

УДК 621.
378.3.

Г. В. Абросимов
Ф. А. Королев
П. В. Короленко
А. И. Одинцов
Н. Э. Саркаров
В. Ф. Шарков

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ЭФФЕКТИВНОСТИ
РАЗЛИЧНЫХ СПОСОБОВ СЪЕМА ЭНЕРГИИ
С АКТИВНОГО ОБЪЕМА ЛАЗЕРА

Проведен сравнительный анализ эффективности различных способов съема энергии с активной лазерной среды. Определены оптимальные характеристики линейных и многоходовых резонаторных и усилительных систем с учетом распределенных потерь энергии и поглощения в зеркалах. Показано, что многоходовые усилители бегущей волны позволяют даже в случае активных сред с небольшим линейным усилением обеспечить достаточный энергосъем, приближающийся к съему в лазерном резонаторе.

Создание лазеров большой мощности неизбежно связано с использованием значительных объемов активного вещества. Проблема эффективного съема энергии когерентного излучения с больших объемов имеет ряд специфических особенностей. Так, увеличение объема активного вещества при сохранении геометрического подобия конфигурации лазера приводит, вследствие возрастания чисел Френеля резонатора, к трудностям в селекции поперечных мод и в получении излучения с малой угловой расходимостью. С другой стороны, при использовании сильно вытянутых объемов возрастает роль потерь излучения на пути между зеркалами из-за неактивного поглощения и рассеяния.

В настоящей работе дается сравнительная оценка различных лазерных систем с точки зрения эффективности съема энергии с активной среды. В качестве критерия для оценки эффективности энергосъема используется коэффициент полезного съема энергии (КПС) оптической системы η , определяемый как отношение полезно выводимой мощности к полной запасенной мощности активной среды. Активная среда предполагается однородной в пространстве и феноменологически характеризуется величинами коэффициента усиления k_0 (см^{-1}) и параметра насыщения I_0 ($\text{Вт}/\text{см}^2$). Положим, что действующий (насыщенный) коэффициент усиления дается соотношением

$$k = \frac{k_0}{1 + \frac{I}{I_0}}, \quad (1)$$

которое соответствует случаю однородного уширения рабочего перехода [1]. Согласно [2] соотношение (1) может служить и для описания систем с потоком газа, например, газодинамических лазеров на смеси CO_2 — N_2 . В этом случае под k_0 и I_0 следует понимать величины, определенным образом усредненные по длине потока. Поле излучения в пространстве между зеркалами рассматривается в виде однородных плоских волн без учета дифракции и структуры поперечных типов колебаний. Отметим, что несмотря на указанные упрощения расчетов, большинство полученных результатов и качественных выводов имеют довольно общий характер и применимы с тем или иным приближением к различным реальным системам.

Двухзеркальный резонатор
с распределенными потерями

Расчеты выходной мощности лазера с учетом распределенных потерь были выполнены в работах [3, 4]. К сожалению, исходные предположения этих работ существенно ограничивают область применимости полученных в них результатов. В [3] принято, что плотность излучения, насыщающего активную среду, одинакова по длине лазера, что, очевидно, не имеет места в случае систем с большой длиной. В [4] рассмотрен случай неоднородного насыщения перехода, когда доплеровская ширина линии значительно превосходит однородную ширину и генерация лазера происходит на одной частоте. Применительно к молекулярным лазерам на CO_2 этот случай реализуется лишь при очень низких давлениях газа (порядка 1 мм рт. ст.). Приводимый ниже расчет, базирующийся на соотношении (1), охватывает лазерные системы с однородным уширением перехода, в том числе большинство современных электроразрядных и газодинамических CO_2 -лазеров, которые работают при давлении $P \geq 20$ мм рт. ст., когда ударное уширение становится сравнимым с доплеровским или превосходит его [5].

Соотношение (1) удовлетворительно описывает насыщение усиления и в большинстве газовых лазеров видимого диапазона с доплеровски уширенной линией, если они работают в многочастотном режиме генерации [6].

Вводя нормированные плотности потоков внутри резонатора $\beta_{\pm} = I_{\pm}/I_0$, $\beta_{-} = I_{-}/I_0$, где I_{+} и I_{-} — плотности потоков, распространяющихся в положительном направлении оси z (к выходному зеркалу лазера) и в обратном направлении, а также учитывая, что для изотропной среды $\beta_{+}\beta_{-} = c = \text{const}$ [1], запишем уравнение для плотности мощности

$$\frac{1}{\beta_{+}} \frac{d\beta_{+}}{dz} = \frac{k_0}{1 + \beta_{+} + c/\beta_{+}} - a \quad (2)$$

(a — величина распределенных потерь на единицу длины активной среды). Это уравнение должно быть дополнено граничными условиями

$$r_2 \beta_2^2 = \frac{\beta_1^2}{r_1} = c. \quad (3)$$

В частном случае $a=0$ решение (2), полученное Ригродом [1], имеет вид

$$\beta_2 = \frac{\sqrt{r_1}}{(\sqrt{r_1} + \sqrt{r_2})(1 - \sqrt{r_1 r_2})} (k_0 L + \ln \sqrt{r_1 r_2}), \quad (4)$$

где β_2 — нормированная плотность мощности внутренней волны, падающей на выходное зеркало резонатора, r_1, r_2 — коэффициенты отражения «глухого» и выходного зеркала, L — длина активной среды.

Нами было выполнено интегрирование уравнения (2) в общем виде. В результате было получено следующее выражение:

$$k_0 L = \frac{k_0}{2a} \left\{ \ln(r_1 r_2) - \frac{2}{\sqrt{\Delta}} \ln \left[\frac{(B + 2C\beta_2 - \sqrt{\Delta})(B + 2C\beta_2 \sqrt{r_1 r_2} + \sqrt{\Delta})}{(B + 2C\beta_2 + \sqrt{\Delta})(B + 2C\beta_2 \sqrt{r_1 r_2} - \sqrt{\Delta})} \right] \right\}. \quad (5)$$

Здесь введены обозначения:

$$\Delta = B^2 - 4AC, \quad A = \frac{a \cdot \beta_2^2 \cdot r_2}{k_0}, \quad B = \left(\frac{a}{k_0} - 1 \right), \quad C = \frac{a}{k_0}.$$

Формула (5) позволяет для заданных параметров k_0, L, r_1, r_2, a рассчитать плотность внутренней мощности β_2 волны, падающей на выходное зеркало лазера.

Выходная мощность $P_{\text{вых}}$ определяется соотношением

$$P_{\text{вых}} = \beta_2 \cdot I_0 t_2 \cdot S, \quad (6)$$

где t_2 — пропускание выходного зеркала, S — действующее сечение активной среды ($t_1=0$).

КПС резонаторной системы η будет по определению равен

$$\eta = \frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{зап}}}, \quad (7)$$

где $P_{\text{зап}}$ — максимальная мощность, которую можно снять с активной среды при полном насыщении инверсии рабочего перехода. Для $P_{\text{зап}}$ справедливо выражение

$$P_{\text{зап}} = k_0 \cdot I_0 \cdot L \cdot S, \quad (8)$$

откуда

$$\eta = \frac{\beta_2 t_2}{k_0 L}. \quad (9)$$

На основании уравнения (5) и (9) с помощью ЭВМ были рассчитаны зависимости η от величины $k_0 L$ для разных значений r_2 , a/k_0 . Коэффициент отражения «глухого» зеркала брался равным $r_1=0,95$. Поглощение в выходном зеркале принималось равным $a_2=0,03$.

Величины η , соответствующие оптимальным значениям r_2 , приведены на рис. 1. Зависимости оптимальных значений r_2 от $k_0 L$ показаны

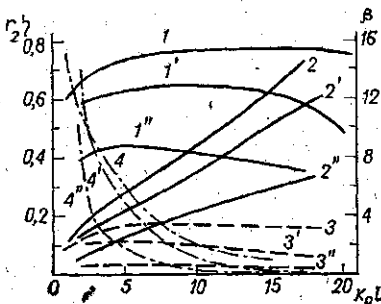


Рис. 1. Эффективность использования активной среды в лазере с распределенными потерями. 1, 1' и 1'' — КПС системы η ; 2, 2' и 2'' — поток мощности на выходное зеркало; 3, 3' и 3'' — поток на «глухое» зеркало β_1 ; 4, 4' и 4'' — оптимальный коэффициент отражения выходного зеркала r_2 . 1, 2 и 3, 4 при $a/k_0=0,01$; 1', 2' и 3', 4' — $a/k_0=0,03$; 1'', 2'', 3'', 4'' — $a/k_0=0,1$

r_2	$a/k_0 = 0,03$		$a/k_0 = 0,1$	
	β_2 точ	β_2 приб	β_2 точ	β_2 приб
0,06	4	4,4	2,9	3,6
0,16	4,8	5,2	3,1	4
0,3	5,5	6	3,3	4,3
0,5	6,9	7,4	3,5	4,6
0,7	8,7	9,4	3,8	5
0,9	11,7	12,6	4,2	5,5

на том же рисунке. Как видим, зависимости η от $k_0 L$ (кривые 1, 1' и 1'') обнаруживают пологий максимум в окрестности оптимального значения $(k_0 L)_{\text{опт}}$. Это показывает, что при выбранных для расчета величинах распределенных потерь ($a/k_0=0,01; 0,03; 0,1$) выбор длины лазера не является строго критичным в отношении КПС-системы. Однако чрезмерное увеличение длины лазера с распределенными потерями может привести к заметному снижению КПС. Существенной особенностью работы «длинного» лазера с одним «глухим» зеркалом является значительное различие в плотности мощности, падающей на «глухое» и выходное зеркала. Кривые 3, 3' и 3'' рис. 1 характеризуют зависимости β_1 от $k_0 L$. Из хода этих кривых следует, что β_1 с ростом $k_0 L$ остается практически постоянной, в то время как β_2 (см. кривые 2, 2' и 2'') увеличивается. В случае лазеров с большой мощностью это обстоятельство может сыграть положительную роль с точки зрения уменьшения радиационных нагрузок на «глухое» зеркало.

Расчет мощности лазера с помощью формулы (5) без применения ЭВМ довольно трудоемок. Для оценки влияния распределенных потерь нередко пользуются приближенным методом, основанным на локализации потерь вблизи отражающих поверхностей лазерных зеркал. Эффективные коэффициенты отражения зеркал, включающие распределенные потери, при этом естественно определить следующим образом:

$$r_1^* = r_1 e^{-aL}, \quad r_2^* = r_2 e^{-aL}. \quad (10)$$

Внутренняя мощность лазера определяется с помощью формулы (4), в которую вместо r_1 и r_2 подставляют величины r_1^* , r_2^* .

Сравнение результатов, полученных этим способом, с точным расчетом по формуле (5) позволяет оценить ошибку данного приближенного метода и границы его применимости. В таблице дано сопоставление точных значений внутренней мощности β_2 у выходного зеркала с приближенными в случае $k_0L=0,6$; $r_1=0,95$; $a_2=0,05$ для величины распределенных потерь $a/k_0=0,03$ и $0,1$ при различных r_2 .

Из приведенных в таблице данных видно, что в случае достаточно больших распределенных потерь их учет методом локализации на зеркалах приводит к заметной ошибке.

Резонатор на основе многоходовой кюветы

Рассмотрим активную среду, имеющую форму прямоугольного параллелепипеда с размерами h , q , L , ограниченную плоскими зеркалами M_1 и M_2 (рис. 2, а). Мы будем предполагать, что размер q среды вдоль оси y достаточно мал, в то время как размер h соизмерим с длиной

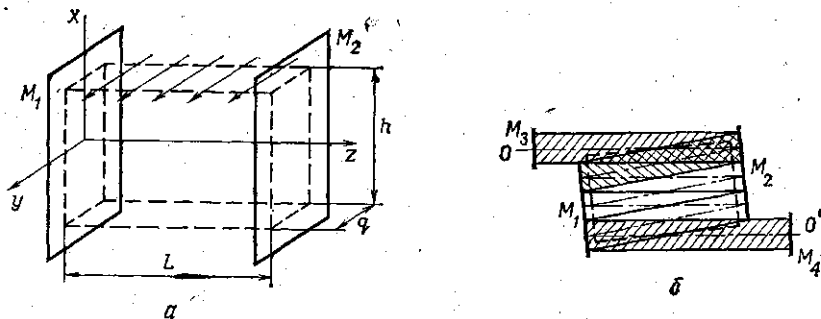


Рис. 2. а — лазер с линейным резонатором. M_1 и M_2 — зеркала резонатора; h , q , L — геометрические размеры активной среды; б — лазерный резонатор на основе многоходовой кюветы. M_1 , M_2 — зеркала кюветы; M_3 , M_4 — зеркала резонатора

среды L . В отличие от приведенного выше рассмотрения мы будем пренебрегать влиянием распределенных потерь в активной среде, считая их малыми по сравнению с потерями на зеркалах.

В случае обычного плоскопараллельного линейного резонатора, образованного зеркалами M_1 и M_2 , рассмотрение значительно упрощается, если коэффициент усиления среды не слишком велик $k_0L \leq 1$. В этом случае действующий (насыщенный) коэффициент усиления $kL \ll 1$ и можно пренебречь изменением интенсивности волны при распространении между зеркалами. Тогда, используя результаты работы [1], для максимального КПС можно записать выражение

$$\eta_{\max} = \left[1 - \left(\frac{a}{k_0L} \right)^{1/2} \right]^2. \quad (11)$$

Здесь a — средняя величина потерь на поглощение в зеркалах, отнесенных на 1 проход луча. Величина η_{\max} достигается, если пропускание зеркал выбрано оптимальным.

Согласно (11), при выполнении условия $a/k_0L \ll 1$ можно достичь высокой эффективности съема энергии с активной среды. Однако использование двухзеркального резонатора в системах с большими поперечными размерами ($h \sim L$) связано со значительными неудобствами селекции поперечных мод лазера. Поэтому ниже анализируется возможность изменения геометрии лазерного резонатора путем введения дополнительных зеркал.

Рассмотрим лазерный резонатор, изображенный на рис. 2, б. В этом резонаторе сужение собственного пучка резонатора достигается применением двух дополнительных зеркал M_3 и M_4 . Зеркала M_1 , M_2 , M_3 будем считать «глухими», зеркало M_4 является полупрозрачным и используется для вывода излучения. За счет многократных отражений от зеркал M_1 , M_2 , формирующих многоходовую кювету, происходит значительное удлинение оси резонатора по сравнению со случаем, показанным на рис. 2, а¹. Характер заполнения резонатора излучением таков, что пучок, распространяясь от зеркала M_3 к M_4 , проходит дважды через каждую точку активной среды. Для простоты будем предполагать, что пучок внутри резонатора имеет прямоугольное сечение со сторонами q и $2h/N$, где N — количество отражений от зеркал M_1 и M_2 при однократном прохождении. При расчете эффективности резонатора потери при отражениях пучка от зеркал M_1 и M_2 в целях упрощения вычислений будем считать локализованными вблизи поверхности зеркал M_3 и M_4 . Коэффициенты отражения зеркал M_1 , M_2 , M_3 считаются одинаковыми и равными $r_1 = r_2 = r_3 = 0,92$, поглощение всех зеркал примем равным 0,08. Подставляя в (4) вместо r_1 и r_2 эффективные значения r_3^* и r_4^* , равные

$$r_3^* = r_3 e^{-aN}, \quad r_4^* = r_4 e^{-aN}, \quad (12)$$

а также, производя замену параметра $k_0 L$ параметром $k_0 L N$, можно найти величину внутренней мощности β_2 , падающей на выходное зеркало M_4 .

В соответствии с выражениями (6) — (9) КПС лазера можно выразить формулой

$$\eta = \frac{\beta_2 t_2}{k_0 L (N + 1)}. \quad (13)$$

Зависимость η от N для $k_0 L = 0,8$ представлена на рис. 4 (пунктирная кривая). Эта кривая соответствует лазеру с оптимальными значениями r_4 , при которых выходная мощность (для каждого фиксированного N) максимальна. Ход кривой свидетельствует о том, что в отношении числа отражений N имеется слабовыраженный оптимум $N_{\text{опт}}$. КПС при $N = N_{\text{опт}}$ весьма близок в КПС обычного резонатора с двумя зеркалами (указан на рисунке стрелкой). При $N > N_{\text{опт}}$ КПС системы падает. Несмотря на то что лазер с дополнительными зеркалами не позволяет получить существенного выигрыша в КПС, его использование целесообразно с точки зрения получения больших плотностей выходной мощности при меньшем количестве возбуждаемых поперечных мод.

Усилитель бегущей волны

Как известно, использование системы генератор-усилитель для получения мощного излучения позволяет обеспечить высокие когерентные свойства пучка.

Усилитель бегущей волны (УБВ), в котором излучение вводится и выводится в виде однородного пучка непосредственно через торцы активной среды (см. рис. 3, а), описывается с помощью соотношения [1]

$$k_0 L = \ln \left(\frac{\beta_2}{\beta_1} \right) + \beta_2 - \beta_1, \quad (14)$$

где β_1 и β_2 — нормированные плотности мощности входной и выходной волны. Эффективность энергосъема УБВ определим следующим образом:

¹ Взаимным наклоном зеркал M_1 и M_2 можно исключить генерацию между ними.

$$\eta = \frac{P_{\text{вых}} - P_{\text{вх}}}{P_{\text{зап}}}, \quad (15)$$

где $P_{\text{вх}}$ и $P_{\text{вых}}$ — мощности входной и выходной волны. В случае активных сред с большим поперечным сечением при не слишком высоком коэффициенте усиления возникает проблема достаточного насыщения

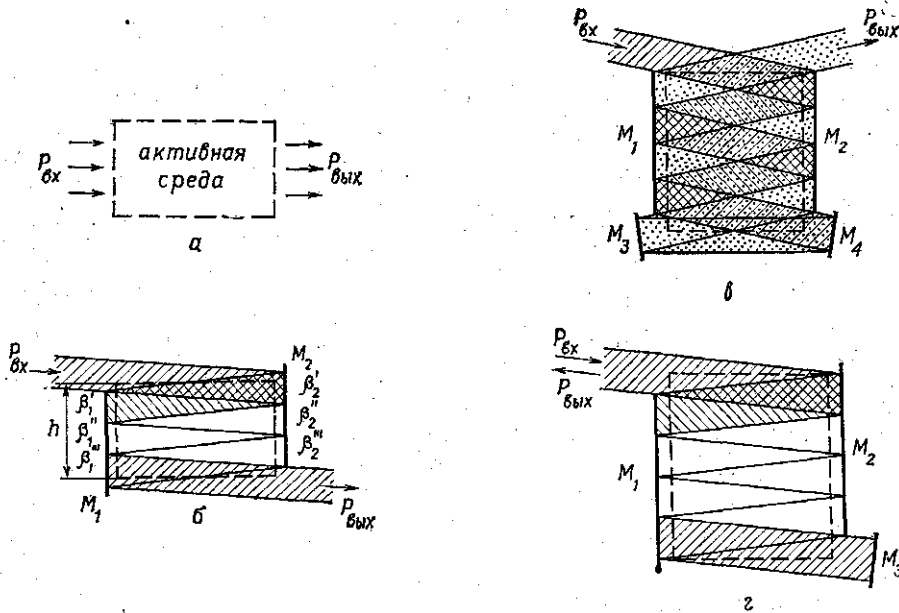


Рис. 3. а — обычная схема УВВ проходного типа, б — УВВ с использованием многоходовой кюветы; в — УВВ с обратным ходом луча; M_1, M_2 — зеркала многоходовой кюветы, M_3 и M_4 — дополнительные зеркала; г — расчетная модель УВВ с обратным ходом луча: M_1, M_2 — зеркала многоходовой кюветы, M_3 — дополнительное зеркало

рабочего перехода. В таких системах увеличение длины пути луча в активной среде с соответствующим увеличением степени насыщения усиления может быть достигнуто путем применения многоходовой кюветы [7]. Применительно к многоходовой усилительной кювете выражение (15) примет вид

$$\eta = \frac{\beta_2 - \beta_1}{k_0 L N}. \quad (16)$$

С учетом имеющего место перекрытия пучков в кювете (см. рис. 3, б) изменение плотности между соседними отражениями будет описываться соотношением

$$k_0 L = \ln \left(\frac{\beta'_2}{\beta'_1} \right) + 2\beta'_2 - 2\beta'_1, \quad (17)$$

где β'_i — нормированная плотность мощности пучка сразу после i -го отражения, β'_2 — нормированная плотность мощности перед $i+1$ отражением. С помощью ЭВМ рассчитывались кривые зависимости η от N при различных фиксированных значениях β_1 . Расчет проводился для значения $k_0 L = 0,8$; коэффициент отражения зеркал M_1 и M_2 принимался равным 0,92.

Полученные кривые использовались для нахождения зависимости η от N при фиксированной величине полной входной мощности. Естест-

венно, что при этом с ростом N поперечное сечение пучка будет уменьшаться, а плотность мощности будет расти. Зависимость η от N приведена графически на рис. 4 для значения $P_{\text{вх}}/I_0 S = 10^{-2}$, 10^{-1} и 1 ($S = hq$, см. рис. 2, а). Из графиков видно, что для каждого значения входной мощности существует оптимальная величина N . Уменьшение η в области больших N объясняется увеличением потерь энергии на поглощение в зеркалах кюветы.

Наряду с рассмотренной простейшей схемой многопроходного УВБ могут быть использованы системы с более сложной траекторией луча.

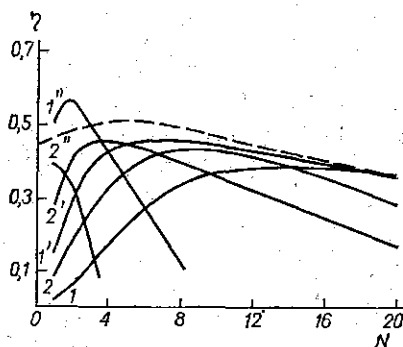


Рис. 4. Эффективность различных способов съема энергии с активного вещества при использовании многоходовой кюветы. η — КПС системы, N — число отражений в многоходовой кювете. 1 — УВБ; 2 — УВБ с обратным ходом луча, пунктир — лазер с резонатором на основе многоходовой кюветы (стрелкой указана величина η лазера с линейным резонатором) $P_{\text{вх}}/I_0 S = 10^{-2}$ (1, 2), 10^{-1} (1', 2') и 1 (1'', 2''), $S = hq$ — сечение активной среды, I_0 — параметр насыщения.

Одна из таких систем с обратным ходом луча изображена на рис. 3, в. Ее преимуществом является более равномерное насыщение рабочего объема. Расчет снимаемой мощности в этой системе затрудняется тем, что поле между зеркалами имеет довольно сложную структуру. Поэтому был рассчитан более простой вариант усиления, изображенный на рис. 3, г. Входной пучок проходит кювету так же, как и в схеме на рис. 3, б, но в конце пути поворачивается зеркалом M_3 и движется обратно, повторяя ту же траекторию¹. Метод расчета заключается в замене усилительной кюветы эквивалентным резонатором. «Глухим» зеркалом резонатора является зеркало M_3 с известным коэффициентом отражения r_2 . Коэффициент отражения выходного зеркала r_1 считается равным обратной величине усиления кюветы $G: r_1 = P_{\text{вх}}/P_{\text{вых}} = 1/G$. Потери на зеркалах M_1 и M_2 заменяются эквивалентными распределенными потерями в среде. Расчет мощности в резонаторе производится по общей формуле (5), с помощью которой для задаваемых значений G находились величины $P_{\text{вых}}$. КПС системы η определялся по формуле (15). Результаты расчета η в функции числа проходов N приведены на рис. 4. Так же, как и в «однонаправленном» УВБ, коэффициенты отражения зеркал были приняты равными 0,92, усиление на один проход $k_0 L = 0,8$. Сравнение кривых 1 и 2 на рис. 4 показывает, что в УВБ с обратным ходом луча максимальные значения η_{max} достигаются, как и следовало ожидать, при меньших N , чем в однонаправленном УВБ. Величина η_{max} для УВБ с обратным ходом несколько больше, что является результатом более равномерного насыщения активного объема.

В заключение следует сказать, что в лазере с двухзеркальным резонатором эффективность съема энергии с активной среды η ограничивается как поглощением в зеркалах и оптических окнах на торцах активной среды, так и наличием распределенных потерь внутри среды. Существует оптимальная длина активной среды $L_{\text{опт}}$, при которой величина η максимальна. В «коротком» лазере ($L < L_{\text{опт}}$) определяющую роль в уменьшении η играет поглощение в зеркалах, в «длинном» лазере ($L > L_{\text{опт}}$) — внутренние потери в среде.

¹ Рассматривая эту систему лишь как расчетную модель для анализа энергосъема в схемах УВБ, мы не будем касаться вопроса о способах разделения входного и выходного пучков.

В резонаторных системах, построенных на основе многоходовой кюветы, увеличение эффективной длины усиления не приводит к выигрышу в энергосъеме по сравнению с обычным линейным резонатором (при условии одинакового поглощения в зеркалах). Преимуществом таких систем в случае активных сред с большими поперечными размерами является уменьшение эффективных чисел Френеля резонаторов.

Многопроходные усилители бегущей волны позволяют даже в случае систем с небольшим линейным усилением и невысоким уровнем входного сигнала обеспечить достаточный энергосъем, приближающийся к съему в резонаторе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Rigrod W. W., «J. Appl. Phys.», 1963, 34, 2602; 1965, 36, 2487.
2. Cool A., «J. Appl. Phys.», 1969, 40, 3563.
3. Мелееу С. Т. «Appl. Opt.», 1967, 6, 1434.
4. Карлов Н. В., Конев Ю. Б. «Радиотехника и электроника», 1968, 13, 564.
5. Girard A., Perin H. «Optics. Comm.», 1973, 8, 68.
6. Smith P. W. «IEEE J. Quant. El.», 1966, 2, 62.
7. Микаэлян А. Л., Минаев В. П., Обод Ю. А., Турков Ю. Г. «Квантовая электроника», 1974, № 5, 1175.

Поступила в редакцию
28.8 1975 г.
Кафедра
оптики