

# Оптимизация многоступенчатой импульсной лазерной системы на красителе

С.В.Васильев, М.А.Кузьмина, В.А.Мишин

*Рассмотрена как единое целое многоступенчатая узкополосная лазерная усилительная система на красителе с выходной мощностью до нескольких киловатт. Необходимость в таких системах возникла в связи с развитием метода лазерного разделения изотопов (метода AVLIS). Использование упрощенной модели усилительной ячейки позволило решить уравнения, описывающие лазерную систему в аналитической форме, и определить оптимальные параметры каждой ступени. На основе построенной модели проведена оптимизация лазерной системы на красителе с выходной мощностью 1 кВт. Точность полученных оценок проверялась с помощью прямого численного моделирования системы, основанного на строгом решении уравнений, описывающих взаимодействие излучения с раствором красителя.*

**Ключевые слова:** лазерное разделение изотопов, лазер на красителе.

## 1. Введение

На сегодняшний день растворы органических красителей являются единственной активной средой, позволяющей реализовать мощные перестраиваемые лазерные системы, работающие в видимом спектральном диапазоне. Использование лазеров на парах меди для накачки лазерных систем на красителе позволяет достичь средней мощности в несколько киловатт при частоте повторения импульсов в десятки кГц и длительности импульса в десятки наносекунд [1, 2].

Спектральные характеристики лазерной системы определяет задающий генератор, в качестве которого чаще всего используется одночастотный импульсный лазер на красителе с выходной мощностью от нескольких десятков до сотен милливатт. Для того чтобы достичь необходимых энергетических характеристик лазерной системы, излучение задающего генератора пропускают через несколько ступеней усиления.

Задача оптимизации лазерной системы формулируется следующим образом: при заданной мощности излучения задающего генератора, выходной мощности лазерной системы, параметрах лазера накачки и типе красителя необходимо обеспечить максимальный КПД, простоту и компактность лазерной системы. Нужно также определить число и параметры усилительных ячеек, распределение мощности накачки по ячейкам.

## 2. Взаимодействие излучения с раствором красителя и модель усилительной ячейки с поперечной накачкой

Схема уровней молекулы красителя изображена на рис.1. Энергетический спектр красителя состоит из системы синглетных и триплетных электронных уровней.

Колебательно-вращательные подуровни каждого электронного состояния перекрываются, образуя широкие полосы, что обеспечивает возможность перестройки частоты лазера. Радиационные переходы в красителе происходят между подуровнями нижних синглетных уровней  $S_1$  и  $S_0$ . Время спонтанного распада с уровня  $S_1$  на  $S_0$  составляет несколько наносекунд. Релаксация внутри электронных полос, между верхними синглетными и между триплетными уровнями происходит безызлучательно за пикосекундные времена. Переходы между синглетными и триплетными электронными уровнями в дипольном приближении запрещены и происходят за время порядка микросекунды.

Схема усилительной ячейки с поперечной накачкой показана на рис.2. Активная зона имеет форму паралле-

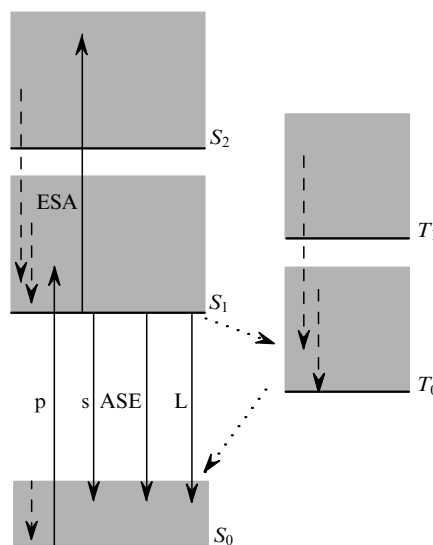


Рис.1. Схема уровней молекулы красителя:

$S_m$  и  $T_n$  – синглетные и триплетные электронные уровни; сплошные линии – радиационные переходы; штриховые линии – безызлучательная релаксация; пунктирные линии – переходы  $S_m \leftrightarrow T_n$ .

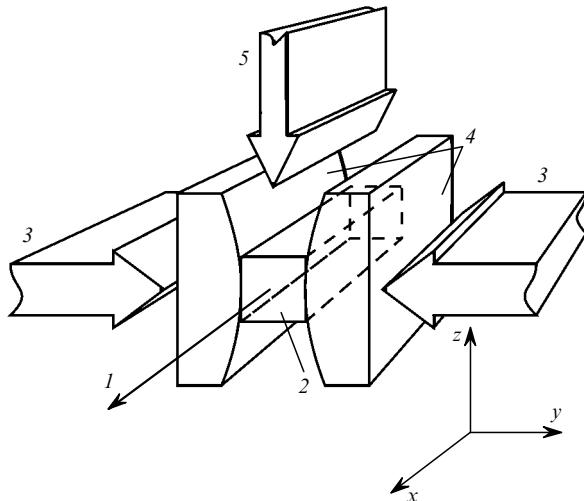


Рис.2. Схема усилительной ячейки с поперечной накачкой:  
1 – направление распространения усиляемого пучка; 2 – активная область усилителя; 3 – пучок накачки; 4 – окна кюветы для красителя; 5 – поток красителя.

лепипеда размером  $a \times a \times A$  (в дальнейшем будем называть  $A$  длиной, а  $a$  – шириной активной зоны). В растворе красителя распространяются фотоны трех типов: излучение накачки (индекс  $p$ ), усиляемое излучение (индекс  $L$ ), будем также называть его лазерным) и спонтанное излучение красителя (индекс  $s$ ). Пусть направления распространения лазерного и спонтанного излучений совпадают друг с другом и с осью  $x$ . Накачка вводится в усилитель с двух сторон через боковые грани активной зоны (по и против оси  $y$ ).

При поглощении фотонов накачки происходят переходы молекул красителя из основного синглетного состояния  $S_0$  в полосу  $S_1$  и быстрая безызлучательная релаксация на ее нижние подуровни. В дальнейшем могут произойти: вынужденный переход  $S_1 \rightarrow S_0$  с рождением фотона на лазерной длине волны (собственно усиление), спонтанный радиационный переход с уровня  $S_1$  на  $S_0$ , вынужденный переход, инициированный спонтанным фотоном (процесс ASE). Возможны также переходы между синглетными и триплетными уровнями. Основными процессами, при которых происходит паразитное поглощение излучения, являются переходы  $S_1 \rightarrow S_2$  (процесс ESA) [3, 4] и переходы между триплетными уровнями  $T_0 \rightarrow T_1$ . Энергия поглощенных при этом фотонов теряется при безызлучательной релаксации.

Пусть усиляемый импульс имеет длительность около десяти наносекунд и среднюю интенсивность порядка  $10^6$  Вт/см<sup>2</sup>. Поскольку длительность импульса значительно меньше характерного времени заселения триплетных уровней, влиянием переходов  $S \leftrightarrow T$  можно пренебречь. При рассматриваемых интенсивностях излучения вынужденные радиационные переходы происходят за субнаносекундные времена, что, с одной стороны, значительно меньше длительности импульса, а с другой – больше времен безызлучательной релаксации. Таким образом, при расчетах мы можем использовать квазистационарное приближение, а релаксацию в пределах каждой полосы считать мгновенной [5].

Основываясь на представленной модели взаимодействия излучения с красителем, запишем кинетические уравнения для населенностей уровней

$$\frac{\partial n_1}{\partial t} = \sigma_p i_p n_0 - \sigma_L i_L n_1 - \sigma_s i_s n_1 - \frac{n_1}{\tau} - \frac{n_1}{\tau_{ST}}, \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_T}{\partial t} = \frac{n_1}{\tau_{ST}} - \frac{n_T}{\tau_{TS}}, \quad n = n_1 + n_0 + n_T = \text{const}$$

и уравнения переноса для излучения

$$\left( \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \pm \frac{\partial}{\partial y} \right) i_p^\pm = - \left( \sigma_p n_0 + \sigma_p^{(1)} n_1 + \sigma_p^{(T)} n_T \right) i_p^\pm,$$

$$\left( \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \right) i_L = \left[ \left( \sigma_L - \sigma_L^{(1)} \right) n_1 - \sigma_L^{(T)} n_T \right] i_L, \quad (2)$$

$$\left( \frac{1}{c} \frac{\partial}{\partial t} \pm \frac{\partial}{\partial x} \right) i_s^\pm = \left[ \left( \sigma_s - \sigma_s^{(1)} \right) n_1 - \sigma_s^{(T)} n_T \right] i_s^\pm + \frac{\Omega}{4\pi} \frac{n_1}{\tau},$$

где  $n_0$ ,  $n_1$  и  $n_T$  – населенности уровней  $S_0$ ,  $S_1$  и  $T_0$ ;  $i_p^\pm$  – плотности потоков фотонов (интенсивности излучения) накачки и спонтанного излучения; индексы  $\pm$  соответствуют направлениям распространения по (+) и против (–) оси  $x$ ;  $i_L$  – интенсивность лазерного излучения;  $i_p = i_p^+ + i_p^-$ ;  $i_s = i_s^+ + i_s^-$ ;  $\sigma_\beta$  – сечения вынужденных переходов  $S_0 \leftrightarrow S_1$  для фотонов типа  $\beta$  ( $\beta = p, s, L$ );  $\sigma_\beta^{(1)}$  – сечения переходов  $S_1 \rightarrow S_2$ ;  $\sigma_\beta^{(T)}$  – сечения поглощения триплетными уровнями;  $\tau$  – характерное время спонтанного распада  $S_1 \rightarrow S_0$ ;  $\tau_{ST}$  и  $\tau_{TS}$  – характерные времена переходов между синглетными и триплетными уровнями;  $c$  – скорость света в растворе красителя;  $\Omega$  – телесный угол, в котором происходит усиление спонтанного излучения [6]. Все расчеты проводились для красителя родамин 6Ж. Использовались следующие значения кинетических констант:  $\sigma_p = 1.6 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>,  $\sigma_L = \sigma_s = 2.0 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup>,  $\sigma_\beta^{(1)}/\sigma_\beta = 0.25$ ,  $\tau = 3.5 \cdot 10^{-9}$  с [7].

Для того чтобы получить качественные оценки характеристик лазерной системы, перейдем к стационарному приближению и пренебрежем вынужденным излучением, инициированным спонтанным фотоном. В этом случае задача (1), (2) сводится к системе обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка:

$$\frac{di_p^\pm}{dy} = \pm \left( \frac{\sigma_p^{(1)} i_p + \sigma_L i_L + 1/\tau}{\sigma_p i_p + \sigma_L i_L + 1/\tau} \right) \sigma_p n i_p^\pm, \quad (3a)$$

$$\frac{di_L}{dx} = n \frac{\sigma_p i_p (\sigma_L - \sigma_L^{(1)}) i_L}{\sigma_p i_p + \sigma_L i_L + 1/\tau}. \quad (3b)$$

В усилителях с поперечной накачкой интенсивность лазерного излучения, как правило, значительно больше интенсивности накачки, что позволяет заменить дробь в скобках в уравнении (3a) единицей и решить его в аналитической форме:

$$i_p(y) = \frac{P_p}{2aA} \left\{ \exp \left[ -\sigma_p n \left( y + \frac{a}{2} \right) \right] + \exp \left[ \sigma_p n \left( y - \frac{a}{2} \right) \right] \right\}, \quad (4)$$

где  $P_p$  – полная мощность накачки, поступающая в усилительную ячейку. Из (4) нетрудно найти долю  $e$  излучения, поглощенного активной зоной, среднюю интенсивность накачки  $\bar{i}_p$  и глубину «провала» (неоднородность  $\rho = i_p^{\min}/i_p^{\max}$ ) в распределении накачки по поперечному сечению активной области:

$$e = 1 - \exp(-\chi), \quad \bar{i}_p = \frac{P_p e}{aA\chi}, \quad (5)$$

$$\rho = \frac{2}{\exp(\chi/2) + \exp(-\chi/2)},$$

где

$$\chi = \sigma_p n a. \quad (6)$$

Рассмотрим теперь уравнение (3б) для усиливаемого излучения. Пользуясь соотношениями (5), заменим в (3б) интенсивность излучения накачки  $i_p$  средней интенсивностью  $\bar{i}_p$ . Для того чтобы записать решение уравнения (3б) в более наглядной форме, перейдем от интенсивностей излучения к эффективности усилительной ячейки  $\eta$  и коэффициенту усиления ячейки  $g$ :

$$\eta = \eta^{\max} (1 - \alpha k \ln g) \left( 1 + \tilde{i} \frac{g \ln g}{g - 1} \right)^{-1}. \quad (7)$$

Таким образом, эффективность усилительной ячейки определяется коэффициентом усиления  $g$  и еще четырьмя безразмерными коэффициентами  $\alpha$ ,  $\tilde{i}$ ,  $\eta^{\max}$  и  $k$ :

$$\eta = \frac{P_L^{\text{out}} - P_L^{\text{in}}}{P_p}, \quad \alpha = \frac{a}{A}, \quad \eta^{\max} = e \left( 1 - \frac{\sigma_L^{(1)}}{\sigma_L} \right), \quad (8)$$

$$g = \frac{P_L^{\text{out}}}{P_L^{\text{in}}}, \quad \tilde{i} = \frac{1}{\sigma_L \tau} \left( \frac{P_L^{\text{out}}}{a^2} \right)^{-1}, \quad k = \frac{\sigma_p}{\chi(\sigma_L - \sigma_L^{(1)})},$$

где  $P_L^{\text{in}}$  и  $P_L^{\text{out}}$  – мощности лазерного излучения на входе в ячейку и выходе из нее. Коэффициент  $\alpha$  есть отношение поперечного размера усилительной ячейки к продольному, и из (7) легко видеть, что с увеличением длины ячейки  $A$  эффективность усилителя растет. Коэффициент  $\tilde{i}$  представляет собой отношение  $1/\sigma_L \tau$  к интенсивности лазерного излучения на выходе из активной зоны  $P_L^{\text{out}}/a^2$ ; с уменьшением  $\tilde{i}$  (с ростом интенсивности лазерного излучения) эффективность усилителя также возрастает. Максимальная эффективность усилителя (в числах фотонов) определяется коэффициентом поглощения излучения накачки и отношением сечения поглощения из возбужденного состояния к сечению вынужденной фотолуминесценции на лазерной длине волны. Если длина зоны усиления и интенсивность излучения на выходе из ячейки бесконечно велики, то

$$\lim_{\alpha, \tilde{i} \rightarrow 0} \eta = \eta^{\max}. \quad (9)$$

Коэффициент  $k$  зависит от спектральных констант красителя и коэффициента поглощения накачки, однако его влияние на эффективность усилительной ячейки не столь существенно, т. к. оно всегда может быть скомпенсировано изменением геометрического фактора  $\alpha$ .

Теперь, когда смысл коэффициентов в формуле (7) понятен, определим границы, в которых они могут меняться. Зависимости доли энергии  $e$ , поглощенной активной зоной, и неоднородности распределения интенсивности накачки  $\rho$  от параметра  $\chi$  показаны на рис.3. Видно, что с увеличением  $\chi$  поглощение быстро возрастает, что приводит к увеличению КПД, однако неоднородность распределения излучения накачки также увели-

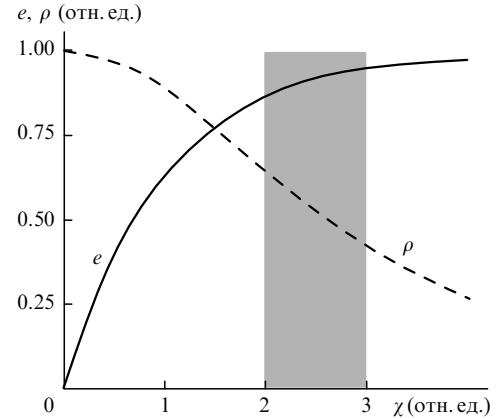


Рис.3. Коэффициент поглощения накачки  $e$  и неоднородность распределения интенсивности накачки по поперечному сечению усилительной ячейки  $\rho$  в зависимости от параметра  $\chi$ . Область оптимальных  $\chi$  заштрихована.

чивается. Невозможность одновременного выполнения требований максимальной утилизации излучения накачки и высокой однородности его распределения является основным недостатком поперечной геометрии накачки. С нашей точки зрения, оптимальным является выбор  $\chi$  в пределах 2–3, что обеспечивает поглощение 85–95% энергии накачки при приемлемой неоднородности  $\rho \approx 0.5$ . Далее в статье мы всегда будем использовать  $\chi = 2.5$ .

Еще одним важнейшим фактором, ограничивающим эффективность усилительной ячейки, является параметр  $\tilde{i}$ , который определяется предельно допустимой интенсивностью излучения. Известно, например, что кварц выдерживает интенсивность излучения до  $10^9$  Вт/см<sup>2</sup>. Однако на границе твердого тела и раствора красителя эта величина значительно ниже вследствие светоиндуцированной диссоциации молекул активной среды на поверхности. Таким образом, предельно допустимая интенсивность излучения зависит от типа красителя и растворителя, а также материала, из которого изготовлены окна усилительной ячейки, и может быть определена только экспериментально.

В работе [8] в качестве верхнего предела интенсивности используется значение 20 МВт/см<sup>2</sup>, однако авторы работы [9] ориентируются на интенсивность 6 МВт/см<sup>2</sup>. Возможно, такой выбор был связан с требованием уменьшения скорости фотодеградации красителя. Единственным свободным в рамках сделанных приближений параметром в формуле (7) остается форм-фактор усилительной ячейки  $\alpha$ . Однако понятно, что увеличение длины ячейки может привести к потерям вследствие дифракционной расходимости лазерного пучка.

### 3. Оптимизация усилительной системы, состоящей из нескольких ячеек

На основе построенной модели усилителя с поперечной накачкой проведем оптимизацию каскадной усилительной системы. Сформулируем задачу следующим образом: при заданных мощности лазерного излучения на входе в усилительную систему  $P_L^{\text{in}}$ , коэффициенте усиления  $G$ , числе ячеек  $N$  и типе красителя необходимо определить такие геометрические размеры  $A_i$  и  $a_i$ , концентрацию красителя  $n_i$  и мощность накачки  $P_{p_i}$  для  $i$ -й ячейки каскада, при которых достигается максимальная эффективность усилительной системы. Поскольку эффек-

тивность усилителя формально связана с мощностью накачки (см. (8)), вместо максимума эффективности будем искать минимум мощности накачки, т. к. в этом случае выкладки приобретают более простой вид.

С учетом соотношений (7), (8), полученных для одиночной ячейки, выпишем уравнения, связывающие параметры усилительного каскада:

$$P_{pi} = \frac{P_{Li} \tilde{i} g_i \ln g_i + g_i - 1}{\eta_i^{\max} (1 - \alpha_i k_i \ln g_i)}, \tag{10}$$

$$P_{L0} = P_L^{\text{in}}, \quad P_{Li+1} = g_i P_{Li}, \quad G = g_0 g_1 \dots g_N.$$

Вполне оправданным с практической точки зрения является такой выбор соотношения между концентрацией красителя и поперечным размером усилительных ячеек, при котором профили распределения интенсивности накачки на всех ступенях каскада подобны друг другу. Из этого условия и соотношений (5), (6), (8) следует, что параметры  $\eta_i^{\max}$  и  $k_i$  для всех ячеек должны совпадать.

Предельно допустимая интенсивность излучения является одним из критических параметров усилительной системы. Для того чтобы все ступени усилительной системы испытывали одинаковую лучевую нагрузку, потребуем, чтобы максимальные интенсивности лазерного излучения  $L_{Li}^{\max}$  на выходе из каждой ячейки были одинаковыми, что означает равенство параметров  $\tilde{i}_i$ . Анализ отдельной усилительной ступени показал, что если усиление спонтанного излучения и дифракционные эффекты не учитываются, то КПД ячейки монотонно возрастает с увеличением ее длины. При исследовании усилительного каскада выберем длины ячеек так, чтобы их эффективности отличались от максимальной (при заданном усилении и интенсивности) на один и тот же коэффициент  $\zeta$  (в дальнейшем будем использовать  $\zeta = 0.9$ ).

Введенные условия позволяют связать концентрации красителя и размеры ячейки с коэффициентами усиления ячеек:

$$\chi_i = \sigma_p n_i a_i = \chi = \text{const}, \tag{11a}$$

$$i_{Li}^{\max} = g_0 g_1 \dots g_i \frac{P_{L0}}{a_i^2} = i_L^{\max} = \text{const}, \tag{11б}$$

$$\zeta_i = 1 - \alpha_i k_i \ln g_i = \zeta = \text{const}. \tag{11в}$$

Из (11a), (11б) и (11в) соответственно следует, что  $\eta_i^{\max} = \eta^{\max} = \text{const}$  и  $k_i = k = \text{const}$ ;  $\tilde{i}_i = \tilde{i} = \text{const}$ ;  $\alpha_i = (1 - \zeta) / k \ln g_i$ . С учетом этого подстановка (11) в уравнения (10) дает

$$P_{pi} = \frac{P_{L0}}{\zeta \eta^{\max}} g_0 \dots g_{i-1} (\tilde{i} g_i \ln g_i + g_i - 1), \tag{12}$$

$$G = g_0 g_1 \dots g_N.$$

Таким образом, неизвестным остается только набор коэффициентов усиления ячеек  $g_i$ , определив которые можно вычислить остальные характеристики каскада.

Наиболее распространенным способом оптимизации каскада является условие равномерного распределения усиления между ячейками:

$$g_0 = g_1 = \dots = g_N = G^{1/(N+1)}. \tag{13}$$

В этом случае усиление во всех ячейках протекает одинаково; ячейки имеют равные эффективности, совпадаю-

щие с эффективностью каскада в целом. Это означает, что использование критерия (13) дает возможность оценивать характеристики усилительного каскада, анализируя одиночную усилительную ячейку (в нашем случае, используя соотношения (7), (8)). Такой подход (в дальнейшем будем называть его стандартным) прост, интуитивно понятен и позволяет без затруднений проводить масштабирование усилительной системы.

Для того чтобы проверить, является ли стандартный способ разбиения каскада на ячейки наилучшим также и с точки зрения КПД усилительной системы, проведем ее формальное математическое исследование. Из (12) получим выражение для полной мощности накачки  $(N + 1)$ -ступенчатой усилительной системы:

$$P_p^{\text{tot}} = P_{L0} \frac{\tilde{i}}{\zeta \eta^{\max}} \left[ \frac{G - 1}{\tilde{i}} + G \ln G + (g_0 - G) \ln g_0 + (g_0 g_1 - G) \ln g_1 + \dots + (g_0 \dots g_{N-1} - G) \ln g_{N-1} \right]. \tag{14}$$

Будем рассматривать  $P_p^{\text{tot}}$  как функцию  $N$  переменных  $g_0, g_1, \dots, g_{N-1}$ . Как известно, необходимым условием существования экстремума функции является одновременное равенство нулю ее первых частных производных. После приравнивания производных нулю и несложных преобразований приходим к системе уравнений, которой должны удовлетворять коэффициенты усиления ячеек каскада с максимальной эффективностью:

$$\begin{aligned} g_1 &= \ln g_0 + 1, \\ g_2 &= \ln g_1 + 1, \\ &\dots \dots \dots \\ g_N &= \ln g_{N-1} + 1, \\ G &= g_0 g_1 \dots g_N. \end{aligned} \tag{15}$$

На рис.4 показано распределение коэффициента усиления по ступеням для оптимизированного и стандартного каскадов с усилением  $G = 10^4$ . Зависимости построены для 2-, 3-, 4- и 5-ступенчатых каскадов. Легко видеть, что в оптимизированной системе коэффициент усиления распределен по ячейкам весьма неравномерно. Коэффи-

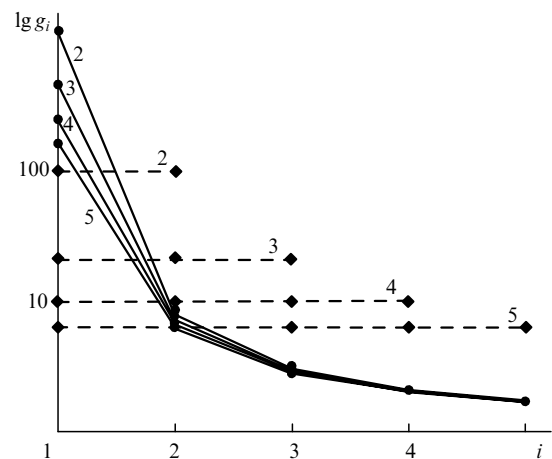


Рис.4. Распределение коэффициента усиления между усилительными ячейками для оптимизированной (сплошные линии) и стандартной (штриховые линии) систем; цифры у кривых – общее число ячеек в каскаде.

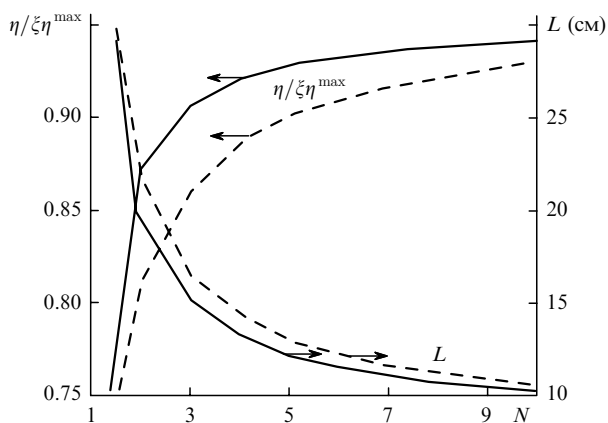


Рис.5. Эффективность  $\eta/\xi\eta^{\max}$  и длина  $L$  усилительного каскада в зависимости от числа ячеек  $N$  для оптимизированной (сплошные линии) и стандартной (штриховые линии) систем.

коэффициент усиления первой ячейки в оптимизированной системе всегда значительно больше, чем в стандартной, а коэффициенты усиления последующих ячеек – меньше. Таким образом, в оптимизированном каскаде первая ячейка работает в «перекачанном» режиме со сравнительно низким КПД, а остальные ячейки – в режиме насыщения и с высокой эффективностью.

Теперь рассмотрим, как оптимизация каскада влияет на его важнейшие с практической точки зрения характеристики – общие эффективность и длину. На рис.5 показаны зависимости этих параметров от числа ступеней для каскада с входной средней мощностью 100 мВт (длительность импульса 10 нс, частота повторения 10 кГц), усилением  $G = 10^4$  и предельной интенсивностью  $i_L^{\max} = 10 \text{ МВт/см}^2$ . Видно, что использование оптимизированного каскада дает заметный выигрыш как в эффективности, так и в компактности усилительной системы, что позволяет либо уменьшить число ячеек, не теряя эффективности, либо увеличить эффективность, не добавляя новых ячеек.

Для того чтобы оценить точность, с которой предлагаемая упрощенная модель описывает усилительный каскад, было проведено сравнение полученных выше аналитических оценок с результатами строгого численного моделирования. Точные результаты были получены путем прямого решения уравнений (1), (2), т.е. решалась нестационарная задача, учитывалось поглощение на триплетных уровнях и усиление спонтанного излучения. Кроме того, в расчет принималось распределение частиц по подуровням внутри электронных полос.

Параметры усилителей мы определяли, исходя как из стандартного (13), так и из оптимального (15) критериев разбиения каскада на ячейки. Зависимости эффективности каскадов от числа ступеней показаны на рис.6. В расчетах использовались те же параметры каскада, что и для рис.5. Как и следовало ожидать, идеализированная

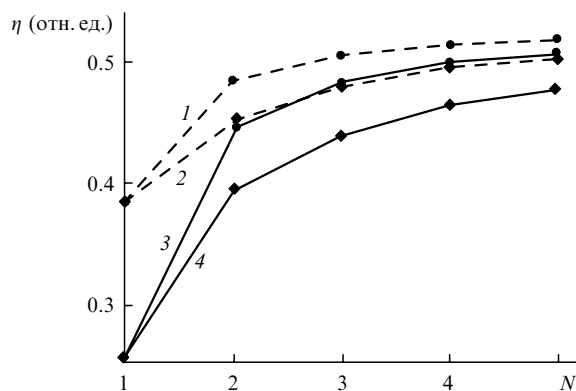


Рис.6. Эффективность  $\eta$  усилительного каскада в зависимости от числа ячеек  $N$  для упрощенной модели (1, 2) и строгого численного расчета (3, 4) при оптимальном (1, 3) и стандартном (2, 4) разбиении каскада на ячейки.

модель усилительной ячейки дает завышенную оценку, однако характеры приближенной и точной зависимостей совпадают. Более того, использование строгой математической модели делает преимущества предлагаемого метода оптимизации каскада более заметными.

#### 4. Заключение

Использование предложенной концепции оптимизации многоступенчатых усилительных систем на красителе с поперечной накачкой показало, что оптимизация распределения интенсивности накачки между каскадами значительно улучшает характеристики усилительной системы. Полученные аналитические выражения позволяют рассчитать параметры усилительных ячеек, входящих в систему. Сравнение результатов теоретического исследования с результатами строгих численных расчетов подтверждает корректность использованных приближений.

Авторы выражают благодарность сотрудникам Лаборатории атомной спектроскопии ИОФ РАН за полезные дискуссии и поддержку настоящей работы.

1. Мишин В.А. *Труды II Всерос. конф. «Физико-химические процессы при селекциии атомов и молекул»* (Звенигород, 1997, с.12–20).
2. Батенин В.М., Бучанов В.В., Казарян М.А., Климовских И.И., Молодых Э.И. *Лазеры на самоограниченных переходах атомов металлов* (М., Научная книга, 1998).
3. Sahar E., Treves D. *IEEE J.Quantum Electron.*, **13**, 962 (1977).
4. Dasgupta K., Nair L.G. *IEEE J.Quantum Electron.*, **26**, 189 (1990).
5. Hargrove R.S., Kan T. *IEEE J.Quantum Electron.*, **16**, 1108 (1980).
6. Haag G., Munz M., Marowsky G. *IEEE J.Quantum Electron.*, **19**, 1149 (1983).
7. Sugiyama A., Nakayama T., Kato M., Maruyama Y. *Appl.Optics*, **36**, 5849 (1997).
8. Duarte F.J. (Ed.) *High-power dye lasers* (Springer Series in Optical Sciences, v.65) (Berlin, Heidelberg, Springer-Verlag, 1991).
9. Takehisa K. *Appl.Optics*, **36**, 584 (1997).