S., Rustad G., Stenersen K. *Opt. Lett.*, **17**, 1785 (1992).
- Sutton S.B., Albrecht G.F. *Appl. Opt.*, **35**, 5937 (1996).
- Xie W., Tam S.-Ch., Lam Y.-L., Liu J., Yang H., Gu J., Tan W. *Appl. Opt.*, **39**, 5482 (2000).
- Sovizi M., Massudi R. *Opt. Commun.*, **275**, 206 (2007).
- Jackson S.D., Piper J.A. *Appl. Opt.*, **33**, 2273 (1994).
- Brand T. *Opt. Lett.*, **20**, 1776 (1995).
- Jackson S.D., Piper J.A. *Appl. Opt.*, **35**, 2562 (1996).
- Du K., Zhang J., Quade M., Liao Y., Falter S., Baumann M., Loosen P., Poprawe R. *Appl. Opt.*, **37**, 2361 (1998).
- Takada A., Akiyama Y., Takase T., Yoshida Sh., Yuasa H. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **3889**, 216 (1999).
- Fujikawa S., Furuta K., Yasui K. *Opt. Lett.*, **26**, 602 (2001).
- Pavel N., Hirano Y., Yamamoto S., Koyata Y., Tajime T. *Appl. Opt.*, **39**, 986 (2000).
- Lee S., Choi D.W., Cha B.H. *J. Kor. Phys. Soc.*, **49**, 430 (2006).
- Liang D., Pereira R. *Opt. Commun.*, **275**, 104 (2007).
- Lee S., Kim S.K., Yun M., Kim H.S., Cha B.H., Moon H.-J. *Appl. Opt.*, **41**, 1089 (2002).
- Sabaghzadeh J., Rahimzadeh F., Mashayekhe I. *Opt. Laser Technol.*, **40**, 748 (2008).
- Wang Y., Kan H. *Opt. Commun.*, **226**, 303 (2003).
- Wang Y., Kan H. *Opt. Lasers Eng.*, **45**, 93 (2007).
- Kasinski J.J., Hughes W., DiBiase D., Bournes P., Burnham R. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, 977 (1992).
- Golla D., Knoke S., Schoene W., Ernst G., Bode M., Tunnermann A., Welling H. *Opt. Lett.*, **20**, 1148 (1995).
- Golla D., Knoke S., Schoene W., Bode M., Tunnermann A., Welling H. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2700**, 314 (1996).
- Golla D., Knoke S., Schoene W., Ernst G., Tuennermann A., Welling H. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **2379**, 120 (1995).
- Meng J., Chen W., Hou X., Hu Q. *Chin. Opt. Lett.*, **1**, 538 (2003).
- Wang H., Huang W., Zhou Z., Cao H. *Chin. Opt. Lett.*, **1**, 541 (2003).
- Sun Z., Li R., Bi Y., Yang X., Bo Y., Zhang Y., Wang G., Zhao W., Zhang H., Hou W., Cui D., Xu Z. *Opt. Commun.*, **241**, 167 (2004).
- Борн М., Вольф Э. *Основы оптики* (М.: Наука, 1973).
- Микаэлян А.Л., Тер-Микаэлян М.Л., Турков Ю.Г. *Оптические генераторы на твердом теле* (М.: Советское радио, 1967).
- Каминский А.А. *Лазерные кристаллы* (М.: Наука, 1975).