

Повышение эффективности и управление параметрами излучения химического кислородно-иодного лазера с неустойчивым резонатором

А.С.Борейшо, В.В.Лобачев, А.В.Савин, С.Ю.Страхов, А.В.Трилис

Рассмотрены перспективы создания мощного химического кислородно-иодного лазера со сверхзвуковой прокачкой активной среды, работающего в режиме усилителя и управляемого излучением задающего генератора, при использовании неустойчивого резонатора с центральным отверстием связи. Проанализировано влияние основных параметров – интенсивности затравочного излучения, диаметра отверстия связи, протяженности активной среды и коэффициента увеличения – на характеристики генерируемого излучения. Показано, что применение таких резонаторов наиболее целесообразно в кислородно-иодных лазерах средней мощности, для которых классические неустойчивые резонаторы не эффективны из-за малых коэффициентов увеличения. При использовании неустойчивых резонаторов с центральным отверстием связи и инжекцией наряду с возможностью управления параметрами излучения достигается существенное повышение выходной мощности и яркости генерируемого излучения.

Ключевые слова: неустойчивый резонатор, инжекция излучения, генератор-усилитель, кислородно-иодный лазер, управление параметрами излучения.

1. Введение

Химические кислородно-иодные лазеры (ХКИЛ) со сверхзвуковой прокачкой активной среды (АС) являются одними из наиболее перспективных источников мощного непрерывного лазерного излучения. В сравнении с другими типами мощных лазеров, в первую очередь с химическими HF–DF-лазерами, электроразрядными и газодинамическими CO₂-лазерами, а также твердотельными лазерами, ХКИЛ имеет ряд существенных преимуществ. Это высокий удельный энергопотребление, оптимальная длина волны излучения, обеспечивающая как низкий уровень дифракционной расходимости, так и прохождение излучения через атмосферу и волоконную оптику с минимальными потерями, а также высокое оптическое качество АС.

Одной из важных задач при создании ХКИЛ, как и любого мощного лазера, является разработка оптимальной схемы оптического резонатора. В связи с тем, что излучение ХКИЛ средней и высокой мощности используется, как правило, в дальней зоне (зона дифракции Фраунгофера), эффективность оптического резонатора и всего лазера в целом определяется двумя параметрами – мощностью и угловой расходимостью формируемого излучения. Оптимальное сочетание этих параметров обеспечивает лишь неустойчивый резонатор (НР).

Однако в ХКИЛ средней мощности (несколько десятков киловатт) длина АС относительно невелика – не более 1 м. При этом коэффициент усиления слабого сигнала составляет порядка 0.5 м^{-1} . Преимущества НР, а именно

малая расходимость излучения, низкая чувствительность к внутрирезонаторным аберрациям, в том числе к разблуживкам, проявляются лишь при достаточно высоких коэффициентах увеличения ($M \geq 1.5$). В то же время указанные выше параметры АС не позволяют обеспечить такие коэффициенты увеличения в режиме однопроходного резонатора. Эта проблема является специфической именно для ХКИЛ, в которых АС характеризуется достаточно низким коэффициентом усиления слабого сигнала и высоким энергопотреблением.

Среди известных и целесообразных путей решения этой проблемы для ХКИЛ можно выделить следующие:

- реализация многопроходных схем резонатора с целью повышения длины усиления и создания предпосылок использования НР с максимальным увеличением [1–3];
- использование резонаторов с вращением поля и компактной апертурой [1]; в этом случае даже при незначительном эквивалентном увеличении можно получить компактную излучающую апертуру, а следовательно, уменьшить угловую расходимость излучения;
- использование «смешанных» резонаторов – плоских в одной плоскости и неустойчивых в другой [4, 5];
- использование НР с гауссовым профилем пропускания выходного зеркала [6, 7].

Следует обратить внимание на то, что перечисленные пути решения указанной проблемы имеют достаточно весомые недостатки, ограничивающие их практическое применение. В частности, многопроходные схемы при всех их достоинствах сложны для юстировки из-за большого количества зеркал и имеют области АС, не заполненные излучением, что обусловлено зазорами между зеркалами; кроме того, при переходе к многопроходной схеме неизбежно уменьшается апертура зеркала, что приводит к росту лучевой нагрузки на зеркала. Резонаторы с вращением поля также сложны для юстировки и, кроме того, состоят из достаточно сложных оптических элементов – зеркал специальной формы и уголкового отражателя с высокими требованиями к точности угла при вершине и

А.С.Борейшо, В.В.Лобачев, А.В.Савин, С.Ю.Страхов, А.В.Трилис. Институт лазерной техники и технологий Балтийского государственного технического университета «Военмех» им. Д.Ф.Устинова, Россия, 190005 С.-Петербург, 1-я Красноармейская ул., 1; e-mail: strakhov_s@mail.ru

Поступила в редакцию 24 ноября 2006 г., после доработки – 20 февраля 2007 г.

качеству отражающих поверхностей. «Смешанные» резонаторы плохо решают проблему расходимости излучения и чувствительности резонатора к абберациям, т. к. в одной плоскости такие резонаторы являются плоскими. Что же касается резонаторов с гауссовым профилем, то в этом случае возникают сложности с изготовлением качественного покрытия для зеркала со сложным профилем отражения для длины волны 1.315 мкм; кроме того, зеркала, работающие на проход, подвержены нагреву и термодформации при высоких плотностях излучения.

Альтернативным вариантом, обеспечивающим заметное повышение эффективности ХКИЛ в целом, может стать использование НР с центральным отверстием связи (НРЦОС). Общая теория таких резонаторов подробно описана в [1]. Как известно, весь объем НР можно условно разделить на две зоны – приосевую область «задающего генератора», имеющую поперечный размер первой зоны Френеля резонатора $d_F = 2\sqrt{\lambda L_T}$ (L_T – расстояние между зеркалами резонатора), и область усиления, занимающую всю остальную часть резонаторного объема.

Особую роль в НР играет приосевая зона, где формируется мода излучения с энергетическими и пространственными параметрами. В связи с этим существует возможность влиять на формирование резонаторной моды затравочным излучением, подводимым непосредственно в приосевую зону, например через отверстие в глухом зеркале (рис.1). В этом случае НР будет работать и как резонатор, и как многопроходный усилитель.

Интерес к таким схемам обусловлен следующим.

1. Возможностью использования при малых длинах АС резонатора с большим увеличением, эффективно работающего за счет мощного затравочного излучения, что позволит повысить как яркость излучения лазера, так и его интенсивность в дальней зоне; как следствие, существенно расширятся перспективы использования ХКИЛ средней мощности для решения различных задач.

2. Возможностью эффективного управления параметрами излучения ХКИЛ, в частности временной модуляцией излучения лазера, с помощью затравочного импульса от задающего генератора, т. е. создание импульсно-периодических ХКИЛ; это актуально для некоторых практических приложений, т.к. импульсно-периодический режим воздействия лазерного излучения в ряде случаев оказывается более предпочтительным, чем непрерывный. При этом коэффициент увеличения НР и диаметр отверстия связи можно подобрать такими, чтобы в отсутствие затравочного излучения резонатор не генерировал излучение.

Основным недостатком НРЦОС по сравнению с описанными выше резонаторами является определенное усложнение конструкции, обусловленное необходимостью использования задающего генератора для формирования затравочного излучения.

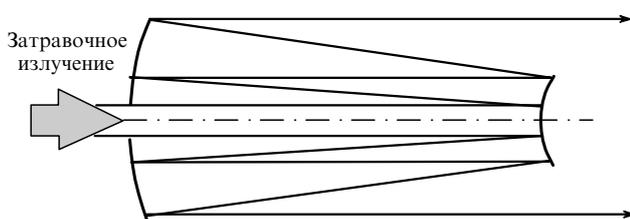


Рис.1. Схема НРЦОС.

Данная работа посвящена исследованию НРЦОС применительно к ХКИЛ средней мощности. Несмотря на существующий опыт применения таких резонаторов, отраженный, в частности, в [8, 10, 11], авторам не известны работы, посвященные их использованию в ХКИЛ с целью повышения энергетической эффективности лазера, определяемой по интенсивности излучения в дальней зоне.

2. Методика численного моделирования

В работе проводилось численное исследование эффективности резонатора с центральным отверстием связи в зависимости от ряда основных параметров. Для моделирования использовался спектральный метод решения волнового уравнения [9], в соответствии с которым трехмерная расчетная область НР разбивалась на отдельные сегменты, ограниченные вдоль направления распространения излучения амплитудно-фазовыми экранами. Все расчеты проводились для квадратной сетки размером 512×512 узлов (центральная область сетки размером 256×256 узлов вписывалась в апертуру активной среды, а оставшиеся узлы (по 128 с каждой стороны) представляли собой «охранную зону»). Активная среда общей длиной L_{AM} разбивалась на пять одинаковых сегментов. Пустые области между каждым из зеркал и соответствующей границей АС представляли собой еще два сегмента. Указанная конфигурация расчетной области обеспечивала достаточную точность вычислений для рассматриваемых схем НРЦОС. Сферические зеркала заменялись квадратными фазовыми экранами, сосредоточенными в конце соответствующих сегментов.

Распространение света между экранами осуществлялось в свободном пространстве и описывалось параболическим волновым уравнением

$$\frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 u}{\partial y^2} - 2ik \frac{\partial u}{\partial z} = 0,$$

где k – волновое число; u – комплексная амплитуда поля. Решение указанного уравнения проводилось спектральным методом с использованием алгоритмов быстрого преобразования Фурье [9].

Для каждого i -го экрана комплексная амплитуда поля световой волны умножалась на амплитудно-фазовый множитель A_i , характеризующий интегральные усилительные и абберационные свойства АС внутри сегмента:

$$u_i(x, y, z) = u(x, y, z) A_i(x, y),$$

$$A_i(x, y) = \exp[i\varphi(x, y)] \exp[g(x, y)L_i/2],$$

где $\varphi(x, y)$ – изменение фазы излучения при прохождении АС в сегменте, предшествующем i -му экрану; $g(x, y)$ – коэффициент усиления АС; L_i – протяженность сегмента, предшествующего i -му экрану, в направлении распространения излучения. В нашем случае считалось, что АС не вносит фазовых искажений. Что касается коэффициента усиления, то он определялся из соотношения

$$g = \frac{g_0}{1 + I/I_{sat}},$$

где $g_0 = 0.5 \text{ м}^{-1}$ – коэффициент усиления слабого сигнала; $I_{sat} = 5 \text{ кВт/см}^2$ – интенсивность насыщения; I – текущая интенсивность излучения. Длина волны излучения

$\lambda = 1.315$ мкм. Следует обратить внимание на то, что используемые при моделировании значения коэффициента усиления и интенсивности насыщения соответствуют активной среде ХКИЛ.

На оси резонатора в глухом зеркале моделировалось отверстие связи с затравочным излучением определенной мощности. Профиль интенсивности затравочного излучения был равномерным. Во всех расчетах моделировался телескопический НР положительной ветви с квадратными зеркалами размером 5×5 см.

В ходе расчетов комплексная световая волна распространялась по резонатору в прямом и обратном направлениях до получения квазиустановившегося решения для поперечной моды НР.

3. Результаты моделирования

В настоящей работе проведены численные исследования эффективности НРЦОС и степени влияния на нее основных параметров – диаметра отверстия d , мощности затравочного излучения P_s , длины резонатора L_r , коэффициента увеличения неустойчивого резонатора M и длины усиления L_{AM} . В качестве критерия эффективности рассматривались выходная мощность и яркость лазерного излучения ХКИЛ с НРЦОС по сравнению с выходной мощностью и яркостью классического неустойчивого резонатора.

На рис.2 для примера представлено одномерное сечение распределения интенсивности лазерного излучения на выходном зеркале НРЦОС. Видно, что в приосевой зоне резонатора интенсивность максимальна и отвечает интенсивности затравочного излучения. Центральный провал в распределении интенсивности на оси НРЦОС соответствует зоне отверстия связи. Выход излучения за область отверстия обеспечивается за счет дифракции: по обеим сторонам от зоны отверстия отчетливо проявляются два максимума интенсивности. Далее вследствие кривизны зеркал и дифракции пучок «растекается» по периферийной зоне НРЦОС, и интенсивность, несмотря на усиление в АС, снижается. Видно также, что распределение интенсивности в излучающей апертуре близко к равномерному, что в сочетании с отсутствием фазовых искажений позволяет говорить о дифракционном качестве излучения.

На рис.3 представлены зависимости нормированной мощности излучения от коэффициента увеличения неустойчивого резонатора для лазера с НРЦОС и с обычным неустойчивым резонатором при различных протяженностях АС. В этих расчетах мощность затравочного излучения P_s принималась равной 1 кВт, а диаметр отверстия связи d составлял $2.8\sqrt{\lambda L_r}$. Нормировка проводилась на максимально достижимую при выбранной протяженно-

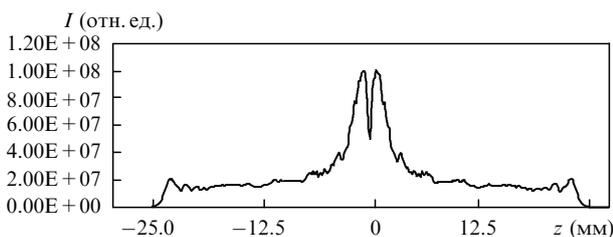


Рис.2. Распределение интенсивности излучения на выходном зеркале НРЦОС при $P_s = 1$ кВт, $L_r = 1.5$ м, $L_{AM} = 1.0$ м, $M = 1.5$ и $d = 2.8\sqrt{\lambda L_r}$.

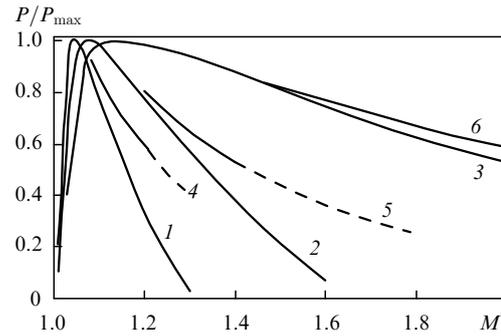


Рис.3. Зависимости нормированной мощности излучения P/P_{\max} от коэффициента увеличения M (P – мощность излучения при данном коэффициенте увеличения, P_{\max} – максимальная мощность для данной АС при оптимальном увеличении) в случае обычного НР (1, 2, 3) и НРЦОС (4, 5, 6) при $L_r = 0.5$ м, $L_{AM} = 0.5$ м (1, 4); $L_r = 1.5$ м, $L_{AM} = 1.0$ м (2, 5); $L_r = 3$ м, $L_{AM} = 2.5$ м (3, 6) и $P_s = 1$ кВт, $d = 2.8\sqrt{\lambda L_r}$ (4, 5, 6).

сти АС мощность, которой соответствовал определенный оптимальный коэффициент увеличения НР.

Как видно из рис.3, начиная с определенного значения коэффициента увеличения НРЦОС генерирует большую мощность, чем обычный неустойчивый резонатор. Зависимость количественного прироста мощности $\Delta P'/P_0$ от M показана на рис.4. Наиболее эффективным является использование НРЦОС для ХКИЛ с небольшой протяженностью АС; в этом случае спад мощности с ростом коэффициента M для обычных НР происходит достаточно резко, т. е. приемлемые коэффициенты увеличения не обеспечивают номинальных уровней мощности излучения. Например, при $L_r = 1.5$ м и $L_{AM} = 1.0$ м мощность для $M = 1.5$ составляет лишь $\sim 20\%$ от максимальной. В этом случае целесообразность использования обычных неустойчивых резонаторов становится сомнительной. Использование же НРЦОС заметно повышает мощность излучения лазера. Для рассмотренного примера при $M = 1.5$ мощность будет составлять уже почти 50% от максимальной, что вполне приемлемо.

Штриховые участки кривых на рис.3 соответствуют ситуации, когда в отсутствие задающего импульса НРЦОС не генерирует излучение. Очевидно, что в этой области значений M можно эффективно управлять временными параметрами излучения ХКИЛ (в частности продолжительностью и частотой следования импульсов генерации) с помощью импульса задающего излучения.

Для протяженных АС использование НРЦОС нецелесообразно, т. к. существенное усложнение конструкции ла-

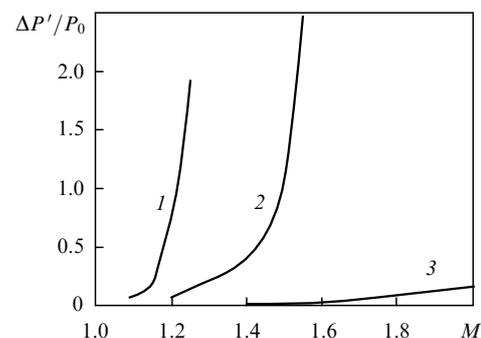


Рис.4. Зависимости прироста мощности $\Delta P'/P_0 = (P' - P_0)/P_0$ от коэффициента увеличения M (P' и P_0 – мощности излучения для НРЦОС и для обычного НР соответственно) при $L_r = 1$ м, $L_{AM} = 0.5$ м (1), $L_r = 1.5$ м, $L_{AM} = 1.0$ м (2) и $L_r = 3$ м, $L_{AM} = 2.5$ м (3).

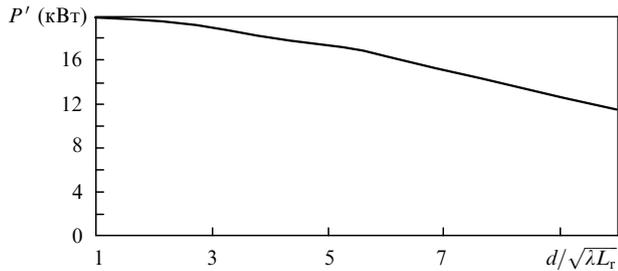


Рис.5. Зависимость мощности излучения P' для НРЦОС от относительного диаметра отверстия $d/\sqrt{\lambda L_r}$ при $P_s = 1$ кВт, $L_r = 1.5$ м, $L_{AM} = 1.0$ м и $M = 1.5$.

зера не приводит к желаемому выигрышу по мощности (см. кривые 3, 6 на рис.3 и кривую 3 на рис.4).

Расчеты показали, что мощность излучения для НРЦОС зависит от диаметра отверстия d и мощности затравочного излучения P_s . В частности, с уменьшением диаметра отверстия при фиксированной мощности P_s мощность излучения возрастает (рис.5), однако минимальный диаметр отверстия ограничен допустимой лучевой нагрузкой на зеркало резонатора (для зеркал ХКИЛ она составляет 10–12 кВт/см²). Такая тенденция объясняется тем, что, во-первых, с уменьшением d дифракционная расходимость затравочного излучения возрастает и происходит интенсивное проникновение его в периферийную область резонатора (см. рис.1), во-вторых, растет интенсивность затравочного излучения; все это приводит к повышению эффективности инжекции.

С увеличением d , напротив, дифракционная расходимость затравочного излучения уменьшается, и существенная его часть после полного прохода через резонатор возвращается обратно в отверстие, не участвуя в формировании излучения на периферийном участке неустойчивого резонатора. Уменьшается также интенсивность затравочного излучения I_s .

Увеличение мощности затравочного излучения приводит к росту мощности излучения ХКИЛ с НРЦОС (рис.6). Однако и здесь максимальная мощность P_s ограничена сверху лучевой прочностью зеркал. Из рис.6 также следует, что вначале с ростом P_s примерно до 1–2 кВт выходная мощность излучения P' растет достаточно резко, а затем темпы ее роста замедляются. Это в значительной степени обусловлено простым прибавлением затравочной мощности к мощности излучения лазера: из рис.6 видно, что с увеличением P_s от 2 до 10 кВт прирост мощности лазера составил порядка 10 кВт, т. е. имеет место явное сложение мощностей практически без эффекта усиления. Это позволяет говорить о наличии оптимального уровня мощности затравочного излучения, превышение которого нецелесообразно не только с точки зрения лучевой нагрузки на зеркала, но и с

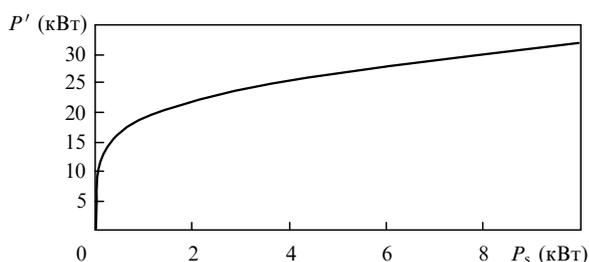


Рис.6. Зависимости мощности излучения P' для НРЦОС от P_s при $d = 2.8\sqrt{\lambda L_r}$, $L_r = 1.5$ м, $L_{AM} = 1.0$ м и $M = 1.5$.

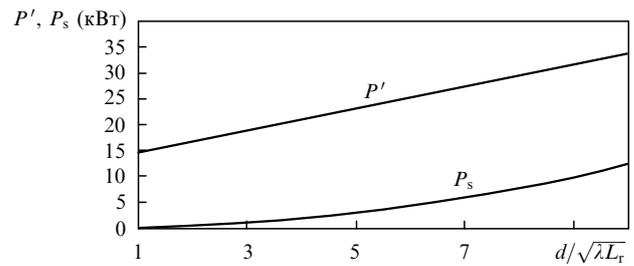


Рис.7. Зависимости мощности излучения P' для НРЦОС и мощности затравочного излучения P_s от относительного диаметра отверстия $d/\sqrt{\lambda L_r}$ при интенсивности затравочного излучения $I_s = 8$ кВт/см², $L_r = 1.5$ м, $L_{AM} = 1.0$ м и $M = 1.5$.

позиции эффективности инжекции. Очевидно, что этот уровень будет зависеть от конкретных параметров АС: протяженности, коэффициента усиления и интенсивности насыщения.

На рис.7 представлены зависимости мощности генерируемого излучения P' и мощности затравочного излучения P_s от диаметра d отверстия связи при фиксированной интенсивности I_s затравочного излучения. Очевидно, что функциональная зависимость P_s от диаметра отверстия при фиксированной интенсивности пропорциональна площади отверстия, т. е. d^2 . Рост же мощности излучения для НРЦОС при заданных параметрах среды и резонатора близок к линейному.

Последнее обстоятельство объясняется следующим. В геометрическом приближении затравочный пучок диаметром d за n проходов через резонатор увеличивается до диаметра выходного зеркала за счет геометрического увеличения неустойчивого резонатора:

$$dM^n = D.$$

Отсюда можно получить число проходов, на протяжении которых конкретный затравочный фотон существует в НР:

$$n = \frac{\ln(D/d)}{\ln M}.$$

Таким образом, с одной стороны, с увеличением диаметра отверстия связи возрастает мощность затравочного излучения, а с другой – уменьшается число проходов, за которые происходит усиление света в резонаторе. Взаимодействие этих факторов приводит к тому, что темп роста мощности лазерного излучения с увеличением диаметра отверстия связи становится ниже темпа роста собственно мощности затравочного излучения.

Как указывалось, излучение ХКИЛ средней мощности предназначено для использования в дальней дифракционной зоне. В этом случае комплексным критерием эффективности неустойчивого резонатора является средняя интенсивность излучения в дальней зоне, или яркость J , связанная с мощностью P и расходимостью θ лазерного излучения: $J \sim P/\theta^2$.

Дифракционная расходимость излучения после неустойчивого резонатора определяется следующим образом:

$$\theta = 2 \frac{\lambda}{D} \frac{M}{M-1}.$$

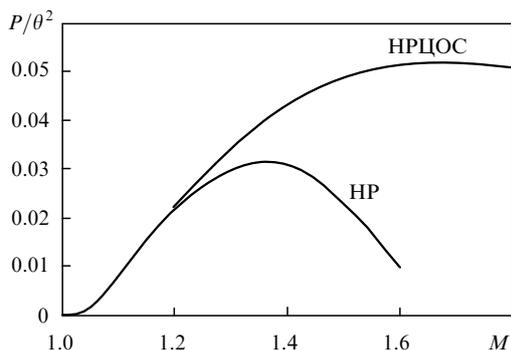


Рис.8. Зависимости параметра P/θ^2 для обычного НР и НРЦОС от коэффициента M при $L_r = 1.5$ м, $L_{AM} = 1.0$ м, $d = 2.8\sqrt{\lambda L_r}$.

На рис.8 показаны зависимости величины P/θ^2 , пропорциональной яркости излучения, для обычного неустойчивого резонатора и НРЦОС. Видно, что оптимальная с точки зрения яркости излучения величина M для НРЦОС существенно больше, чем для обычного резонатора, что приводит к уменьшению расходимости излучения и повышению абберационной устойчивости резонатора. Кроме того, яркость излучения при оптимальном M для НРЦОС также существенно выше.

4. Заключение

Сформулируем основные выводы настоящей работы.

– НРЦОС является реальной альтернативой существующим схемам неустойчивых резонаторов для ХКИЛ средней мощности в случае как непрерывного, так и импульсно-периодического режима генерации. Использование НРЦОС в схемах задающий генератор–усилитель позволит эффективно управлять параметрами излучения и существенно расширить границы практического применения ХКИЛ средней мощности в тех направлениях, где необходима высокая интенсивность в дальней зоне или пространственно-временная модуляция излучения.

– При использовании НРЦОС повышается оптимальный коэффициент увеличения резонатора, что позволяет уменьшить чувствительность лазера к внутрирезонаторным абберациям, в частности к ошибкам юстировки и нарушениям формы зеркал, а также существенно повысить интенсивность в дальней дифракционной зоне.

– Наиболее значимые преимущества НРЦОС проявляются в лазерах средней мощности, для которых протяженность АС вдоль оси резонатора не превышает 1.5 м. Именно для таких лазеров эффект от использования НРЦОС максимален. Для лазеров большой мощности, применение НРЦОС не дает преимуществ по сравнению с обычными НР, т. к. для них оптимальный коэффициент увеличения также достаточно высок.

– Эффективность НРЦОС зависит от диаметра отверстия связи и мощности затравочного излучения; при этом оптимальный размер отверстия составляет 1–2 диаметра зоны Френеля резонатора, а мощность ограничивается сверху лучевой прочностью зеркал.

1. Афанасьев Ю.А. *Оптические резонаторы и проблема расходимости лазерного излучения* (М: Наука, 1979).
2. Савин А.В., Страхов С.Ю., Дружинин С.Л. *Квантовая электроника*, **36** (9), 867 (2006).
3. Борейшо А.С., Мальков В.М., Савин А.В., Васильев Д.Н., Евдокимов И.М., Трилис А.В., Страхов С.Ю. *Квантовая электроника*, **33** (4), 307 (2003).
4. Handke J., Duschek F., Grunewald K.M., Hall T., Schall W.O. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5777**, 127 (2004).
5. Hall T., Duschek F., Grunewald K.M., Handke J., Schall W.O. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5777**, 131 (2004).
6. Борисов М.Ф., Котликов Е.Н., Прокашев В.Н., Родионов А.Ю. *Оптич. журн.*, **66** (11), 90 (1999).
7. Котликов Е.Н., Прокашев В.Н. *Оптич. журн.*, **67** (9), 77 (2001).
8. Елкин Н.Н., Напартович А.П., Трощива В.Н. *Квантовая электроника*, **21** (1), 43 (1994).
9. Sigman A.E., Sziklas E.A. *Appl. Opt.*, **14**, 1874 (1975).
10. Бондаренко А.В., Данышиков Е.В., Елкин Н.Н. и др. *Квантовая электроника*, **15**, 30 (1988).
11. Ильиных О.И., Елкин Н.Н., Лиханский В.В. и др. *Препринт ИАЭ-4257/16* (М., 1987).