

Исследование эффективности непрерывной одномодовой генерации YLF:Nd³⁺-лазера с продольной накачкой

А.Ю.Абазадзе

Проведено теоретическое и экспериментальное исследование влияния ап-конверсии на эффективности непрерывной генерации основной TEM₀₀-моды в YLF:Nd³⁺-лазере с продольной накачкой излучением лазерных диодов. Показано, что ап-конверсия не является причиной зависимости мощности одномодовой генерации YLF:Nd³⁺-лазера от коэффициента отражения выходного зеркала при постоянной мощности накачки.

Ключевые слова: лазерные диоды, одномодовый гауссов пучок, ап-конверсия, непрерывный одномодовый YLF:Nd³⁺-лазер, продольная накачка, вырожденный резонатор.

1. Введение

Использование в твердотельных лазерах продольной схемы накачки активного элемента (АЭ) излучением лазерных диодов (ЛД) позволяет эффективно реализовать непрерывную генерацию одномодовых пучков с высокой мощностью и малой расходимостью, соответствующей дифракционному пределу с $M^2 \approx 1$ [1]. При этом благодаря ряду свойств – высокому коэффициенту поглощения на длине волны 0.8 мкм, эффективной четырехуровневой схеме генерации на длине волны 1 мкм, оптическому качеству и механической прочности – наиболее часто в качестве АЭ выбираются кристаллы YAG:Nd³⁺, YLF:Nd³⁺, YVO₄:Nd³⁺, активированные ионами неодима. Возможность расширения областей применения данного типа лазеров, особенно в технологических целях, требует последовательного увеличения мощности генерируемого непрерывного одномодового излучения. Для решения этой задачи наиболее перспективным является использование именно кристалла фторида иттрия-лития в сочетании с источниками непрерывного излучения накачки мощностью до нескольких десятков ватт, поскольку, во-первых, YLF:Nd³⁺ – одноосный кристалл с естественным двулучепреломлением и, во-вторых, для волны с $\lambda = 1.053$ мкм влияние на качество пучка термооптических искажений, возникающих под действием мощного излучения ЛД, в кристалле YLF:Nd³⁺ существенно меньше, чем при аналогичных условиях в кристаллах алюмоиттриевого граната и ванадата иттрия [2]. Однако, как было показано в ряде работ, в кристалле YLF:Nd³⁺ с ростом плотности мощности излучения накачки существенно снижаются время жизни верхнего лазерного уровня и эффективность накопления энергии [3]. Причиной такого эффекта является процесс ап-конверсии, заключающийся во взаимодействии двух соседних ионов Nd³⁺, находя-

щихся на метастабильном уровне ⁴F_{3/2}, в результате которого происходит обмен энергией между этими ионами. При этом один из ионов переходит на один из нижних уровней – ⁴I_{9/2}, ⁴I_{11/2}, ⁴I_{13/2} и ⁴I_{15/2}, а второй – на более высокий энергетический уровень, распад которого, в свою очередь, является причиной люминесценции в видимой области спектра, наблюдаемой в кристалле YLF:Nd³⁺ под действием сфокусированного излучения накачки [4]. Скорость процесса ап-конверсии пропорциональна квадрату плотности инверсной населенности, и поэтому его отрицательное влияние на параметры лазера в обоих основных режимах – модулированной добротности резонатора и непрерывной генерации – быстро возрастает с увеличением плотности мощности излучения накачки [5].

Важным следствием ап-конверсии, кроме ускоренного распада населенности верхнего лазерного уровня ⁴F_{3/2}, является выделение дополнительного количества тепла за счет увеличения числа безызлучательных переходов, реализующихся в соответствии с описанной выше схемой. В работе [4] проведено подробное исследование динамики ап-конверсии в кристаллах YLF:Nd³⁺ и YAG:Nd³⁺, а также ее влияния на населенности верхнего лазерного уровня, на количества выделяемого тепла и параметры термооптической линзы АЭ в условиях существования и отсутствия лазерной генерации. В частности, было показано, что многофононная релаксация, сопровождающая каждый из ап-конверсионных переходов в отсутствие лазерного излучения, приводит к существенно большему выделению тепла в АЭ по сравнению с тепловыделением в условиях стационарной генерации [4]. Влияние ап-конверсии на эффективность непрерывной одномодовой генерации лазеров на кристаллах YAG:Nd³⁺ и YVO₄:Nd³⁺ с продольной накачкой излучением ЛД теоретически и экспериментально исследовано в работе [6]. Для расчетов была использована модель скоростных уравнений, записанных с учетом неоднородного пространственного распределения излучения накачки и основной TEM₀₀-моды резонатора [7]. Соответствие результатов вычислений и экспериментов свидетельствует о допустимости выбранной модели расчета. Однако использованная в [6], как и в некоторых других работах

А.Ю.Абазадзе, АО «НИИ "Полнос" им. М.Ф.Стельмаха», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3, корп. 1; e-mail: bereg@niipolyus.ru

Поступила в редакцию 18 декабря 2023 г., после доработки – 22 марта 2024 г.

(см., напр., [8, 9]), аппроксимация пучка накачки гауссовым пучком с постоянным радиусом не позволяла исследовать влияние ап-конверсии на параметры лазера в условиях различной фокусировки. Авторами [10] было показано, что в лазерах с продольной схемой накачки АЭ излучением ЛД существует оптимальная фокусировка, при которой мощность генерации имеет максимальное значение. Однако, поскольку на момент выполнения работы [10] используемые в экспериментах ЛД имели относительно низкую мощность излучения, расчеты порога и дифференциальной эффективности проводились без учета ап-конверсии. С ростом мощности излучения ЛД, применяемых в качестве источника накачки, в частности, в непрерывных YLF: Nd³⁺-лазерах, появилась необходимость учитывать влияние ап-конверсии при рассмотрении процессов в АЭ. Этим объясняется актуальность выбора схемы накачки и элементов резонатора, позволяющих увеличивать мощность одномодовой генерации YLF: Nd³⁺-лазера, с учетом возможного влияния ап-конверсии.

В настоящей работе проведено теоретическое и экспериментальное исследование эффективности непрерывной генерации основной TEM₀₀-моды в YLF: Nd³⁺-лазере при вариации параметров его элементов. Для проведения расчетов была выбрана математическая модель, примененная ранее в работе [6], учитывающая процесс ап-конверсии, но записанная с учетом изменения диаметра гауссова пучка накачки вдоль длины АЭ. При этом параметры элементов одномодового непрерывного YLF: Nd³⁺-лазера, использованные в ходе вычислений и экспериментов, соответствовали друг другу. Это позволило оценить правильность описания процессов в резонаторе лазера путем сравнения результатов расчетов и измерений. Целью работы было исследование влияния ап-конверсии на эффективность одномодовой генерации YLF: Nd³⁺-лазера с продольной накачкой непрерывным излучением ЛД. В результате проведенных расчетов и измерений, в частности, было показано, что ап-конверсия не является причиной, отмеченной авторами [6], зависимости мощности одномодовой генерации YLF: Nd³⁺-лазера от коэффициента отражения выходного зеркала при постоянной мощности накачки.

2. Стационарная одномодовая генерация в лазере с продольной накачкой. Основные уравнения с учетом ап-конверсии

Для расчета основных параметров – мощности и порога генерации – воспользуемся следующей математической моделью одномодового лазера с продольной накачкой. Излучение ЛД распространяется вдоль оси z цилиндрического АЭ и фокусируется в некоторой области, диаметр которой много меньше диаметра АЭ, на расстоянии z_0 от входной плоскости. Пространственное распределение излучения накачки в АЭ описывается гауссовой функцией. Однако, поскольку излучение ЛД по «быстрой» оси является одномодовым, а по «медленной» оси – многомодовым, изменение диаметра пучка накачки с расстоянием имеет сложный характер. Измерения типичного профиля пучка накачки показали, что он соответствует гауссову пучку, диаметр которого (по уровню e^{-1} интенсивности) изменяется с расстоянием от перетяжки в соответствии с выражением

$$w_p^2(z) = w_{p0}^2 \left[1 + \left(M^2 \frac{\lambda_p (z - z_0)}{\pi w_{p0}^2} \right)^2 \right], \quad (1)$$

где w_{p0} – радиус перетяжки пучка накачки (по уровню e^{-1} интенсивности) [см]; λ_p – длина волны излучения накачки [см]; $(z - z_0)$ – расстояние до перетяжки [см]; M^2 – параметр, характеризующий качество пучка.

Таким образом, интенсивность накачки изменяется с расстоянием за счет поглощения в АЭ и вариации площади поперечного сечения пучка:

$$r_p(x, y, z) \sim \exp\left(-\alpha_{\text{abs}} z - \frac{x^2 + y^2}{w_p^2(z)}\right), \quad (2)$$

$$\int_{\text{active}} r_p(x, y, z) dV = 1, \quad (3)$$

где α_{abs} – коэффициент поглощения излучения [см⁻¹]; x и y – координаты в плоскости, ортогональной оси цилиндрического АЭ.

Для нахождения нормировочного множителя разобьем АЭ вдоль оси z на конечное число N малых областей длиной Δz . Тогда нормированная функция распределения излучения накачки в АЭ принимает вид

$$r_p(x, y, z) = \alpha_{\text{abs}} \exp\left(-\alpha_{\text{abs}} z - \frac{x^2 + y^2}{w_p^2(z)}\right) \times \left\{ \left[1 - \exp(-\alpha_{\text{abs}} \Delta z) \right] \sum_{i=0}^{N-1} \pi w_p^2(z_i) \exp(-\alpha_{\text{abs}} z_i) \right\}^{-1}, \quad (4)$$

где z_i – расстояние от входной плоскости до i -го элемента [см].

Пространственное распределение фотонов лазерного излучения, соответствующее основной TEM₀₀-моды резонатора, описывается гауссовой функцией, параметры которой в области активного элемента будем считать постоянными:

$$S(x, y, z, P_{\text{pump}}) = S(P_{\text{pump}}) s_0(x, y, z), \quad (5)$$

$$s_0(x, y, z) = \frac{1}{\pi w_s^2 L_r} \exp\left(-\frac{2(x^2 + y^2)}{w_s^2}\right), \quad (6)$$

$$\int_{\text{active}} s_0(x, y, z) dV = 1, \quad (7)$$

где $s_0(x, y, z)$ – нормированная на объем резонатора функция пространственного распределения фотонов в основной моде [см⁻³]; w_s – радиус пучка основной моды (по уровню e^{-2}) в области АЭ [см]; $S(P_{\text{pump}})$ – равновесное число фотонов в основной моде, соответствующее уровню мощности накачки; P_{pump} – мощность непрерывной накачки [Вт]; L_r – длина резонатора [см].

Воспользовавшись общим видом балансных уравнений для одномодового лазера, записанных с учетом процесса ап-конверсии (см. напр., [6]), найдем соотношения между основными параметрами и генерационными характеристиками лазера:

$$\int_{\text{active}} 4R_p^{\text{th}} r_p(x, y, z) \tau_f \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w_0^2}\right) \times$$

$$\times [1 + \sqrt{1 + 4R_p^{\text{th}} r_p(x, y, z) \gamma \tau_f^2}]^{-1} dx dy dz = \delta_{\text{in}} \frac{\pi w_s^2}{\sigma}, \quad (8)$$

$$F(x, y, z, P_{\text{pump}}) = c \sigma \tau_f s_0(x, y, z) S(P_{\text{pump}}), \quad (9)$$

$$\int_{\text{active}} 4R_p r_p(x, y, z) \tau_f \exp\left(-\frac{x^2 + y^2}{w_s^2}\right) \left\{ [1 + F(x, y, z, P_{\text{pump}})] + \sqrt{[1 + F(x, y, z, P_{\text{pump}})]^2 + 4R_p r_p(x, y, z) \gamma \tau_f^2} \right\}^{-1} dx dy dz = \delta_{\text{in}} \frac{\pi w_s^2}{\sigma}, \quad (10)$$

$$P_{\text{abs}} = R_p h \nu_p, \quad (11)$$

$$P_{\text{pump}}^{\text{th}} = \frac{R_p^{\text{th}} h \nu_p}{\eta_{\text{abs}}}, \quad (12)$$

$$P_{\text{out}}(P_{\text{pump}}) = S(P_{\text{pump}}) h \nu_s T \frac{c}{2L_r}, \quad (13)$$

где R_p – скорость накачки [с^{-1}]; P_{abs} – поглощенная мощность накачки в АЭ [Вт]; $h \nu_p$ – энергия фотона накачки [Дж]; R_p^{th} – пороговая скорость накачки; P_{pump} – мощность излучения накачки [Вт]; $P_{\text{pump}}^{\text{th}}$ – пороговая мощность накачки [Вт]; τ_f – время жизни верхнего лазерного уровня [с]; σ – площадь сечения вынужденного перехода [см^2]; c – скорость света [см/с]; δ_{in} – полные потери излучения за обход резонатора, складываются из полезных потерь на выходном зеркале ($T = \ln(1/R_1)$, R_1 – коэффициент отражения выходного зеркала) и потерь в остальных элементах резонатора; γ – скорость процесса ап-конверсии [$\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$]; $P_{\text{out}}(t)$ – мощность излучения лазера [Вт]; $h \nu_s$ – энергия фотона лазерного излучения; η_{abs} – эффективность поглощения излучения накачки в АЭ.

Таким образом, выражения (8)–(13) будут основными уравнениями используемой в расчетах математической модели непрерывного одномодового лазера с продольной накачкой. При вычислении интегралов в (8) и (10) применим упоминавшееся выше разбиение АЭ на элементарные области Δz , в каждой из которых значение $w_p(z_i)$ полагается постоянным. Для нахождения решения этих уравнений использовался метод последовательных итераций. В первом приближении значения $S(P_{\text{pump}})$ и R_p^{th} вычислялись для случая, когда $\gamma = 0$, т. е. ап-конверсия отсутствует. В частности, $S(P_{\text{pump}})$ в первом приближении вычислялось из выражения, полученного при линеаризации уравнения (1.10) из работы [6], записанного без учета ап-конверсии:

$$S(P_{\text{pump}}) = \frac{1}{T + \delta_{\text{in}}} \frac{2L_r}{c} \eta_{\text{abs}} \eta_{\text{overlap}} \frac{P_{\text{pump}} - P_{\text{pump}}^{\text{th}}}{h \nu_p}, \quad (14)$$

$$\eta_{\text{overlap}} = \left[\int_{\text{active}} s_0(x, y, z) r_p(x, y, z) dV \right]^2 \times \left[\int_{\text{active}} s_0^2(x, y, z) r_p(x, y, z) dV \right]^{-1}, \quad (15)$$

где η_{overlap} – эффективность пространственного согласования пучков накачки и основной моды резонатора.

Численное интегрирование уравнений (8) и (10) с обновленными значениями $S(P_{\text{pump}})$ и R_p^{th} проводилось последовательно до тех пор, пока относительная разность правых и левых частей в уравнениях не превышала 5×10^{-4} . Значения $S(P_{\text{pump}})$ и R_p^{th} , при которых это условие выполнялось, являлись искомыми решениями (8) и (10). Тогда пороговая мощность накачки и мощность непрерывной генерации в стационарных условиях вычислялись из соотношений (12), (13) с использованием найденных решений (8) и (10).

Необходимо отметить, что из соотношений (13), (14) можно получить известные выражения для линейной зависимости выходной мощности от мощности накачки и дифференциальной эффективности (slope efficiency), которые характеризуют эффективность использования излучения накачки для генерации одномодового излучения [10]:

$$P_{\text{out}}(P_{\text{pump}}) = \frac{T}{T + \delta_{\text{in}}} \frac{\nu_s}{\nu_p} \eta_{\text{abs}} \eta_{\text{overlap}} (P_{\text{pump}} - P_{\text{pump}}^{\text{th}}), \quad (16)$$

$$P_{\text{out}}(P_{\text{pump}}) = \eta_{\text{slope}} (P_{\text{pump}} - P_{\text{pump}}^{\text{th}}), \quad (17)$$

где η_{slope} – дифференциальная эффективность генерации.

3. Экспериментальное исследование и сравнение с результатами расчетов

В ходе экспериментов исследовался непрерывный одномодовый YLF: Nd³⁺-лазер с продольной накачкой излучением лазерных диодов и плоско-сферической схемой резонатора. Резонатор был образован плоским выходным зеркалом с коэффициентом отражения R_1 и «глухим» сферическим зеркалом с радиусом кривизны $r_2 = 200$ мм. Геометрическая длина резонатора составляла 53 мм; радиус пучка основной моды в области АЭ $w_s = 0.185$ мм. Излучение ЛД вводилось в АЭ через сферическое зеркало; нанесенное на его плоскую и вогнутую поверхности диэлектрическое покрытие обеспечивало коэффициент пропускания более 98% на длине волны 800 нм. Фокусировка излучения накачки осуществлялась объективом с фокусным расстоянием 70 мм в пучок со сложным профилем, который может быть аппроксимирован гауссовым пучком с $w_{p0} = 0.05$ мм и $M^2 = 8$ (см. (4)). Цилиндрический АЭ – кристалл YLF: Nd³⁺ (*a*-cut, $C_{\text{Nd}} = 1.2$ ат. %) диаметром 5 мм и длиной 10 или 15 мм – устанавливался вплотную к глухому сферическому зеркалу. Для отвода тепла он был закреплен через индиевую фольгу в медном фланце на электрическом микроохладителе, поддерживавшем постоянный уровень температуры 30 °С. Стеклопанельная плоскопараллельная пластина толщиной 2 мм располагалась под углом Брюстера в горизонтальной плоскости, что обеспечивало (при согласовании с ориентацией АЭ) генерацию кристаллом YLF: Nd³⁺ излучения с σ -поляризацией на длине волны 1.053 мкм. Излучения двух ЛД в диапазоне длин волн 802–805 нм с номинальной мощностью 4 Вт в каждом сводились в единый пучок таким образом, что он состоял из двух ортогонально-поляризованных компонент, направления которых совпадали с *a*- и *c*-осями кристалла YLF: Nd³⁺. При этом средний коэффициент поглощения составлял ~ 2 см⁻¹, что обеспечивало (с учетом низкой механической прочности кристаллов YLF: Nd³⁺) плотность мощ-

ности накачки в АЭ ниже разрушающего уровня. Использование более коротковолновых ЛД, излучение которых соответствовало более сильной полосе поглощения ионами неодима в кристалле YLF:Nd³⁺, приводило к разрушению АЭ при мощности пучка менее 3 Вт. Соотношение радиусов пучков TEM₀₀-моды и накачки $w_s/(\sqrt{2}w_{p0}) \approx 2.5$ обеспечивало генерацию только основной поперечной моды при стабильности пространственных параметров пучка во всем диапазоне изменения мощности накачки. Для реализации условий оптимального согласования излучения ЛД и моды резонатора, обеспечивающих максимальную эффективность в режиме свободной генерации [10], в проводимом эксперименте предусматривалась возможность вариации расстояния между передним торцом АЭ и плоскостью перетяжки гауссова пучка накачки. Кроме того, перемещение плоскости перетяжки пучка накачки от оптимального расположения в сторону выходного торца АЭ позволяло выравнивать плотности инверсной населенности вдоль оси кристалла, уменьшая ее средний уровень.

Во всей серии экспериментов измерялась зависимость мощности одномодовой непрерывной генерации YLF:Nd³⁺-лазера от мощности накачки при различных значениях нескольких параметров схемы – коэффициента отражения выходного зеркала, длины АЭ и расстояния между входной плоскостью АЭ и плоскостью перетяжки w_{p0} пучка накачки. В качестве примера на рис. 1 и 2 представлены имеющие вид линейных функций результаты измерения и вычисления мощности излучения YLF:Nd³⁺-лазера, проведенных при минимальных и максимальных

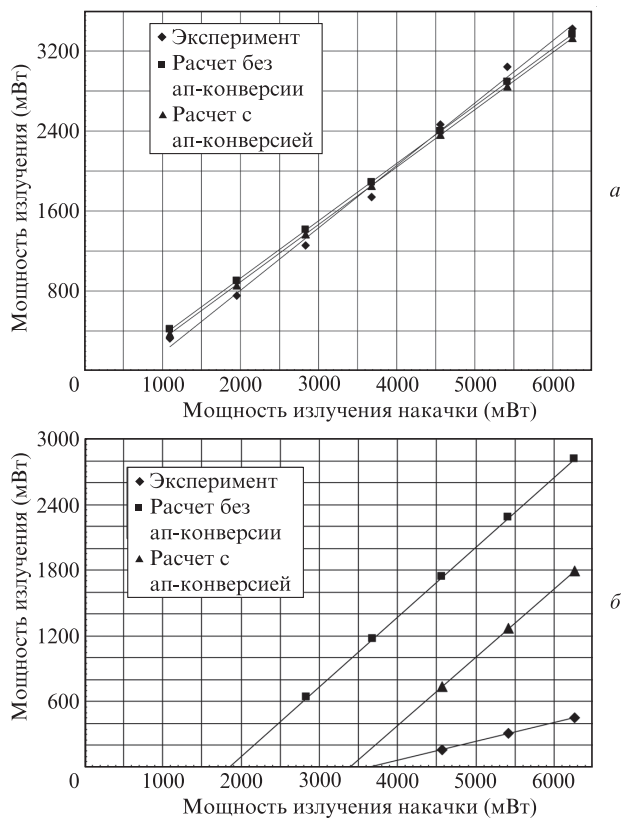


Рис.1. Зависимости мощности излучения YLF:Nd³⁺-лазера от мощности накачки, полученные в эксперименте и при расчетах для АЭ длиной 1 см при коэффициенте отражения $R_1 = 82\%$ (а) и 33% (б). Потери за обход резонатора 0.03, коэффициент поглощения 2 см^{-1} ; фокусировка накачки оптимальная – 0.5 см в АЭ.

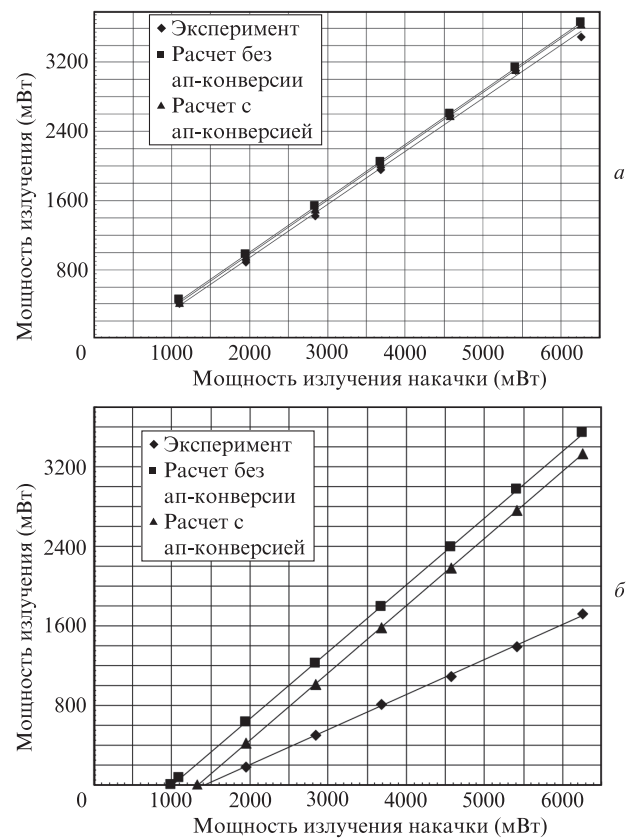


Рис.2. Зависимости мощности излучения YLF:Nd³⁺-лазера от мощности накачки, полученные в эксперименте и при расчетах для АЭ длиной 1.5 см при $R_1 = 82\%$ (а) и 55% (б). Потери за обход резонатора 0.03, коэффициент поглощения 2 см^{-1} ; фокусировка накачки оптимальная – 0.5 см в АЭ.

коэффициентах отражения выходного зеркала при оптимальной фокусировке излучения накачки в АЭ длиной 10 и 15 мм соответственно. В остальных случаях, при других значениях варьируемых параметров, соответствующие характеристики были также линейны. Поэтому для описания одномодовой генерации YLF:Nd³⁺-лазера достаточно использовать две характеристики – пороговую мощность накачки и дифференциальную эффективность генерации. На рис.3–6 представлены зависимости этих характеристик от коэффициента отражения выходного зеркала, построенные по результатам обработки соответствующих данных. Из рис.3, 4 видно, что рассчитанные с учетом ап-конверсии значения пороговой мощности накачки с хорошей точностью соответствуют экспериментальным во всем диапазоне изменения полезных потерь, тогда как рассчитанные без учета ап-конверсии значения ожидаемо меньше, чем в эксперименте; причем с ростом потерь на выходном зеркале эта разница монотонно увеличивается. Кроме того, перемещение плоскости перетяжки в глубь АЭ от оптимального положения, как в эксперименте, так и в расчетах с учетом ап-конверсии, не приводит к увеличению порогов генерации, поскольку уменьшение влияния этого фактора компенсируется уменьшением эффективности согласования пучков накачки и основной моды. Для дифференциальной эффективности генерации (рис.5 и 6) картина выглядит сложнее. Из сравнения графиков на рис.1 и 2 следует, что при выходных зеркалах с максимальным коэффициентом отражения экспериментальные и рассчитанные (с учетом и без учета ап-конверсии) значения мощности генерации

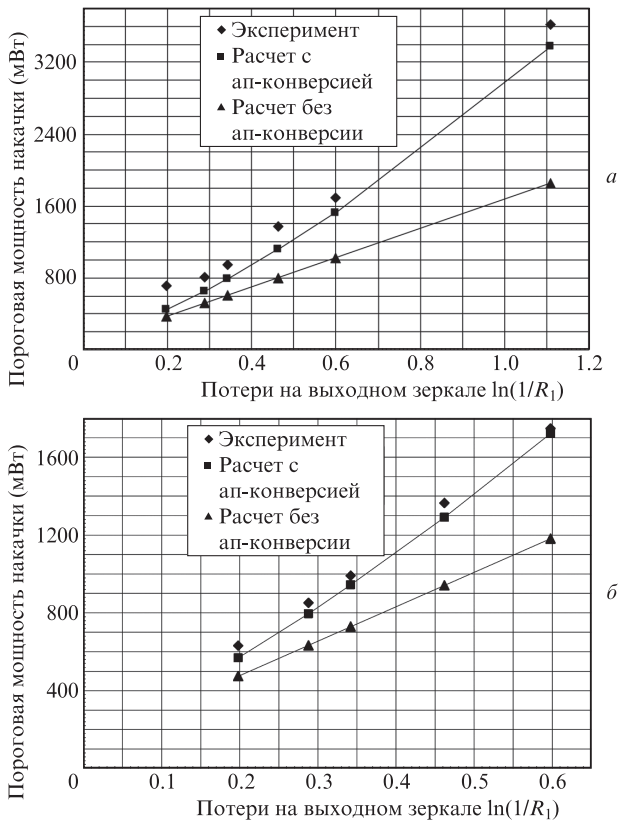


Рис.3. Экспериментальная и расчетные зависимости пороговой мощности накачки от потерь на выходном зеркале непрерывного YLF: Nd³⁺-лазера с АЭ длиной 1 см:

а – фокусировка оптимальная – 0.5 см в АЭ, потери за обход резонатора 0.03; б – фокусировка неоптимальная – 1 см в АЭ, потери за обход резонатора 0.07.

близки – характеристики при одинаковом наклоне отличаются только порогом генерации. С ростом же потерь на выходном зеркале зависимости, полученные в ходе расчетов, остаются параллельными между собой, а наклон кривых, построенных по результатам экспериментов, монотонно уменьшается.

Таким образом, во всей серии экспериментов, вне зависимости от способа фокусировки излучения ЛД в АЭ и внутрирезонаторных потерь, при уменьшении коэффициента отражения выходного зеркала дифференциальная эффективность непрерывной одномодовой генерации уменьшалась. Рассчитанные же значения дифференциальной эффективности, оставаясь постоянными, с хорошей точностью совпадали с вычисленными по приближенной формуле (16). Вследствие такого поведения характеристик относительная разность между рассчитанными P_{calc} и измеренными P_{exp} при определенной мощности накачки значениями мощности генерации YLF: Nd³⁺-лазера, $(P_{calc} - P_{exp})/P_{calc}$, монотонно увеличивалась с ростом потерь на выходном зеркале (рис.7) независимо от способа фокусировки накачки и внутрирезонаторных потерь. Данные результаты свидетельствуют о снижении эффективности одномодовой генерации при увеличении потерь на выходном зеркале. Ап-конверсия увеличивает скорость распада инверсной населенности только в отсутствие излучения основной моды в резонаторе, что немного увеличивает порог генерации. После же достижения порога генерации скорость распада инверсной на-

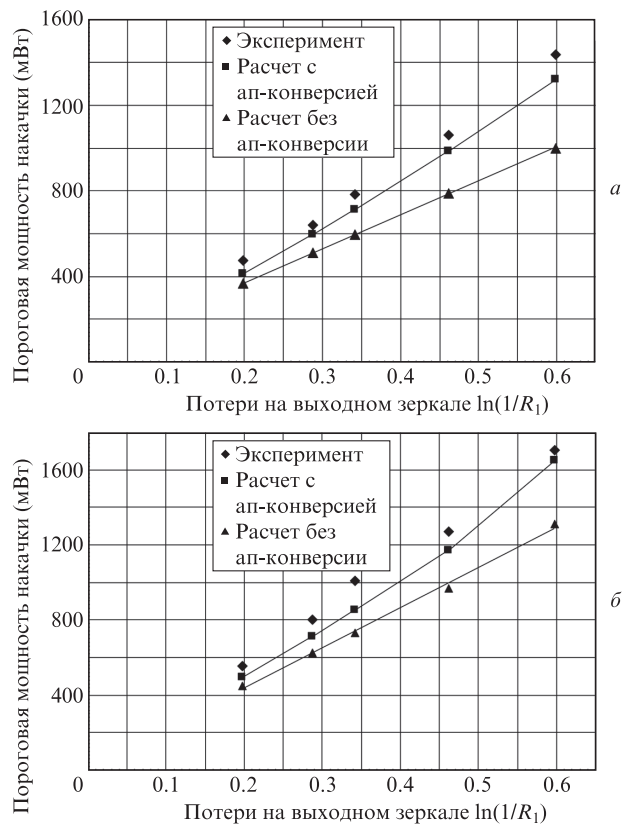


Рис.4. Экспериментальная и расчетные зависимости пороговой мощности накачки от потерь на выходном зеркале непрерывного YLF: Nd³⁺-лазера с АЭ длиной 1.5 см:

а – фокусировка оптимальная – 0.5 см в АЭ, потери за обход резонатора 0.03; б – фокусировка неоптимальная – 1.6 см в АЭ, потери за обход резонатора 0.03.

селенности за счет вынужденного излучения значительно превышает скорость ап-конверсии (см. (1) в [6]), и влияние последней на мощность одномодовой генерации оказывается пренебрежимо малым. Следовательно, несоответствие между экспериментальными и расчетными значениями дифференциальной эффективности явилось следствием не ап-конверсии, а процесса, не учтенного в системе балансных уравнений и соотношении (10). Полученные в работе [6] результаты вычислений мощности непрерывной одномодовой генерации при фиксированной мощности накачки находились в хорошем согласии с экспериментальными значениями в более широком диапазоне изменения коэффициента отражения выходного зеркала – от 98% до 50%, чем в нашем случае. Однако в [6] соотношение радиусов пучков накачки и основной моды $w_s/(\sqrt{2}w_{p0}) \approx 1.25$, т.е. в два раза меньше, чем в нашем эксперименте. Это может иметь существенное значение, поскольку конфигурация использованного в настоящих экспериментах плоско-сферического резонатора была близка к точке вырождения, в которой выполняется условие

$$\arccos \sqrt{g_1 g_2} = \pi \frac{m}{n} \tag{18}$$

(где m, n – натуральные числа, $g_{1,2} = 1 - L/r_{1,2}$, $r_{1,2}$ – кривизна выходного и сферического зеркал резонатора) с $m = 1$ и $n = 6$. Действительно, как было показано авторами [11, 12], при увеличении концентрации излучения на-

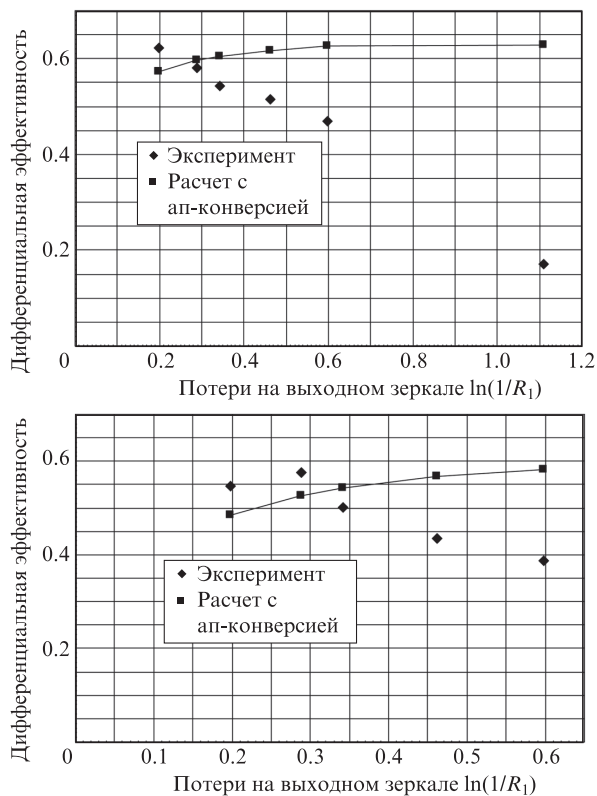


Рис.5. Зависимости дифференциальной эффективности генерации от коэффициента полезных потерь непрерывного YLF: Nd³⁺-лазера с АЭ длиной 1 см: а – фокусировка оптимальная – 0.5 см в АЭ, потери за обход резонатора 0.03; б – фокусировка неоптимальная – 1 см в АЭ, потери за обход резонатора 0.07.

качки вблизи оси резонатора с $g_{1,2}$, удовлетворяющими (18), возможно существенное отклонение формы основной моды от гауссовой. Эти отклонения были особенно значительными в окрестностях точек, соответствующих парам чисел $m = 1, n = 3$ и $m = 4, n = 6$ в (18), причем размер этих окрестностей $\Delta g_{1,2}$ расширялся с увеличением ненасыщенного коэффициента усиления.

Кроме того, при выполнении условий (18) и определенном распределении излучения накачки относительно оси плоско-сферического резонатора создаются условия для генерации внеосевых пучков, названных авторами [13] геометрическими модами, а не основной эрмит-гауссовой TEM₀₀-моды. При использовании оптимальных выходных зеркал с $R_1 = 75\% - 83\%$ пространственное распределение излучения соответствовало эрмит-гауссовой TEM₀₀-моды с достаточно хорошей точностью, что подтверждается измерениями диаметра и расходимости лазерного пучка. При этом результаты расчетов согласованы с экспериментом во всем диапазоне изменения мощности накачки. С уменьшением коэффициента отражения выходного зеркала, как известно, увеличиваются стационарные значения плотности инверсной населенности и коэффициента усиления в АЭ, а количество фотонов в гауссовой TEM₀₀-моды уменьшается. В условиях наших экспериментов, когда конфигурация резонатора была близка к вырожденной при $m = 1$ и $n = 6$ в (18), эти факторы, согласно результатам [12], создавали условия для расширения областей $\Delta g_{1,2}$, в которых отклонение основной моды от гауссовой формы могло явиться причиной суще-

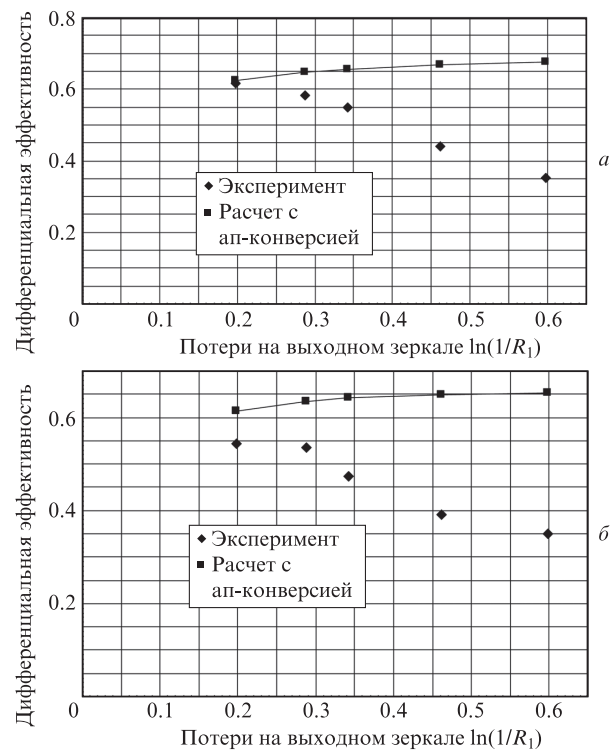


Рис.6. Зависимости дифференциальной эффективности генерации от коэффициента полезных потерь непрерывного YLF: Nd³⁺-лазера с АЭ длиной 1.5 см: а – фокусировка оптимальная – 0.5 см в АЭ, потери за обход резонатора 0.03; б – фокусировка неоптимальная – 1.6 см в АЭ, потери за обход резонатора 0.03.

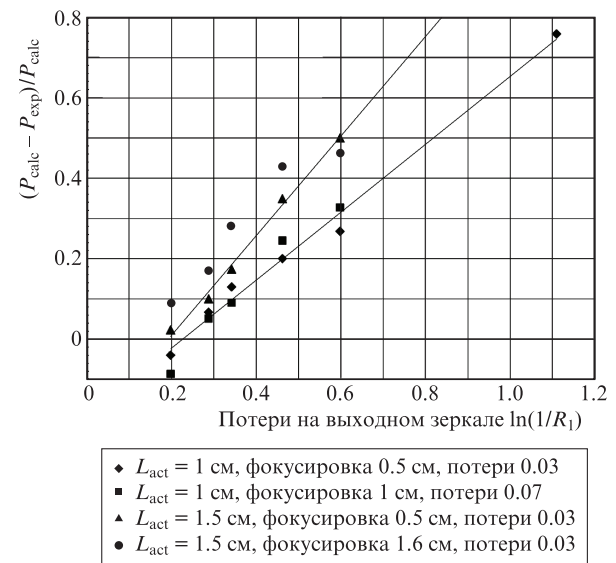


Рис.7. Зависимости относительной разности между экспериментальными и рассчитанными значениями мощности излучения непрерывного YLF: Nd³⁺-лазера при мощности накачки 6 Вт от величины потерь на выходном зеркале.

ственного уменьшения эффективности генерации при уменьшении коэффициента отражения выходного зеркала. Отмеченное выше увеличение разницы между расчетными и экспериментальными значениями дифференциальной эффективности при длине АЭ 1.5 см (см. рис.6) могло быть следствием более точного соответствия оптической длины резонатора условию (18).

4. Заключение

Проведены расчеты мощности непрерывной одномодовой генерации YLF:Nd³⁺-лазера с использованием модели, основанной на поиске стационарного решения системы скоростных уравнений, записанных с учетом ап-конверсии и пространственных распределений плотности инверсной населенности и интенсивности излучения. Результаты вычислений соответствовали полученным в ходе экспериментов значениям мощности непрерывной генерации YLF:Nd³⁺-лазера во всем диапазоне изменения мощности ЛД при малом уровне полезных потерь в резонаторе, когда коэффициент отражения выходного зеркала составлял не менее 75%. В условиях проведенных исследований влияние ап-конверсии в кристалле YLF:Nd³⁺ на эффективность лазера состояло в увеличении порогов генерации, причем при оптимальном уровне полезных потерь это изменение было малым по сравнению со значением пороговой мощности. Значения же дифференциальной эффективности, рассчитанные по приближенным формулам и полученные при решении системы скоростных уравнений, учитывавших ап-конверсию, совпадали с хорошей точностью, но отличались от экспериментальных. Сравнение представленных выше и опубликованных ранее результатов исследований позволило предположить, что причиной наблюдавшегося в эксперименте, но не подтвержденного проведенными расчетами снижения дифференциальной эффективности с

увеличением прозрачности выходного зеркала было изменение формы распределения основной моды резонатора вблизи точки вырождения. Однако для изучения данного предположения требуется проведение дополнительных исследований.

1. Tidwell S.C., Seamans J.F., Bowers M.S., Cousins A.K. *IEEE J. Quantum Electron.*, **28**, 997 (1992).
2. Pollak T.M., Wing W.F., Grasso R.J., Chicklis E.P., Jenssen H.P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **18**, 159 (1982).
3. Pollnau M., Hardman P.J., Clarkson W.A., Hanna D.C. *Opt. Commun.*, **147**, 203 (1998).
4. Pollnau M., Hardman P.J., Kern M.A., Clarkson W.A., Hanna D.C. *Phys. Rev. B*, **58** (24), 16076 (1998).
5. Huang Y.S., Chang F.L. *Proc. 2005 Int. Conf. on Systems & Signals (ICSS)* (Kaohsiung, Taiwan, 2005, pp 1044–1049).
6. Chen Y.F., Lan Y.P., Wang S.C. *IEEE J. Quantum Electron.*, **36** (5), 615 (2000).
7. Digonnet M.J.F., Gaeta C.J. *Appl. Opt.*, **24**, 333 (1985).
8. Zhang X., Zhao S., Wang Q., Ozygus B., Weber H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **35** (12), 1912 (1999).
9. Zhang X., Zhao S., Wang Q. *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.*, **17** (7), 1166 (2000).
10. Laporta P., Brussard M. *IEEE J. Quantum Electron.*, **27** (10), 2319 (1991).
11. Wu H.-H., Sheu C.-C., Chen T.-W., Wei M.-D., Hsieh W.-F. *Opt. Commun.*, **165**, 225 (1999).
12. Горбунков М.В., Кострюков В.П., Телегин Л.С., Тункин В.Г., Яковлев Д.В. *Квантовая электроника*, **37** (2), 173 (2007) [*Quantum Electron.*, **37** (2), 173 (2007)].
13. Dingjan J., van Exter M.P., Woerdman J.P. *Opt. Commun.*, **188**, 345 (2001).